

**XXIII Международная научно-техническая конференция
и школа по фотоэлектронике и приборам ночного видения**

28-30 мая 2014 г. • Москва, Россия

ТРУДЫ КОНФЕРЕНЦИИ

**Государственный научный центр Российской Федерации
Открытое акционерное общество «НПО «Орион»
Москва, 2014**

ББК 32.86
Т 78
УДК 621.383.4/5

Труды XXIII Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. – М.: ОАО «НПО «Орион», 2014 г. – 605 с. ISBN 978-5-89564-086-9

Государственный научный центр Российской Федерации ОАО «НПО «Орион» раз в 2 года проводит Международную научно-техническую конференцию по фотоэлектронике и приборам ночного видения. В конференции принимают участие специалисты отечественных и зарубежных организаций, связанных с разработкой и производством изделий фотоэлектроники, приборов ночного видения, тепловизионной техники и смежных отраслей. Данный сборник содержит пленарные, устные и стендовые доклады, представленные на XXIII конференции, состоявшейся 28-30 мая 2014 г.

Для специалистов – инженеров и научных работников, специализирующихся в области разработки и применения изделий фотоэлектроники и оптико-электронных систем, а также для преподавателей, студентов и аспирантов соответствующих специальностей вузов.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Тематика конференции.....	4
Международный программный комитет	5
Организационный комитет	6
Общая информация.....	7
Проезд на конференцию.....	8
Пленарные доклады.....	9
Устные доклады	41
Стендовые доклады	261
Авторский указатель.....	590
Правила для авторов по оформлению рукописей статей, предлагаемых к публикации в журнале «Успехи прикладной физики»	596
Правила для авторов по оформлению рукописей статей, предлагаемых к публикации в журнале «Прикладная физика» .	600

XXIII Международная научно-техническая конференция и школа по фотоэлектронике и приборам ночного видения организована:

*Государственным научным центром Российской Федерации
Открытым акционерным обществом «НПО «Орион»*

и проводится при поддержке:

Министерства промышленности и торговли РФ;

Министерства образования и науки РФ;

Государственной корпорации «Ростехнологии»;

ОАО «Швабе»;

Российской академии наук;

Российского фонда фундаментальных исследований;

Правительства г. Москвы;

Оптического общества им. Д.С. Рождественского

Тематика конференции:

- полупроводниковые и тепловые приёмники излучения, формирователи сигналов изображения;
- методы обработки сигнала;
- техника тепловидения и ночного видения;
- новые направления и последние достижения в фотоэлектронике;
- микроэлектроника для фотоприёмных устройств, в том числе криогенная;
- новые технологии и материалы в фотоэлектронике;
- метрология приема оптического излучения;
- микрокриогенная техника;
- фотоприемники УФ диапазона;
- многоспектральные приемники излучения;
- программное обеспечение для фотоэлектроники и оптики.

**Международный программный комитет
XXIII Международной научно-технической конференции
по фотоэлектронике и приборам ночного видения**

Председатель – Филачев А.М., ОАО «НПО «Орион», Россия

Заместители председателя:

Бурлаков И.Д., ОАО «НПО «Орион», Россия

Дирочка А.И., ОАО «НПО «Орион», Россия

Ученый секретарь – Яковлева Н.И., ОАО «НПО «Орион», Россия

Члены комитета:

Асеев А.Л. – СО РАН

Белоусов Ю.И. – ОАО «Корпорация «Комета», Россия

Бугаев А.С. – МФТИ, Россия

Быков В.А. – ФГУП «НИИ ФП», Россия

Гуляев Ю.В. – ИРЭ РАН

Иванов В.П. – ОАО «НПО «ГИПО», Россия

Карпов В.В. – ОАО «Швабе-Фотосистемы», Россия

Крохин О.Н. – ФИ РАН

Крутиков В.Н. – ФГУП «ВНИИОФИ», Россия

Кудрявцев Н.Н. – МФТИ, Россия

Lanfrey David Billon – Sofradir, Франция

Латышев А.В. – ИФП СО РАН им. А.В. Ржанова

Мармалюк А.А. – ОАО «НИИ «Полюс», Россия

Пожела Ю.К. – ИФП, Литва

Пономаренко В.П. – ОАО «НПО «Орион», Россия

Попов С.В. – ОАО «Швабе», Россия

Пустовойт В.И. – НТЦ уникального приборостроения РАН

Рыжий В.И. – Tohoku University, Япония

Rogalski Antoni – WAT, Польша

Соломенин Е.А. – ЦНИИ МО РФ

Салаев Э.Ю. – Институт физики, Азербайджан

Сигов А.С. – МИРЭА, Россия

Сизов Ф.Ф. – ИФП НАНУ, Украина

Солдатенков В.А. – ОАО «НПО «Геофизика-НВ», Россия

Средин В.Г. – Академия РВСН им. Петра Великого

Степанов Р.М. – ЦНИИ «Электрон», Россия

Тарасов А.П. – ОАО «Красногорский завод» им. С.А. Зверева

Тарасов В.В. – ОАО «ЦНИИ «Циклон», Россия

Яковлев Ю.П. – ФТИ РАН им. А.Ф. Иоффе

Якушенков Ю.Г. – МИИГАиК, Россия

Организационный комитет

Председатель – Филачев А.М., ОАО «НПО «Орион»

Заместители председателя:

Корнеева М.Д., ОАО «НПО «Орион»

Гринченко Л.Я., ОАО «НПО «Орион»

Ответственный секретарь – Романишина М.И., ОАО «НПО «Орион»

Члены комитета:

Ахменеев А.Д. – ГК «Ростехнологии»

Волков К.А. – ОАО «НПО «Орион»

Криволапова М.А. – Правительство г. Москвы

Куликов А.В. – Минпромторг РФ

Проскурин В.М. – ОАО «НПО «Орион»

Ракович Н.С. – ОАО «Швабе»

Токарев А.М. – ОАО «НПО «Орион»

Общая информация

Время и место проведения

Конференция проводится 28-30 мая 2014 г. в ОАО «НПО «Орион» по адресу: г. Москва, ул. Косинская, д. 9, корпус 2Г (вблизи станции метро «Выхино»).

Регистрация

Начало регистрации участников, выдача материалов конференции и отметка командировочных удостоверений 28 мая 2014 г. с 8.30.

Открытие конференции 28 мая 2014 г. в 10.00

Организационный взнос

Регистрационный взнос, включающий участие в научной программе, издание Трудов конференции, будет составлять: для зарубежных участников – **150 EUR**, для участников из России и стран СНГ – **2500 руб.**, для докладчиков – **1200 руб.**, для студентов и аспирантов – **800 руб.** Взнос может быть оплачен при регистрации.

Стендовые доклады вывешиваются с 12.30 до 19.00 в фойе 2-го этажа

Участникам школы по фотоэлектронике рекомендуется посещение всех пленарных докладов, устных и стендовых докладов по направлениям.

Труды конференции публикуются в авторской редакции.

Желающие опубликовать свои доклады в журнале «Успехи прикладной физики» и «Прикладная физика» могут передать материалы для публикации в программный комитет во время проведения конференции или прислать их в срок до 1 августа 2014 г. в ОАО «НПО «Орион».

Материалы для публикации должны быть оформлены в соответствии с правилами журнала «Успехи прикладной физики» (см. стр. 596) и «Прикладная физика» (см. стр. 600).

Проезд на конференцию:

Общественным транспортом:

Метро «Выхино», первый вагон от центра, выход на ул. Косинская.

(или ж/д станция «Выхино», выход к улицам Красный Казанец, Вешняковская, Косинская)

Идти вдоль ул. Косинская мимо перехватывающей автостоянки до развилки ул. Косинская с трассой «Вешняки-Люберцы».

Перейти трассу «Вешняки-Люберцы» и идти вдоль забора в сторону эстакады мимо здания Мосводоканала. Напротив здания ОАО «НПО «Орион» металлическая калитка.

На автомобиле:

Заезд на автостоянку ОАО «НПО «Орион» возможен только с ул. Косинская или с трассы «Вешняки-Люберцы».

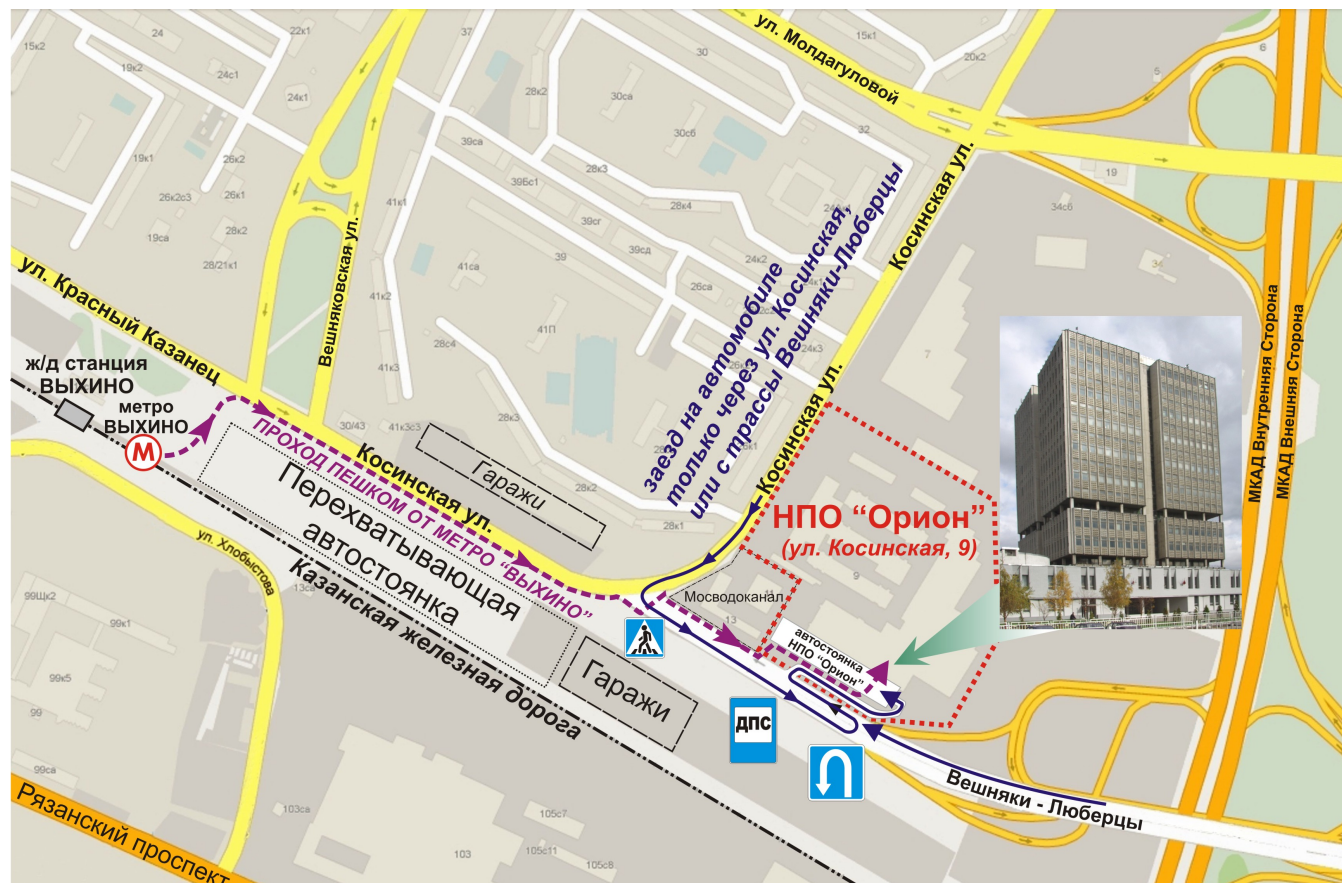
При заезде с ул. Косинская – свернуть ул. Косинская на трассу «Вешняки-Люберцы», проехать мимо поста ДПС до знака разворота, развернуться, перестроиться в правый ряд, через несколько метров свернуть направо на подъездную дорогу к автостоянке ОАО «НПО «Орион».

При заезде с трассы «Вешняки-Люберцы»: после проезда под МКАД перестроиться в правый ряд, примерно через 400 метров свернуть направо на подъездную дорогу к автостоянке ОАО «НПО «Орион».

111538, Москва, ул. Косинская, дом 9

Тел.: +7 (499)-374-81-51, +7 (499)-374-81-20

Факс: +7 (499)-373-68-62



ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ

П01 Л.Н. Курбатов и фотоэлектроника

Дирочка А.И.^{1,2}, Филадчев А.М.¹

¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

²МФТИ (Государственный университет), Долгопрудный, Россия

Леонид Николаевич Курбатов - крупный советский физик, внесший большой вклад в развитие полупроводниковой фотоэлектроники в Советском Союзе. В частности он был инициатором проведения научно-технических конференций по фотоэлектронике в СССР. Нынешняя конференция 23-я в этом ряду и Леонид Николаевич принимал в них активнейшее, а затем почётное участие вплоть до последних дней жизни (2004 г.).

Л.Н. Курбатов родился в г. Скобелеве в 1913 году (ныне г. Фергана, Республика Узбекистан) в семье русских интеллигентов. Его отец Николай Иванович Курбатов выпускник Московского сельскохозяйственного института (ныне Московская сельскохозяйственная академия им. К.А. Тимирязева); мать Юлия Алексеевна, урождённая Скворцова, окончила Санкт-Петербургский Женский медицинский институт (единственный тогда в России медицинский ВУЗ, куда принимали женщин). Весной 1911 года молодожены уехали на работу в Туркестан, далекую южную окраину Российской Империи, где Николай Иванович получил должность главного агронома Ферганской области, а Юлия Алексеевна - кишлачного врача селения Исфара. Здесь и родился их первенец Леонид.

Школьные годы Л.Н. Курбатова прошли в Ташкенте. После окончания средней школы, в 16 лет он поступает на химический факультет Среднеазиатского государственного университета в Ташкенте. В это время его отец был послан в полугодичную командировку в США для изучения передового опыта выращивания хлопка. По возвращению в Россию по ложному доносу Николай Иванович был осужден на 10 лет исправительно-трудовых лагерей как «контрреволюционер-вредитель». (Находясь в заключении, он выполнял работу инспектора хлопковых совхозов Среднеазиатских исправительно-трудовых лагерей ОГПУ).

Такие события не могли не сказаться на судьбе студента Леонида Курбатова. Как сына «врага народа» его исключают из университета. Он поступает на работу лаборантом в трест «СредАзГеоразведка». С огромным трудом матери Л.Н. Курбатова (в то время ведущему врачу-онкологу Ташкента и очень активному человеку) удалось добиться восстановления сына в университете.

В 1932 г. Л.Н. Курбатов принимает решение поступить в знаменитый Ленинградский Физмех - институт нового типа, организованный в 1919 г. академиком А.Ф. Иоффе на базе Политехнического института (теперь Санкт-Петербургский технический университет), который готовил инженеров-физиков для научно-исследовательских институтов и заводских лаборатории. Леонид Николаевич оканчивает институт в 1936 г. по специальности химическая физика, созданной на факультете академиком Н.Н. Семеновым.

Сразу же после окончания института он поступает в аспирантуру Ленинградского университета.

Еще студентом Курбатов начал научную работу в области фотохимии и оптики адсорбированных веществ в Физическом институте Ленинградского государственного университета под руководством академика А.Н. Теренина, который стал его научным руководителем в аспирантуре Ленинградского государственного университета.

Таким образом, Леониду Николаевичу посчастливилось тесно соприкоснуться с учёными двух научных школ, которыми в довоенные годы славился физический

Ленинград: школы химической физики, неразрывно связанной с именем Н.Н. Семенова, и школы физической оптики, возглавляемой академиком Д.С. Рождественским.

В 1939 г. Леонид Николаевич защитил кандидатскую диссертацию «Спектральные исследования паров йода» и был назначен заведующим кафедрой физики Псковского пединститута.

Возможностей для занятия экспериментальной научной деятельностью в пединституте практически не было, и Л.Н. Курбатов стал работать вахтенным методом - неделю в Пскове, неделю в Ленинграде. Поэтому, как только в начале 1941 г. в Ленинграде была организована Военно-морская медицинская академия (ВММА), он подаёт на конкурс на должность доцента кафедры физики.

Актуальные задачи исследований в военные годы были далеки от академической науки. В Военно-морской медицинской академии Леонид Николаевич выполняет работу о кинетике насыщения крови вдыхаемыми газами, применительно к кессонной болезни, решает прикладную задачу оптимизации трансформатора в устройстве типа электрошоковой дубинки. Тем не менее, основным увлечением остаётся адсорбция, и молодой учёный находит возможность изготовления и исследования аэрогеля кремнезёма в ВММА с целью использования его для улучшения атмосферы в артиллерийских башнях во время стрельбы на кораблях военно-морского флота.

Уже работая в Научно-исследовательском институте прикладной физики МОП, Леонид Николаевич вспоминал, что большое желание создать эффективную систему поражения самолётов противника возникло у него под бомбежкой фашистских самолётов при переходе через Ладожское озеро при перемещении ВММА в город Киров.

В послевоенные годы Леонид Николаевич продолжил спектральные исследования адсорбции. К числу наиболее интересных результатов, полученных в этот период, относятся исследования ИК спектров поверхностных групп гидроксила, являющихся активными центрами силикатных адсорбентов и катализаторов, а также исследования диэлектрических свойств адсорбированных веществ. Л.Н. Курбатов был пионером исследования катодолюминесценции аэрогеля, эти работы легли в основу защищенной в 1955 г. докторской диссертации.

С 1956 г. Леонид Николаевич начал работать в Государственном оптическом институте им. С.И. Вавилова (ГОИ). С этого времени основными научными интересами стали физика и техника полупроводников и прежде всего полупроводниковая фотоэлектроника.

Работы по фотоэлектрическим свойствам плёнок сульфида свинца, проведенные Л.Н. Курбатовым в ГОИ им. С.И. Вавилова, сыграли важную роль при назначении его в 1959 году заместителем директора - научным руководителем НИИ-801 Миноборонпрома СССР, занимавшегося разработкой фотоэлектронных приборов.

Леонид Николаевич внёс большой вклад в создание промышленной технологии изготовления слоев сульфида свинца для фотоприёмников космического мониторинга. При его непосредственном участии разработано более 10 типов фотоприёмников и фотоприёмных устройств различного назначения.

С начала 60-х годов он интенсивно включается в работы по квантовой электронике - газовым и полупроводниковым лазерам, люминесценции и т.д.

Л.Н. Курбатов как учёный-физик много сделал для развития тематики и направлений деятельности института, впоследствии НИИ прикладной физики Миноборонпрома СССР. Благодаря Л.Н. Курбатову, институт стал широко известен в стране не только своими достижениями в области фотоэлектроники и электронной микроскопии, но и лазеров, как газовых, так и полупроводниковых, в том числе лазерных гиromетров; исследованиями катодо- и фотолюминесценции

полупроводников; исследованиями фотоэлектрических свойств материалов перспективных для оптоэлектроники.

Вот несколько направлений исследований, в которых много и плодотворно работал Л.Н. Курбатов и его ученики.

Люминесценция полупроводников. В результате проведенных исследований более чем тридцати соединений, на десяти из них был впервые получен стимулированный режим излучения в области спектра 0,3-46 мкм.

Полупроводниковые лазеры и лазерная спектроскопия. Леонид Николаевич с сотрудниками разработал один из первых инжекционных лазеров на основе арсенида галлия, работающий в непрерывном режиме, а также лазеры с электронной накачкой в виде отпаянных трубок, длинноволновые перестраиваемые ИК лазеры на халькогенидах свинца-олова. В развитие этих работ, с помощью спектрометра на перестраиваемых лазерах, исследована тонкая структура ИК спектров ряда молекул, в частности гексафторида урана, и измерен изотопический сдвиг. Были созданы имитаторы излучения мощных лазеров для метрологических целей и суперлюминесцентные диоды, получившие широкое распространение.

Леониду Николаевичу принадлежит ряд исследований по проблемам оптики слоистых кристаллов A^3B^6 . Совместно с учениками было изучено влияние анизотропии на оптические свойства слоистых полупроводников, экспериментально исследован и оценен эффект влияния экситонных поляритонов на формирование края фундаментального поглощения таких кристаллов. Выполнен ряд работ по физике и технологии гетеропереходов слоистых материалов (механические гетеропереходы), подробно исследованы фотоэлектрические свойства таких фотогетеропереходов.

Л.Н. Курбатов с сотрудниками выполнил интересные работы в области спектхронографии в полупроводниках: были исследованы с помощью катодолуминесценции быстропротекающие процессы с временным разрешением 10^{-10} с и спектральным разрешением 10^{-3} эВ.

Развиты методы фотоэмиссионной микроскопии, которые позволили с высокой точностью определить локальные свойства полупроводниковых материалов и структур на их основе, что особенно важно в микрофотоэлектронике.

Л.Н. Курбатов много сил уделял педагогической работе, которая началась в Пскове в пединституте, затем была продолжена в Ленинграде, на кафедре физики Военно-морской медицинской академии и в г. Кирове, куда академия была эвакуирована в годы войны. По возвращении из эвакуации Л.Н. Курбатов стал профессором и заведующим кафедрой общей физики Ленинградского госуниверситета им. А.А. Жданова, одного из ведущих вузов нашей страны. После переезда в Москву Леонид Николаевич создаёт и возглавляет базовую кафедру физической электроники знаменитого Московского физико-технического института при НИИ прикладной физики, в Московском физико-техническом институте читает лекции по общему курсу физики.

Многочисленные ученики Л.Н. Курбатова успешно трудятся в научных учреждениях и на промышленных предприятиях России и за рубежом. Среди них доктора наук, профессора, лауреаты различных премий, руководители крупных научных коллективов.

Л.Н. Курбатов в совершенстве владел искусством учёного-руководителя, что позволяло ему успешно выполнять сложные взаимосвязанные фундаментальные и прикладные исследования.

Леонид Николаевич умел создать атмосферу дружелюбия в возглавляемом им коллективе благодаря присущему ему чувству величайшего такта и исключительной корректности в отношениях с сотрудниками. Необычайное трудолюбие, добросовестность, высокая эрудиция - эти черты характера, особенности творческой

натуры определяли стиль его работы. Л.Н. Курбатов умел быстро, сжато, просто и точно определить суть поставленной задачи, наметить пути решения. Это помогало успешно разрабатывать стратегию научного поиска и добиваться получения искомых результатов.

Л.Н. Курбатов проявлял интерес ко всему новому. Страсть ко всему новому выходила далеко за пределы профессиональных занятий (физика, химия, другие естественные науки), и охватывала вопросы литературы, истории, искусства.

Леонид Николаевич старался вовлекать в сложную научно-техническую деятельность организации и предприятия из периферийных областей страны. Он принимал активное участие в организации филиала института в г. Баку, проблемных лабораторий в гг. Киеве и Черновцах, завода «Кварц» в г. Черновцы.

Леонид Николаевич любил горы и путешествия. Первые горные походы его начались в школьном возрасте по вершинам и ущельям Чимганского хребта, когда он жил в Ташкенте. Позже, в 20-х годах, были горы Западного Кавказа. И даже в 60-летнем возрасте он путешествует по горам Тянь-Шаня и Центрального Кавказа. Будучи страстным фотолюбителем, Леонид Николаевич составил целые серии фотоотчётов о величественной природе и красоте гор.

Заслуги Л.Н. Курбатова в развитии советской прикладной физики, подготовке высококвалифицированных специалистов получили широкое признание. Он был награжден орденом Ленина, орденом Октябрьской Революции, двумя орденами Трудового Красного Знамени и медалями. В 1970 и 1985 гг. Л.Н. Курбатову в составе коллектива авторов была присуждена Государственная премия СССР; в 1972 г. он был избран членом-корреспондентом Академии Наук СССР по специальности «техническая физика». Леонид Николаевич был членом Бюро Отделения общей физики и астрономии АН СССР, заместителем председателя Совета по физике и химии полупроводников АН СССР, председателем секции «Узкозонные полупроводники», руководителем секции Межведомственного совета по квантовой электронике, главным редактором журнала «Вопросы оборонной техники» (серия 11), членом редколлегии журналов «Физика и техника полупроводников» и «Квантовая электроника».

Леонид Николаевич Курбатов - человек, продолживший своей многосторонней, многогранной деятельностью, в том числе в области фотоэлектроники, лучшие традиции советской физической школы, сочетал в себе качества крупного ученого, талантливого организатора и педагога.

П02 Современные тенденции создания приборов регистрации оптического излучения

Бурлаков И.Д.^{1,3}, Филачев А.М.¹, Пономаренко В.П.^{1,2}

¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

²МФТИ (Государственный университет), Долгопрудный, Россия

³МГТУ МИРЭА., Москва, Россия

Рассмотрены основные направления развития современных технологий фотосенсорики и полупроводниковых материалов, фоточувствительных в инфракрасных областях спектра, отвечающих основным «окнам прозрачности» земной атмосферы 1-2,5 мкм, 3-5 мкм и 8-14 мкм, а также в ультрафиолетовом диапазоне. В 2014 году исполняется 55 лет с момента открытия важнейшего для этой области науки и технологий материала - твердых растворов теллурида кадмия ртути (КРТ), совершившего технический переворот в создании фотоприемных устройств для всей инфракрасной области спектра и положившего начало таких стратегически значимых отраслей оптоэлектроники, как современные тепловидение, тепlopеленгация, лазерная локация и др. Состояние с фоточувствительными материалами и их качеством в России

различно. Наиболее отработанной является технология монокристаллического антимолида индия (область спектра 3-5 мкм), кремния и германия. Тройные твердые растворы HgC dTe, InGaAs и AlGaN проходят стадию отработки промышленной технологии и освоения в производстве. Наиболее остро стоит вопрос с созданием бездефектного КРТ для области спектра 8-12 мкм, включая сверхдлинноволновый диапазон до 16 мкм.

В последнее десятилетие в фото- и оптоэлектронике достаточно отчетливо наметился целый ряд новых направлений и тенденций. В основном они связаны с созданием новых методов регистрации сверхслабых оптических сигналов, работами по быстродействующим и многоспектральным системам, инфракрасному 3D -видению, «высокотемпературным» приемникам и некоторые другие. В последнее время начали реализовываться идеи использования метаматериалов и нанотехнологий, осваивается терагерцовый диапазон, гипер- и ультраспектральная селекция, что вместе с «традиционным» тепловидением необычайно широко раздвигает границы и возможности оптико-электронного приборостроения. К таким направлениям относятся:

- формирователи тепловизионных изображений, в том числе с использованием многоспектральных фотоприемных устройств, позволяющие использовать законченные фотоприемные модули, формирующие на выходе тепловое изображение в стандартном телевизионном формате. Модуль формирования тепловизионного видеосигнала (МФТВ) на основе антимолида индия формата 320×256 элементов с шагом 30 мкм при относительном отверстии объектива 1:4 обеспечивает эквивалентную шуму разность температур (ЭШРТ) не более 25 мК. Разработаны образцы МФТВ формата 640×512 с шагом 15 мкм, ЭШРТ при относительном отверстии объектива 1:3 составляет менее 20 мК, разрабатываются мегапиксельные МФТВ;

- твердотельная фотоэлектроника на основе твердых растворов In As-GaAs, InSb-GaSb и др. для области спектра 1÷2 и 1÷3 мкм. Матрицы на основе этих соединений позволяют создать твердотельные аналоги вакуумных электронно-оптических преобразователей со спектральной чувствительностью «продвинутой» в область максимума светимости ночного неба (~ 1,8 мкм), повышая контраст изображения и снижая влияние атмосферной дымки и т.д. Спектральная чувствительность разработанного фотоэлектронного модуля на основе InGaAs формата 320×256 элементов с шагом 30 мкм «продвинута» в видимую область спектра за счет утоньшения подложки. При комнатной температуре темновой ток фотодиодных элементов в среднем составляет 0,34 пА, а при термоэлектрическом охлаждении не превышает 7 фА, обеспечивая обнаружительную способность более 10^{13} см·Вт⁻¹·Гц^{1/2};

- фотоэлектроника на основе лавинных матричных фотодиодов из КРТ и InAs-GaAs, позволяющая при работе в активно-импульсном режиме 3D- видения получать информацию не только о спектральной яркости элементарного фрагмента изображения, но и информацию о расстоянии до него. В первых образцах матричных фотодиодных элементов на основе InGa As-структур получены коэффициенты лавинного умножения более 10;

- ультрафиолетовая твердотельная фотоэлектроника направлена на разработку матричных ФПУ, в том числе на основе твердых растворов AlN-GaN. Такие матрицы по своим пороговым характеристикам становятся конкурентоспособными с фотоэлектронными умножителями и электронно-оптическими преобразователями. Разработаны матричные ФПУ на основе AlGaN с чувствительностью как в «солнечно-слепом» 260-285 нм, так и «видимо-слепом» диапазоне 280-340 нм;

- многоспектральная фотоэлектроника, повышающая вероятность обнаружения объектов, позволяет также преодолеть эффект нулевого радиационного контраста объекта, который приводит к принципиальной неразличимости однодиапазонным прибором. Многоспектральные сканирующие системы мониторинга земной атмосферы

отечественных геостационарных гидрометеорологических комплексов выполнены на основе разработанных многорядных матричных ФПУ формата 2×96 и 4×288 элементов с различными диапазонами чувствительности в спектральной области от 3, 5 до 12,5 мкм;

- разработка полупроводниковых структур для создания охлаждаемых фотоприемников с повышенной рабочей температурой по сравнению с «азотной», направленная на оптимизацию их весогабаритных параметров и снижение потребляемой на охлаждение мощности;

- сверхпротяженные фотоприемные устройства на основе стыкуемых ВЗН-модулей (с числом каналов более 6000 и числом стадий накопления 10-12) и крупноформатных матриц (до 6000×6000 элементов) ближнего, среднего и дальнего ИК-диапазонов спектра актуальны для космических применений.

П03 Унифицированный ряд современных ФПУ разработки и производства ОАО «ЦНИИ «Электрон» для видимого, ультрафиолетового и ближнего инфракрасного диапазонов длин волн

Алымов О.В., Васильев И.С., Минкин В.А., Татаурщиков С.С.

ОАО «ЦНИИ «Электрон», Санкт-Петербург, Россия

Введение

В настоящее время ОАО «ЦНИИ «Электрон» принимает участие в выполнении ФЦП¹ по разработке современных фотоприемных устройств (ФПУ), отличающихся предельными физическими параметрами, прежде всего чувствительностью, разрешающей способностью и низким уровнем шума для заданных спектральных диапазонов. В 2013 году ОАО «ЦНИИ «Электрон» успешно завершил выполнение двух ОКР²: «Разработка унифицированного ряда ФПУ на базе крупноформатных фоточувствительных приборов с переносом заряда (ФППЗ) для видимого, ультрафиолетового и ближнего инфракрасного диапазонов длин волн для систем ДЗЗ³», шифр «Фотик-3» и «Разработка унифицированного ряда модулей перспективных каналов ультрафиолетового диапазона спектра для оптико-электронных систем», шифр «Фотик-4». Данные работы закрывают два наиболее перспективных направления развития современной фотоэлектроники:

- ФПУ на базе крупноформатных утоненных ФППЗ, освещаемых со стороны подложки, с квантовой эффективностью в максимуме спектрального диапазона превышающей 80%;

- ФПУ на базе сочленённых устройств ЭОП + ФППЗ с возможностью считывания однофотонных сигналов в диапазоне спектральной чувствительности, определяемом материалом фотокатода электронно-оптического преобразователя (ЭОПа).

ФПУ «Фотик-3» на базе крупноформатных ФППЗ

В настоящее время ФПУ на крупноформатных утоненных ФППЗ являются самыми сложными изделиями из всех современных твердотельных фотоприемных устройств. Их применение распространяется на области, где необходимо достижение предельных физических параметров, прежде всего чувствительности и разрешающей способности, а значит дальности и точности обнаружения и определения параметров объекта.

¹ ФЦП - Федеральная Целевая Программа

² ОКР – Опытно-конструкторская разработка

³ ДЗЗ – Дистанционное зондирование Земли

Разработка унифицированного ряда ФПУ (ФПУ-1М с числом элементов ФППЗ 1536x1536 и ФПУ-2М с числом элементов ФППЗ 4096 x4096) на базе высокочувствительных утоненных ФППЗ, освещаемых с обратной стороны, проводилась в рамках государственного контракта № 11411.1000400.11.146 от 02.12.2011 г.

Целью работы являлось создание унифицированного ряда ФПУ на базе крупноформатных ФППЗ для видимого, ультрафиолетового и ближнего инфракрасного диапазонов спектра на основе высокотехнологичных фоточувствительных приборов с зарядовой связью.

ФПУ предназначены для применения в системах повышенной точности обнаружения малоразмерных объектов, а также для решения задач дистанционного зондирования Земли из космоса.

Применение предлагаемых к разработке ФПУ позволит повысить дальность обнаружения и распознавания малоразмерных объектов и улучшить точность определения их координат, а также обеспечить создание космических систем ДЗЗ с повышенными функциональными характеристиками.

Разработанный унифицированный ряд ФПУ на базе высокочувствительных утоненных ФППЗ, освещаемых с обратной стороны, ориентирован на серийное изготовление в ОАО «ЦНИИ «Электрон».

Электрические и фотоэлектрические параметры ФПУ-1М и ФПУ-2М при приемке и поставке в нормальных климатических условиях соответствуют нормам, приведенным в таблице 1.

Таблица 1. Нормы электрических и фотоэлектрических параметров ФПУ-1М и ФПУ-2М при приемке и поставке в нормальных климатических условиях.

Наименование параметра, единица измерения	Буквенное обозначение	Норма	
		не менее	не более
Напряжение насыщения, мВ Us		600	–
Заряд насыщения, тыс. эл-н	Qs	120	–
Динамический диапазон, крат D		2400	–
Квантовая эффективность в максимуме спектрального диапазона, %	QE 80		–
Относительная неравномерность выходного сигнала, %	δU	– 10	
Относительная неравномерность темнового сигнала, %	δU_d	– 2	
Темновой сигнал, мВ/с Ud		– 400	
Эффективность переноса по горизонтали, отн. ед.	TEh 0,99995		–
Эффективность переноса по вертикали, отн. ед.	TEv 0,99995		–
Число дефектных элементов, шт. N		– 2000	

ФПУ, разработанные в соответствии с РАГС.463260.001(002) ТУ, предназначены для использования в температурном диапазоне от -60 °С до +60 °С, имеют наработку на отказ не менее 50000 часов и срок сохраняемости не менее 20 лет.

В ходе работы были получены и исследованы опытные образцы ФППЗ, имеющие максимум спектральной чувствительности в различных областях спектра, в зависимости от технологии просветления и очувствления кремния. Спектральные характеристики ФППЗ с различной чувствительностью приведены на рисунках 1а и 1б.

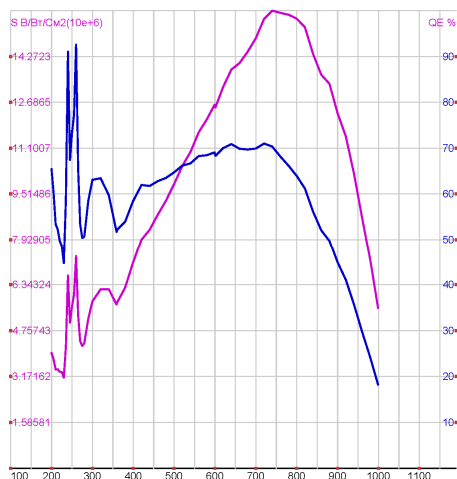


Рис. 1а. Спектральная чувствительность ФПУ-1М с повышенной чувствительностью в УФ-области спектра

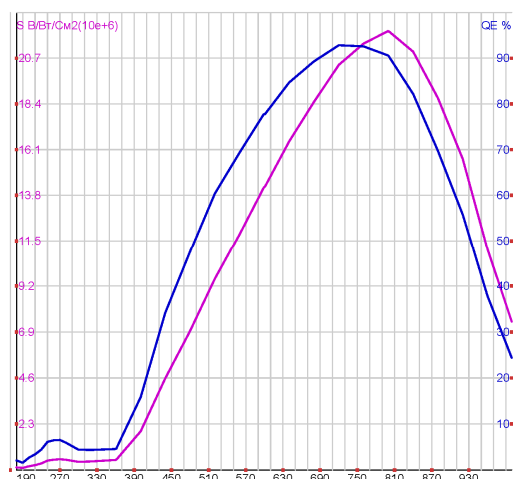


Рис. 1б. ФПУ-1М с повышенной чувствительностью в красной спектра

ФПУ «Фотик-4» на базе сочлененных ЭОП и ФПЗ

Целью работы являлась разработка двух унифицированных гибридных солнечно-слепых фотоприёмных модулей для оптико-электронных многоспектральных и автономных систем, работающих в «солнечно-слепом» участке УФ спектра излучения.

Использование «солнечно-слепого» ультрафиолетового диапазона в составе оптико-электронных систем особенно эффективно, поскольку фоновое излучение в этой спектральной области практически полностью отсутствует из-за его поглощения озоновым слоем Земли. Для решения задач обнаружения солнечно-слепой фотоприёмник должен быть способным регистрировать одиночные фотоны в «солнечно-слепом» участке УФ-диапазона и быть практически нечувствительным к видимому и инфракрасному излучению.

Разработка унифицированного ряда модулей ФПУ на базе фоточувствительного прибора с переносом заряда (ФПЗ) 768x580 (ФПУ-4П) и на базе фоточувствительного прибора с переносом заряда (ФПЗ) 1024 x1024 (ФПУ-4А) проводилась в рамках государственного контракта № 11411.1000400.11.094 от 29.11.2011 г.

Разработанные модули предназначены для применения в пассивных (модуль ФПУ-4П) и активно-импульсных (модуль ФПУ-4А) солнечно-слепых каналах перспективных оптико-электронных комплексов, а также в рамках проекта «ЕКС». Применение разработанных модулей увеличит также антитеррористическую безопасность полетов самолетов и вертолетов в современных условиях.

Основные параметры ФПУ-4П соответствуют нормам, приведенным в таблице 2.

Таблица 2. Нормы основных параметров ФПУ-4П.

Наименование параметра, единица измерения	Норма	
	не менее	не более
Пороговая облученность на длине волны 280 нм, Вт/см ²	–	5x10 ⁻¹⁰
Квантовая эффективность фотокатода приемника на длине волны 255 нм, %	20	–
Рабочий диаметр фотокатода приемника, мм 18		
Темновой ток фотокатода при температуре 25 ± 5°С, эл/сек	– 50	
Разрядность цифрового видеосигнала, бит 14		
Формат выходного изображения, пикс 768x580		
Диапазон спектральной чувствительности, нм 200		350

Основные параметры модуля ФПУ-4А соответствуют нормам, приведенным в таблице 3.

Таблица 3. Нормы основных параметров модуля ФПУ-4А.

Наименование параметра, единица измерения	Норма	
	не менее	не более
Пороговая облученность на длине волны 280 нм, Вт/см ²	–	5x10 ⁻¹⁰
Квантовая эффективность фотокатода приемника на длине волны 255 нм, %	10	–
Рабочий диаметр фотокатода приемника, мм 18		
Темновой ток фотокатода при температуре 25 ± 5°С, эл/сек	– 50	
Разрядность цифрового видеосигнала, бит 14		
Формат выходного изображения, пикс 1024x1024		
Среднеквадратичная полуширина (полная ширина на половине высоты) «однофотонной» сцинтилляции на экране ЭОП, мкм	– 100	
Длительность импульса электронного затвора, нс	– 10	
Частота следования «отпирающих» импульсов, не более, сек ⁻¹	– 500	
Диапазон спектральной чувствительности, нм 200		350

ФПУ, разработанные в соответствии с РАГС.463340.001(002) ТУ, предназначены для использования в температурном диапазоне от -40 °С до +50 °С, имеют наработку на отказ не менее 10000 часов и срок сохраняемости не менее 10 лет.

Внешний вид ФПУ-1М, ФПУ-2М и ФПУ-4П представлен на рисунках 2а, 2б, 2в.



Рис.2а. ФПУ-1М

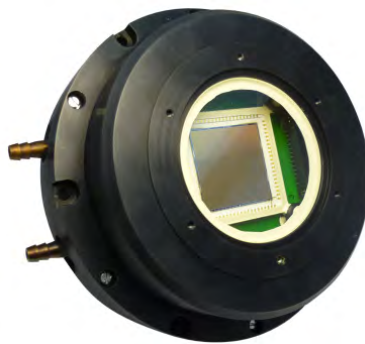


Рис.2б. ФПУ-2М



Рис.2в. ФПУ-4П

Заключение

Разработанные и освоенные в производстве ОАО «ЦНИИ «Электрон» фотоприемные устройства находятся на современном техническом уровне и позволяют Заказчикам данных изделий повысить точность своих систем при применении унифицированных высокочувствительных ФПУ.

Литература:

1. ОАО «ЦНИИ «Электрон», научно-технический отчет ОКР «Разработка унифицированного ряда ФПУ на базе крупноформатных ФППЗ для видимого, ультрафиолетового и ближнего инфракрасного диапазонов длин волн для систем ДЗЗ», шифр «Фотик-3», РАГС.463263 НТО.

2. ОАО «ЦНИИ «Электрон», научно-технический отчет ОКР «Разработка унифицированного ряда модулей перспективных каналов ультрафиолетового диапазона

спектра для оптико-электронных средств в интересах всех видов Вооруженных Сил Российской Федерации», шифр «Фотик-4», РАГС.46334ЗНТО.

ПО4 Матричные фотоприёмные устройства формата 640×512 на основе гетероструктур CdHgTe, выращенных методом МЛЭ

Брунев Д.В., Васильев В.В., Варавин В.С., Вишняков А.В., Дворецкий С.А.,
Марчишин И.В., Михайлов Н.Н., Сабина И.В., Сидоров Г.Ю., Сидоров Ю.Г.,
Якушев М.В., Латышев А.В.

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

Узкозонные полупроводниковые твердые растворы теллурида кадмия и ртути (КРТ) занимают лидирующее место для производства инфракрасных (ИК) фотоприемников (ФП). За последние 25 лет технология получения КРТ интенсивно развивалась, что позволило перейти от объемных монокристаллов небольшого диаметра к гетероэпитаксиальным структурам большой площади. Эпитаксиальные слои КРТ на подложках большого диаметра необходимы для создания матричных ИК ФП с большим числом элементов, повышения производительности производства и снижения стоимости изделий.

В ИФП СО РАН на основе гетероструктур КРТ разработаны и изготовлены матричные фотоприемные устройства (МФПУ) формата 640×512 для спектральных диапазонов 3- 5 мкм (МФПУ-С) и 8-10 мкм (МФПУ-Д). МФПУ состоит из инфракрасного фотоприемника (ИК ФП) формата 640×512, вакуумного криостатируемого корпуса (ВКК) и микрокриогенной системы (МКС).

Внешний вид МФПУ-С и МФПУ-Д представлен на рисунке 1.

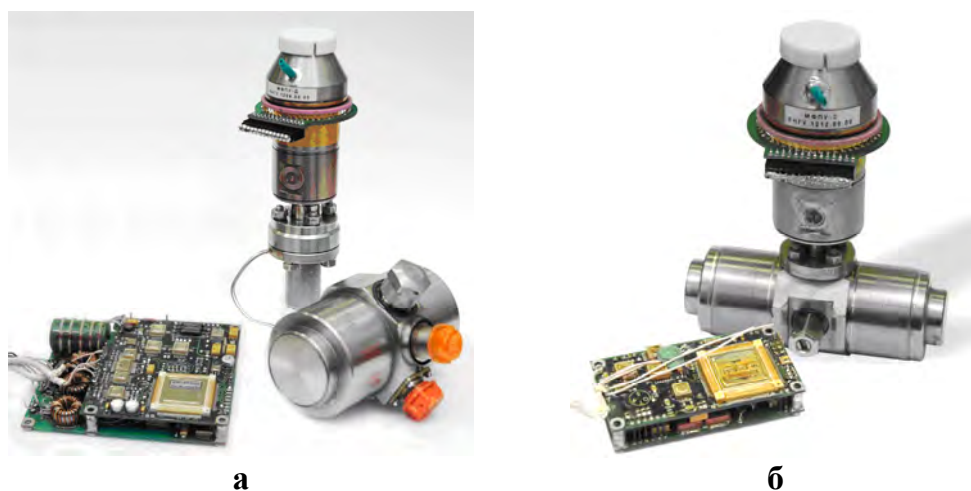


Рис. 1 МФПУ-Д (а) и МФПУ-С (б)

ИК ФП представляет собой гибридную сборку матричного фоточувствительного элемента и мультиплексора. Фоточувствительный элемент изготовлен из гетероструктур КРТ *p*-типа с помощью ионной имплантации бора. Мультиплексор обеспечивает работу с любым из трех форматов 640×512, 640×480, 512×512 фотоприемной матрицы; работу в режиме «окна» произвольного размера с произвольным расположением в матрице; режим «мгновенной фотографии» (snap shot); считывание информации в двух режимах - режим «интегрирование, затем считывание» (ITR) и режим «интегрирование во время считывания» (IWR). Мультиплексор позволяет управлять временем накопления и кадровой частотой с помощью внешнего сигнала, управлять режимами работы с помощью последовательного и параллельного интерфейсов.

Унифицированный ВКК построен с применением кольцевого металлокерамического разъема, и имеет конструкцию, обеспечивающую суммарную тепловую нагрузку на МКС с учетом тепловыделения фотоприемника не более 0,5 Вт при температуре окружающей среды +55 °С и температуре криостатирования 77 К. Охлаждаемая диафрагма обеспечивает апертурный угол 28 ×34 град. Диафрагма снабжена отрезающим оптическим фильтром с областью подавления до 3,4 мкм (МФПУ-С) и 8,0 мкм (МФПУ-Д).

В составе МФПУ применены МКС производства ООО «НТК «Криогенная техника» (г. Омск): МСМГ-0,6А-0,4/80 интегральной компоновки с рабочей температурой 90-120 К для МФПУ-С и МСМГ-1,5А-0,3/65 компоновки «Сплит-Стирлинг» с рабочей температурой 70-82 К для МФПУ-С.

Измеренные характеристики МФПУ представлены в таблице. Измерения величины NETD производилось при температурах абсолютно черного тела (АЧТ) 293 К и 302 К. Температура фона – 293 К. Частота опроса выходного сигнала составляла 5,0 МГц.

Таблица

Наименование параметра, единица измерения (режим измерения)	Измеренные значения	
	МФПУ-С	МФПУ-Д
Длинноволновая граница спектральной чувствительности по уровню 0,5 от максимума спектральной чувствительности, мкм	4,86 10,2	
Шаг фоточувствительных элементов (вдоль и поперек матрицы), мкм	25×25 25×	25
Средняя величина разности температур эквивалентной шуму, <NETD>, К [угол поля зрения от 28 ⁰ до 35 ⁰ , температура фона (295±2) К, 25 Гц]	0,0199 0,0258	
Динамический диапазон, дБ 70		70
Кадровая частота при параллельном считывании по 4 выходам, кадров/с	50 50	
Количество дефектных элементов, %*	1,59	4,57
Количество дефектных элементов в центральной зоне, форматом 60×60,%*	0,8 2,9	
Количество дефектных элементов в центральной зоне, форматом 30×30,%*	0,8 3,1	
Рабочая температура, К 97		72
Время накопления, мкс 2800		456
Длинноволновая граница отрезающего фильтра на уровне 0,5, мкм	3,4 8,0	
* К дефектным элементам относятся те, для которых NETD> 3×<NETD>		

Тепловое изображение, полученное с помощью макета тепловизионного канала на основе ФПУ формата 64 0×512, визуально наблюдается в реальном масштабе времени. На изображении наблюдается характерное распределение температуры на лице человека (Рис.2.).

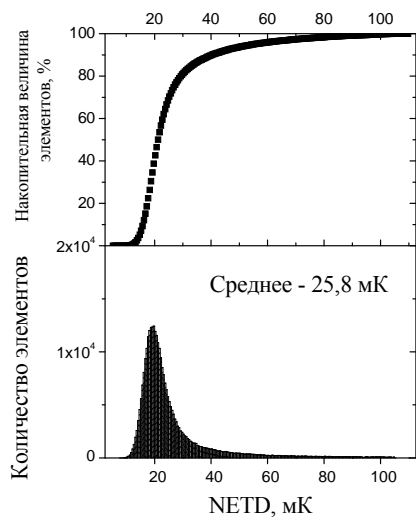


Рис. 2. Гистограмма разности температур эквивалентной шуму МФПУ-Д и пример теплового изображения, полученного с его помощью в составе макета тепловизионного канала.

В докладе будут представлены результаты измерения фотоэлектрических характеристик МФПУ-С и МФПУ-Д от температуры.

П05 Перспективные направления развития приборов и технологий оптического, инфракрасного и миллиметрового диапазона в Филиале ИФП СО РАН «КТИПМ»

Федоринин В.Н., Паулиш А.Г., Кремис И.И., Журов Г.Е., Чурилов С.М.
Филиал ИФП СО РАН «КТИПМ», Новосибирск, Россия

В докладе рассмотрены перспективные направления развития приборов и систем оптического, инфракрасного и миллиметрового диапазона. Данные приборы находят все более широкое применение как в системах вооружения и военной технике, так и системах двойного назначения: антитеррористической деятельности, средствах неразрушающего контроля и технической диагностики, в медицине. Расширение области применения связано с развитием технологий конструирования и изготовления и, как следствие, удешевлением данных систем. Вместе с тем, применение систем в новых областях выдвигает новые требования к их конструкции и функциональным возможностям. К наиболее важным общим требованиям можно отнести: снижение массогабаритных параметров, повышение чувствительности и разрешающей способности, повышение уровня цифровой обработки изображения и методов его визуализации.

В системах вооружения и военной технике можно выделить следующие направления:

- Производство отечественных матричных фотоприемных устройств охлаждаемого и неохлаждаемого типа.
- Развитие программно-аппаратной части видеосистем.
- Разработка многоспектральных систем наблюдения, обеспечивающих круглосуточную работу в любых условиях освещенности.
- Разработка высокоскоростных «интеллектуальных» средств вооружения. Актуальной задачей становится создание оптоэлектронных средств целеуказания, обладающих высокой кадровой частотой, позволяющих идентифицировать объекты при высоких скоростях носителя и цели.

В Филиале разработана универсальная реконфигурируемая вычислительная система (УРВС) для обработки больших потоков данных, включая видеопотоки, отличающаяся низким энергопотреблением, малым габаритом и высоким вычислительным потенциалом. УРВС может одновременно принимать видеопотоки с трех матричных фотоприемных устройств, проводить обработку по заданному алгоритму и выдавать в реальном времени цифровое изображение. УРВС может встраиваться в любую существующую или разрабатываемую систему, где требуется обрабатывать большие потоки данных, не снижая общей скорости работы системы. К УРВС могут быть подключены любые фотоприемники, например телевизионный, низкоуровневый и тепловизионный каналы. Выбор алгоритма обработки видеосигналов и их комплексирование (совмещение) осуществляется программным образом, не меняя аппаратной части системы.

На основе архитектуры УРВС разработаны базовые электронные модули для приборов наблюдения и прицеливания как на основе охлаждаемых, так и неохлаждаемых приемников теплового излучения (Рис.1) [1,2]. Анализ и обработка изображения происходит в реальном времени по всему кадру. Применяемый набор алгоритмов обработки изображения позволяет комфортно наблюдать сцены со слабыми контрастами и большим динамическим диапазоном – сцены с одновременным нахождением в кадре холодных объектов, например, небо или отражение неба на воде и теплые объекты, такие как люди и техника – и те, и другие объекты видны одинаково отчетливо, в полутонах. На Рис. 2 представлено изображение вертолета на фоне солнца, наблюдаемого в прибор на базе разработанного неохлаждаемого тепловизионного канала. На фоне мощной «помехи» вертолет наблюдается в полутонах, что демонстрирует экстремально широкий диапазон наблюдаемых сцен. Традиционные тепловизоры, в том числе и охлаждаемые, не обеспечивают одновременное отображение полутонов на холодных и нагретых объектах.

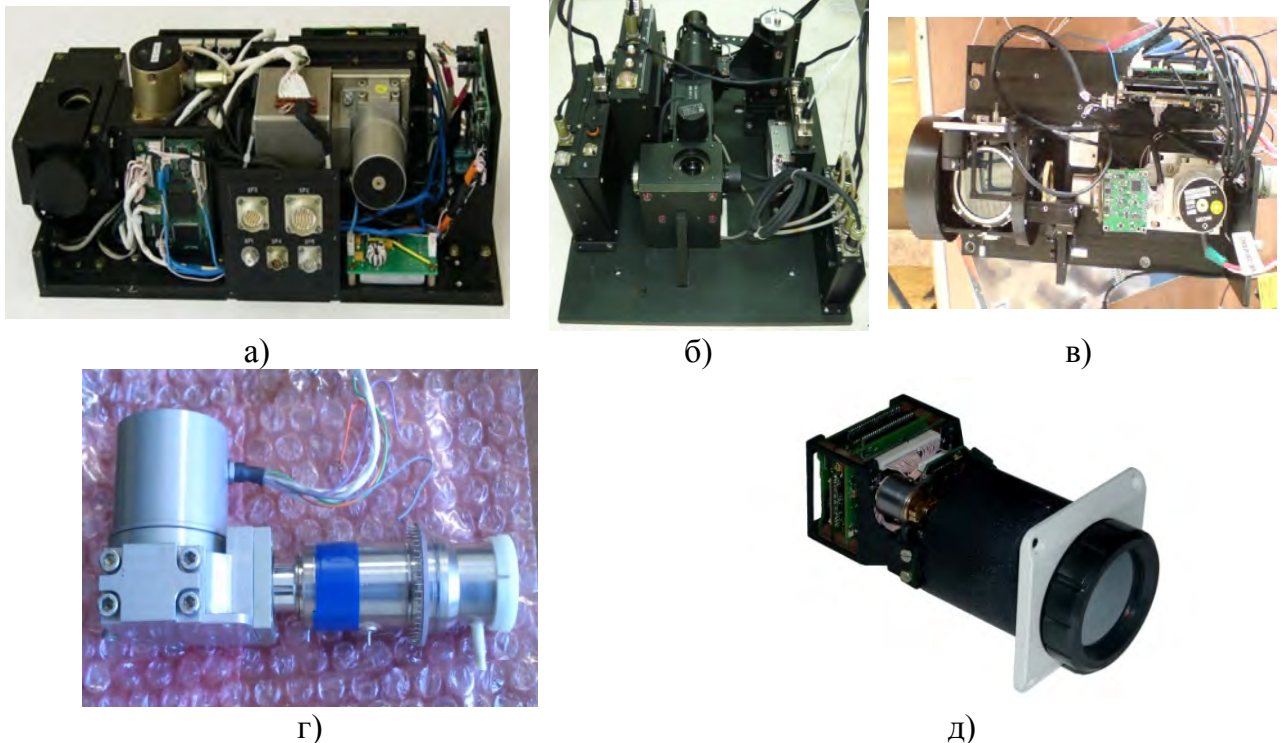


Рис.1. Тепловизионные модули на основе а) субматричного приемника 4×288 производства «Орион», б) субматричного приемника 4×288 производства «Софрадир», в) матричного приемника производства ИФП-Сапфир, г) ФПУ на основе матрицы формата 320×256 производства ИФП-Сапфир, д) фотоэлектронный модуль на основе матричного болометрического приемника.

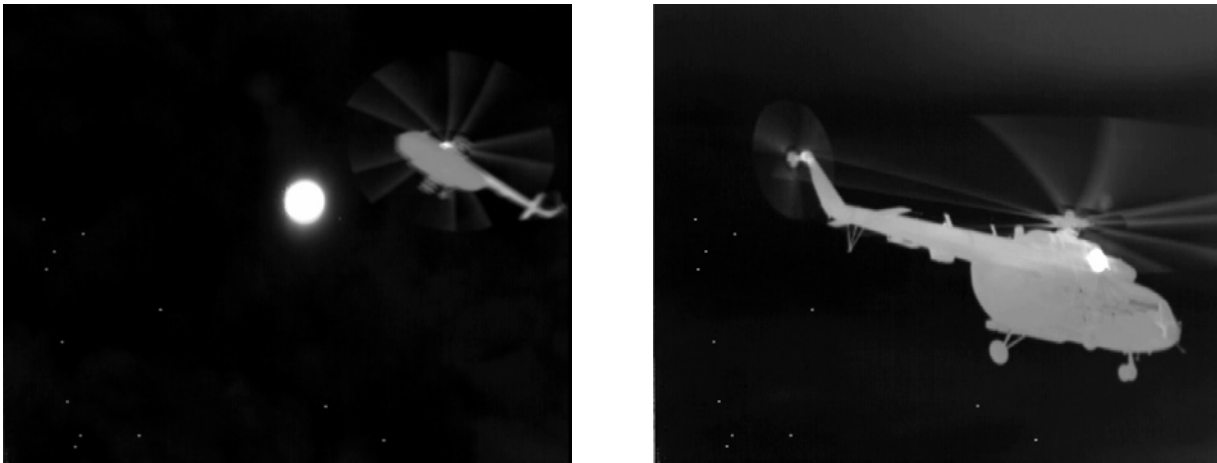


Рис.2. Изображение вертолета на фоне солнца.

В УРВС используется алгоритм сглаживания (бикубическая фильтрация изображения), что позволяет избежать заметной на глаз дискретности изображения и изменения контуров наблюдаемых объектов при работе с большими значениями цифрового увеличения и в конечном итоге повышает качество распознавания.

Использование УРВС позволяет существенно сократить в новых видеосистемах затраты на разработку электронных модулей. Данная вычислительная система используется для разработки тепловизионных каналов на базе **отечественных** охлаждаемых субматричных и матричных фотоприемных устройств (ФПУ) для диапазонов 3-5 и 8-12 мкм.

Для систем наблюдения главной задачей является повышение информативности видеоизображения. Данная задача решается путем совмещения видеоизображений, полученных в разных спектральных диапазонах. Высокая обнаружительная способность тепловизионных каналов совмещается с высокой функцией распознавания телевизионных и низкоуровневых каналов. В Филиале ведется разработка многоспектральной телевизионной системы с функцией повышения информативности получаемого видеоизображения, позволяющей вести круглосуточное наблюдение. Система состоит либо из двух каналов, либо из трех каналов, работающих в разных спектральных диапазонах. УРВС осуществляет формирование видеоизображения для каждого из каналов и их совмещение.

Вторым важным направлением Филиала является создание и разработка методик тепловизионной диагностики в технологическом мониторинге и медицине. Данные работы проводятся в кооперации с институтами СО РАН. Наиболее значимые результаты использования тепловидения получены в медицине, где широко известно применение тепловидения при скрининге в маммографии. Стратегическое направление современной медицины связано с развитием методов скрининг-диагностики, направленных на выявление заболеваний у клинически бессимптомных лиц. Ранняя диагностика заболеваний позволяет обеспечить раннее начало лечения в расчете на облегчение состояния пациентов и снижение уровня смертности. В Филиале разрабатывается тепловизионная система для медицинских исследований (Рис.3), обеспечивающая измерение температуры поверхности тела с высоким пространственным разрешением (формат тепловизионного кадра 640×480 элементов, температурное разрешение не хуже 0.05 К), погрешность измерения абсолютной температуры не хуже 0.1 К. К этой системе разрабатывается программный комплекс, обеспечивающий обмен данными с информационными системами лечебно-профилактическими учреждениями по стандартам HL 7, Open EHR, а также ставится задача масштабного совмещения рентгеновских снимков, получаемых по протоколам DICOM, с тепловизионными снимками.



Рис.3. Тепловизионная система для термографии и примеры изображений.

В последнее время ведутся интенсивные исследования в области миллиметровых длин волн электромагнитного излучения. Данный диапазон является перспективным в различных применениях, таких как системы безопасности (дистанционные металлообнаружители), неинвазивная биомедицинская диагностика, неразрушающий контроль строительных конструкций.

В Филиале разработана система визуализации ММ излучения, основанная на ММ-ИК конвертере и ИК камере [3-7], в докладе приводятся результаты теоретического и экспериментального исследования системы. Данная система рассматривается как достаточно простое техническое решение, обладающее гибкостью по отношению к выбору рабочей частоты и выбору конструкции, в зависимости от задачи визуализатора. Данная система не имеет ограничений на поперечный размер конвертера, что весьма важно для получения качественного изображения с длиной волны порядка миллиметра.

На Рис.4 слева показан общий вид визуализатора. Справа показаны изображения сотового телефона в куртке, металлической пластины и монетки под гипсокартонном, обклеенным обоями.



Рис.4. Слева – общий вид визуализатора. Справа – изображения сотового телефона в куртке, металлической пластины и монетки под гипсокартонном, обклеенным обоями.

Литература.

[1] В. Н. Федоринин, А. В. Гусаченко, Ю.Л. Кравченко, С. М. Короленко, А. В. Голицын, И. С. Бутримов. Прицельный комплекс для спецподразделений. Сборник материалов научно-практической конференции «Техническая оснащённость подразделений МВД России: настоящее и будущее», 5 апреля 2013 г., г. Москва.

[2] И.С. Бутримов, А.А. Голицын, А.В. Голицын, А.Н. Ширяев. Неохлаждаемый тепловизионный прицел и результаты его полигонных испытаний. *Вестник МВД*, №4, с. 40–48, 2013.

[3] А. Г. Паулиш, В.Н.Федоринин, А.В. Гельфанд, П.А. Лазорский, С. А. Кузнецов. Преобразователь терагерцового излучения (варианты). Патент РФ №2447574 от 16.11.2010.

[4] А. Г. Паулиш, В.Н.Федоринин, А.В. Гельфанд, С. А. Кузнецов. Матричный преобразователь терагерцового излучения (варианты), Патент РФ №22482527 от 24.08.2011.

[5] S. A. Kuznetsov, A. G. Paulish, A. V. Gelfand, P. A. Laz orskiy, V. N. Fedorinin, “Bolometric THz-to-IR converter for terahertz imaging,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, 023501(3 p) 2011.

[6] S. A. Kuznetsov, A. G. Paulish, A. V. Gelfand, P. A. Laz orskiy, V. N. Fedorinin, “Matrix struc ture of me tamaterial absorbers for m ultispectral terahertz i maging,” *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 122, pp.93-103, 2012.

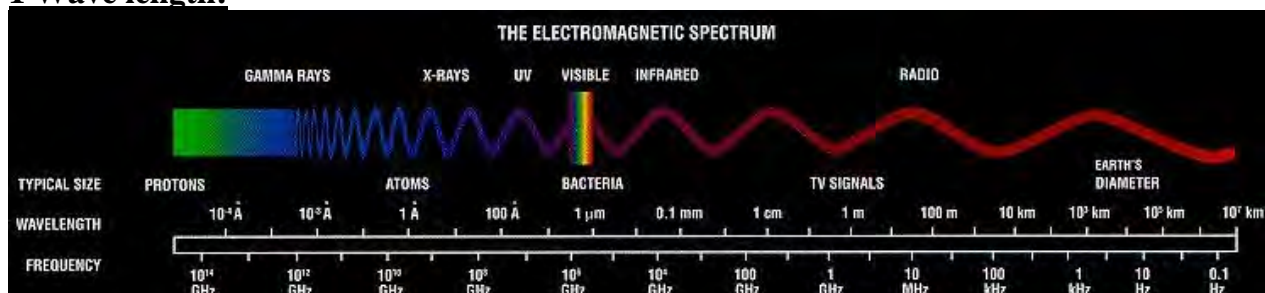
[7] А. Г.Паулиш, П. С. Загубисало, С.А. Кузнецов, А.В. Аржанников, М. К. А. Тумм. Моделирование теплофизических процессов в визуализаторе субтерагерцового излучения, основанном на тонкоплёночном конвертере из метаматериала. *Известия вузов. Радиофизика*. Том LVI, №1, стр. 22-38, 2013.

П06 Flip-chip assembly for FPA

Jean-Stéphane MOTTET

SET (entire name: SET Corporation S.A.), France

1 Wave length:



- Infra-red
- X-Ray
- Gamma
- UV

2 Some applications:

Basics of infra-red:





Application for Infra-red detections: Aerospace, military

X-Ray for medical, nuclear, industry



3 Materials:

Detector material	Short-wave IR	Mid-wave IR	Long-wave IR	Cost
InGaAs (Indium-Gallium-Arsenide)	X			€
InSb (Indium-Antimonide)	X	X		€€
Bolometer		X	X	€-€€
QWIP, SLS, Q-dot		X	X	€-€€€
HgCdTe (Mercury-Cadmium-Telluride)	X X		X	€€€€

4 Flip-chip assembly:

The alignment and parallelism are critical but the main challenge is to remove the oxide layer on the indium bumps.

Several techniques:

- Thermo compression or Room-temperature compression
- Tacking + Reflow in oven (under controlled atmosphere)
- In-situ Reflow with chemical flux
- In-situ Reflow with Formic Acid Vapor

4.1 Flip-chip assembly – Thermo/Room-temperature compression:

- Requires high alignment accuracy
- Requires high pressure, force is directly linked to the size and number of bumps.
- Requires fine and accurate control of the forces from touch-down up to the maximum force
- Requires high stiffness of the bonder to maintain alignment accuracy when applying force

- Requires a good management of the temperature to control the thermal expansion (if temperature is applied)
- The oxide is broken when applying the force

Pros: Low temperature process (even room temperature)

Cons: Oxide residues stay in the indium bumps

4.2 Flip-chip assembly – Tacking + Reflow in oven:

- Requires a chemical flux
- Requires high alignment accuracy
- Requires fine and accurate control of the forces from touch-down up to the maximum force
- Requires external oven or often an acid formic oven (to remove oxide)

Pros: - Many assemblies can be reflowed in the same time (high throughput)

Cons: Alignment/tacking can be affected when transferring the assembly to oven; After assembly flux must be cleaned – difficult process because difficult access between the dies

4.3 Flip-chip assembly – In-situ Reflow with chemical flux:

- Requires high alignment accuracy
- Requires fine and accurate control of the forces from touch-down up to the maximum force
- Requires a good management of the temperature to control the thermal expansion (if temperature is applied)
- The oxide is removed by flux at high temperature

Pros: Oxide is easily removed, indium joint offers a good quality

Cons: - Chemical flux is not a clean process then not compatible easily with high accuracy bonder,

- After assembly flux must be cleaned – difficult process because difficult access between the dies

4.4 Flip-chip assembly – In-situ Reflow with formic acid vapor:

- Requires high alignment accuracy
- Requires fine and accurate control of the forces from touch-down up to the maximum force
- Requires a good management of the temperature to control the thermal expansion (if temperature is applied)
- The oxide is removed by formic acid vapor at high temperature

Pros: Oxide is easily removed, indium joint offers a good quality, no post bond cleaning

Cons: Long process, formic acid cleaning offers a good surface preparation and help for the underfill

4.5 Flip-chip assembly – Micro-inserts:

Technique patented by CEA-LETI.

- Requires CEA-LETI patent to develop the micro-inserts before assembly
- Requires high alignment accuracy
- Requires fine and accurate control of the forces from touch-down up to the maximum force
- The oxide is broken when applying the force

Pros: Low temperature process (even room temperature)

Cons: Oxide residues stay in the indium bumps, CEA-LETI patent

5 SET solutions:

SET offers equipment since more than 30 years for FPA applications. All techniques can be done on the same platform.

- Started with Reflow + flux techniques with CEA-LETI (1982)
- SET developed high force solutions (collaborations with American private companies)
- Introduction Formic Acid Vapor solution in 2008 with several important names of the FPA manufacturers in the world
- CEA-LETI technique

6 Conclusions:

All techniques have advantages and disadvantages. The choice has to be done according to the constraints of the final application itself.

The SET equipment are accurate and flexible enough to be able to run these different techniques on the same platform playing only with machine configuration and options. This is very convenient for research centers and also industrial companies to keep flexibility for a long term development.

П07 Прогнозы развития тепловизионной техники и твердотельной фотоэлектроники: как быстро они сбываются

Тарасов В.В., Якушенков Ю.Г.

МИИГАиК, Москва, Россия

Мировые рынки тепловизионной техники для военного применения в 2013 г. (второй год подряд) были достаточно неактивными (ниже \$7 миллиардов) из-за давления бюджетов оборонных ведомств, как в США, так и в Европе. Однако, возросшие расходы в Азии и на Ближнем Востоке, как ожидается, поддержат рост данных рынков в течение следующих пяти лет [1].

К настоящему времени практически реализованы значения параметров тепловизионных систем (ТВС), которые еще несколько лет назад рассматривались как перспективные [2,3], а именно:

- формат фотоприемного устройства (ФПУ) – 1280×720;
- частота кадров – 60 Гц;
- частота просмотра внутреннего кадрового окна – 480 Гц;
- диафрагменные числа объективов 2,5 для широкого углового поля $3,85^\circ \times 2,2^\circ$ и 6 для узкого углового поля $1,6^\circ \times 0,9^\circ$;
- размер пиксела матричного ФПУ – 20 мкм;
- рабочие спектральные диапазоны – 3,4-5,0 и 7,8-10,5 мкм;
- эквивалентная шуму разность температур при температуре фона 300 К – 35 мК (при К=6), 25 мК (при К=2,5);
- динамический диапазон – 78 дБ;
- диапазон температур наблюдаемой сцены – 227-360 К;
- рабочая температура (температура охлаждения) ФПУ – более 80 К.

Ожидается, что к 2017 г. рынок продаж (ТВС) вырастет на 11% . в первую очередь, за счет развития следующих направлений:

- ТВС военного назначения для наземных, воздушных, космических, ракетных и военно-морских комплексов;
- ТВС гражданского и «двойного» (гражданского и военного) назначения;
- ТВС, работающих активно-пассивным методом с ФПУ на базе InGaAs;

- разработка более совершенных охлаждаемых матричных ФПУ, работающих при температурах охлаждения около 150 ± 20 К и обозначаемых как HOT (High Operating Temperature);
- применения двухдиапазонных (двухцветовых) систем;
- разработка более совершенных неохлаждаемых микроболометрических (МБ) ФПУ.

Растет число областей применения ТВС, заметно улучшается их пространственное, энергетическое и временное разрешение. Ведущие компании-разработчики тепловизионных систем наибольшее внимание уделяют двух- и многодиапазонным тепловизионным системам с матричными фотоприемными устройствами, работающим в двух- и более диапазонах ИК – спектра (ТВС 3-го поколения – ТВС-3).

Агентство по перспективным научно-исследовательским разработкам DARPA (США) в 2013 г. создало рассчитанную на 45 месяцев программу создания облегченных (менее 1 кг), дешевых, экономичных и малогабаритных ТВС на базе матричных ФПУ, устанавливаемых на стрелковом оружии и шлемах и предназначенных для значительного повышения характеристик систем обнаружения угроз, распознавания и идентификации целей в дневных и ночных условиях, а также в сложной метеорологической обстановке (программа PIXNET - Pixel Network for Dynamic Visualization). Предусматривается, что нацеленная аппаратура может работать в двух или нескольких спектральных оптических диапазонах (в видимом, NWIR, SWIR, MWIR и LWIR диапазонах). Наименьший формат нацеленных ФПУ должен составлять 1280×1024 пикселей (для прицелов стрелкового оружия - 640×480), а частота кадров – 60 Гц.

Агентство DARPA развивает новые программы, например, программу создания широкополосных приемников, работающих при повышенных (HOT) температурах [4]. Цель данной программы – создание ФПУ, обладающего постоянной чувствительностью в широком диапазоне, от видимого ($\lambda \sim 0.5$ мкм) до ИК ($\lambda \sim 5$ мкм) излучения. Обычные детекторы имеют переменную спектральную эффективность из-за зависимости коэффициента поглощения и квантовой эффективности от энергии фотонов. Эту проблему можно решить, используя фотонные кристаллы, состоящие из большого количества одинаковых элементов (пирамид, колонн, кубов и т.п.) с размерами меньше длины волны. Такая трёхмерная структура позволяет существенно увеличить поглощение фотонов, при этом уменьшается объём фоточувствительного материала и, следовательно, темновой ток. В свою очередь, улучшение отношения сигнал-шум повышает возможные рабочие температуры ФПУ до 200 К. В ходе работ по программе были успешно изготовлены широкополосные ФПУ на основе колоннообразных и пирамидообразных структур полупроводниковых поглощающих материалов в эпитаксиальных слоях типа II-VI и III-V. При этом увеличение рабочей температуры с 80 К до 200 К существенно удешевляет и упрощает конструкцию охлаждающего модуля.



В качестве примера того, как реальные разработки могут опережать прогнозы их совершенствования, на рисунке приведены предположения фирмы AIM по уменьшению пикселей трех типов ФПУ, данные в 2009 г. Уже сейчас сбылись прогнозы на 2018 г.

Список литературы

1. Infrared Imaging News, vol. 19, 2013, № 2, p. 1
2. Тарасов В.В., Торшина И.П., Якушенков Ю.Г. Инфракрасные системы 3-го поколения.- М.: Логос, 2011. – 240 с.
3. Якушенков Ю.Г. Тенденции развития малогабаритных инфракрасных систем 3-го поколения, работающих активно-пассивным методом. - Научно-технический вестник ИТМО. -№ 3(79), 2012, с.11-14
4. Dhar N.K., D at R, " Advanced i maging r esearch an d d evelopment at DA RPA", Proc. SPIE 8353, Infrar ed Technology and Appli cations XXXVIII, 835302 (May 1, 2012); doi:10.1117/12.923682; <http://dx.doi.org/10.1117/12.923682>

П08 Высококачественные матрицы фотодиодов на основе КРТ форматов 640×512 и 320×256 на длины волн 3-5 и 8-12 мкм

Сидоров Ю.Г., Сабина И.В., Сидоров Г.Ю., Марчишин И.В., Предеин А.В., Дворецкий С.А., Васильев В.В.

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

В тепловизионных системах используют фотоприемные модули на основе охлаждаемых гибридных линейчатых или матричных инфракрасных (ИК) фотоприемников (ФП) [1, 2]. Ключевой характеристикой фотоприемного устройства является разность температур, эквивалентная шуму (NETD). Предельная минимальная разность температур определяется шумом самого теплового излучения. Однако в фотоприемном устройстве, включающем как чувствительный элемент, так и систему обработки сигнала, могут появиться шумы, превышающие шум попадающего на фотоприемник излучения [3].

В данной работе представлены параметры матричных ФПУ форматом 640x512 и 320×256 элементов, изготовленных по усовершенствованной технологии на основе ГЭС КРТ МЛЭ новой архитектуры, в которых реализованы решения, позволяющие уменьшить темновые токи и неоднородность параметров фотодиодов по площади ФПУ, значительно понизить количество дефектов, возникающих при гибридизации ФПУ, а также минимизировать эффект изменения рабочего смещения диодов.

Проведены расчеты падения напряжения ΔU от центра к общему контакту на периферии прямоугольной матрицы формата 320×256. Показано, что для снижения ΔU до 50 мВ необходимо введение подслоя n -типа, имеющего сопротивление $\rho_{sn}=10 \text{ Ом}/\square$.

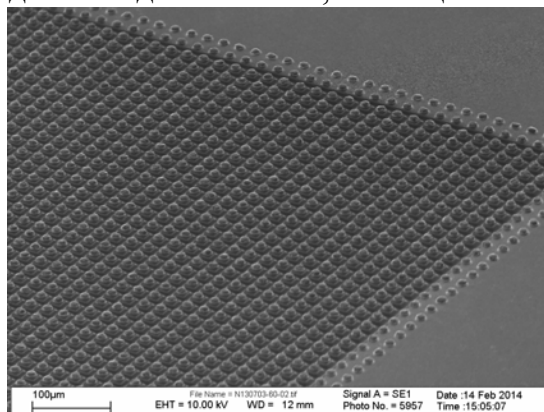


Рис. 1- Фотография части матрицы формата 640x512 с индиевыми столбами. Шаг 25 мкм изготовленной по усовершенствованной технологии.

Для улучшения ВАХ фотодиодов и повышения однородности их параметров нами была усовершенствована архитектура ГЭС КРТ МЛЭ и технология изготовления ФПУ. Для матриц *n*-на-*p* диодов форматом 640×512 (рис. 1) и 320×256 элементов, изготовленных с использованием новой технологии, характерна низкая величина изменения рабочего смещения, уменьшенные токи, улучшенная разрешающая способность. На рис.2 показан пример вольт-амперной характеристики *n*-на-*p* диодов в матрице с шагом 30 мкм и краем поглощения $\lambda_{1/2} = 10$ мкм, измеренные при температуре жидкого азота, как без излучения (угол зрения $\theta=0^\circ$) так и с засветкой фоном с температурой $T_B=293$ К и $\theta=34^\circ$. ВАХ диодов мало отклоняются от «полки» вплоть до смещений -400 мВ. Величина произведения сопротивления при нулевом смещении на площадь $R_0A = (0.9 \div 1.8) \times 10^2$ Ом·см² соответствует лучшим экспериментальным значениям различных авторов [4]. Напряжения 100 мВ, подаваемого на фотодиоды от мультиплексора, было достаточно для достижения рабочего режима фотодиодов по всей площади матрицы.

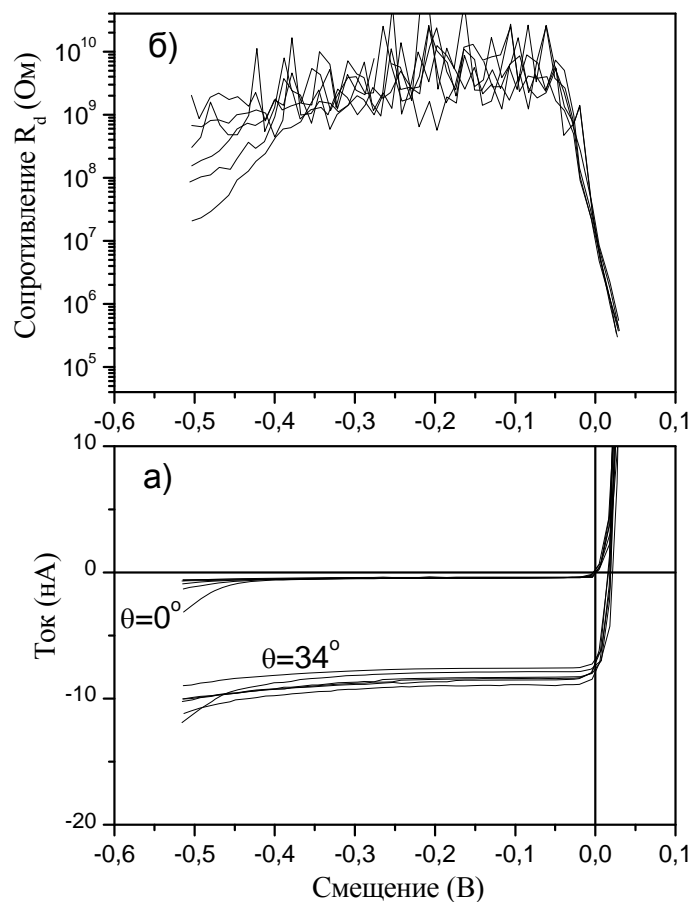


Рис.2. Характеристики диодов в матрице с шагом 30 мкм, измеренные при $T=77$ К, $\theta=0^\circ$, $\theta=34^\circ$, $T_B=293$ К; а) зависимость тока от смещения; б) зависимость сопротивления от смещения

Помимо некоторого разброса темновых и фототоков наблюдались диоды с повышенными токами. Частота появления диодов с повышенными токами выросла при уменьшении шага матриц с 30 мкм до 25 мкм.

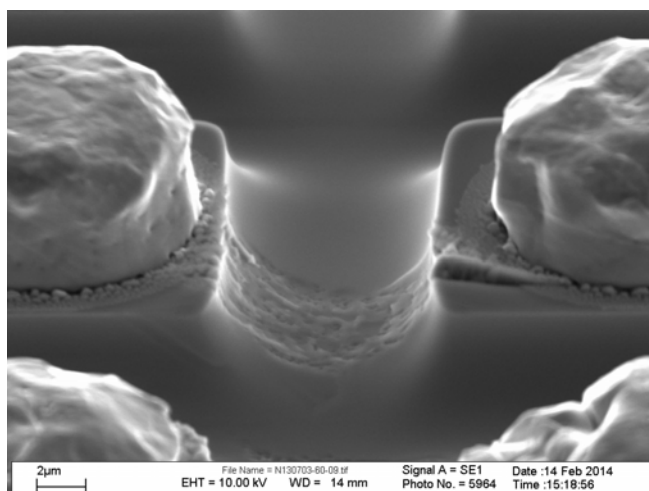


Рис. 3 - Меза диоды с индиевыми столбами матрицы с шагом 25 мкм. Между диодами виден частично стравленный V-дефект.

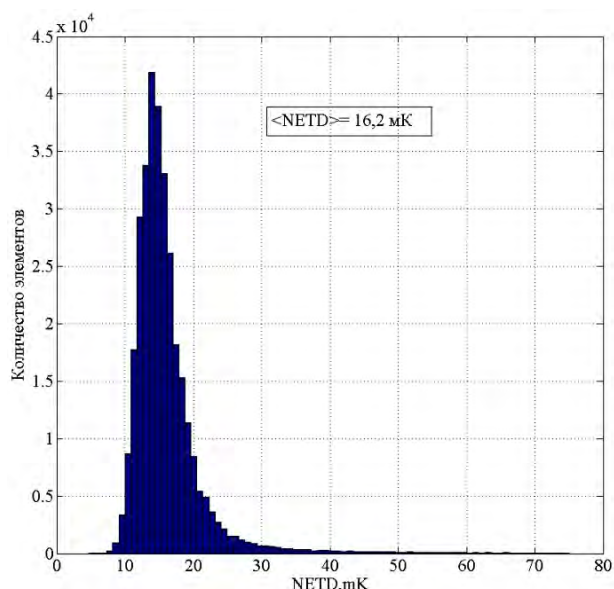


Рис. 4. Гистограмма измеренных величин NETD элементов ФПМ-С 640x512, $\langle \text{NETD} \rangle = 16,2$ мК.

Изучение диодов с повышенными токами показало, что они находятся по соседству с V-дефектами – рисунок 3. Повышенные токи ухудшают характеристики фотодиодов, в частности увеличивают шумы, что приводит к росту NETD.

В технологии гибридизации на установке FC-150 был проведен ряд усовершенствований и проведена оптимизация алгоритма гибридизации. В результате удалось практически полностью избавиться от возникновения дефектных элементов вследствие неравномерного сдавливания. Доля неработающих элементов из-за не присоединения к схеме считывания незначительна и составляет около 0,05%.

На рисунке 4 представлена гистограмма разности температур, эквивалентной шуму (NETD) и зависимость количества годных элементов ФПМ от NETD. Видно, что гистограмма характеризуется узким распределением со среднеквадратичным отклонением 10,7 мК. Гистограмма имеет отклонения от нормального распределения. Нормальное распределение имеет место, если результат наблюдения является суммой многих случайных слабо взаимосвязанных величин, каждая из которых вносит малый вклад относительно общей суммы. Отклонение от нормального распределения может означать, что какой-то фактор вносит ощутимый вклад в наблюдаемый результат. Как уже говорилось, увеличение NETD может быть связано с повышенными токами фотодиодов, расположенных рядом с V-дефектами. При плотности V-дефектов 10^3 см^{-2} , имеющих размер 10 мкм, в матрице на длины волн 8-10 мкм с шагом 25 мкм 2% фотодиодов может иметь повышенную NETD.

Основные параметры матричных ФПУ приведены в таблице 1.

Формат	Спектральный диапазон, мкм	$\langle \text{NETD} \rangle$, мК	Количество дефектных элементов, %
320x256	3-5	<22	<2
320x256	8-10	<25	<4,0
640x512	3-5	16,2	1,8
640x512	8-10	25,8	4,6

Заключение. Изготовлены фотодиодные матрицы формата 640x512 и 320x256 по усовершенствованной технологии на основе ГЭС КРТ МЛЭ новой архитектуры с широкозонным высокопроводящим слоем n-типа проводимости, легированным индием

для уменьшения последовательного сопротивления. ВАХ диодов однородны и лимитированы диффузионной компонентой тока вплоть до -400мВ.

Произведен ряд изменений в технологии гибридной сборки, позволивших снизить количество не присоединенных ячеек и общее количество дефектных элементов матричного фотоприемника.

Доля дефектных элементов в матрицах формата 640x512 снижена до величины <2 % и 4,5 % в матрицах на длины волн 3-5 мкм и 8-10 мкм соответственно.

Литература

1. Fossum E., Pain B. Infrared readout electronics for space-science sensors: state of art and future directions // Proc. SPIE. 1994. No 2020. P. 262.

2. Tribolet Ph., Hi rel Ph., Lu ssereau A., Vuil lermet M. M ain res ults of s ofradir IRFPAs including IRCCD and IRCMOS detectors // Proc. SPIE. 1994. No 2252. P. 369.

3. S.A. Dvoretzky, V.S. Varavin, N.N. Mikhailov, Yu.G. Sidorov, V.V. Vasiliev, V.N. Ovsyuk, M .S. Niki tin, I.Yu. La rtsev, A.L . Aseev MWIR and L WIR de tectors ba sed on HgCdTe/CdZnTe/GaAs heterostructures //Proc. SPIE Vol. 5964, 75 -87, 2005.

4. Рогальский А. Инфракрасные детекторы.- Пер. с англ. / Под ред. А.В. Войцеховского. – Новосибирск: Наука, 2003.

П09 Линейчатый фотоприемник формата 288x4 с длинноволновой границей спектральной чувствительности более 12,0 мкм

Якушев М.В., Брунев Д.В., Варавин В.С., Вишняков А.В., Дворецкий С.А.,
Предеин А.В., Сабина И.В.

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

ИК тепловая съемка завоевала прочное положение в комплексе дистанционных методов наблюдения за деятельностью людей и техногенными процессами, которые не выделяются или выделяются неуверенно другими дистанционными методами. Достоинством ИК съемки является возможность получать информацию пассивными методами, как в дневное, так и в ночное время.

Важное значение имеет съемка в ИК диапазоне 11-16 мкм. ИК фотоприемники, в основном космического базирования, работающие в сверхдлинноволновом (СДВ) спектральном диапазоне (11-16 мкм) используются для дистанционного зондирования атмосферы. Этот спектральный диапазон особенно богат сведениями об уровнях влажности и CO₂, приносит дополнительную информацию о структуре многоярусного облачного покрова земли с высоким температурным разрешением и температурном профиле атмосферы. Кроме того эта информация затем может быть использована в качестве входного параметра для анализа других спектральных диапазонов, и поэтому имеет большое значение. Более длинноволновые приемники предпочтительны для наблюдения холодных объектов.

Для решения таких задач обычно требуются матричные фотоприемники с очень низким количеством дефектов и высокой однородностью отклика. В этом контексте ИК ФП на основе HgCdTe (КРТ), является интересным кандидатом, чтобы удовлетворить этим условиям. Однако оптимальное обнаружение таких длинных волн требует материал с очень небольшой шириной запрещенной зоны (100 meV для фотоприемника с правой границей чувствительности 12,5 мкм), соответствующие высоким концентрациям ртути. Увеличение длины волны приводит к возрастанию фонового и темнового токов, поэтому сверхдлинноволновые фотодиоды должны работать при сравнительно низких температурах (обычно ниже 60К) с тем, чтобы поддерживать темновой ток меньше, чем ожидаемая величина фототока. Снижение рабочей температуры приводит к сокращению времени эксплуатации ИК ФПУ из-за

значительного ограничения срока функционирования современных микрокриогенных систем охлаждения (МКС) и повышает энергопотребление.

В данной работе рассмотрена возможность получения высокой обнаружительной способности для фотоприемных линеек (ФПЛ) формата 288×4 из $N^+ - n^- - p$ ИК фотодиодов с длинноволновой границей спектральной чувствительности по уровню 0,5 от максимального значения $\lambda_{0,5}$ более 12,0 мкм при охлаждении не ниже 65К.

Из структур КРТ p -типа с составом $x=0,213$ с помощью ионной имплантации бора были изготовлены матричные фоточувствительные элементы (ФЧЭ) формата 288×4 стандартной топологии [1] и измерены их вольт-амперные характеристики (ВАХ).

При температуре 78 К и обратном смещении -150 мВ темновой ток диодов, изготовленных из структур с концентрацией дырок $1,2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, составил 70-100 нА, а фототок от фонового излучения комнатной температуры составляет 10-15 нА. Для диодов, изготовленных из структур с концентрацией дырок $6,0 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, темновой ток составляет 90-120 нА, а фототок от фонового излучения комнатной температуры составляет 60-120 нА.

Были измерены ВАХ отдельных диодов при охлаждении от 77 до 57 К с использованием МКС. В результате измерений было установлено, что при охлаждении от 77 до 60 К темновой ток диодов снижается примерно в 10 раз (см. рис.1). В диапазоне 77-67 К ток следует диффузионно лимитируемой зависимости $n_i^2(T)$, ниже 67 К температурная зависимость тока слабее и ближе к $n_i(T)$.

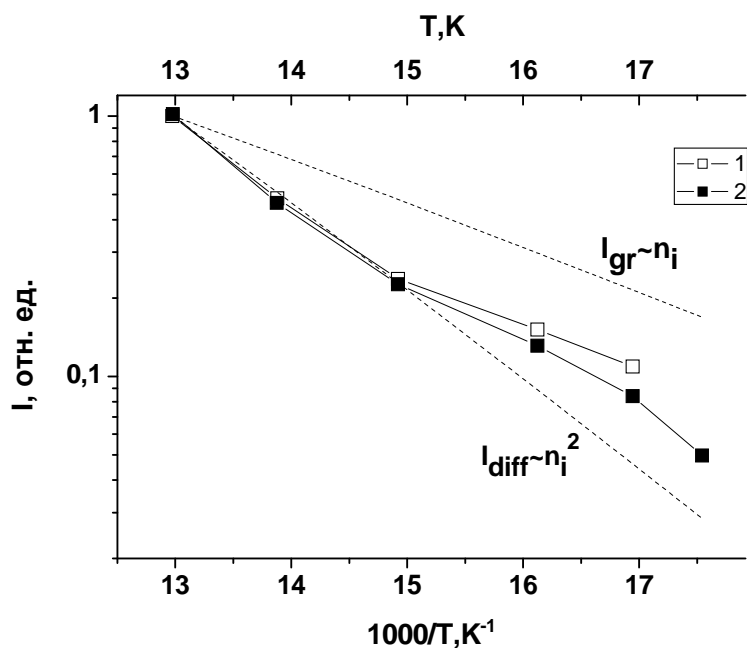


Рисунок 1. Изменение темнового тока диодов при охлаждении.

- 1 – для диодов, изготовленных из структур с концентрацией дырок $1,2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$;
- 2 – для диодов, изготовленных из структур с концентрацией дырок $6,0 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

С использованием гибридной сборки ФПЛ формата 288×4 из $N^+ - n^- - p$ ИК фотодиодов и кремниевого мультиплексора с функцией временной задержки и накопления (ВЗН) были изготовлены три макета ИК ФП формата 288×4. Один ИК ФП был изготовлен из ФПЛ с легированием базового слоя до уровня $1,2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а два из ФПЛ с легированием базового слоя до уровня $6,0 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Для всех трех ИК ФП были измерены фотоэлектрические характеристики в заливном криостате при температуре

жидкого азота. Время интегрирования T_{int} было 18 мкс кроме измерений при низких температурах, где увеличения интегрирующей емкости недостаточно, чтобы поддерживать рабочий уровень выходного напряжения и T_{int} должно быть увеличено. Для двух ИК ФП изготовленных из ФПЛ со слабо легированной базой удельная обнаружительная способность и вольт-ваттная чувствительность оказались существенно выше.

Фотоэлектрические параметры СДВИК ФП при температуре 80 К приведены в Таблице 1.

Таблица 1

СДФВИК ФП	Длинноволновая граница чувствительности $\lambda_{0,5}$, мкм	Удельная обнаружительная способность, $D^*_{\lambda_{max}}$, $\Gamma_{ц}^{1/2} \times \text{см} \times \text{Вт}^{-1}$	Вольт-ваттная чувствительность, В/Вт
№ 1	11,94	$1,3 \times 10^{10} 2$	7×10^7
№ 2	11,98	$8,1 \times 10^{10} 7$	1×10^7
№ 3	12,04	$7,01 \times 10^{10} 7$	3×10^7

Из ИК ФП №3 был изготовлен макет ИК ФПУ, путем монтажа ИК ФП в криостат охлаждаемый МКС МСМГ-6А-1,3/80 (1 класс) производства ООО «НТК «Криогенная техника», г. Омск.

На рисунке 2 показана зависимость $\lambda_{co}(T)$. Из данных представленных на рисунке видно, что макет ИК ФПУ при 65 К характеризуется длинноволновой границей спектральной чувствительности 12,9 мкм. Полученный и экспериментальных результатов коэффициент температурного сдвига длинноволновой границы составил 50нм/К и сопоставим с результатами других авторов [2,3].

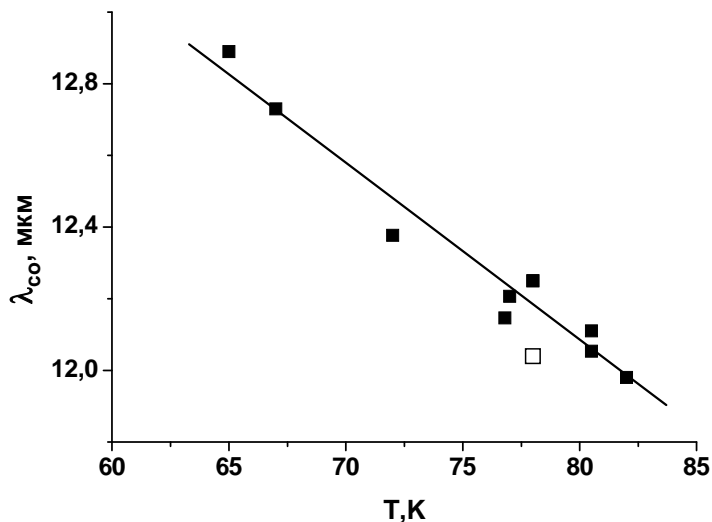


Рис. 2. Зависимость длинноволновой границы спектральной чувствительности ИК ФПУ от температуры криостатирования. □ – измерения в заливном криостате, ■ – измерения с МКС.

Измерения S_v и D^* проводились с четырьмя охлаждаемыми диафрагмами, угол поля зрения для которых составлял 33, 22, 17 и 4,5 градуса, для последней по центральной части линейки.

В таблице 2 приведены значения вольт-ваттной чувствительности S_v и удельной обнаружительной способности $D^*_{\lambda_{max}}$ по недефектным каналам в максимуме

спектральной чувствительности, достигнутые при 65 К с использованием различных диафрагм и времен накопления (T_{integr}).

Таблица 2

Диафрагма	Угол поля зрения, угл. градус	Время интегрирования, T_{int} , мкс	Вольт-ваттная чувствительность S_v , В/Вт	Удельная обнаружительная способность $D^*_{\lambda_{max}}$, $\text{Гц}^{1/2} \times \text{см} \times \text{Вт}^{-1}$
Д1 33		18	9.5×10^7	9×10^{10}
Д2 22		18	4.0×10^8 2.2	$\times 10^{11}$
Д3 17		18	2.2×10^8 1.6	$\times 10^{11}$
Д4 4,5		18	2.1×10^8 1.6	$\times 10^{11}$
Д4 4,5		28	3.2×10^8 2.7	$\times 10^{11}$
Д4 4,5		38	4.6×10^8 3.2	$\times 10^{11}$
Д4 4,5		58	6.2×10^8 4.0	$\times 10^{11}$

При большой фоновой нагрузке (использование диафрагмы Д1) удельная обнаружительная способность слабо увеличивается с уменьшением температуры. Это связано с тем, что темновой и фото токи сравнимы по величине и даже значительное уменьшение темнового тока слабо сказывается на соотношении сигнал/шум. Снижение фоновой нагрузки приводит к более резкому возрастанию значения D^* при снижении температуры, но для получения предельных значений обнаружительной способности одновременно нужно увеличивать время накопления (Д4). Более низкое при 65 К значение D^* для диафрагмы Д3 по сравнению с Д2, по-видимому, связано именно с этим.

Таким образом, показано, что оптимизировав параметры базового слоя, возможно, получить линейчатые ВЗН фотоприемники на основе вакансионного КРТ с длинноволновой границей спектральной чувствительности 12,5-13,0 мкм с высоким значением удельной обнаружительной способности при рабочих температурах не ниже 65К.

При снижении рабочей температуры до 65 К, с одновременным уменьшением фоновой нагрузки и увеличением времени накопления, удельная обнаружительная способность $D^*_{\lambda_{max}}$ по недефектным каналам в максимуме спектральной чувствительности увеличивается в несколько раз и может достигать величины $4,0 \times 10^{11} \text{ см Гц}^{1/2} \text{ Вт}^{-1}$.

П10 Современное состояние разработки миниатюрных микрокриогенных систем для охлаждаемых ФПУ

Липин М.В., Громов А.В.

ООО «НТК «Криогенная техника», Омск, Россия

ООО «НТК «Криогенная техника» в последнее время разработаны несколько конструкций микрокриогенных систем (МКС), имеющих существенно уменьшенные массогабаритные характеристики по сравнению с модульными МКС, разработанными ранее [1].

МКС изготавливаются только из отечественных материалов и комплектующих и позволяют криостатировать фоточувствительные элементы (ФЧЭ) фотоприемных устройств (ФПУ) различного типа на температурном уровне (65 ÷ 130) К при тепловой нагрузке на МКС от 0,3 до 1,0 Вт. Все разработанные МКС имеют унифицированную интегральную стыковку с криостатом ФПУ, разработаны конструктивные варианты

газовых криогенных машин (ГКМ) по схемам «моноблок» и «Сплит-Стирлинг». Масса различных модификаций МКС составляет от 0,6 до 1,5 кг.

Так, например, в 2010 г. завершена разработка микрокриогенной системы МСМГ-0,6А-0,4/80 КВО.0738.000-02 (РКД присвоена литера «О₁»), имеющей полную массу менее 0,6 кг и предназначенной для криостатирования МФПУ на температурном уровне (80 ± 2) К. В МКС входит газовая криогенная машина, выполненная в виде моноблока с интегральной стыковкой с криостатом ФПУ, и блок управления (рис. 1).

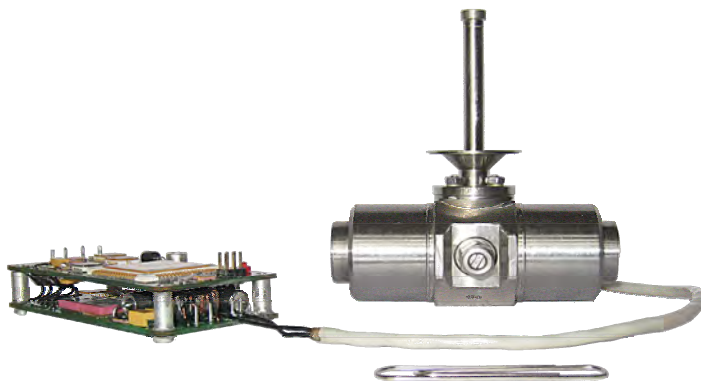


Рис. 1 МКС МСМГ-0,6А-0,4/80 КВО.0738.000-02

В разработанной позднее МКС МСМГ-0,5В-0,5/80 КВО.0751.000 также применена уравновешенная двухпоршневая схема компрессора, а блок управления закреплен непосредственно на корпусе ГКМ. Выделяющееся при работе МКС тепло отводится на корпус аппаратуры через плоскую присоединительную поверхность (рис. 2).

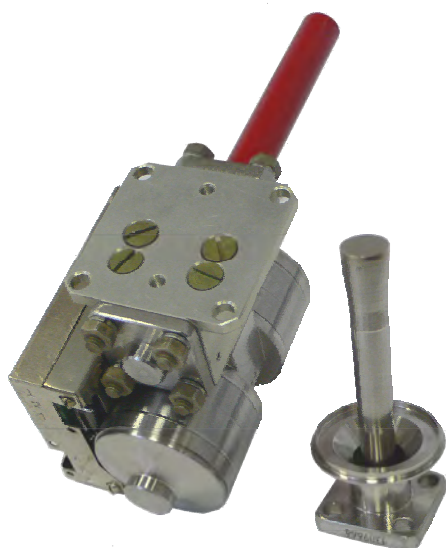


Рис. 2. МКС МСМГ-0,5В-0,5/80 КВО.0751.000

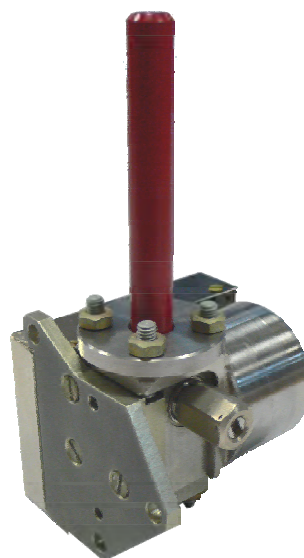


Рис. 3. МКС МСМГ-0,5В-0,5/80 КВО.0752.000

В МКС МСМГ-0,5В-0,5/80 КВО.0752.000 применена однопоршневая схема компрессора, а силы инерции подвижных масс уравновешиваются динамическим гасителем (рис. 3). Масса МКС не превышает 0,45 кг, габаритные размеры составляют 58x61x115 мм.

Приводятся также результаты исследований и испытаний нескольких модификаций модульных МКС в различных условиях, в том числе в диапазонах температур криостатирования $(65 \div 80)$ К и $(80 \div 130)$ К.

1. М. В. Липин, А. В. Громов Результаты разработки ряда модульных МКС Сплит–Стирлинг для криостатирования ФПУ 1–го и 2–го поколений. //Прикладная физика, № 2, 2007 г., с. 110 – 119.

П11 МОС-гидридная эпитаксия узкозонных полупроводников A^3B^5 для фотоэлектронных применений

Мармалюк А.А., Панин А.А., Сабитов Д.Р., Ладугин М.А., Падалица А.А.
ОАО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», Москва, Россия

В течение последних десятилетий большое внимание уделяется созданию приборов, работающих в диапазоне средней инфракрасной (ИК) области спектра (3-5 мкм), которая является принципиально важной как для решения глобальных экологических задач, связанных с мониторингом состояния окружающей среды и контролем процессов промышленного производства, так и для медицинских, биологических и других целей. Среди возможных материалов, обеспечивающих чувствительность в рассматриваемом диапазоне, широкое признание завоевали узкозонные полупроводники A^3B^5 , в первую очередь, InSb, InAs и твердые растворы на их основе. Отработаны технологии изготовления целого ряда фотоприемных приборов на основе объемных монокристаллов указанных соединений. Вместе с тем, переход к использованию эпитаксиальных слоев позволяет упростить технологическую цепочку и повысить функциональные возможности многоэлементных фотоприемников на их основе.

В данной работе рассмотрена применимость МОС-гидридной эпитаксии в качестве метода формирования эпитаксиальных структур узкозонных полупроводников A^3B^5 фотоэлектронного назначения. Большая гибкость в выборе исходных материалов, широкий диапазон варьирования параметров роста, хорошая масштабируемость процесса роста для увеличения количества одновременно обрабатываемых пластин, снижение себестоимости единицы продукции делают этот метод привлекательным для создания структур с перспективой промышленного освоения.

Рассмотрены особенности процесса получения InSb и InAs, как на собственных подложках, так и на широкозонных подложках GaAs в условиях МОС-гидридной эпитаксии. Представлены результаты оптимизации процесса роста эпитаксиальных слоев. Показано влияние предварительной подготовки подложек на качество осаждаемых слоев.

Изучены вопросы гетероэпитаксии структур на широкозонных подложках GaAs, сильно различающихся по периоду кристаллической решетки с материалом слоя. Обсуждены перспективы использования полученных эпитаксиальных слоев для приборных применений.

П12 Электролюминесцентные свойства дисковых лазеров со сдвоенными резонаторами на основе квантово-размерной наногетероструктуры GaInAsSb/AlGaAsSb ($\lambda \sim 2,2-2,4 \mu\text{m}$)

Яковлев Ю.П.¹, Именков А.Н.¹, Гребенщикова Е.А.¹, Леонидов А.А.¹, Ильинская Н.Д.¹, Серебренникова О.Ю.¹, R. Teissier², Баранов А.Н.², Шерстнев В.В.¹.

¹*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С-Петербург, Россия*

²*Institut d'Electronique du Sud (IES), Université Montpellier, France*

Одним из важнейших направлений в развитии современной оптоэлектроники является создание компактных одномодовых источников излучения, работающих в среднем ИК-диапазоне (2-5 μm), для диодно-лазерных спектрометров высокого разрешения. Актуальность данной проблемы состоит в том, что в данной области

спектра лежат характеристические линии поглощения большого числа опасных веществ (ядовитые газы, жидкости, взрывчатка). Оптическое детектирование обладает рядом очевидных преимуществ, которые нуждаются в использовании одночастотных источников когерентного излучения.

Выход из этой ситуации заключается в создании одночастотных полупроводниковых дисковых лазеров среднего ИК-диапазона с высокочастотным резонатором, работающем на модах шепчущей галереи (от англ. *Whispering gallery mode* – *WGM*) и позволяющим добиться генерации в средах с малым оптическим усилением. Такие лазеры значительно дешевле квантово-каскадных и вертикально-излучающих лазеров за счет технологии создания, близкой к технологии для светодиодов [1], но обладают многомодовой структурой спектра излучения.

Целью настоящей работы было создание WGM -лазеров со сдвоенными дисковыми резонаторами, соединенными специальной переемычкой, и изучение электролюминесцентных свойств таких лазеров.

Лазерная структура была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на установке RIBER Co tract 21E на подложке GaSb (100) *n*-типа. Активная область толщиной 856 нм состояла из двух квантовых ям состава $\text{Ga}_{0.65}\text{In}_{0.35}\text{As}_{0.11}\text{Sb}_{0.89}$ толщиной 13 нм, разьединенных слоем $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ толщиной 30 нм. Волноводные слои, изготовленные из $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$, имели толщину 400 нм. Активная область преднамеренно не легировалась. Волновод был ограничен широкозонными слоями *p* (Be)- и *n* (Te)- $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}_{0.08}\text{Sb}_{0.92}$ толщиной 1.0 мкм. Широкозонные слои *n*-типа и *p*-типа легировались до концентрации носителей заряда $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. С внешней стороны к широкозонным слоям примыкали варизонные слои AlGaAsSb толщиной 100 нм, для улучшения инжекции носителей заряда в активную область. В качестве верхнего контактного слоя структуры выращивался слой GaSb *p*-типа толщиной 475 нм, легированный до $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Более подробно процесс выращивания лазерной структуры описан в статье [2].

Лазерные чипы со сдвоенными дисковыми резонаторами изготавливались методом фотолитографии и жидкостного химического травления. После травления в растворе состава $\text{CrO}_3/\text{HF}/\text{H}_2\text{O}$ при комнатной температуре высота резонаторов составила 7 мкм. Активная область структуры в таких резонаторах выступает за пределы эмиттерных слоев, что создает дополнительное оптическое ограничение [3]. Из рисунка 1 видно, что резонаторы имеют общую границу протяженностью 15 мкм и шириной 5 мкм. Для формирования омических контактов методом термического вакуумного напыления наносили сплошной многослойный контакт Cr / Au:Te/ Au на *n*-GaSb подложку. Нижний слой Cr служил для улучшения адгезии последующих слоев. На эпитаксиальный слой методом термического вакуумного напыления наносили Cr / Au:Zn/ Au. Контакты представляли собой два кольца шириной 30 мкм, отстоящие от края дисков на 10 мкм. В целях увеличения толщины контактного слоя до ~2 мкм, сверху электрохимическим методом осаждали золото.

Затем структура подвергалась термообработке в среде водорода для сплавления металлических слоев. Структура разделялась на чипы площадью $(0.9 \times 0.9) \text{ мм}^2$ с резонаторами в центре. Исследовались два типа WGM -лазеров – с резонаторами диаметром 200 мкм и с резонаторами диаметром 400 мкм. Микрофотография изготовленного таким образом лазерного диода приведена на рис.1. Кристалл припаивался на корпус ТО-18 с плоским столиком. Была собрана и измерена серия лазеров, все они имели нормальные диодные характеристики.

Измерялись спектры излучения лазеров при комнатной температуре в интервале токов от 0.1 до 0.4 А с заполнением 0.5 на частоте около 500 Гц (CW- режим). Ток подавался через один резонатор или через оба. Измерения проводились на спектрометре МДР-32 с разрешением 2 Å.

Для изучения характера выхода излучения измерялось распределение излучения в дальней зоне (диаграмма направленности по мощности) лазеров. Для этого лазер либо вращался вокруг оси Z , перпендикулярной плоскости резонатора (рис.2), либо вокруг осей X или Y , лежащих в плоскости резонатора. Фотоприемник располагался в плоскости, проходящей через лазер перпендикулярно оси вращения. Излучение регистрировалось фотосопротивлением из PbS с шириной фоточувствительной площадки 0.8 7 мм на расстоянии 3.5 см от лазера, что обеспечивало угловое разрешение 1.5° . Лазер питался импульсами тока с длительностью 0.8 мкс и частотой повторения 31 кГц. Питание прерывалось с заполнением 0.5 на частоте 330 Гц, на которой проводилось синхронное детектирование сигнала.

На рис. 3 представлены спектры излучения лазера со сдвоенными дисковыми резонаторами диаметром по 200 мкм, показанного на рис.1, при пропускании тока через оба лазерных резонатора. Генерация появляется при амплитудном значении тока 0.26 А на длине волны 2.2425 мкм. При увеличении тока длина волны основной линии излучения плавно увеличивается и достигает 2.2463 мкм при токе 0.40 А. Наблюдаемое увеличение длины волны объясняется повышением температуры лазера вследствие его нагревания питающим током. Общее увеличение длины волны составляет 38 \AA . При токах выше 0.30 А становится заметной слабая линия (см. рис. 3), отстоящая от основной линии на расстояние 22 \AA , равное межмодовому расстоянию для одного диска и соответствующая той же пространственной моде, что и преобладающая спектральная линия.

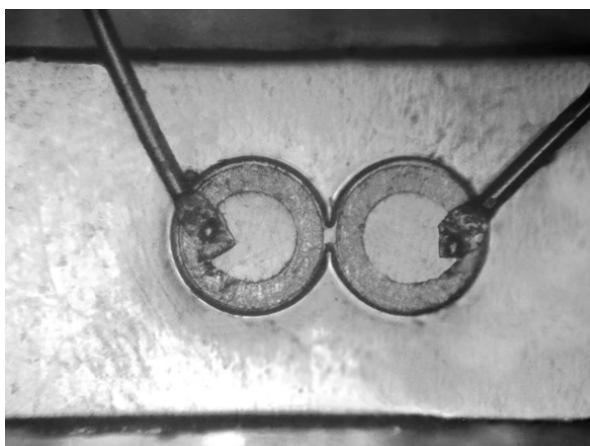


Рис. 1. Фотография WGM-лазера со сдвоенными дисковыми резонаторами

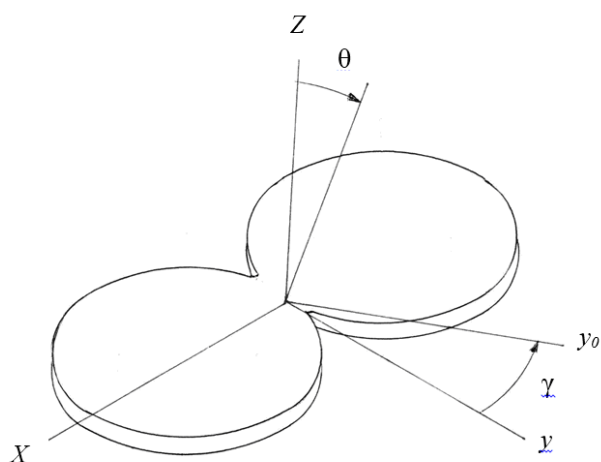


Рис. 2. Схема конструкции WGM-лазера со сдвоенными дисковыми резонаторами

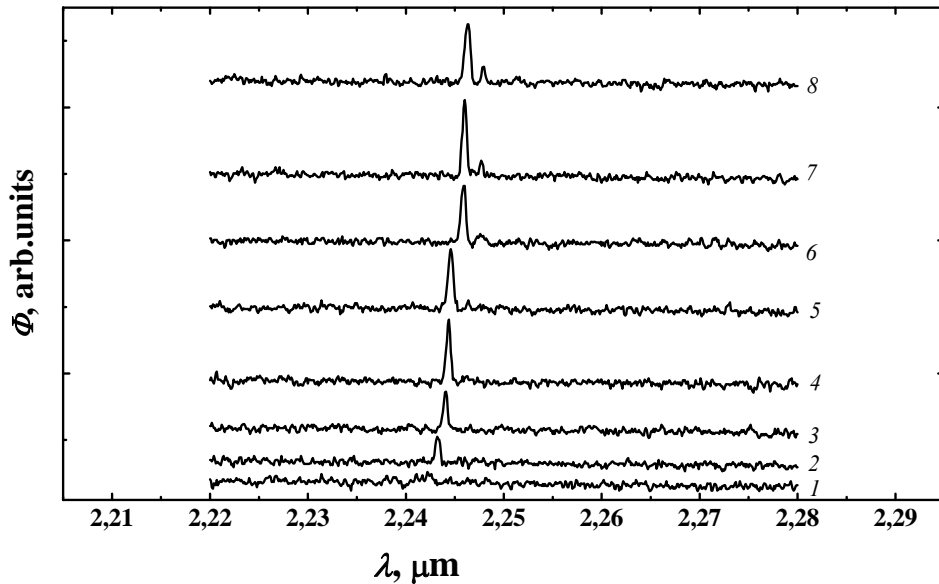


Рис.3. Спектры излучения WGM-лазера.

Относительно новых физических процессов, происходящих в сдвоенных дисковых резонаторах, можно сказать следующее.

Когерентное излучение, которое возникает в дисковом резонаторе, циркулирует по краю диска и входит в перемычку, соединяющую сдвоенные резонаторы. При этом все излучение, вошедшее в перемычку, разделяется на три потока. Один из потоков достигает противоположной стороны перемычки, выходит из кристалла и дает основной вклад в направленность излучения (рис.5). Второй поток переходит из одного диска в другой диск по соединяющей их перемычке, а третий поток остается в первом дисковом резонаторе.

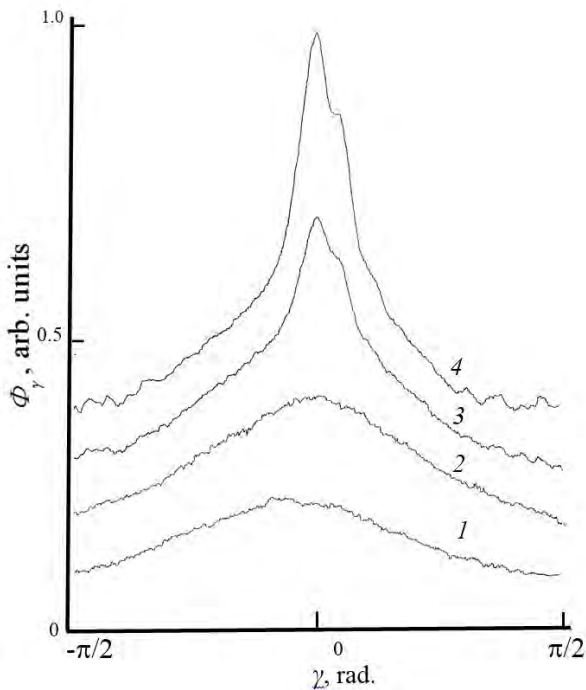


Рис.4. Зависимости интенсивности излучения Φ от величины угла γ в плоскости резонатора для WGM-лазера с дисковыми резонаторами диаметром 200 мкм при различных токах 1 - 0.1, 2 - 0.2, 3 - 0.3 и 4 - 0.4

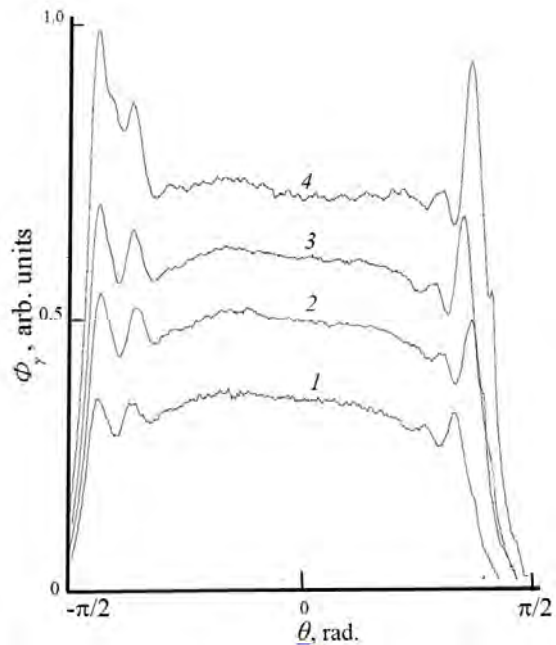


Рис.5. Зависимости интенсивности излучения Φ от величины угла θ в плоскости, включающей оси Y и Z для WGM-лазера со дисковыми резонаторами диаметром 200 мкм при различных токах: 1- 0.1, 2 - 0.2, 3 - 0.3 и 4 - 0.4

В пользу такого распределения потоков лазерного излучения указывает как исследование диаграммы направленности излучения (рис. 4-5), так и сравнение величин порогового тока дисковых резонаторов. При подаче напряжения на два диска одновременно наблюдается минимальное значение порогового тока, а при включении только одного дискового резонатора пороговый ток увеличивается почти в два раза. Т.е. вместо уменьшения порогового тока мы наблюдаем его увеличение, которое связано с увеличением поглощения лазерного излучения, перешедшего в невозбужденный диск.

Таким образом, созданы WGM -лазеры с соединенными дисковыми резонаторами. Показано, что лазерное излучение может переходить из одного диска в другой по соединяющей их перемычке. В исследованных лазерах почти все излучение сосредоточено в одной спектральной линии.

Обнаружено сильное сужение диаграммы направленности лазерного излучения вблизи плоскости, разделяющей резонаторы.

Работа частично поддержана программой Президиума РАН №24 «Фундаментальные основы технологий наноструктур и наноматериалов», программой фундаментальных исследований ОФН РАН Ш-7, а также государственным контрактом №11705.004.11.001.

Литература:

1. Гребенщикова Е.А., Шерстнев В.В., Ларченков М.И., Серебренникова О.Ю., Ильинская Н.Д., Монахов А.М., Teissier R., Баранов А.Н., Яковлев Ю.П. // Письма в ЖТФ, 2012, том 38, вып. 7. с.7.
2. Yarekha D. A., Glastre G., Peron A., Rouillard Y., Genty F., Skouri E.M., Boissier G., Grech P., Joullie A., Alibert C., Baranov A.N. // Electron. Lett., **36** (6), p.537-539 (2000).
3. Е.А.Гребенщикова, Н.Д.Ильинская, В.В.Шерстнев, А.М.Монахов, А.П.Астахова, Яковлев Ю.П., G.Boissier, R.Teissier, А.Н.Баранов // Письма в ЖТФ, том 34, вып.21, с. 27-32 (2008).

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

У01 **Фотоэлектрические характеристики МФПУ на основе антимонида индия формата 640×512 с шагом 15 мкм**

Болтарь К.О.^{1,2}, Власов П.В.¹, Киселева Л.В.¹, Лопухин А.А.¹, Мансветов Н.Г.¹, Полунеев В.В.¹, Рудневский В.С.¹, Савостин А.В.¹

¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

²МФТИ (Государственный университет), Долгопрудный, Россия

Лучшие матричные фотоприемные устройства (МФПУ) на спектральный диапазон 3÷5 мкм изготавливаются на основе антимонида индия [1–4]. В работе представлены характеристики МФПУ на основе антимонида индия формата 640 x512 элементов с шагом 15 мкм, которое является развитием выпускаемого серийно МФПУ формата 320 x256 элементов с шагом 30 мкм с охладителем типа интегральный Стирлинг и блоком предварительной электронной обработки сигналов [5,6]. Выбор шага 15 мкм для нового МФПУ позволил ускорить разработку его серийного производства, так как сохранился размер фоточувствительной области и размер кристалла мало изменился от 10,85x10,03 мм (320 x256□30мкм) до 11,1x10,46 мм (640x512□15мкм), что позволило сохранить всю ранее разработанную конструкцию МФПУ и тепловизионной аппаратуры, в которой оно используется.

Для реализации шага 15 мкм потребовалось разработать новую технологию создания высоких и пластичных In микроконтактов, для получения которых использовано анизотропное лучевое травление In ионами Ag^+ . Эта технология была разработана как для БИС считывания (рис. 1 а), так и для матричного фоточувствительного элемента (МФЧЭ) на основе InSb (рис. 1б).

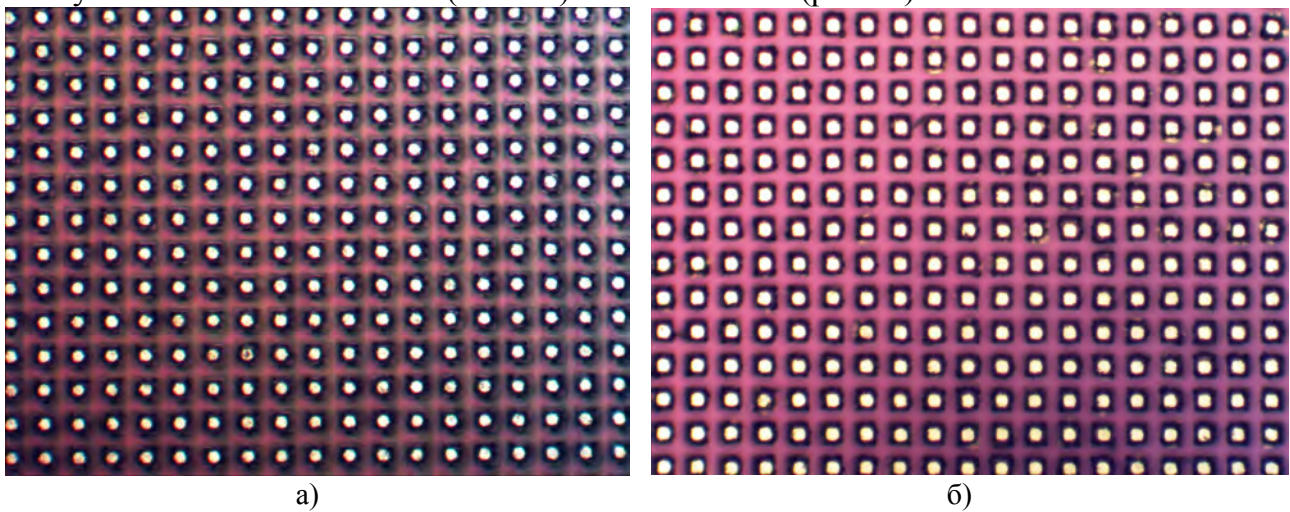


Рис. 1. Изображения In микроконтактов (шаг=15 мкм) полученных с помощью анизотропного травления In ионами Ag^+ на БИС считывания (а) и МФЧЭ (б).

Наиболее значительным изменениям подверглась технология изготовления БИС считывания, которая создана по нормам проектирования КМОП 0,18 мкм с напряжением питания 3.3 В. Схема считывания в ячейке – прямая инжекция (рис. 2), состоит из двух емкостей: накопления и хранения, что позволило реализовать режим интегрирования и опроса Snapshot IWR (интегрирование во время считывания). Количество выходов программируемое 4 или 8 с частотой считывания по каждому каналу 10 МГц при максимальной частоте кадров 200 Гц. Максимальная потребляемая мощность не превысила 100 мВт.

Для анализа процессов происходящих в ячейках необходимо знать коэффициенты передачи с емкостей накопления C_{int} на выход БИС считывания. Благодаря наличию в каждой ячейке антиблюмингового транзистора с управляемым общим напряжением VABL (рис. 2), который предназначен для поддержания работы согласующего транзистора VB в линейном режиме в случае мощной засветки, можно рассчитать коэффициенты передачи из зависимости выходного сигнала от напряжения антиблюминга. Из линейной части графика этой зависимости (рис. 3 а) среднее значение измеренного коэффициента передачи с емкости накопления C_{int} на выход БИС считывания K_n составило 0,77. При этом его разброс по ячейкам не превысил 1 %.

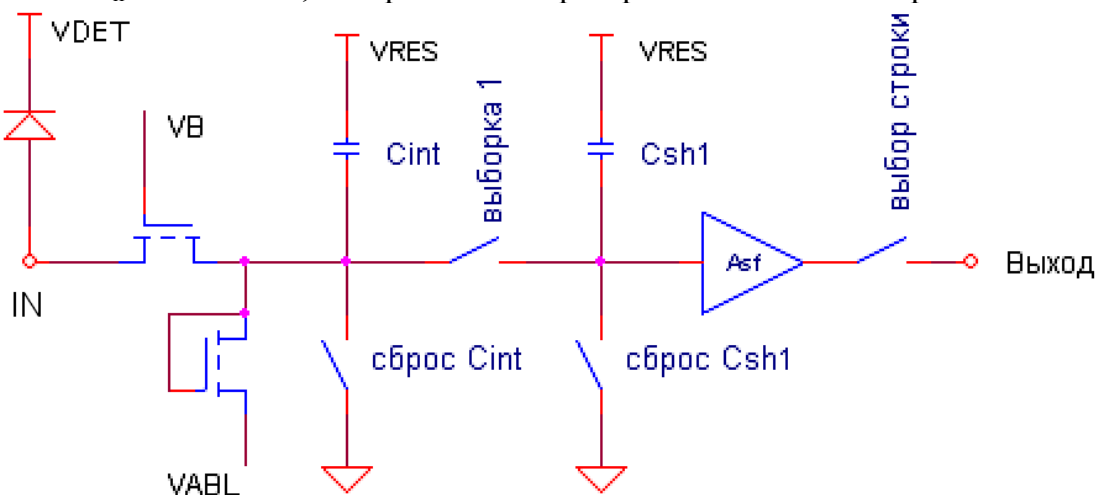


Рис. 2. Схема ячейки считывания МФПУ InSb 640x512x15мкм.

Используя значение коэффициентов передачи в ячейках, а также измерив зависимости сигнала и шума на выходе БИС считывания от времени накопления (рис. 3б) при условии работы МФПУ в VLIP-режиме можно оценить величину емкостей накопления по формуле:

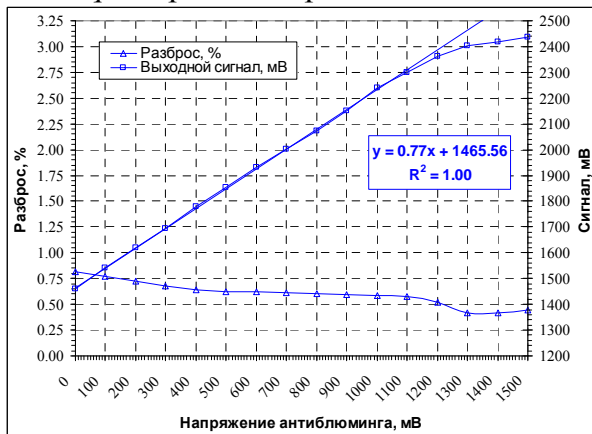
$$C_{\text{int}} = \frac{K_{\Pi} q (V_T - V_{T=0})}{\sigma_T - \sigma_{T=0}},$$

где K_{Π} – коэффициент передачи с емкости накопления C_{int} на выход БИС считывания;

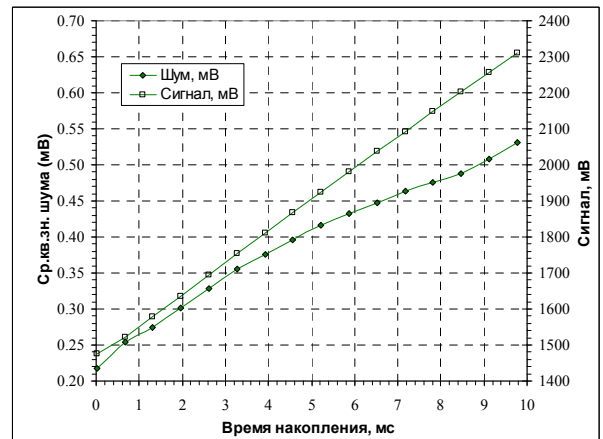
V_T – напряжение сигнала на выходе БИС считывания при времени накопления T ;

σ_T – ср.кв.зн. шума на выходе БИС считывания при времени накопления T ;

q – заряд электрона.



а)



б)

Рис. 3. Зависимости выходного сигнала и его разброса от напряжения антиблужинга (а), шума и сигнала на выходе БИС считывания от времени накопления (б).

В интервале времен накопления 2÷9 мс среднее значение емкостей накопления в ячейках составило $\approx 0,45$ пФ, что согласуется с расчетным значением емкости накопления 0,492 пФ с погрешностью менее 10%. Точность измерения емкостей накопления определяется точностью измерения среднеквадратичного значения шума и близостью работы МФПУ к VLIP-режиму.

Таким образом, при 8-ми канальном подключении удалось получить функционирование МФПУ в режиме шума, ограниченного флуктуациями фонового излучения (VLIP-режим) в широком диапазоне уровня разряда накопительных конденсаторов ячеек МФПУ на частоте 7,5 МГц (рис. 4а). Из рисунка видно, что шум электроники при времени накопления равном нулю составляет ~ 800 электронов на накопительном конденсаторе в ячейке. При сложении по квадратам шума в VLIP-режиме и шума электроники, что справедливо в случае некоррелированности этих шумов, видно хорошее совпадение измеренного шума с теоретическим шумом, ограниченным флуктуациями фонового излучения, что свидетельствует об отсутствии избыточных собственных шумов InSb фотодиодов.

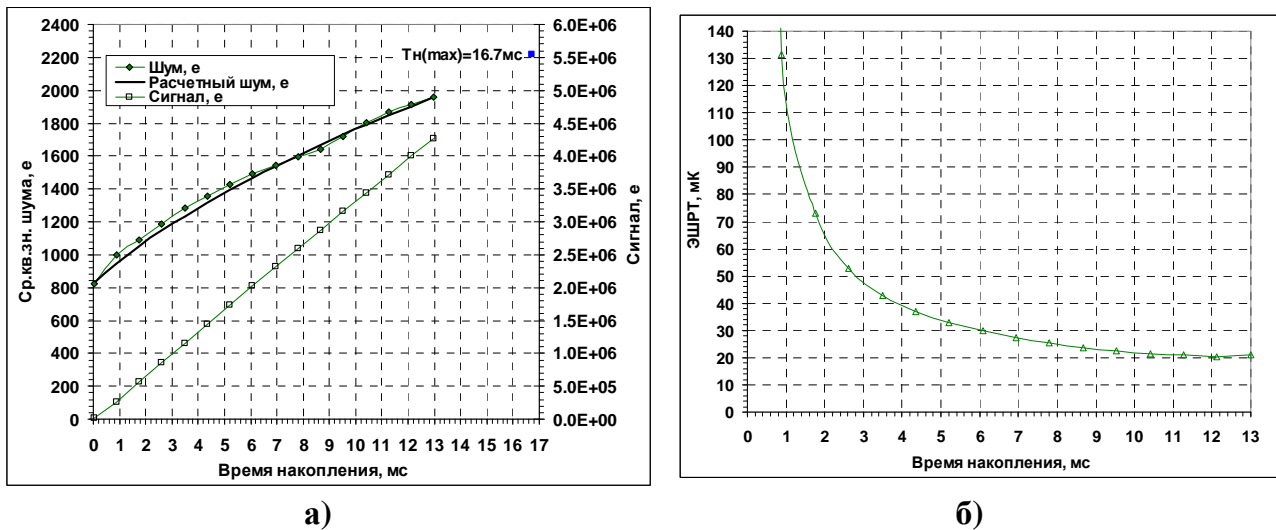


Рис. 4. Зависимости шума, расчетного шума в VLIP-режиме и сигнала (а), а также ЭШРТ ($d/f=1:4$, $T_{\text{фон}}=300\text{K}$) (б) от времени накопления.

Из графиков на рис. 4 а следует, что при оптимальном времени накопления фотоэлектронов 11,3 мс (при относительном отверстии охлаждаемой диафрагмы 1:4 и фильтром на спектральный диапазон $3,6\div 4,8$ мкм), обеспечивающем 70 % разряд емкости накопления БИС считывания, дополнительный шум за счет шумов БИС считывания, блока сопряжения и системы аналого-цифрового преобразования выходного сигнала не превышает 12% фундаментального шума фонового излучения. На рис. 4б представлена зависимость средней разности температур эквивалентной шуму (ЭШРТ) от времени накопления.

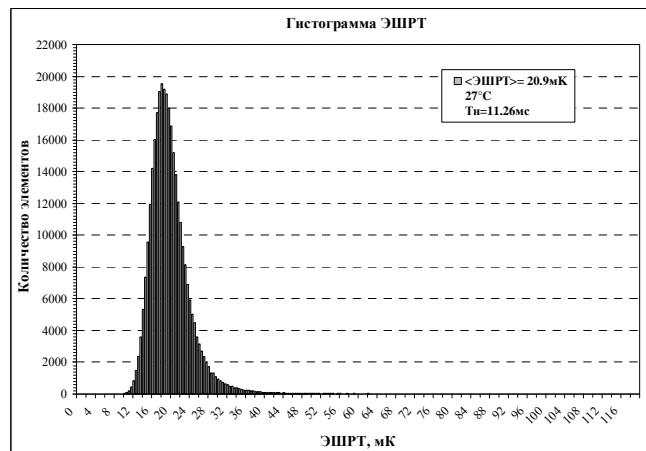
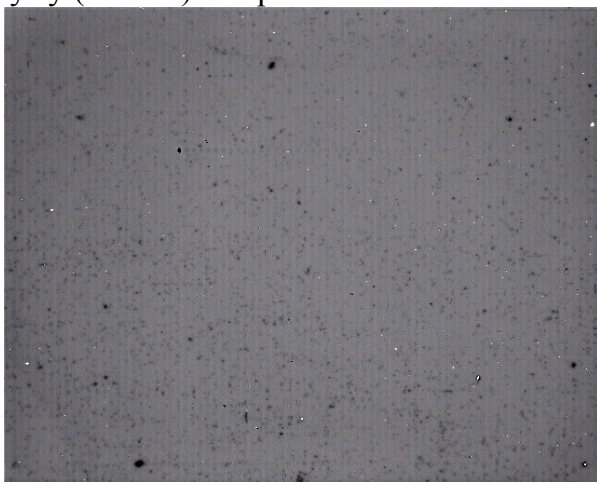


Рис. 5. ИК изображение при однородной фоновой засветке (а) и гистограмма ЭШРТ (б) МФПУ на основе InSb формата 640x512 с шагом 15 мкм при $T_{\text{н}}=11,3\text{мс}$.

Определены значения темнового и фонового токов разряжающих накопительные конденсаторы в ячейках. Темновой ток составил 8 пА. При этом фоновый ток превысил его в 5,5 раз (44 пА), что обеспечило при оптимальном времени накопления 11,3 мс ЭШРТ равную 20,9 мк при $T_{\text{ачт}}=27^\circ\text{C}$ и уровне выходного сигнала равного 0,7 от максимального его размаха.

На рис. 5а приведено изображение полученное на МФПУ при однородной фоновой засветке. Дефектность, в основном состоящая из элементов с повышенными токами утечек, составила 264 эл.(0,08%). На рис. 5б приведена гистограмма ЭШРТ по элементам МФПУ при оптимальном времени накопления 11,3 мс.

Примеры инфракрасных изображений приведенные на рис. 6, на которых видны: уникальная динамически меняющаяся карта распределения потовых желез на

руке (рис. 6а) и температурное распределение внутри глаза (рис. 6б), показывают, что МФПУ на основе антимионида индия формата 640 х512 с шагом 15 мкм может быть успешно применено в медицине для абсолютно безопасной, пассивной инструментальной диагностики.

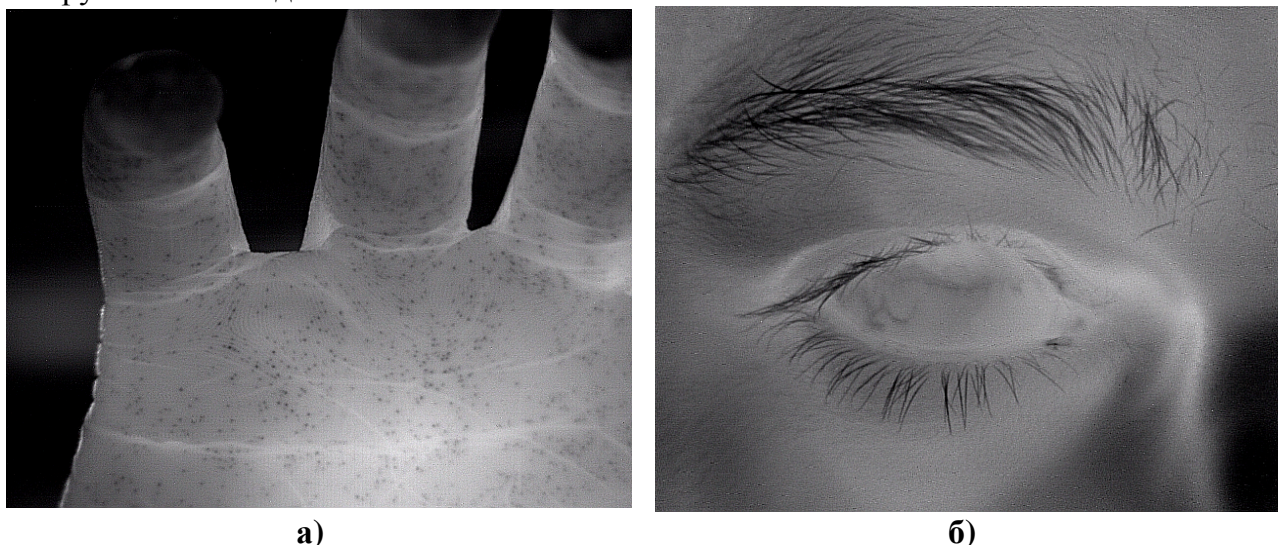


Рис. 6. ИК изображения руки (а) и глаза (б) МФПУ на основе InSb формата 640х512 с шагом 15 мкм.

- [1] *Rogalski A. Progress in Quantum Electronics // 2012, VOL. 36, PP. 342-473*
- [2] *www.scd.co.il SCD Semiconductor Devices, Israel*
- [3] *www.sbfpc.com Lockheed Martin Corporation Santa Barbara Focalplane, USA*
- [4] *<http://orion-ir.ru> ОАО «НПО «Орион» ГНЦ РФ, Россия*
- [5] *Болтарь К.О., Киселева Л.В., Лопухин А.А., Савостин А.В. Способ изготовления матричного фотоприемника (варианты)// Патент № 2460174. 2012*
- [6] *Болтарь К.О., Власов П.В., Лопухин А.А., Полунеев В.В., Рябова А.А. Характеристики серийных матричных фотоприемных устройств на основе антимионида индия формата 320×256// Успехи прикладной физики. 2013. №6. С. 733-738.*

У02 **Оптимизация топологии ИК-фотоприемников с временной задержкой- накоплением применительно к задаче тепlopеленгации: строгий подход**

Винецкий Ю.Р.

ОАО «ПО «УОМЗ», филиал «Урал-Геофизика», Москва, Россия

ИК-фотоприемники субматричной структуры с функцией временной задержки-накопления (ВЗН) остаются альтернативным по отношению к «смотрящим» ИК-матрицам классом приборов, способным в ряде задач не уступать матричным приемникам по потенциальной пороговой чувствительности и, как следствие, по дальнодействию использующих такие приемники оптикоэлектронных систем (ОЭС). Помимо более тесного естественного «сродства» к сканирующим ОЭС, нежели матрицы, субматрицы с ВЗН обладают рядом других преимуществ перед «смотрящими» матрицами в силу того, что обработка сигнала, исходящего от каждой точки сцены, осуществляется совместно несколькими пикселями субматрицы, тогда как в «смотрящих» системах каждая точка сцены рассматривается одним и только одним пикселем. Эта особенность, а также иные притягательные стороны субматричной архитектуры (как, например, меньшая жесткость технологических требований при обеспечении равной степени дефектности, возможность построения равных по

эффективности разреженных структур [1], и другие) делают ВЗН-субматрицы реальными конкурентами «смотрящих» матриц при рассмотрении их в качестве основы построения высокочувствительных систем, в частности, систем тепlopеленгации, обеспечивающих предельную дальность обнаружения удаленных объектов. В связи со сказанным актуальна задача поиска оптимальной топологии субматриц с ВЗН.

Несмотря на ряд работ, посвященных этой задаче [1, 2], ее решения на систематической (строгой) основе до настоящего времени не было предложено. В данной работе излагается строгий подход, в рамках которого и выполняется расчет оптимальных топологических параметров ВЗН-фотоприемника, применяемого для обнаружения тепlopеленгатором малоразмерных объектов: размеров пикселей и расстояний между ними. Оптимизация ведется с позиции достижения наибольшего отношения сигнал/шум (ОСШ), или, что то же, минимума пороговой мощности при обнаружении квазиточечного объекта на равномерном фоне в условиях преобладания шумов с «белым» частотным спектром в тракте приема-обработки фотосигнала (такая ситуация типична для высокочувствительных ОЭС), в том числе для условий работы в режиме ограничения шумом равновесного фона (V LIP-режим). Применяемый метод расчета использует подход, ранее примененный к «смотрящим» ИК-матрицам и позволивший объяснить природу выигрыша в ОСШ при уменьшении размера пиксела матрицы ниже размера пятна рассеяния излучения, формируемого оптической системой – независимо от того, каков конкретный вид функции рассеяния точки.

В работе приведены соотношения для связи задаваемых параметров режима работы тепlopеленгатора и оптимальных топологических параметров субматрицы с ВЗН, а также даны оценки предельных параметров обнаружения, которые могут быть достигнуты в оптимально спроектированном тепlopеленгаторе, построенном на субматрице с N стадиями ВЗН. Проведено сравнение с аналогичными результатами, ранее полученными для «смотрящих» матриц. Обсуждается вопрос о чувствительности оптимума к отклонениям топологических параметров от оптимальных значений. Даны численные оценки минимально обнаруживаемой мощности в потребительных спектральных диапазонах работы тепlopеленгаторов. Также представлены упрощенные соотношения параметров режима и топологических параметров, облегчающие инженерный расчет и выбор параметров приборов разработчиками фотоприемников и проектантами систем.

Литература

1. Infrared Imaging Systems: Design, Analysis, Modeling, and Testing XX. Ed. By Gerald C. Holst/ Proceedings of SPIE, 0277-786X, v. 7300, 2009.

2. В.Н Соляков, А.М. Филачев. Особенности регистрации точечных источников излучения фотоприемными устройствами с режимом ВЗН / Труды 22-й международной конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. ФГУП «НПО «Орион», Москва, 2010 г.

3. Ю.Р.Винецкий. Предельные возможности «смотрящей» матрицы в режиме тепlopеленгации: оптимальный размер пиксела и ассоциированный инвариант обнаружения / Труды 21-й международной конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. ФГУП «НПО «Орион», Москва, 2010г.

4. Винецкий Ю.Р., Герасимов И.В. Как выбирать оптимальный размер пиксела матрицы, работающей в режиме «смотрящего» тепlopеленгатора / Труды 22-й международной конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. НПО «Орион», Москва, 2012г.

У03 Матричный фотоприемный модуль на основе многослойных гетероструктур GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами

Есаев Д.Г., Савченко А.П., Фатеев В.А., Марчишин И.В., Торопов А.И.,
Калагин А.К., Валишева Н.А., Вицина Н.Р.

*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
Новосибирск, Россия*

К матричным фотоприемным устройствам (ФПУ) дальнего ИК диапазона (8-12 мкм), высокий уровень фонового излучения (при температуре 300К) предъявляет более жесткие требования, по сравнению со средним ИК диапазоном 3-5 мкм. Благодаря высокой однородности фоточувствительности, многослойные структуры с квантовыми ямами (МСКЯ) GaAs /AlGaAs являются одним из основных типов фотоприемников для широкоформатных, матричных тепловизионных систем в диапазоне (8-12) мкм [1]. Для широкоформатных ФПУ этого диапазона величина квантовой эффективности фотоприемников менее существенна, так как, из-за фоновых ограничений, и, вследствие ограничения зарядовой емкости устройств ввода кремниевых мультиплексоров, время накопления в тепловизионных системах с фотоприемниками, имеющими высокую квантовую эффективность, как правило, много меньше времени кадра (почти на два порядка) [2]. Поэтому потери в фотосигнале вследствие меньшей квантовой эффективности фотоприемников на структурах с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs, по сравнению с HgCdTe фотодиодами, могут быть полностью компенсированы путем увеличения времени накопления.

В настоящей работе приведены результаты по исследованию параметров фотоприемной матрицы на основе МСКЯ GaAs /AlGaAs размерностью 320 x256 элементов, с шагом матрицы фоточувствительных элементов 30 мкм и гибридного модуля ФПУ на ее основе с кремниевым мультиплексором

Фоточувствительные структуры изготавливались методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на установке "Со прафт 21Т". В качестве подложек использовался полуизолирующий GaAs диаметром 2". Расчетная толщина слоев GaAs и состав барьеров $Al_xGa_{1-x}As$ выбирались таким образом, чтобы второй уровень в квантовой яме (КЯ) GaAs находился ниже края зоны проводимости $Al_xGa_{1-x}As$. В этом случае обеспечивались оптимальные параметры фотоприёмного элемента по фоточувствительности и темновому току. Точность изготовления состава барьеров $Al_xGa_{1-x}As$ и его однородности по площади подложки выдерживалась в пределах $(x-x_0) < 0.01$ (где $x_0 \approx 0.26$ состав заданный предварительным расчетом). Толщина квантово-размерных слоев GaAs выдерживалась с точностью 1 монослоя и составляла 19 монослоев GaAs. Толщина барьерных слоев AlGaAs составляла 47 нм и была выбрана с таким расчетом, чтобы туннельная составляющая тока между основными уровнями квантования в соседних ямах была пренебрежимо мала по сравнению с термоактивационным током в диапазоне температур 60- 80 К. Фоточувствительный слой состоял из 30 периодов КЯ GaAs и барьеров $Al_xGa_{1-x}As$. С обеих сторон фоточувствительного слоя изготавливались проводящие контакты из $Al_xGa_{1-x}As:Si$ толщиной 0,9 мкм. Концентрация Si в проводящих контактных слоях составляла $(1-2) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Концентрация Si в квантово-размерных слоях GaAs выбиралась в пределах $(2-3) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что близко к оптимальной концентрации для МСКЯ фоторезисторов.

Контроль профиля концентрации носителей заряда в легированных квантовых ямах осуществлялся путем измерения вольт-фарадных характеристик (С-V) с использованием ртутного зонда. В приближении обедненного слоя концентрация носителей на глубине X определяется из соотношения [3]:

$$N(X) = \frac{2}{q\epsilon\epsilon_0 S^2} \left[\frac{d(C^{-2})}{dV} \right]^{-1}$$

где q – заряд электрона, C – измеряемая емкость, V – приложенное напряжение, S – площадь ртутного контакта, ϵ и ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость полупроводника и вакуума, соответственно. Глубина X , на которой определяется концентрация свободных носителей, определяется выражением $X = S\epsilon\epsilon_0/C(V)$.

На рис.1а и 1б представлены типичные результаты измерения профиля распределения концентрации носителей в гетероструктуре по толщине и однородности концентрации по площади пластины, соответственно.

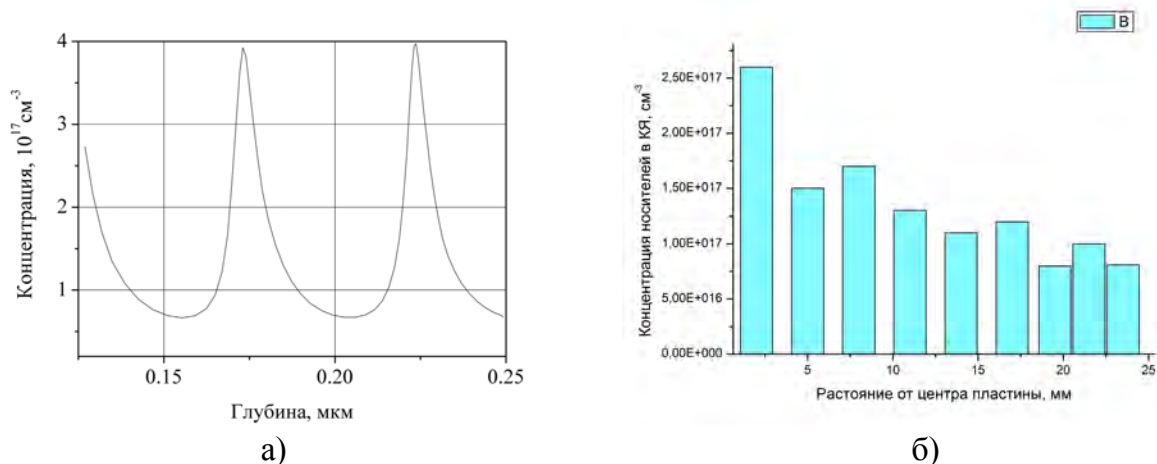


Рис.1. Профиль распределения концентрации носителей заряда по глубине МСКЯ GaAs/AlGaAs (а) и по площади пластины (б).

Для контроля содержания алюминия в барьерных слоях AlGaAs использовалась методика измерения спектра пьезомодулированного отражения от структуры в видимом спектральном диапазоне при температуре жидкого азота. На Рис. 2 приведен характерный спектр пьезоотражения от гетероструктуры, в расширенном диапазоне энергий, захватывающим пик от GaAs, по которому проводится калибровка спектрометра. Пик с энергией 1,839 эВ соответствует возбуждению связанных экситонов в барьерных слоях $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Промежуточные пики между энергией фотона 1,484 эВ и 1,839 эВ соответствуют электронным переходам между уровнями квантования дырок (легких и тяжелых) и электронов в слоях квантовых ям [4].

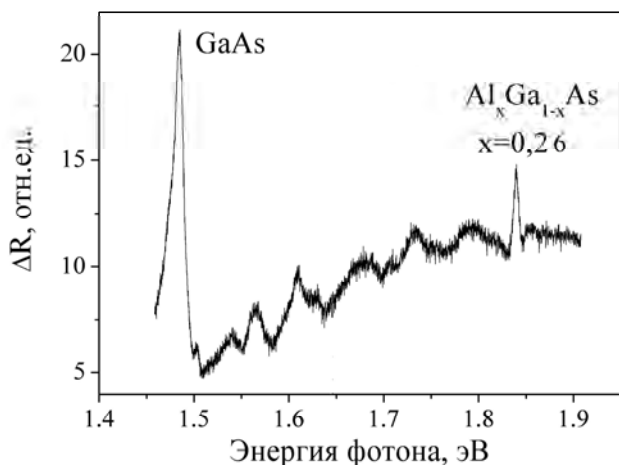


Рис. 2. Характерный спектр пьезоотражения от гетероструктуры с МСКЯ GaAs/AlGaAs в расширенном диапазоне энергий.

Энергетическое положение экситонного пика позволяет определить молярную долю алюминия в барьерных слоях из соотношения, связывающего ширину запрещенной зоны с молярным содержанием алюминия x .

Внешний вид матрицы фотоприемных меза-структур, сформированных жидкостным химическим травлением МСКЯ GaAs/AlGaAs представлен на Рис.3.

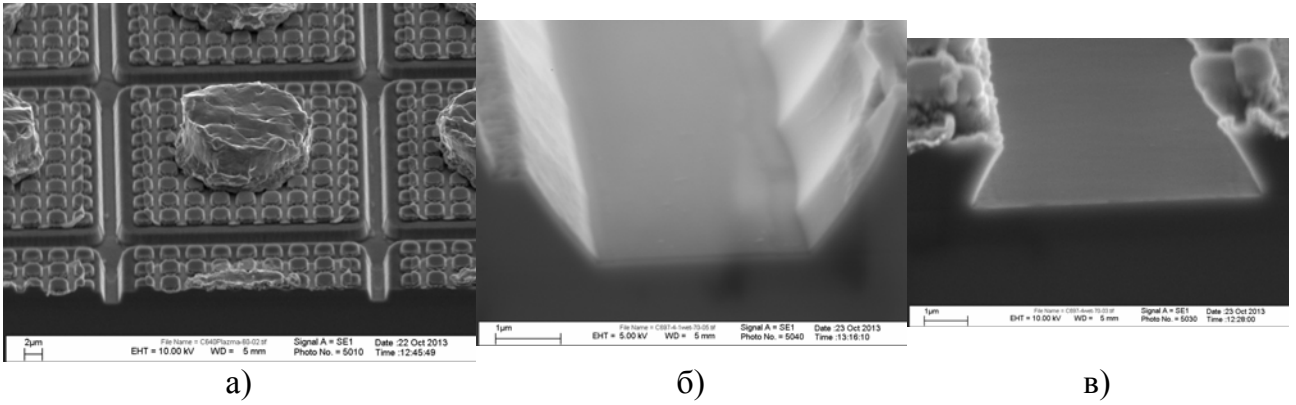


Рис.3.Изображение фрагмента фотоприемных матриц с индиевыми микроконтактами для гибридной сборки модуля ФПУ методом групповой холодной сварки (а) и зазоров между мезаструктурами (б,в), полученные с помощью электронного микроскопа.

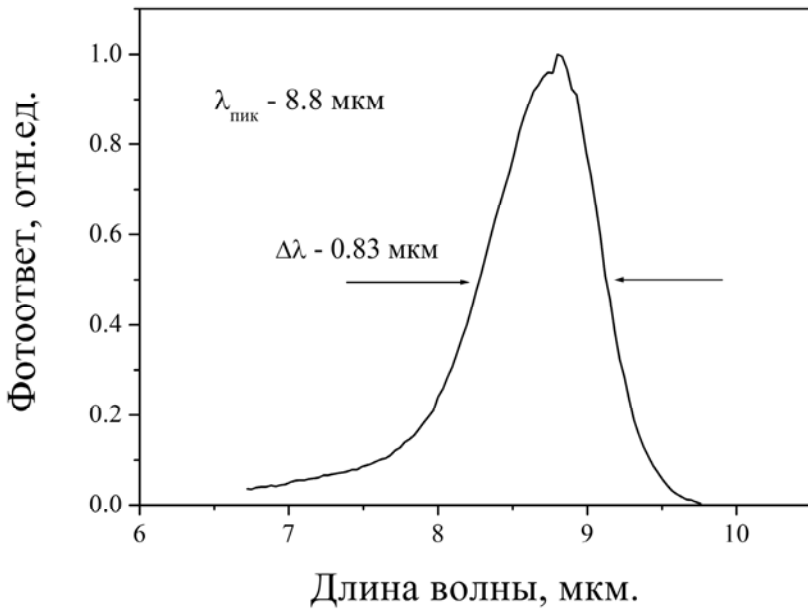


Рис.4. Спектр fotocувствительности, измеренный на тестовых структурах размером 200x200 мкм

Пример теплового изображения и гистограмма распределения эквивалентной шуму разности температур (NETD) по элементам фотоприемного модуля показана на Рис.5 а и б, соответственно. Среднее значение эквивалентной шуму разности температур NETD при температуре приемника 68 К и угле зрения 28° составило 25,2 мК. Количество дефектных элементов, имеющих NETD превышающую 70 мК, составляло 2,2 %.

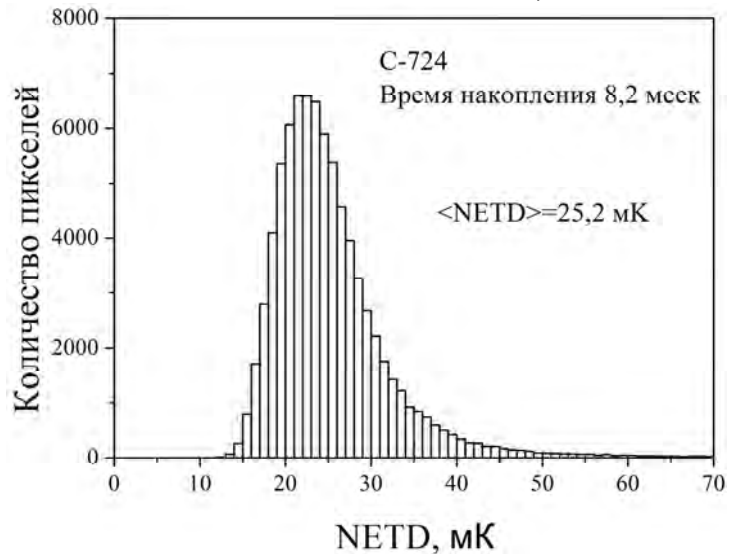


Рис. 5. Пример теплового изображения (а) и гистограмма распределения эквивалентной шуму разности температур по элементам фотоприемного модуля (б).

В настоящей работе изложены основные результаты по изготовлению гибридного фотоприемного модуля для дальнего ИК диапазона спектра размерностью

320x256 элементов с шагом матрицы 30 мкм состоящего из матрицы фоторезистивных элементов на основе МСКЯ GaAs/AlGaAs и кремниевого мультиплексора.

Показано, что разработанная технология позволяет получать многоэлементные фотоприемники с высокой однородностью по чувствительности, температурным разрешением 25 мК, дефектностью 2-3% при рабочей температуре 68 К.

Представленные параметры фотоприемного модуля в целом не являются оптимальными. Просветление поверхности фоточувствительной матрицы, оптимизация дифракционного элемента ввода излучения, удаление подложки должно по предварительным оценкам увеличить квантовую эффективность в несколько раз и, соответственно, улучшить температурное разрешение.

Направление дальнейших работ – увеличение формата ФПУ до 640 x512 элементов с одновременным уменьшением шага фотоприемной матрицы до 20 мкм.

Литература

1. Gunapala S.D., Liu J.K., Sundaram M., S., Bandara V., Shot t C.A., Ho elter T., Maker P.D., Muller R.F. „ Long-wavelength 256x256 QWIP hand-held camera”, Proceeding SPIE, 1996.vol.2746,P.124.

2. Destefanis G., Audebe rt P., Mottin E., R ambaud P. “Hi gh p erfomance LWIR 256x256 HgCdTe focal plane array operating at 88 K “// Proc. SPIE 1997 .Vol. 3061.P.111.

3. Брухов П.Т., Усов С. О., Усихин Ю.Г., «Определение профиля распределения носителей заряда в слабосвязанных сверхрешетках GaAs/AlGaAs», ФТП, том 38, с.469 (2004)

4. Y. R. Lee, F. K. Ramdas, A. L. Moretti, et al., “Piezomodulated reflectivity spectra of G aAs/AlGaAs si ngle-parabolic-quantum-well he terostructures”, Phys. Re v. B, vol. 41, p.8380 (1990)

У04 **Исследование квантовой эффективности и темнового тока фотоприемных устройств на основе InSb**

¹Патрашин А.И., ^{1,2}Бурлаков И.Д., ¹Власов П.В., ¹Лопухин А.А., ¹Никонов А.В.,
¹Яковлева Н.И.

¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

²МГТУ МИРЭА, Россия

Матричные ФПУ (МФПУ), работающие в режиме накопления, являются сложными высокотехнологичными устройствами. Они работают во всех диапазонах спектра от 0,25 мкм до более, чем 50 мкм, включают матрицу фоточувствительных элементов (ФЧЭ), содержащую от более, чем 1000 фотодиодов (формат 4x288), до более, чем 1 000 000 фотодиодов (формат 1280 x1024), состыкованных с таким же количеством ячеек интегрального кремниевого мультиплексора [1,2,3,4]. Мультиплексор выполняет накопление фототоков ФЧЭ в ячейках, поэлементное считывание накопленных зарядов, преобразование их в напряжение, предварительное усиление и вывод сигналов, как правило, на несколько выходов с заданной частотой кадров. Кроме этого, современные мультиплексоры-процессоры преобразуют выходной сигнал из аналоговой формы в цифровую форму и осуществляют предварительную цифровую обработку сигналов [5, 6].

При изготовлении МФПУ необходимо контролировать параметры всех его составных частей. Особенно это относится к квантовой эффективности и темновому току фоточувствительных элементов (ФЧЭ), составляющих матрицу ФПУ. Эти характеристики являются важнейшими и определяют фотоэлектрические параметры устройств, такие, как пороговая облученность (NE I), пороговая мощность (NE P), удельная обнаружительная способность (D^*), пороговая разность температур (NETD),

динамический диапазон, токовая и вольтовая чувствительности, однородность характеристик по площади МФЧЭ, заданное возможное количество дефектных ФЧЭ [7].

Для нормальной работы МФПУ чрезвычайно важно, чтобы однородность измеряемых параметров по всем ФЧЭ была бы не хуже заданной величины. Кроме этого, необходимо, чтобы величина темнового тока I_T не превышала некоторое граничное значение I_0 , а величина квантовой эффективности η была бы не ниже граничного значения η_0 . Все ФЧЭ, не удовлетворяющие подобным требованиям, считаются дефектными. Для современных МФПУ количество дефектных элементов не должно превышать величину от 0.1 до 1%. В данной работе предложен способ контроля величины квантовой эффективности и темнового тока каждого ФЧЭ МФПУ, пригодный для определения количества дефектных элементов в матрице.

Предложенный метод экспериментальных исследований однородности квантовой эффективности и темнового тока основан на расчете параметров ИК МФПУ [8], показавшего хорошее совпадение теоретических и экспериментальных данных.

При работе МФПУ в реальных условиях регистрируется полный сигнал, включающий сумму фотосигнала U_ϕ , прямо пропорционального величине квантовой эффективности, темнового сигнала U_T , обусловленного темновым током ФЧЭ, и постоянного сигнала, характеризующего начальный уровень отсчета суммы темнового сигнала и фотосигнала ФЧЭ, определяемый лишь рабочими параметрами выходного каскада мультиплексора.

Величины темнового сигнала и фотосигнала ФЧЭ определяются следующими выражениями:

$$U_{Tij} = \frac{I_{Tij} \cdot \tau_0}{C_n}, \quad (1)$$

$$U_{\phi ij} = \frac{I_{\phi ij} \cdot \tau_0}{C_n}, \quad (2)$$

где I_T – темновой ток ФЧЭ.

τ_0 – время накопления, с;

I_ϕ – фототок, генерированный излучением, падающим на ФЧЭ, А;

C_n – накопительная емкость в ячейке мультиплексора, Ф;

i и j – индексы, указывающие на расположение ФЧЭ в матрице.

Индексы i и j связаны с координатами центра соответствующего ФЧЭ в стандартной матрице следующими соотношениями:

$$x_i = i \cdot a_x - \frac{a_x}{2} - \frac{a}{2} \quad (3)$$

$$y_j = -j \cdot b_y + \frac{b_y}{2} + \frac{b}{2}, \quad (4)$$

где a_x и b_y – размеры ФЧЭ по осям x и y ;

a и b – размеры поля МФЧЭ по осям x и y .

Здесь следует отметить, что в матрице с нестандартным расположением ФЧЭ выражения (10) и (11) будут другими.

Величина фототока ФЧЭ при стационарном облучении определяется выражением

$$I_{\phi ij} = N_{\phi ij}(T) \cdot \eta_{ij} \cdot A_s \cdot q, \quad (5)$$

где N_ϕ – фотонная облученность в плоскости ФЧЭ, фот·см⁻²·с⁻¹;

A_s – площадь ФЧЭ, см²;

q – заряд электрона, К;

η – средняя квантовая эффективность в полосе чувствительности ФЧЭ.

Фотонная облученность в плоскости ФЧЭ определяется следующей формулой:

$$N_{\phi ij}(T) = K_1 \cdot K_2 \cdot K_{\text{прп}}(x; y; l; R) \cdot N_0(T; \lambda_1; \lambda_2), \quad (6)$$

где $K_{\text{прп}}(x; y; l; R)$ – коэффициент пропускания диафрагмы в светоизолирующем экране;

K_1 – средний коэффициент пропускания входного окна ФПУ;

K_2 – средний коэффициент пропускания светофильтра, определяющего полосу чувствительности ФПУ.

Если входное окно или светофильтр отсутствуют, то соответствующий коэффициент равен единице.

Коэффициент пропускания круглой диафрагмы в светоизолирующем экране определяется выражением [7]

$$K_{\text{прп}}(x; y; l; R) = \frac{1}{\pi} \cdot \int_0^{2\pi} \int_0^R \frac{\rho \cdot l^2}{\left[l^2 + (\rho \cdot \cos \varphi - x)^2 + (\rho \cdot \sin \varphi - y)^2 \right]^2} d\rho \cdot d\varphi, \quad (7)$$

где x, y – координаты центра ФЧЭ с индексами i и j , см;

l – расстояние от диафрагмы до матрицы, см;

R – радиус диафрагмы, см;

ρ и φ – радиус и угол интегрирования в полярных координатах плоскости диафрагмы.

$N_0(T; \lambda_1; \lambda_2)$ определяется из закона Планка:

$$N_0(T; \lambda_1; \lambda_2) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{2 \cdot \pi \cdot c}{\lambda^4 \cdot \left[\exp\left(\frac{c \cdot h}{\lambda \cdot k_B \cdot T}\right) - 1 \right]} d\lambda, \quad (8)$$

где $c = 2,998 \cdot 10^{10}$ см·с⁻¹ – скорость света;

$k_B = 1,381 \cdot 10^{-23}$ Вт·с·К⁻¹ – постоянная Больцмана;

$h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Вт·с² – постоянная Планка.

Тогда полный сигнал каждого ФЧЭ, регистрируемый при облучении его сквозь диафрагму в светоизолирующем экране, описывается следующим выражением:

$$U_{\phi ij} = M_{1ij}(\tau_0) \cdot I_{Tij} + M_{2ij}(\tau_0, T) \cdot \eta_{ij} + U_{\text{const}ij}, \quad (9)$$

$$M_{1ij}(\tau_0) = \frac{\tau_0}{C_n}, \quad (10)$$

$$M_{2ij}(\tau_0, T) = A_S \cdot q \cdot K_{\text{прп}}(x; y; l; R) \cdot N_0(T; \lambda_1; \lambda_2) \cdot \frac{\tau_0}{C_n}, \quad (11)$$

где $M_{1ij}(\tau_0)$ и $M_{2ij}(\tau_0, T)$ – коэффициенты, которые зависят лишь от τ_0 и T , а U_{const} – постоянный выходной сигнал при нулевом времени накопления.

Коэффициенты $M_{1ij}(\tau_0)$ и $M_{2ij}(\tau_0, T)$ легко рассчитываются для известных значений τ_0 и T , т.к. все остальные величины, необходимые для их расчета, являются известными и постоянными.

Сигнал ФЧЭ содержит три неизвестные величины – темновой ток I_{Tij} , квантовую эффективность η_{ij} и U_{const} . Следовательно, если провести по три измерения сигнала каждого ФЧЭ в трех разных условиях, при известных величинах $M_{1ij}(\tau_0)$ и $M_{2ij}(\tau_0, T)$, то для каждого мы получим систему трех уравнений с тремя неизвестными I_T, η и U_{const} .

Тогда система уравнений для каждого ФЧЭ будет иметь следующий вид:

$$U_{1\phi ij} = M_{1ij}(\tau_{01}) \cdot I_{Tij} + M_{2ij}(\tau_{01}, T_1) \cdot \eta_{ij} + U_{\text{const}ij}$$

$$U_{2\phi ij} = M_{1ij}(\tau_{02}) \cdot I_{Tij} + M_{2ij}(\tau_{02}, T_2) \cdot \eta_{ij} + U_{constij} \quad (13)$$

$$U_{3\phi ij} = M_{1ij}(\tau_{03}) \cdot I_{Tij} + M_{2ij}(\tau_{03}, T_3) \cdot \eta_{ij} + U_{constij} \quad (14)$$

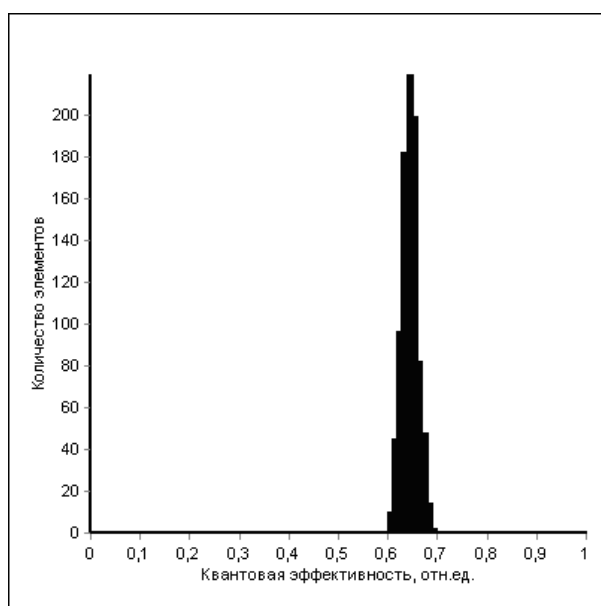
Решая данную систему уравнений относительно темнового тока, квантовой эффективности и U_{const} , мы сможем определить необходимые параметры.

Эксперимент проводился с ФПУ на основе матрицы фотодиодов из антимонида индия, чувствительной в диапазоне 2,9-5,4 мкм, задаваемом холодным фильтром. Для оптимизации вычислений первое измерение сигнала проводилось при $\tau_{01} = 0$ и температуре излучения АЧТ $T_1 = 293$ К. При этом автоматически определялась величина $U_{constij}$. Второе измерение сигнала проводилось при значении $\tau_{02} = 0,7826$ мс и температуре излучения АЧТ $T_1 = 293$ К. Третье измерение сигнала проводилось при $\tau_{03} = 0,7826$ мс и температуре излучения $T_2 = 303$ К. Вся обработка массивов данных автоматически проводилась на компьютере.

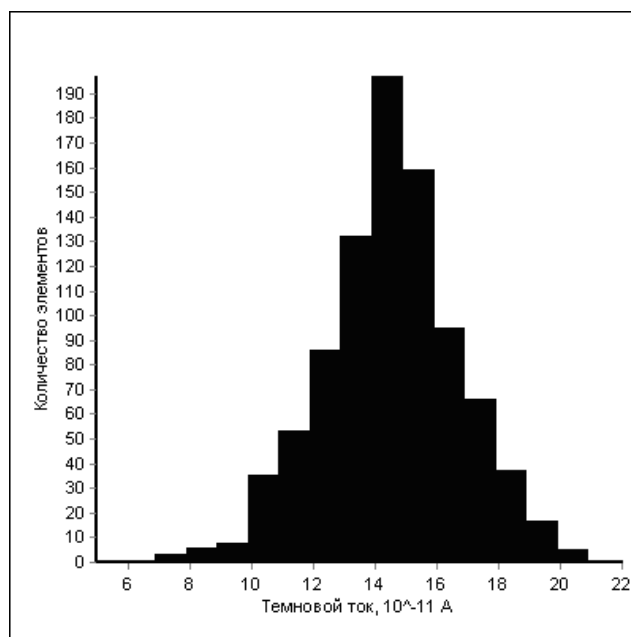
На рис. 1 (а, б) приведены гистограммы измеренных массивов η_{ij} и I_{Tij} части матрицы с размерами 30x30 ФЧЭ [8].

Полученные результаты свидетельствуют о работоспособности предложенного метода.

Представленный метод автоматизирован и позволяет провести измерения без ущерба для МФЧЭ за достаточно короткий промежуток времени. Результат достигается тем, что регистрируют величины сигналов всех ФЧЭ, по крайней мере, при двух заданных температурах фона и двух заданных временах накопления, и по ним автоматически рассчитываются величины квантовых эффективностей и темновых токов всех ФЧЭ.



а)



б)

Рис. 1 Гистограммы распределения квантовой эффективности и темнового тока для МФПУ на основе InSb

Литература

1 А.М.Филачев, И.И.Таубкин, М.А.Тришенков, Современное состояние и магистральные направления развития твердотельной фотоэлектроники. – М.: Физматкнига, 2010. – 128 с.

2 А.М.Филачев, И.И.Таубкин, М.А.Тришенков, Твердотельная фотоэлектроника. Фотодиоды – М.: Физматкнига, 2011. – 448 с.

3 И.Д. Бурлаков, В.П. Пономаренко, А.М. Филачев, Е.В. Дегтярев. Фотоприемные устройства для тепловизионной аппаратуры второго поколения // Прикладная физика. 2007. № 2. с. 43-53.

4 Boltar K.O., Burlakov I.D., Filachev A.M., Klimanov E.A., Ponomarenko V.P., Solyakov V.N., Stafeev V.I. Single and Matrix HgCdTe Photovoltaic Detectors // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). – v. 16. – № 4. – 2007 – p. 234-247.

5 Boltar K.O., Burlakov I.D., Ponomarenko V.P., Yakovleva N.I., Klimanov E.A., Akimov V.M. Line Integration HgCdTe Focal Plane Array. // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). – v. 17. – № 1. – 2008. – p. 9.

6 Хромов С.С., Зайцев А.А., Проектирование интегральной схемы считывания формата 640 x512 для фотоприемных устройств на основе антимонида индия // Прикладная физика, № 2, 2011, СС.100-103.

7 А.И. Патрашин, Метод расчета параметров ИК матричного фотоприемного устройства, Прикладная физика, № 2, 2010, С. 103.

8 А.И. Патрашин, И.Д. Бурлаков, А.А. Лопухин, Н.И. Яковлева, Экспериментальное исследование метода расчета параметров ИК МФПУ, Прикладная физика, № 5, 2012, С. 81.

У05 **ФПУ на монолитно выполненных матрицах диапазона (3-5) мкм**

Карпов В.В., Лыткин А.П., Петренко В.И., Семенов В.И., Чиж К.В.

ОАО «Швабе – Фотосистемы», Москва, Россия

В настоящее время ОАО «Швабе-Фотосистемы» серийно производит с приёмкой ВП модули фотоприёмных устройств охлаждаемых матричных (МФПУ 2ОМ), использующие серийно выпускаемые заводом «Ангстрем» фотоприемные охлаждаемые монолитно выполненные матрицы инфракрасного диапазона на основе фотодиодов с барьерами Шоттки из силицида платины.

Неоднородность чувствительности в этих матрицах во много раз меньше неоднородности чувствительности матриц, выполненных на InSb и КРТ по гибридной технологии.

Матрица содержит зеркальный слой алюминия, который совместно с просветляющим слоем подложки, образует резонатор, значительно увеличивающий квантовую эффективность благодаря многократному отражению в нём падающего на приёмник излучения.

Решающим достоинством матриц на базе фотодиодов с барьерами Шоттки PtSi/Si является то, что для их производства удаётся использовать хорошо освоенную технологию изготовления кремниевых интегральных схем, которая позволяет получать процент выхода годных матриц значительно (на порядок) превышающий процент выхода годных гибридно выполненных матриц на InSb и КРТ.

Надёжность работы монолитно выполненных охлаждаемых матриц значительно выше надёжности гибридно выполненных матриц.

Основные технические характеристики матриц 1204ЦМ2Н4

Спектральный диапазон, мкм.....	1,8÷5,0;
Разность температур, эквивалентная шуму, К.....	0,05;
Число элементов.....	256x256;
Размер фоточувствительного элемента, мкм.....	22x18;
Шаг фоточувствительных элементов, мкм.....	36x27;
Частота обновления информации, Гц.....	25 (50)
Количество бездефектных элементов, %.....	99,99.

У06 Исследование дефектности фотодиодов крупноформатных матричных фотоприемников на основе антимонида индия

Болтарь К.О.^{1,2}, Власов П.В.¹, Ерошенков В.В.¹, Лопухин А.А.¹

¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

МФТИ (Технический университет), Долгопрудный, Россия

Достигнутый в настоящее время уровень дефектности матричных фотоприемных устройств (МФПУ) формата 320x256 элементов на основе антимонида индия составляет около 0,1- 0,3% [1, 2]. В основной массе эти 80-250 элементов обусловлены токами утечки фотодиодов. Их особенность состоит в том, что они не поддаются визуальному контролю. Условно можно назвать их «скрытыми» дефектами – то есть обусловленными полупроводниковым материалом и его обработкой.

Большой объем изготовленных МФПУ позволил собрать статистические данные, ставшие основой работы. В ее рамках исследованы параметры матричных фоточувствительных элементов (МФЧЭ) с девяти слитков антимонида индия, характеризующихся значениями концентраций неосновных носителей с двух сторон слитка, плотностью дислокаций и средним значением диффузионной длины неосновных носителей заряда (табл. 1).

Таблица 1.

Слитки	Диффузионная длина, мкм	Концентрация электронов (слева), см ⁻³	Концентрация электронов (справа), см ⁻³	Плотность дислокаций, см ⁻²
Сл.3 (С/20-187II-ИСЭ-2В) 36	,67	$6,4 \cdot 10^{14}$ 1,	$6 \cdot 10^{15}$ 43	2 - 30.3
Сл.4 (С/20-223II-ИСЭ-2В) 59	,23	$8,8 \cdot 10^{14}$ 1,	$1 \cdot 10^{15}$ 1	7.4 - 23.5
Сл.5 (С/20-152II-ИСЭ-2В) 53	,98	$7,1 \cdot 10^{14}$ 1,	$6 \cdot 10^{15}$ 32	- 18
Сл.6 (С/17-249II-ИСЭ-1В) 68	,43	$8,0 \cdot 10^{13}$ 1,	$8 \cdot 10^{14}$ 9	.17 - 6.0
Сл.7 (N609)	73,45	$3,2 \cdot 10^{14}$ 1,	$2 \cdot 10^{15}$ <	100
Сл.8 (С/20-206II-ИСЭ-2В) 61	,66	$7,3 \cdot 10^{14}$ 1,	$5 \cdot 10^{15}$ 1	4.7 - 11.5
Сл.9 (С/20-205II-ИСЭ-2В) 70	,30	$4,9 \cdot 10^{14}$ 1,	$6 \cdot 10^{15}$ 1	3.8 - 4.36
Сл.10 (N578)	54,04	$3,8 \cdot 10^{14}$ 1,	$3 \cdot 10^{15}$ <	100
Сл.12 (N555)	63,12	$3,8 \cdot 10^{14}$ 1,	$3 \cdot 10^{15}$ <	100

На рис. 1 приведены интегральные функции распределения МФЧЭ по величине напряжения пробоя (при токе 1 нА) для различных слитков InSb. Данные получены из измерений вольтамперных характеристик на пластинах до стыковки с БИС считывания.

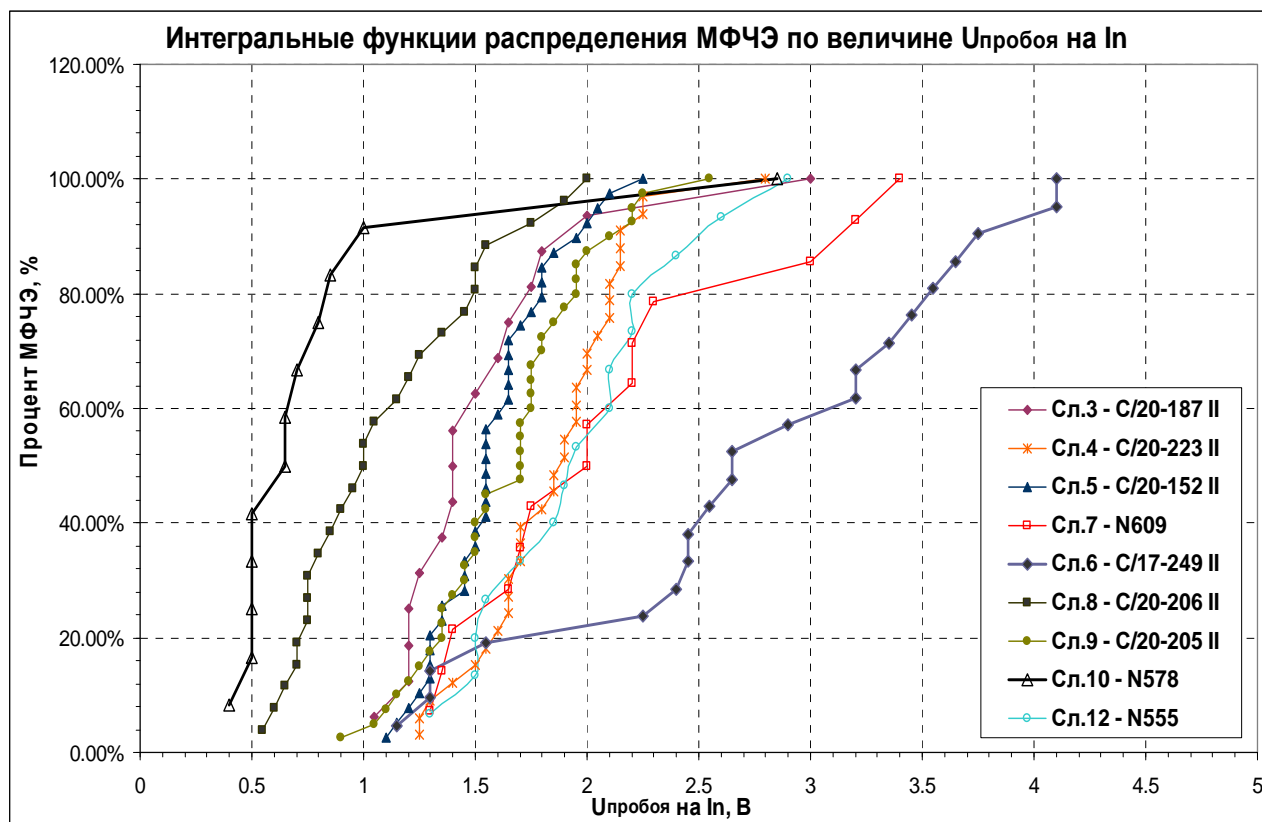


Рис. 1 – Интегральные функции распределения МФЧЭ по величине напряжения пробоя (при токе 1 нА) для различных слитков InSb

Четко выделяются два слитка: лучше держит обратное напряжение сл.6 (C/17-249II-ИСЭ-1В) и хуже всех сл.10 (N578). Остальные слитки сгруппированы между ними. При этом различающиеся по своим характеристикам слитки приблизительно в одно время проходили одинаковые технологические процессы. Это означает, что разброс по напряжению пробоя связан не столько с последующей обработкой, сколько с характеристиками самого слитка.

В качестве критерия уровня дефектности выбрано количество единичных дефектных элементов. Кластеры дефектных элементов не учитываются, так как причин появления дефектных кластеров достаточно много, и обычно они связаны со сбоями технологических операций изготовления МФЧЭ. А основная часть точечных дефектов потенциально связана с качеством исходного материала.

На рис.2 представлены интегральные функции распределения МФЧЭ по количеству одноточечных дефектных элементов для различных слитков InSb.

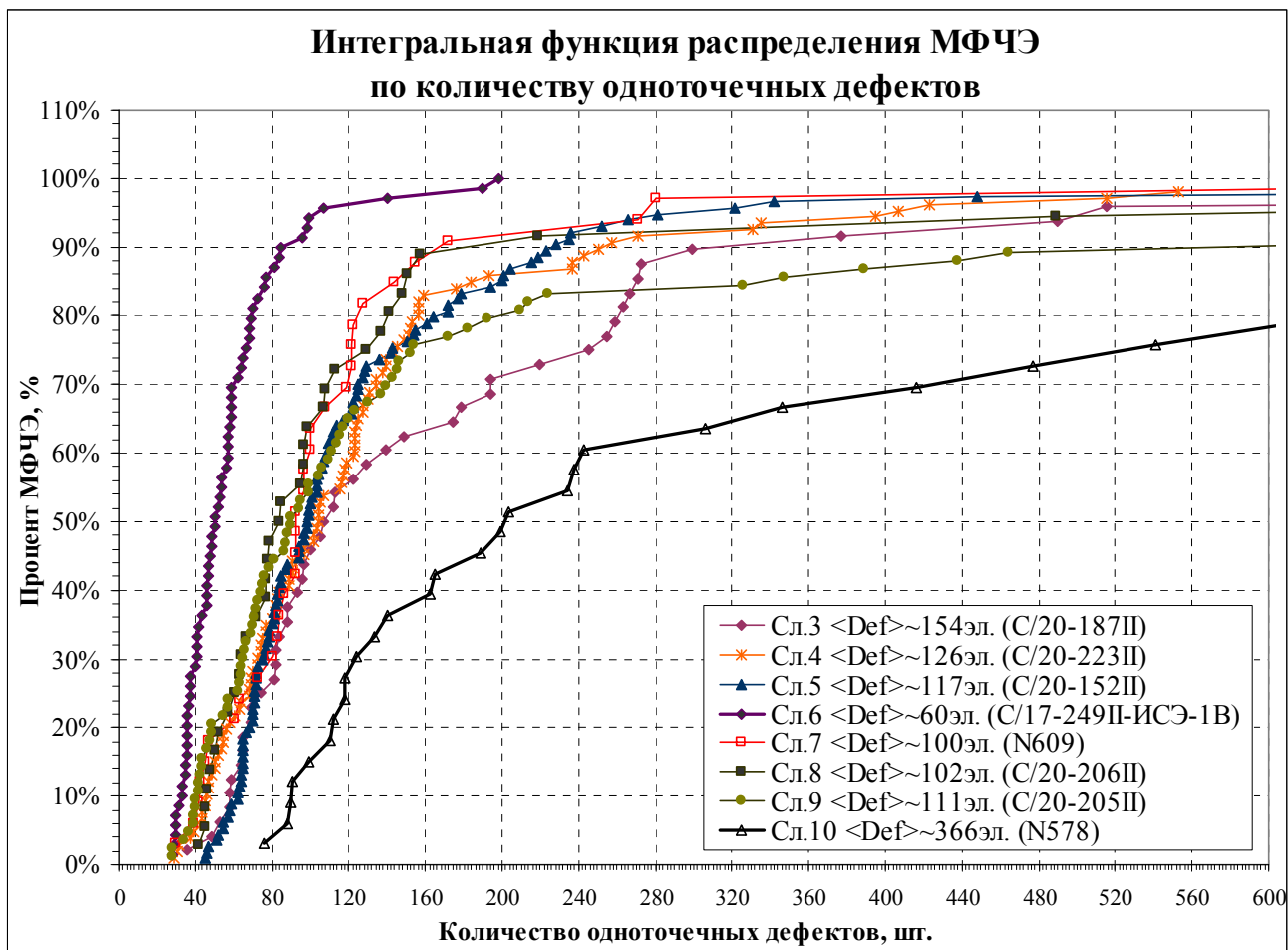


Рис. 2 – Интегральные функции распределения МФЧЭ по количеству одноточечных дефектных элементов для различных слитков InSb

Слиток 6 характеризуется малой точечной дефектностью; слиток 10 – повышенной; промежуточные кривые приблизительно повторяют картину напряжений пробоя. Четко просматривается корреляция: если пластина плохо держит обратное напряжение, то и дефектность на ней выше. Сл.6 (C/17-249II-ИСЭ-1В) оказался по результатам стыковок с БИС считывания рекордным в плане дефектности. По своим характеристикам он выделяется среди прочих низкой концентрацией $\sim 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и низкой плотностью дислокаций.

На рис. 3 представлены: столбец слева – изображения с трех фотоприемников (МФЧЭ с одной пластины) при оптимальном обратном напряжении смещения, столбец правее – те же фотоприемники при близком к пробую (основной массы элементов) обратном напряжении смещения. Столбцы справа: то же самое, но для трех МФЧЭ с другой пластины.

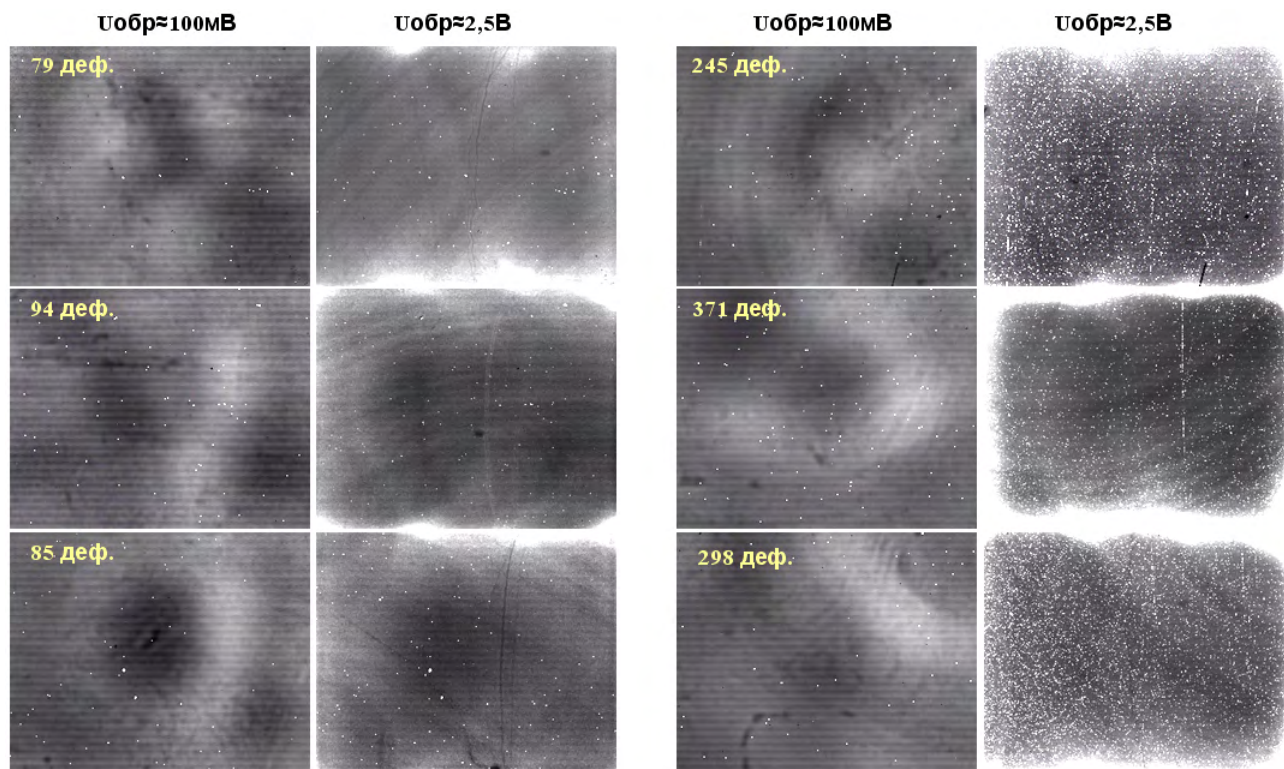


Рис. 3 – Интегральные функции распределения МФЧЭ по количеству одноточечных дефектных элементов для различных слитков InSb

Сравнивая изображения при оптимальном обратном напряжении может показаться, что плотность дефектов на обеих пластинах приблизительно одинакова. Однако при больших смещениях видно, что вблизи пробоя на второй пластине уже произошло равномерное увеличение числа К.З. Эта деградация отдельных диодов начинает проявляться уже при незначительном увеличении напряжения от рабочего значения. В действительности уже при рабочем смещении часть этих элементов по жесткому критерию являются дефектными. В результате на матрицах слева реально имеем 79, 84, 85 дефектов; справа – 245, 371 и 298. Представленные МФЧЭ изготовлены из одного слитка и, более того, с соседних пластин. В данном случае различия характеристик логично приписать влиянию обработки пластин после резки.

На рис. 4 представлена суммарная дефектность по всем произведенным МФЧЭ. Изображение получено следующим образом. Берется карта дефектности одного МФЧЭ. Не дефектному элементу приписываем 0, дефектному – 1 (причем дефект любого рода – короткозамкнутый, отрыв, шумящий). Далее все карты дефектов суммируются. Элемент, в котором чаще попадаетея 1, будет более ярким.

Изображения слева получены суммированием только единичных дефектов на толстой базе и после утоньшения. Здесь наблюдается достаточное равномерное распределение точек по площади. Изображения справа получены суммированием дефектных кластеров (то есть всех дефектов, кроме единичных). Здесь выделяются углы, что связано с краевыми эффектами: отстыковкой и пережимом столбом после стыковки в углах, трещинами по краям после утоньшения и т.п.

На общем фоне особенно выделяются светлые точки. Самые яркие точки – это наиболее часто повторяющиеся дефектные элементы. Можно предположить, что эти дефекты фотошаблонов. Для несколько комплектов шаблонов, использованных за несколько лет, их насчитывается 33 шт. Скорее всего причина дефектов заложена в шаблонах начальных операций, таких как формирование мезы или окон.

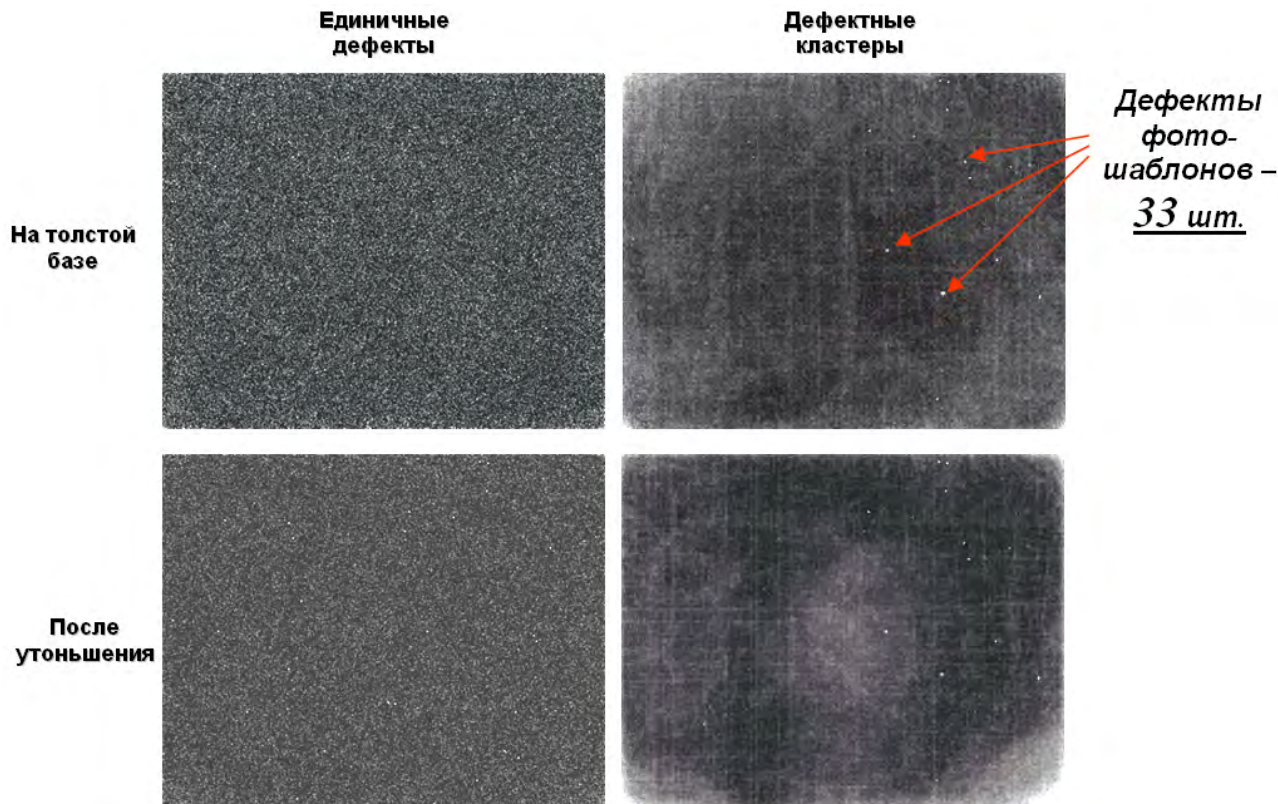


Рис. 4 – Суммарная дефектность МФЧЭ

Таким образом основными причинами фотодиодов с токами утечки являются:

- плотность дислокаций исходных слитков антимонида индия;
- качество обработки пластин после резки слитков;
- погрешности технологии изготовления МФЧЭ (как правило, образуются кластеры дефектов).

[1] Болтарь К.О., Киселева Л.В., Лопухин А.А., Савостин А.В. Способ изготовления матричного фотоприемника (варианты)// Патент № 2460174. 2012

[2] Болтарь К.О., Власов П.В., Лопухин А.А., Полунеев В.В., Рябова А.А. Характеристики серийных матричных фотоприемных устройств на основе антимонида индия формата 320×256// Успехи прикладной физики, 2013, №6 С. 733-738.

У07 **Влияние толщины фоточувствительных слоев на свойства МФПУ на основе антимонида индия**

Лопухин А.А.

ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

Серийная технология изготовления тонких фоточувствительных (ФЧ) слоев в матричных фотоприемниках (МФП) формата 320x256 элементов на основе антимонида индия, полученных методами ХМП (химико-механической полировки) и ХДП (химико-динамической полировки) [1], требует непрерывного совершенствования в связи с уменьшением шага крупноформатных МФП до 15 мкм и менее, а также в связи с задачей переноса этой технологии для утоньшения МФП на основе арсенида галлия, используемых, например, в QWIP фотоприемниках и в КРТ на подложках из арсенида галлия.

Исследованы МФП формата 320 x256 с шагом элементов 30 мкм, которые утоньшались методами ХМП и ХДП после операции гибридации.

Основным методом анализа операции утоньшения стало сравнение характеристик МФП до и после утоньшения. Для улучшения операции утоньшения в связи с уменьшением шага крупноформатных МФП разработана технология утоньшения, позволяющая прецизионно контролировать качество границ по периметру и толщину ФЧ слоя.

Одной из основных характеристик утоньшения является конечная толщина ФЧ слоя. Разработанная технология утоньшения позволяет точно формировать толщину. Однако, возникает вопрос – какова оптимальная толщина ФЧ слоя? Для ответа на этот вопрос исследовались характеристики, на которые влияет толщина ФЧ слоя. На рис. 1 показаны интегральные функции распределения МФП по толщине ФЧ слоя.

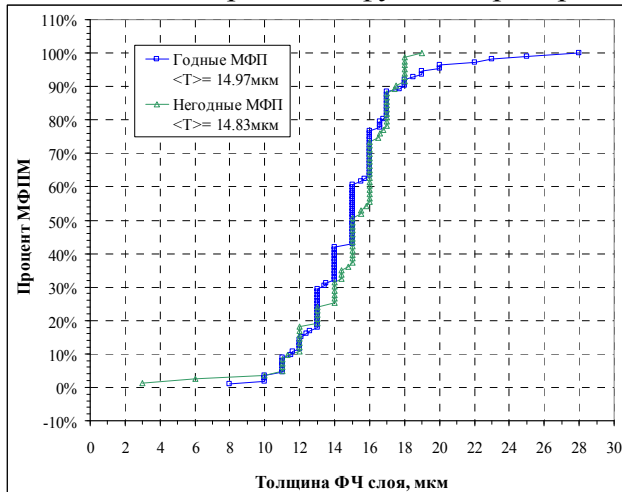


Рис. 1 – Интегральные функции распределения МФП по толщине фоточувствительного слоя

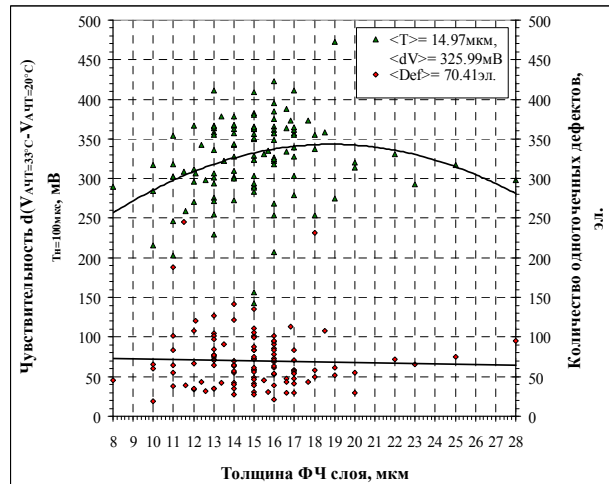


Рис. 2 – Корреляция чувствительности $d(V_{AЧТ=33^{\circ}C} - V_{AЧТ=20^{\circ}C})$ при времени накопления $T_n=100$ мкс и количества одноточечных дефектов после утоньшения с толщиной фоточувствительного слоя

Видно, что эти функции распределения, в том числе и средние значения толщины ФЧ слоя, которые ~ 15 мкм, близки как для годных, так и для негодных МФП. В области диапазона толщин $8 \div 12$ мкм рассматриваемые функции распределения практически совпадают, что показывает возможность изготовления МФП вышеуказанного диапазона толщин в случае улучшения контроля толщины без уменьшения процента выхода годных. Хаотическое распределение треугольников и ромбов МФП на рис. 2 показывает отсутствие корреляции чувствительности $d(V_{AЧТ=33^{\circ}C} - V_{AЧТ=20^{\circ}C})$ при времени накопления $T_n=100$ мкс и количества одноточечных дефектов с толщиной фоточувствительного слоя после утоньшения.

Достигнутый на текущий момент уровень дефектности МФП формата 320×256 с шагом элементов 30 мкм составляет около $0,1 \div 0,3\%$ [2]. В основной массе эти дефекты являются утечками и обусловлены матричным фоточувствительным элементом (МФЧЭ). Большой объем изготовленных МФЧЭ позволил собрать статистические данные с шести слитков антимонида индия, характеризующихся двумя значениями концентраций неосновных носителей с двух сторон слитка, плотностью дислокаций и средним значением диффузионной длины неосновных носителей заряда (табл. 1).

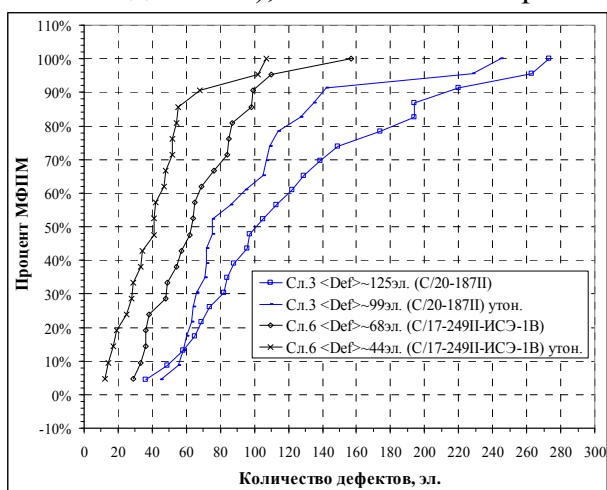
Таблица 1.

Слитки	Диффузионная длина, мкм	Концентрация электронов (слева), см^{-3}	Концентрация электронов (справа), см^{-3}	Плотность дислокаций, см^{-2}
Сл.3 (С/20-187П-ИСЭ-2В) 36	,67	$6,4E+14$	$1,6E+15$	432 - 30.3
Сл.4 (С/20-223П-ИСЭ-2В)	59,23	$8,8E+14$	$1,1E+15$	17.4 - 23.5
Сл.5 (С/20-152П-ИСЭ-2В)	53,98	$7,1E+14$	$1,6E+15$	32 - 18

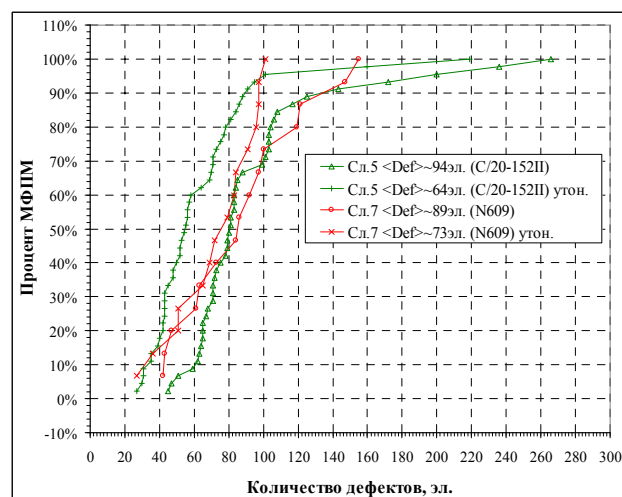
Слитки	Диффузионная длина, мкм	Концентрация электронов (слева), см ⁻³	Концентрация электронов (справа), см ⁻³	Плотность дислокаций, см ⁻²
Сл.6 (C/17-249II-ИСЭ-1В) 6	8,43	8,0E+13	1,8E+14	9.17 - 6.0
Сл.7 (N609)	73,45	3,2E+14	1,2E+15	< 100
Сл.9 (C/20-205II-ИСЭ-2В) 7	0,30	4,9E+14	1,6E+15	13.8 - 4.36

Сопоставление интегральных функций распределения годных МФП по количеству одноточечных дефектов до и после утоньшения для двух различных слитков InSb (рис.3а) показывает уменьшение количества одноточечных дефектов в среднем от 15% до 30%.

Это объясняется различными фоновыми условиями при измерениях. При измерениях МФП после утоньшения фоновый ток в 50÷100 раз больше фонового тока при измерениях МФП до утоньшения. Кроме этого, имеются существенные различия в слитках InSb. Например, вышеуказанные два слитка сильно отличаются концентрацией основных носителей заряда, плотностью дислокаций и диффузионной длиной неосновных носителей заряда (табл.1), а для слитка 7 в отличие от других слитков количество одноточечных дефектов после утоньшения уменьшилось мало (в среднем от 89 эл. до 73 эл.), что показано на рис.3б.



а)



б)

Рис. 3 – Интегральные функции распределения годных МФП по количеству одноточечных дефектов до и после утоньшения из слитков 3, 6 (а) и слитков 5, 7 (б).

Аналогично МФП на основе InSb, матричные фотоприемники на основе QWIP GaAs показали уменьшение количества одноточечных дефектов с повышенными утечками в среднем от 64 эл. до 63 эл. (после утоньшения), что находится в пределах погрешности измерения.

Таким образом, можно заключить, что процесс утоньшения не приводит к увеличению одноточечной дефектности.

Соотношение фоновых токов коррелирует с соотношением чувствительности, как показано на интегральных функциях распределения годных МФП по чувствительности $d(V_{\text{АЧТ}}=33^{\circ}\text{C}-V_{\text{АЧТ}}=20^{\circ}\text{C})$ для шести различных слитков InSb при времени накопления $T_{\text{н}}=100$ мкс до и после утоньшения (рис.4а и 4б). Видна корреляция по чувствительности до и после утоньшения для пяти слитков 4÷7 и, особенно, слитка 3 с пониженной чувствительностью и, следовательно, диффузионной длиной [2]. Исключением является слиток 9. Тем не менее, большинство слитков свидетельствует о необходимости уменьшения толщины фоточувствительного слоя до 8÷12 мкм. В этом случае должна отсутствовать корреляция между чувствительностями до и после утоньшения, то есть влияние объемной диффузионной длины неосновных

носителей заряда на квантовый выход МФП после утоньшения, а также должны быть меньше величина разброса чувствительности после утоньшения и меньше взаимосвязь.

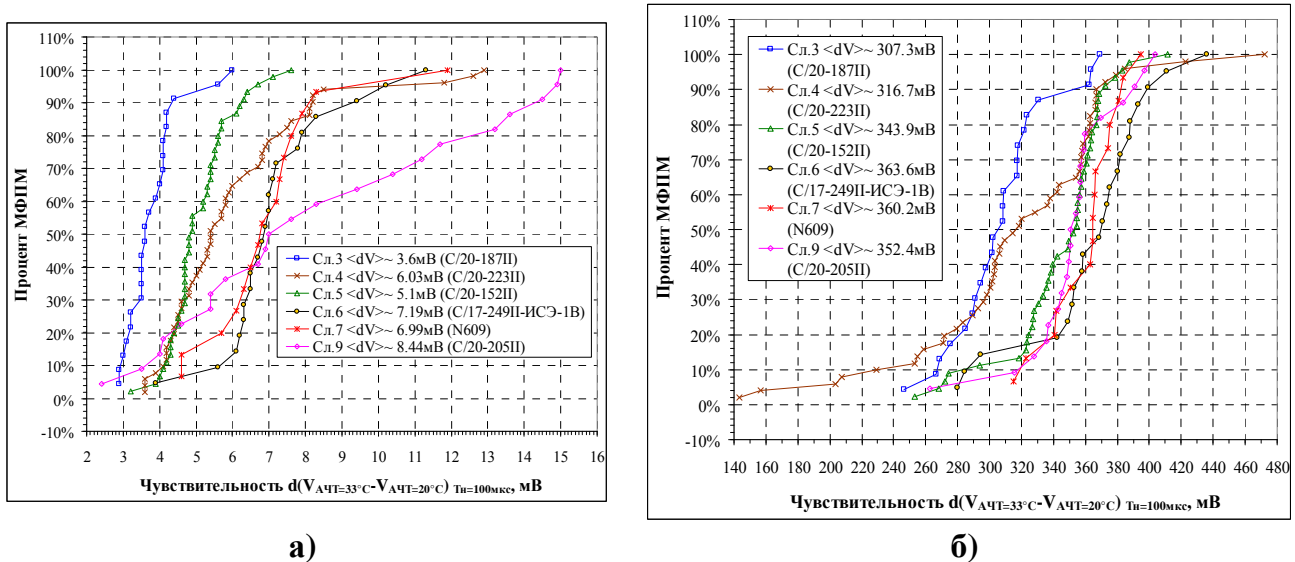


Рис. 4 – Интегральные функции распределения годных МФП по чувствительности $d(V_{ACT=33^\circ C} - V_{ACT=20^\circ C})$ при времени накопления $T_n=100 \mu s$ до (а) и после (б) утоньшения.

Представленные на рис. 5 карты распределения по площади одноточечных дефектов (1=дефект, 0=нет дефекта), просуммированные по всем слиткам до и после утоньшения, показывают одинаковое равномерное распределение по площади, что подтверждает отсутствие влияния процесса утоньшения на одноточечную дефектность.

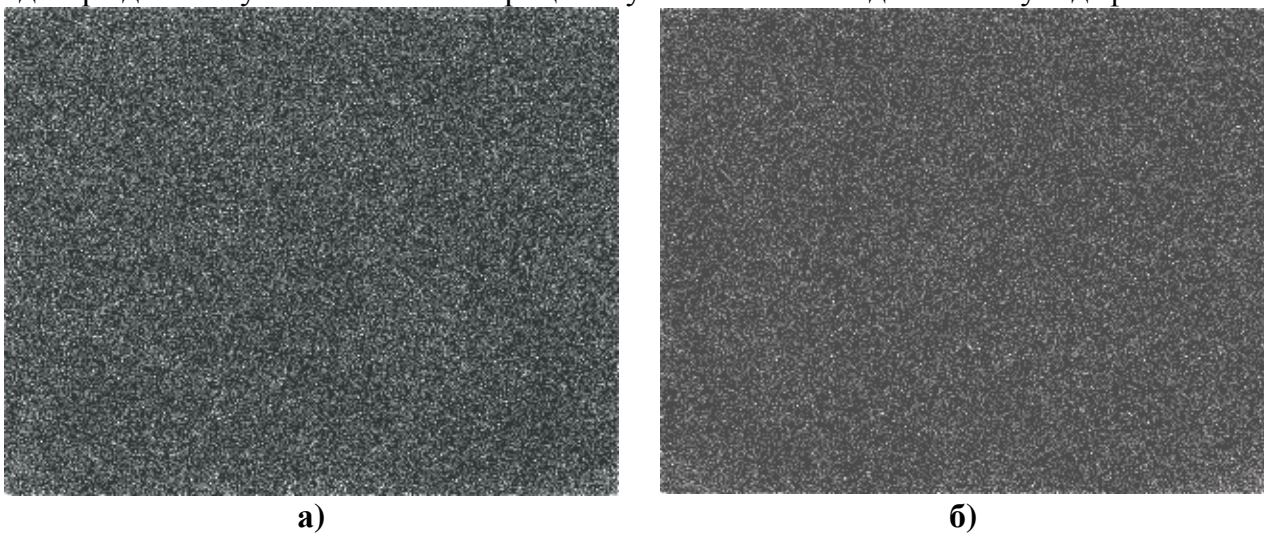


Рис. 5 – Карты распределения по площади одноточечных дефектов просуммированные по всем слиткам до (а) и после (б) утоньшения.

[1] Болтарь К.О., Киселева Л.В., Лопухин А.А., Савостин А.В. Способ изготовления матричного фотоприемника (варианты)// Патент № 2460174. 2012

[2] Болтарь К.О., Власов П.В., Лопухин А.А., Полунеев В.В., Рябова А.А. Характеристики серийных матричных фотоприемных устройств на основе антимонида индия формата 320×256// Успехи прикладной физики, 2013, №6 С. 733-738.

У08 Особенности формирования $n^+ - n^- - p$ структур в варизонных гетероэпитаксиальных слоях CdHgTe при имплантации ионов бора

Талипов Н.Х.¹, Войцеховский А.В.², Григорьев Д.В.²

¹РВСН им. Петра Великого, Москва, Россия

²Томский государственный университет, Томск, Россия

В настоящее время для создания многоэлементных полупроводниковых детекторов ИК-излучения с высокими параметрами широко используется ионная имплантация бора в гетероэпитаксиальные слои (ГЭС) Cd_xHg_{1-x}Te p -типа (КРТ), выращенных методом молекулярно-лучевой (ГЭС КРТ МЛЭ) [1]. С развитием технологии молекулярно-лучевой эпитаксии гетероструктур Cd_xHg_{1-x}Te [2], которые, в отличие от объемных кристаллов, имеют на поверхности широкозонный варизонный слой переменного состава, необходимо было проведение исследований о влиянии данного слоя на динамику накопления и миграцию в ГЭС КРТ МЛЭ радиационных дефектов, генерированных в процессе ионной имплантации, и формирование p - n перехода. Ранее были установлены закономерности и предложены модели формирования приповерхностных сильнолегированных n^+ -слоев в ГЭС КРТ МЛЭ с различным составом поверхности при внедрении ионов бора, азота и аргона в зависимости от режимов облучения [3,4]. В работе [5] показано, что в гетероэпитаксиальных слоях без постимплантационного отжига формировались либо резкие $n^+ - p$ переходы, либо $n^+ - n^- - p$ структуры в зависимости от режимов имплантации и состава рабочего слоя ГЭС КРТ МЛЭ. Однако, вопрос установления основных факторов влияния варизонных приповерхностных слоев на механизм формирования $n^+ - n^- - p$ структуры, остается недостаточно изученным.

В данной работе представлены результаты исследования процессов формирования $n^+ - n^- - p$ структур в ГЭС КРТ МЛЭ в зависимости от состава поверхности при ионной имплантации бора в широком интервале доз и энергий.

Для исследований использовались гетероэпитаксиальные слои Cd_xHg_{1-x}Te p -типа, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии в ИФП СО РАН (г. Новосибирск) на подложках GaAs [2]. Исходные параметры гетероэпитаксиальных структур МЛЭ КРТ при температуре $T=77$ К сразу после роста (n -тип) и после отжига (p -тип) представлены в таблице 1, профиль распределения состава приведен на рисунке 1. Анализ распределения состава в приповерхностном слое ГЭС КРТ МЛЭ показывает, что для структуры серии 040420 варизонный слой отсутствует, а для остальных структур состав поверхности меняется в интервале $x_s = 0,33 - 0,56$, и толщина варизонного слоя составляет 1,6 – 1,8 мкм. Причем градиент состава в варизонном слое линейно увеличивается к поверхности материала. Состав рабочего слоя всех структур ГЭС КРТ МЛЭ и объемного КРТ имеет значение $x = 0,221 - 0,225$.

Ионы бора имплантировались в интервале энергий $E = 20 - 150$ кэВ и доз $D = 1 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{15}$ см⁻² при комнатной температуре. Постимплантационные отжиги не проводились. Гальваномагнитные исследования выполнялись методом дифференциального эффекта Холла при температуре $T = 77$ К [5]. Индукция магнитного поля (B) изменялась от 0,3 до 5 кГс. Распределение по глубине имплантированных атомов бора в ГЭС КРТ

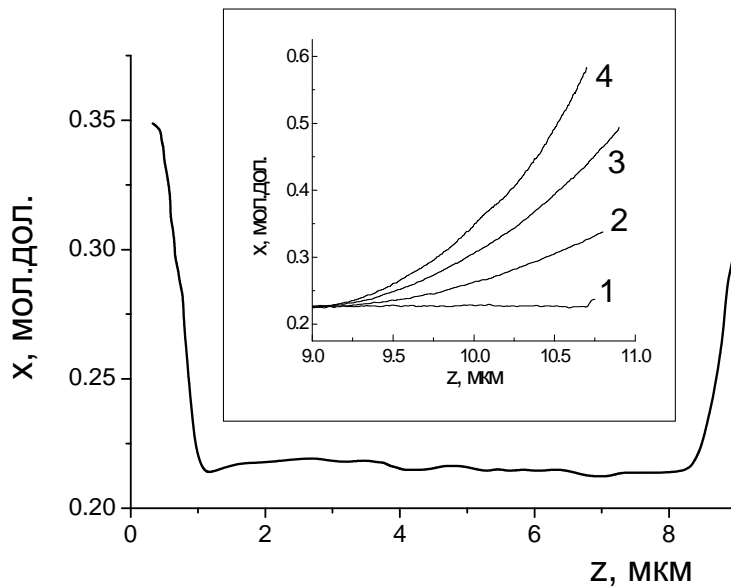


Рисунок 1. Профиль распределения состава x по глубине z эпитаксиальной пленки КРТ. На вставке номер кривой соответствует номеру эпитаксиальной структуры в таблице 1

Таблица 1 - Параметры исходных структур ГЭС КРТ МЛЭ

№	Серия структуры	Состав поверх-ности (x_s) и рабочего слоя (x), x_s/x	Толщина варизонного слоя, $d_{вар}$, мкм	Толщина общая d , мкм	Концентрация $n, p, \text{см}^{-3}$		Подвижность $\mu_n, \mu_p, \text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	
					n -тип, n	p -тип, p	n -тип, μ_n	p -тип, μ_p
1	04 0420	0,225/0,225	0	10,7	$1,8 \cdot 10^{14} 8$	$1 \cdot 10^{15}$	$4,7 \cdot 10^4 48$	0
2	04 0423	0,330/0,225	1,6	10,1	$1,7 \cdot 10^{14} 8$	$1 \cdot 10^{15}$	$6,1 \cdot 10^4 50$	0
3	04 0421	0,490/0,221	1,8	10,9	$2,2 \cdot 10^{14} 5$	$0 \cdot 10^{15} 5$	$9 \cdot 10^4 56$	0
4	04 0422	0,560/0,225	1,6	10,7	$4,0 \cdot 10^{13} 6$	$5 \cdot 10^{15} 5$	$6 \cdot 10^4 50$	0

МЛЭ измерялось методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС).

На рис. 2 представлены зависимости слоевой концентрации носителей заряда N_s от дозы и энергии ионов бора. Как видно из рисунка 2а, при увеличении дозы ионов В^+ в интервале $D=1 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ наблюдается монотонное возрастание N_s для всех составов поверхности. Для образцов с составом $x_s=0,22-0,33$ величина N_s достигает максимума (насыщения) и начинает снижаться в интервале доз $D=3 \cdot 10^{13} - 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, причем более заметно у образца без варизонного слоя, а у ГЭС КРТ МЛЭ с $x=0,49-0,56$ слоевая концентрация продолжает монотонно возрастать. Монотонное возрастание слоевой концентрации электронов

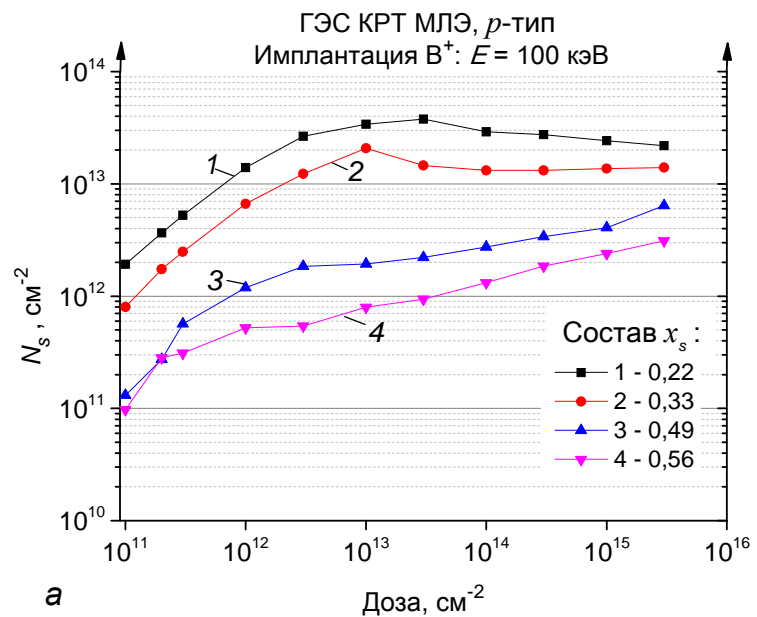
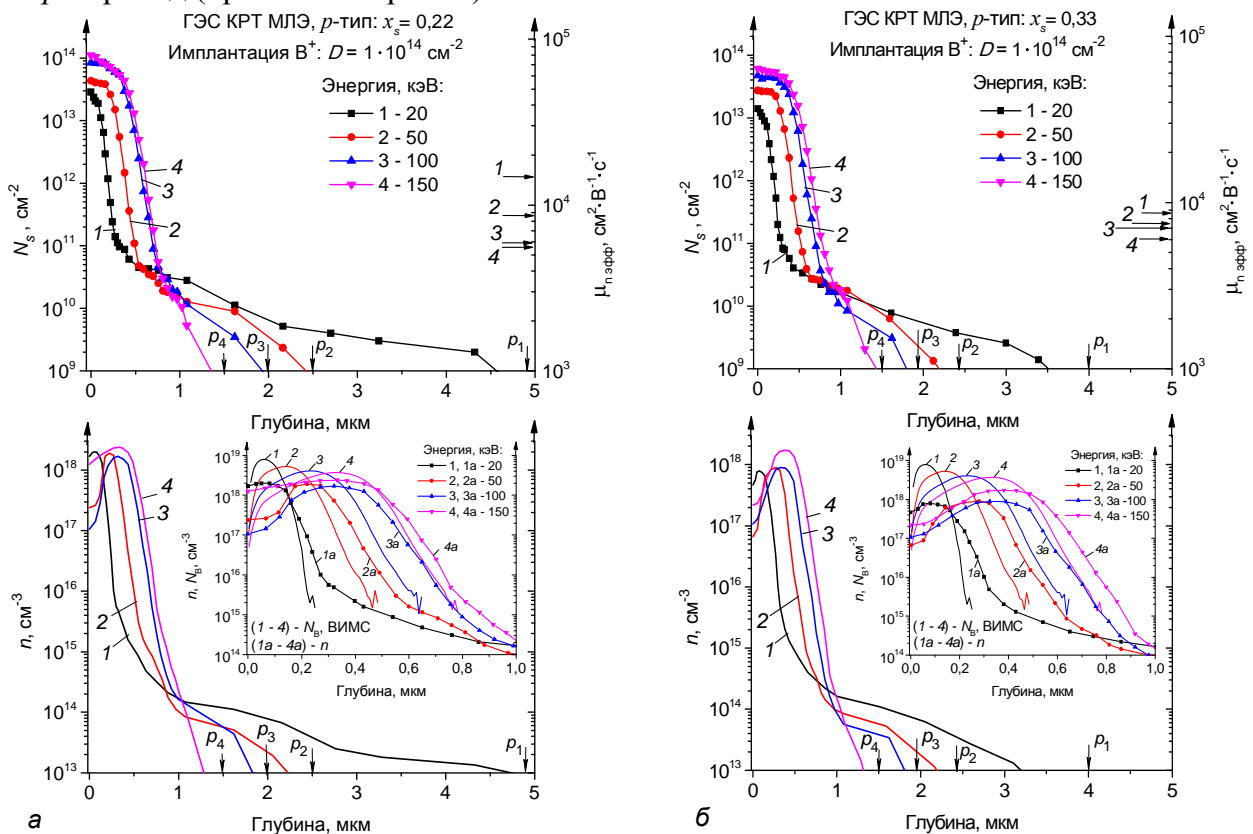


Рис. 2. Зависимость слоевой концентрации (N_s) электронов от дозы ионов В^+ , имплантированных в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с различным составом поверхности x_s

происходит и с ростом энергии ионов B^+ , однако в интервале энергий $E = 100\text{--}150$ кэВ рост N_s существенно замедляется для всех составов поверхности. Установлено, что при одной и той же дозе или энергии ионов бора величина N_s тем ниже, чем выше состав поверхности.

Измерение пространственного профиля носителей заряда показало, что в ГЭС КРТ МЛЭ наблюдается формирование n^+n^-p структуры (рис. 3), в которой на глубину слаболегированного n^- -слоя существенно влияют как состав поверхности, так и энергия, и доза ионов. На рисунке 3 показаны экспериментальные профили слоевой концентрации электронов N_s и распределения объемной концентрации электронов n , в широком интервале энергий ионов бора $E = 20\text{--}150$ кэВ, имплантированных дозой $D = 1 \cdot 10^{14}$ см^{-2} в ГЭС КРТ МЛЭ с различной величиной x_s . На этом же рисунке на вставках приведены профили концентрации внедренных атомов бора, измеренные методом ВИМС. Из рисунка 3 видно, что для всех составов поверхности произошло формирование n^+n^-p структуры. Обнаружены следующие особенности в распределении концентрации электронов в приповерхностном n^+ -слое: с ростом энергии ионов B^+ величина максимума n (см. кривые 1а – 4а на вставках на рис. 3) смещается за область проецированного пробега ионов R_p (см. кривые 1–4 на вставках на рис. 3), однако глубина n^+ -слоя при энергиях $E = 100$ и 150 кэВ (кривые 3 и 4 на рис. 3) имеет практически одинаковую величину $d_n \approx 0,8$ мкм для всех составов поверхности. То есть при достаточно больших энергиях ионов бора рост глубины n^+ -слоя почти прекращается и только несколько увеличивается концентрация n , чем и вызвано слабое изменение слоевой концентрации электронов в данном интервале энергий (рис. 2 б). Обнаружено увеличение глубины слаболегированного n^- -слоя с уменьшением энергии, которое наблюдается для всех составов поверхности (рис. 3). Видно, что формирование n^+n^-p структуры происходит только в образцах, имплантированных ионами B^+ в интервале энергий $E = 20\text{--}100$ кэВ (кривые 1–3 на рис. 3), причем наибольшая глубина n^- -слоя ($d_n \approx 5$ мкм) наблюдается для энергии $E=20$ кэВ, затем с ростом E она уменьшается и при $E=150$ кэВ образуется только резкий n^+p переход (кривые 4 на рис. 3).



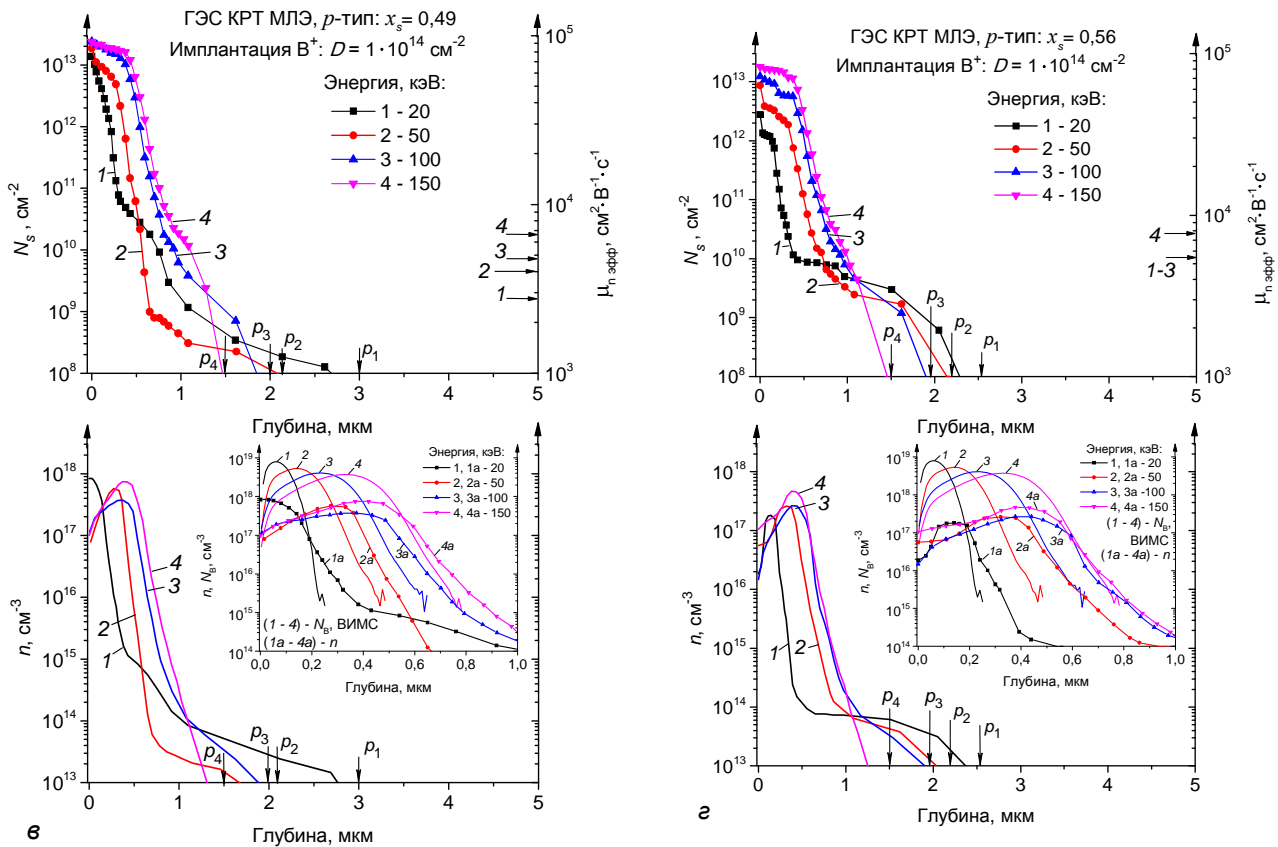


Рис. 3. Распределение по глубине слоевой концентрации (N_s) и концентрации электронов (n) в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с различным составом поверхности x_s : а – 0,22; б – 0,33; в – 0,49; г – 0,56, имплантированном ионами B^+ дозой $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ при различных энергиях $E = 20\text{--}150$ кэВ. μ_n эфф. – эффективная подвижность электронов в n -слое. На вставках показаны распределения атомов бора (N_B) и концентрации электронов (n). $p_1\text{--}p_4$ – глубина n -слоя

Экспериментальные данные показывают, что глубина n^- -слоя в n^+n^-p структуре существенно снижается с ростом величины x_s , которое особенно заметно для области энергий ионов B^+ $E=20\text{--}50$ кэВ. Такое поведение, на наш взгляд, обусловлено тем, что основное дефектообразование при торможении ионов B^+ в ГЭС КРТ МЛЭ приходится на поверхностный варизонный слой повышенного состава. Действительно, анализ пространственного распределения внедренных атомов бора N_B и профилей состава ГЭС КРТ МЛЭ (рис. 1) показывает, что даже для максимальной энергии ионов $E=150$ кэВ все имплантированные атомы бора залегают непосредственно в варизонном слое и чем ниже энергия, тем в более широком слое полупроводника повышенного состава находится максимум распределения ионов бора. Следовательно, процесс генерации донорных дефектов, которыми преимущественно являются междоузельные атомы ртути (I_{Hg}) в ГЭС КРТ МЛЭ с более высоким составом поверхности протекает менее интенсивно, что приводит к снижению концентрации электронов в приповерхностном n^+ -слое. По этой же причине уменьшается и глубина n^- -слоя в n^+n^-p структуре с увеличением состава поверхности.

Таким образом, в работе исследованы процессы формирования n^+n^-p структур в имплантированном бором ГЭС КРТ МЛЭ с различным составом верхнего варизонного слоя. Показано, что состав поверхности ГЭС КРТ МЛЭ существенно влияет как на электрофизические параметры имплантированного слоя, так и на пространственное распределение радиационных дефектов донорного типа. Наблюдаемые экспериментальные данные объясняются тем, что с повышением величины x_s в ГЭС КРТ МЛЭ концентрация смещенных в каскадах столкновений междоузельных атомов ртути уменьшается и, следовательно, снижается концентрация электронов в приповерхностном n^+ -слое. Кроме того, уменьшается количество

диффундирующих в глубь кристалла донорных дефектов на основе междоузельной ртути и полная компенсация дефектов акцепторного типа (вакансий ртути) происходит в слое меньшей толщины, вследствие чего уменьшается глубина слаболегированного n^- -слоя, формируемого остаточным примесным фоном донорного типа.

Авторы выражают благодарность В. В. Варавину, С. А. Дворецкому, Н. Н. Михайлову, Ю. Г. Сидорову за предоставленные гетероэпитаксиальные структуры МЛЭ КРТ.

Литература

1. Рогальский А. Инфракрасные детекторы: пер. с англ. / Под ред. А. В. Войцеховского. – Новосибирск: Наука, 2003. – 636 с.
2. Фотоприемные устройства на основе эпитаксиальной системы кадмий–ртути–теллур / под. ред. А. Л. Асеева. – Новосибирск: Изд-во СО РАН. 2012, – 258 с.
3. Войцеховский А.В., Григорьев Д.В., Коротаев А.Г. и др. // Прикладная физика. 2003. № 5. С. 93–95.
4. Войцеховский А.В., Григорьев Д.В., Талипов Н.Х. // Известия вузов. Физика. 2008. Т. 51. № 10. С. 5–18.
5. Войцеховский А. В., Талипов Н. Х. // Изв. вузов. Матер. электр. техн. 20 11. № 4. С. 32–41.

У09 **Исследование фотоэлектрических параметров фотоприемного модуля формата 320×256 на основе InGaAs**

Балиев Д.Л.^{1,2}, Лазарев П.С.^{1,2}, Болтарь К.О.^{1,2}

¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

²МФТИ (Государственный университет), Долгопрудный, Россия

Использование инфракрасных матричных фотоэлектронных модулей (ФЭМ) на основе $p-i-n$ фотодиодов, изготовленных в структурах InGaAs, перспективно для решения ряда важных задач, таких как лазерная локация, тепlopеленгация гиперзвуковых ракет и приборы ночного видения. Преимуществом данных применений является возможность работы при охлаждении термоэлектрическими устройствами, что существенно улучшает характеристики ФЭМ и повышает устойчивость к рабочей температуре окружающей среды.

Целью исследовательской работы являлось определение основных фотоэлектрических параметров: среднего значения обнаружительной способности (далее D^*) и вольтовой чувствительности (далее S_v), а также их дисперсии, - образцов ФЭМ с шагом 30 мкм ИК диапазона 0,9-1,7 мкм формата 320 x256 на основе эпитаксиальных гетероструктур InGaAs на подложке InP с использованием планарной и меза-структуры. Измерения проводились при комнатной температуре и при охлаждении ФЧЭ до -25 °С при помощи двухкаскадного ТЭО. Для выполнения поставленной задачи были пройдены следующие этапы: разработан программно-аппаратный комплекс, обеспечивающий сбор и передачу данных в компьютер, разработано ПО для визуализации и обработки полученных данных, проведены измерения и проведена обработка полученных данных.

Измерения проводились с помощью точечного АЧТ, нагретого до температуры 500К. Были приняты меры по изоляции приемника от внешнего излучения (установлен экран, не пропускающий коротковолновое ИК излучение). Данный ФЭМ оборудован цифровым блоком сопряжения, и для получения данных был разработан базовый унифицированный блок управления, питания и контроля параметров БИС считывания, формирующий управляющие импульсы ФЭМ и необходимые уровни напряжений, принимающий цифровой согласованный сигнал по интерфейсу L VDS от блока

сопряжения. Далее данные отправлялись по протоколу USB в компьютер. Разработанное ПО для компьютера позволяет производить визуализацию изображения, визуализацию осциллограмм отдельных каналов ФЭМ, сохранение данных на жесткий диск для последующей обработки.

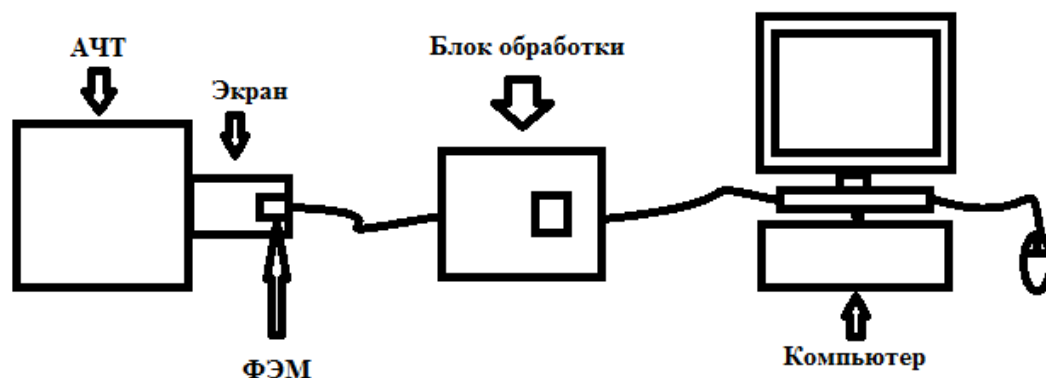


Рис. 1: Схема измерительного стенда.

Проведены исследования планарного образца ФЭМ для двух температур: 20°C и -25°C. Результаты измерений приведены в таблице. Также приведены гистограммы распределения D^* и S_u при температуре -25 °C и ИК-изображение, полученное при помощи ФЭМ. Результаты исследования показали: высокий уровень фотоэлектрических характеристик ФЭМ ($D^* \approx 10^{13} \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{см} \cdot \text{Гц}^{1/2}$), однако образец на планарной структуре имел большую дефектность (~3%).

Проведены исследования образца ФЭМ на основе меза-структуры для температуры -2 5°C. Результаты измерений приведены в таблице. Также приведены гистограммы распределения D^* и S_u при температуре -25°C и изображение полученное при помощи ФЭМ. Результаты исследования показали: пониженный уровень фотоэлектрических характеристик ФЭМ по сравнению с планаром, но дефектность образца на меза-структуре менее 0,5%.

На изображениях, полученных с образцов ФЭМ, можно заметить, что красные цифры на календаре не видны, ФЭМ обладает цветовой селективностью.

Тип	Планар		Меза
	20°C -25	°C -25	°C
T	20	166	20
$\tau_{\text{int}}, \text{ мс}$	20	166	20
Ср. D^* , $\text{Вт}^{-1} \cdot \text{см} \cdot \text{Гц}^{1/2}$	$2,9 \times 10^{12}$	$1,24 \times 10^{13}$	$2,22 \times 10^{12}$
δD^* , %	9,1	11,8	-
Ср. S_u , $\text{В/Вт} \cdot 1,5$	$\times 10^{11}$	$2,4 \times 10^{12}$	$2,5 \times 10^{11}$
δS_u , %	7,3	8,8	-

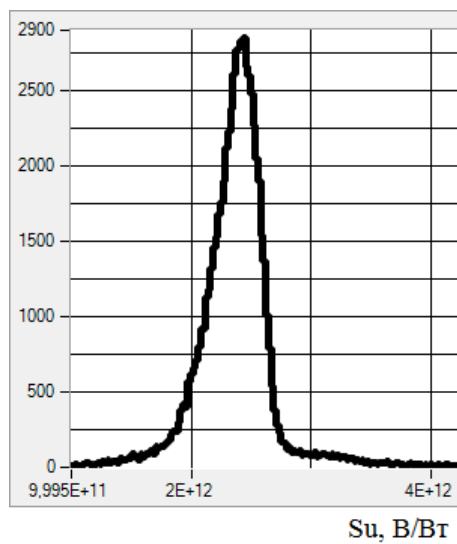
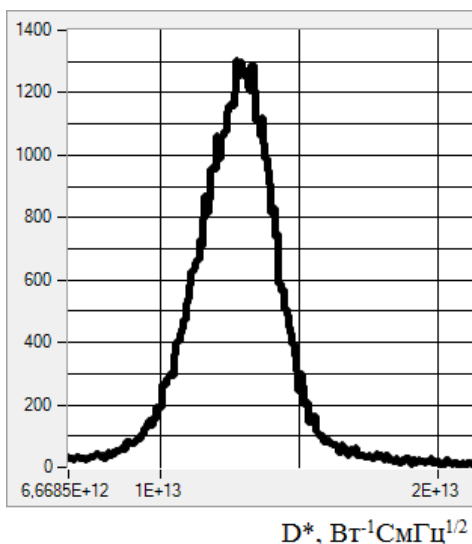


Рис. 2: Гистограммы D^* и S_u для образца с планарной структурой

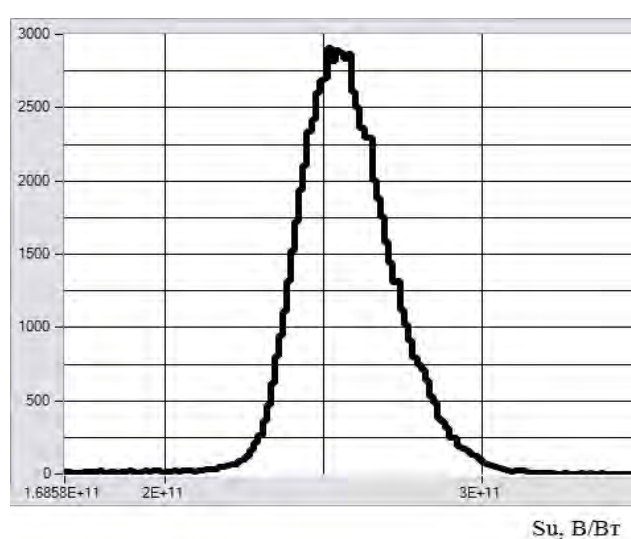
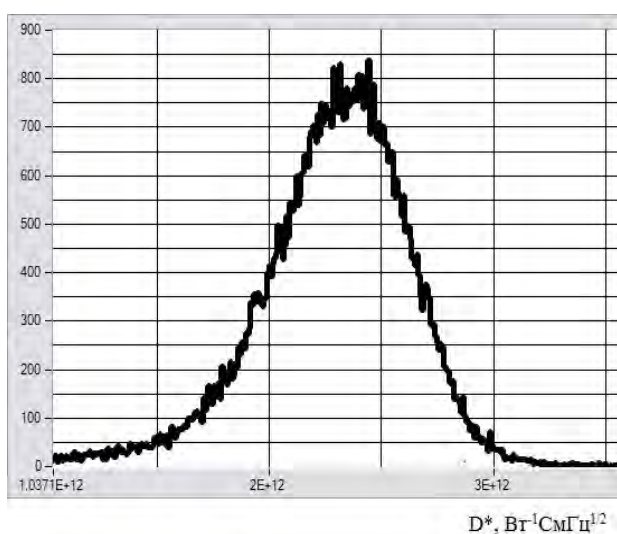


Рис. 3: Гистограммы D^* и S_u для образца с меза-структурой



Рис. 4: Изображение, полученное на планарной структуре

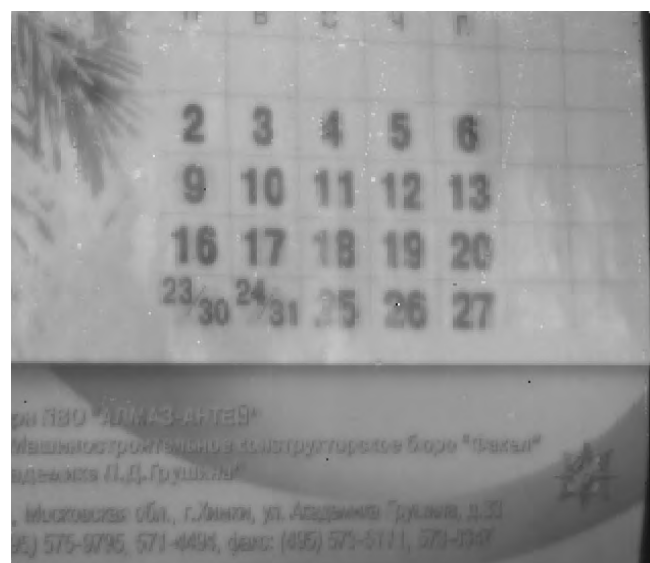


Рис. 5: Изображение, полученное на меза-структуре

У10 **Определение длины диффузии носителей заряда в фоточувствительном слое матричных фотоприемников на основе HgCdTe с применением метода сканирования светового пятна при малых уровнях фототока**

Вишняков А.В., Стучинский В.А., Брунев Д.В., Зверев А.В., Дворецкий С.А.
Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

Длина диффузии фотогенерированных носителей заряда (ФНЗ) l_d в фоточувствительном слое (ФС) матричных фотоприемных устройств (ФПУ) на основе полупроводниковых материалов является важным параметром, определяющим площадь сбора ФНЗ, темновой ток и фототок диодов, и далее все рабочие характеристики и показатели качества таких ФПУ, включая величину межпиксельной фотоэлектрической связи (ФЭС) [1]. Поэтому знание величины l_d в объемном материале ФС крайне важно для количественного анализа и численного моделирования фотоэлектрических процессов в ФС рассматриваемых ФПУ, что является необходимым этапом их проектирования.

Для оценки длины диффузии носителей заряда l_d в ФС матричных ФПУ ранее неоднократно использовался метод сканирования светового пятна выбранным фотодиодом (ФД) матрицы (см. например, [2]). При применении этого метода используется то обстоятельство, что регистрируемый профиль фотосигнала $S(x)$, определяемый распределением концентрации ФНЗ $n(x)$ в окрестности пятна засветки, оказывается уширенным по сравнению с распределением интенсивности света в пятне $I(x)$ вследствие латеральной диффузии ФНЗ по ФС (здесь мы предполагаем, что фотоприемная матрица засвечивается узким продолговатым пятном, а сканирование осуществляется вдоль координаты x , нормальной к оси пятна). Поэтому сопоставление распределений $n(x)$ и $I(x)$ делает возможным определение величины длины диффузии НЗ в ФС фотоприемника. При применении указанного метода, однако, ранее не учитывалось то существенное обстоятельство, что отбор ФНЗ фотодиодами ФПУ из ФС устройства и отвод формируемого таким образом фототока в цепи считывания фотосигнала существенно ограничивают время жизни, а, значит, и длину диффузии ФНЗ в ФС, которая, таким образом, оказывается параметром, зависящим от уровня отбираемого фототока j_{ph} . Ясно, однако, что при уменьшении уровня регистрируемого фототока величина эффективной (зависящей от j_{ph}) длины диффузии ФНЗ $l_{d\,eff}$, оцениваемой из регистрируемых распределений $S(x)$, будет стремиться к величине l_d , так что, в пренебрежении рекомбинацией неравновесных НЗ на границах пленки, длина диффузии ФНЗ в объемном фоточувствительном материале устройства может быть определена как предельное значение $l_{d\,eff}(j_{ph})$ при $j_{ph} \rightarrow 0$.

В настоящей работе с целью определения объемной длины диффузии ФНЗ в фоточувствительном материале HgCd Te p -типа проводимости матричных ФПУ средневолнового и длинноволнового диапазонов мы изучали форму распределений фотосигнала, регистрируемых при сканировании узкого продолговатого пятна засветки выбранным ФД матрицы в условиях последовательного уменьшения уровня регистрируемого ФПУ фототока. Варьирование уровня фототока, отбираемого фотодиодной матрицей из фоточувствительной пленки ФПУ, осуществлялось изменением потенциала V_g на затворах входных МОП-транзисторов фотоэлектрических ячеек (ФЯ) устройства (относительно общего электрода матрицы). Уменьшение потенциала V_g приводило к увеличению сопротивления канала транзисторов и уменьшению фототока через ФД матрицы. Ожидалось, что уменьшение V_g должно привести к уширению распределений $S(x)$ вследствие увеличения эффективной длины диффузии НЗ $l_{d\,eff}$ в ФС ФПУ.

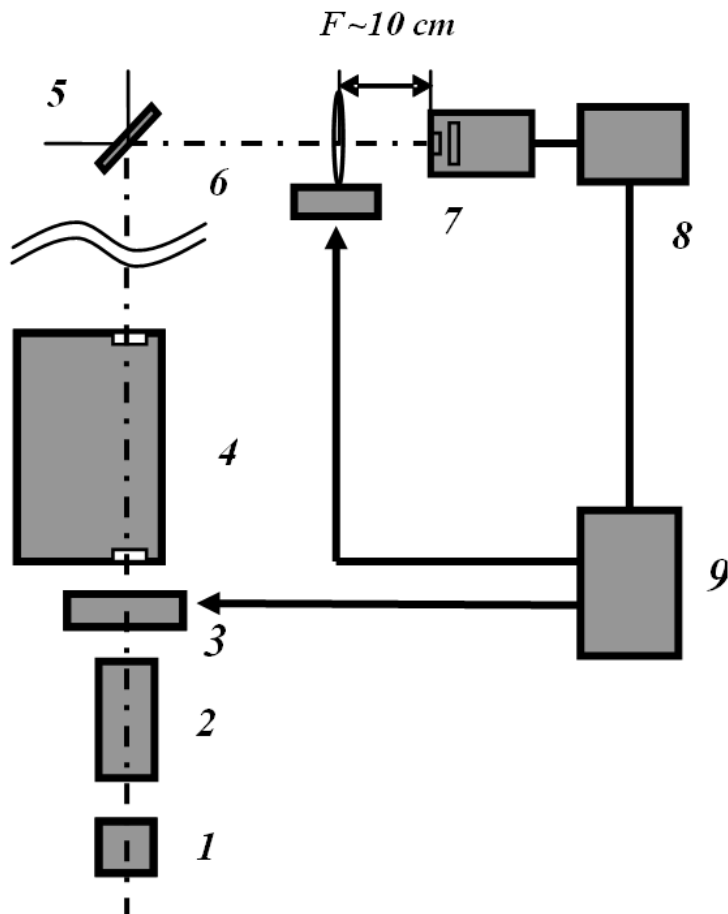


Рис. 1. Установка для регистрации распределений $S(x)$ в матричных ИК ФПУ на основе материала HgCdTe: 1 – глобар, 2 – коллиматор, 3 – управляемая компьютером за-слонка, 4 – монохроматор, 5 – пово-ротное зеркало, 6 – установленный на координатном столике фокусирующий объектив, 7 – криостат с ФПУ, 8 – аппаратура, управляющая мультиплексором и регистрирующая фотоэлектрические сигналы, 9 – персональный компьютер

использовавшейся для регистрации распределений $S(x)$, приведена на Рис. 1. С целью уменьшения хроматических aberrаций в объективе в качестве вторичного источника излучения использовалась щель монохроматора, испускавшая излучение с длиной волны $\lambda=4.5$ либо 8 мкм (соответственно в случае ФП-1 и ФП-2). В выбранной оптической конфигурации при типичных значениях ширины щели 0.1-0.2 мм поперечный размер ее сфокусированного изображения в приближении геометрической оптики составлял ~ 7.6 и 4.9 мкм в экспериментах с фотоприемниками ФП-1 и ФП-2 соответственно. Дифракционные эффекты приводили к некоторому размытию изображения. Пример вычисленного с учетом дифракции распределение интенсивности излучения в пятне засветки $I(x)$ (в эксперименте с ФП-2) показан на Рис. 2 (кривая 1). Расчет производился в предположении, что использовавшаяся оптическая система являлась дифракционно-лимитируемой, путем суммирования распределений Эйри, центрированных на каждой точке геометрического изображения щели [4]. Сканирование производилось с пространственным шагом 1 мкм поперечным смещением установленного на координатном столике объектива. Фотосигнал регистрировался с помощью управляемой компьютером заслонки. Для расширения диапазона реализуемых в экспериментах токов j_{ph} использовались такие средства как увеличение времени интегрирования t_{int} (при необходимости продвижения в область

В эксперименте использовались два матричных фотоприемника (ФП) на основе материала HgCdTe формата 320x256 с длинноволновой границей чувствительности ~ 5 . 4 и ~ 10 мкм (соответственно ФП-1 и ФП-2). В обоих случаях шаг фотоприемной матрицы составлял $p=30$ мкм, номинальный (по размеру окна в диэлектрике) размер фотодиодов в матрице был равен 10x10 мкм, а толщина (сплошного) ФС составляла примерно 10 мкм. В обоих ФП для поверхностной изоляции фотодиодов и уменьшения рекомбинации ФНЗ на границах раздела фоточувствительной пленки с диэлектриком и подложкой использовались варизонные слои, а пленка Hg CdTe длинноволнового ФП-2 дополнительно содержала легированный подслой n -типа проводимости, предусмотренный для подавления de biasing-эффекта [3].

Блок-схема установки,

малых токов j_{ph}) и ослабление интенсивности света в пятне (для предотвращения зашкала фотосигнала S при больших величинах фототока j_{ph}).

Для примера на Рис. 2 показан один из склонов распределений $S(x)$, измеренных при разных значениях V_g в экспериментах с ФПУ-2 (кривая 2 и символы 3-6); аналогичные данные были получены также и в экспериментах с ФП-1. Для наглядности кривые $S(x)$, измеренные при значениях $V_g \leq 0.90$ В, показаны на Рис. 2 в сглаженном виде. Из Рис. 2 видно, что, в согласии с ожиданиями, распределения $S(x)$, измеренные при $V_g \leq 0.90$ В, заметно уширены по сравнению с распределением, которое было измерено при значении $V_g = 0.95$ В, близком к оптимальному значению V_g в рабочем режиме работы ФП ($V_g = 0.96$ В). Аналогичные результаты были также получены и для фотоприемника ФП-1.

При количественном анализе распределений $S(x)$ можно полагать, что регистрируемый фототок преимущественно обусловлен диффузионным стеканием электронов, генерированных в ФС, в фотодиоды матрицы. Если уровень фототока j_{ph} таков, что $l_{def} \geq l_{SCR}/2$ и $l_{def} \geq d$ (l_{SCR} – расстояние между краями областей пространственного заряда соседних фотодиодов, d – толщина ФС), так что электроны, генерированные излучением в любой точке ФС, способны диффузионным образом достигать одного из ФД матрицы, то можно надеяться, что приближенный анализ измеренных распределений $S(x)$ мог бы быть проведен в рамках простой модели, основанной на следующих предположениях: 1) латеральная диффузия ФНЗ осуществляется вдоль пленки пренебрежимо малой (нулевой) толщины; 2) отбор ФНЗ из КРТ-пленки осуществляется не дискретными ФД, а сплошным электродом, покрывающим поверхность ФС; 3) локальная плотность фототока через ФД пропорциональна концентрации ФНЗ в рассматриваемой точке с коэффициентом пропорциональности, который мыслится зависящим от V_g ; 4) полный протекающий через ФД ток может быть получен интегрированием локального фототока по эффективному размеру ФД t . [С учетом результатов работы [5], для исследовавшихся ФПУ в настоящей работе для t было принято значение $t=14$ мкм].

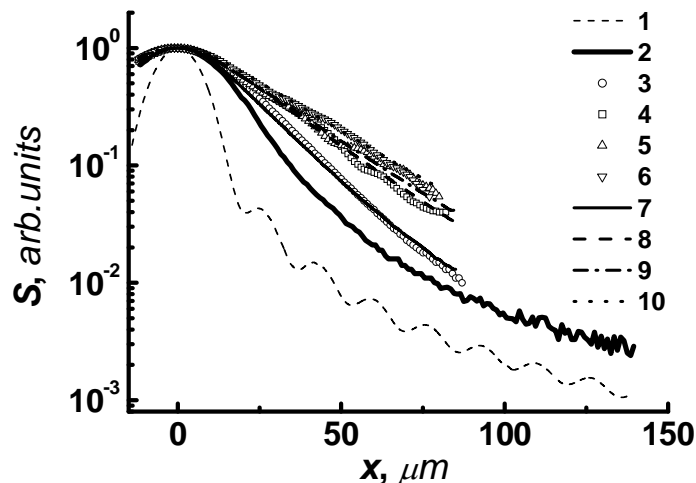


Рис. 2. Распределения интенсивности ИК света в пятне засветки (кривая 1) и фотоэлектрического сигнала $S(x)$ (остальные данные) при сканировании пятна выбранным пикселем фотодиодной матрицы фотоприемника ФП-2 при разных значениях V_g . Потенциал на затворе входных транзисторов ФЯ: $V_g=0.95$ В (кривая 2), и 0.90, 0.85, 0.74 и 0.73 В (сим-волы 3, 4, 5 и 6 и кривые 7, 8, 9 и 10, соответственно). Символы 3 – 6 и кривая 2 – измеренные распределения $S(x)$; кривые 7 – 10 – распределения $S(x)$, рассчитанные для малых значений V_g по модели со сплошным отбором фототока из ФС

В рассматриваемой модели полученное при сканировании пятна засветки фотодиодом матрицы распределение фотосигнала $S(x)$ может быть получено посредством решения одномерного диффузионного уравнения для слоевой концентрации электронов в ФС n

$$l_d^2 \cdot \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - (k+1) \cdot n + g \cdot \tau = 0, \quad (1)$$

где $l_d = \sqrt{D\tau}$ - длина диффузии НЗ в “объемном” материале ФС (D и τ – коэффициент диффузии и время жизни носителей по отношению к рекомбинации); k - зависящий от V_g коэффициент пропорциональности между локальной плотностью тока, отбираемого фотодиодной матрицей из фоточувствительной пленки, и произведением $n \cdot \tau$, $j_{ph} = k \cdot n \cdot \tau$; g - слоевая генерация ФНЗ в фоточувствительной пленке фотоприемника. Связь между эффективной (с учетом отсасывающего действия фотодиодов) и “объемной” длинами диффузии НЗ в фоточувствительном слое фотоприемника дается выражением $l_{d\text{eff}} = l_d / \sqrt{1+k}$. Для нормированного распределения фотосигнала $S(x)$ имеем:

$$S(x) = \frac{\int_{x-1/2}^{x+1/2} \left(\int_{-\infty}^{\infty} g(x') \cdot \exp\left(-\frac{|x'-\xi|}{l_{d\text{eff}}}\right) d\xi \right) dx'}{\int_{-1/2}^{1/2} \left(\int_{-\infty}^{\infty} g(x') \cdot \exp\left(-\frac{|x'-\xi|}{l_{d\text{eff}}}\right) d\xi \right) dx'}. \quad (2)$$

Кривые $S(x)$, вычисленные со значениями $l_{d\text{eff}}$, обеспечивающими наилучшее согласие с экспериментальными данными в области вершины “колокола” $S(x)$ для $V_g = 0.73, 0.74, 0.85$ и 0.90 В, когда еще, согласно расчету, мы имеем ситуацию с $l_{d\text{eff}} \geq l_{SCR}/2$, показаны на Рис. 2 (кривые 7-10). Полученные значения $l_{d\text{eff}}$ показаны на Рис. 3 как функция тока через ФД I_0 при положении диода на оси пятна (ток I_0 рассчитывался из величины фотосигнала ΔV , известного значения накопительной емкости C , и времени интегрирования; зависимости $I_0(V_g)$ для фотоприемников ФП-1 и ФП-2 показаны на вставке к Рис. 3). Кривыми на Рис. 3 показаны ожидаемые из модели зависимости $l_{d\text{eff}}(I_0)$, которые, как можно легко показать, определяются единственным безразмерным параметром $\alpha = (j_0 \cdot l_d) / G$:

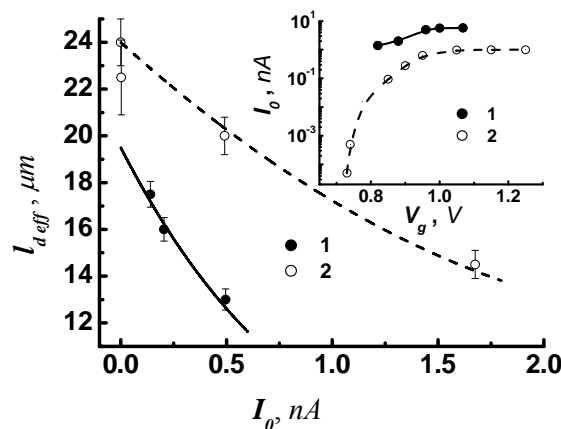


Рис. 3. Зависимость полученных эффективных длин диффузии ФНЗ $l_{d\text{eff}}$ от тока I_0 , протекающего через ФД выбранного пикселя при положении ФД на оси пятна засветки. Символы 1 и 2 – данные для фотоприемников ФП-1 и ФП-2, соответственно; кривые – зависимости, рассчитанные по формуле (3) со значениями $\alpha/I_0 = 0.9$ и 0.33 нА^{-1} для ФП-1 и ФП-2 соответственно. На вставке: зависимость $I_0(V_g)$ для фотоприемников ФП-1 и ФП-2 при фиксированной интенсивности засветки в пятне (разной для ФП-1 и ФП-2). Символы 1 и 2 – данные для фотоприемников ФП-1 и ФП-2.

$$l_{d\text{eff}} = l_d \cdot (\sqrt{\alpha^2 + 1} - \alpha) = l_d \cdot (1 - \alpha + \frac{\alpha^2}{2} + \dots), \quad (3)$$

где G – интеграл от g поперек пятна, или интенсивность фотогенерации носителей заряда на единицу его длины, а $j_0 = I_0 / (q \cdot s^2)$ – средний по площади пикселя поток электронов, соответствующий току I_0 . Согласно асимптотике (3), при малых значениях I_0 эффективная длина диффузии $l_{d\text{eff}}$ должна квазилинейно уменьшаться с I_0 с наклоном α/j_0 , величина которого определяет также и слабую нелинейность рассматриваемой зависимости $l_{d\text{eff}}(I_0)$. Как видно из Рис. 3, оба вывода хорошо соответствуют экспериментальным данным. Интересно, что из найденной величины α/j_0 оказывается возможным оценить значение G , т.е. темп генерации ФНЗ в пятне засветки. Аппроксимация зависимости $l_{d\text{eff}}(I_0)$ к нулевому значению тока I_0 согласно асимптотике (3) дает для l_d значение ≈ 19.5 мкм в материале ФС ФП-1 и ≈ 24 мкм в материале ФС ФП-2. Эти значения находятся в хорошем соответствии с литературными данными (см., например, [6, 7], где для l_d в p -HgCdTe при 78 К были получены значения 19 мкм [6] и 25-35 мкм [7]), а также с расчетами длины диффузии из экспериментальных данных о времени жизни и подвижности электронов в материале HgCdTe p -типа проводимости близкого стехиометрического состава (см., например, [8], где для материала $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с $x=0.20-0.23$ было получено $\tau=10-15$ нс и $\mu_e=6.8 \cdot 10^4$ см²/В·с, что дает $l_d=21.4-26.2$ мкм).

Таким образом, показано, что метод сканирования светового пятна отдельным пикселем матричного ФПУ в условиях малого уровня токов фотоприемной матрицы может быть использован как удобное средство определения длины диффузии ФНЗ l_d в фоточувствительном материале HgCdTe готового фотоприемника.

Литература

1. D. Levy and S.E. Schacham, J. Appl. Phys. **64**, 5230 (1988).
2. К.О. Boltar, N.G. Mansvetov, *et al.* J. Opt. Technol., **67**, 153 (2000).
3. A.V. Predein, *et al.* Optoelectronics, Instrumentation, and Data Processing, **49**, 485 (2013).
4. Д.В. Сивухин, *Курс общей физики, том 4, Оптика*, Москва, Наука (1985).
5. A.V. Vishnyakov, *et al.* Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing, **45**, 308 (2009); Phys. Stat. Sol. (c), **7**, 1627 (2010).
6. H. Jung, H. C. Lee, C.K. Kim, Jpn. J. Appl. Phys., Pt. 1, **35**, L1321 (1996).
7. C.A. Musca, J.M. Dell, L. Faraone, *et al.* J. Electronic Materials, 28(6), 617 (1999).
8. Д.Г. Икусов, Ф.Ф. Сизов, С.И. Старый, В.В. Тетеркин, ФТП, **41**(2), 135 (2007).

У11 Ионно-лучевое травление для формирования меза-структур МФПУ

Болтарь К.О.^{1,2}, Седнев М.В.¹, Шаронов Ю.П.¹, Лопухин А.А.¹

¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

²МФТИ (Государственный университет), Долгопрудный, Россия

Представлены результаты исследований профилей формируемых ионно-лучевым травлением полупроводниковых структур через маску, изготовленную методами фотолитографии. Минимальные размеры областей незащищенных маской на двух исследованных структурах были равны: 2 мкм на одной и 5 мкм на другой. Показано, что скорость травления падает с уменьшением ширины свободного от маски промежутка. Эффект отражения ионного пучка от вертикальных стенок, формируемых при травлении, может быть использован для изготовления субмикронных разделяющих меза областей.

Матричные фотоприемные устройства (МФПУ) на основе меза-структур привлекательны малой фотоэлектрической взаимосвязью соседних пикселей,

поскольку объемы, генерирующие фототок разделены, рис.1. Это достоинство приборов на основе фотодиодных меза-структур особенно очевидно при использовании технологии перевернутого кристалла (освещение со стороны подложки).

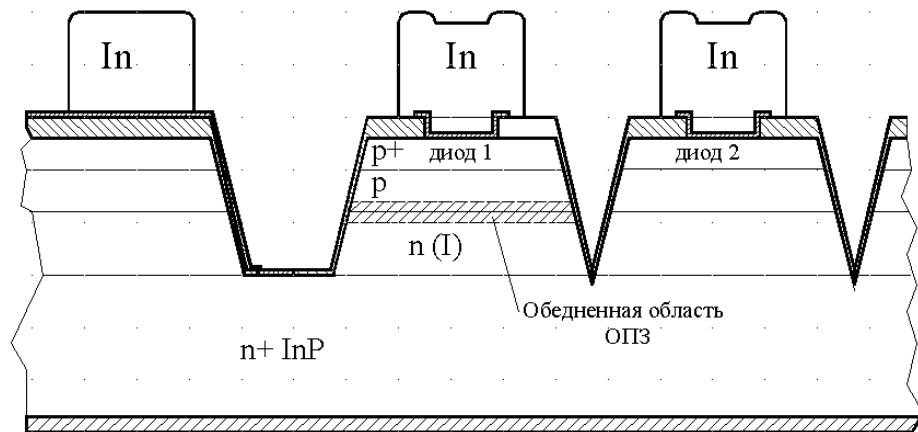


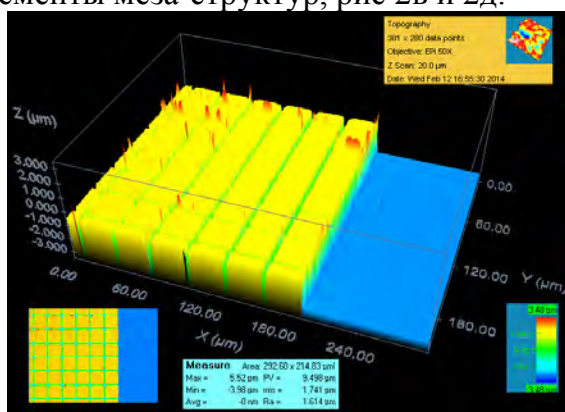
Рис.1. Схематическое изображение фрагмента фотодиодных матричных структур.

При жидкостном травлении эпитаксиального слоя через маску фоторезиста процесс растворения идет изотропно. Поэтому минимальное расстояние между пикселями обычно превышает толщину эпитаксиального слоя.

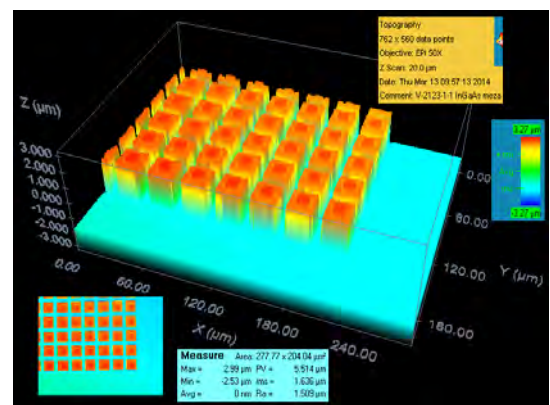
Метод травления ионами инертного газа позволяет воспроизводить с прецизионной точностью размеры маски, нанесенной на поверхность любого материала. При этом процесс травления идет анизотропно в направлении падения ионов рабочего газа. Недостатком этого способа является возможность переосаждения распыляемых атомов на вертикальные стенки формируемой структуры. Это может приводить к образованию слоя, шунтирующего *p-i-n* переход. Сочетание ионного и химического травления позволяет получать приемлемые результаты при разработке технологии формирования меза-структур.

На рис.2а и 2б представлены фрагменты меза структур, изготовленных ионным травлением, размер пикселя у основания 29 x29 мкм и 25 x25 мкм, соответственно. Минимальные размеры областей незащищенных маской на двух исследованных структурах были равны: 2 мкм на одной и 5 мкм на другой. Показано, что скорость травления падает с уменьшением ширины свободного от маски промежутка, рис 2.в.

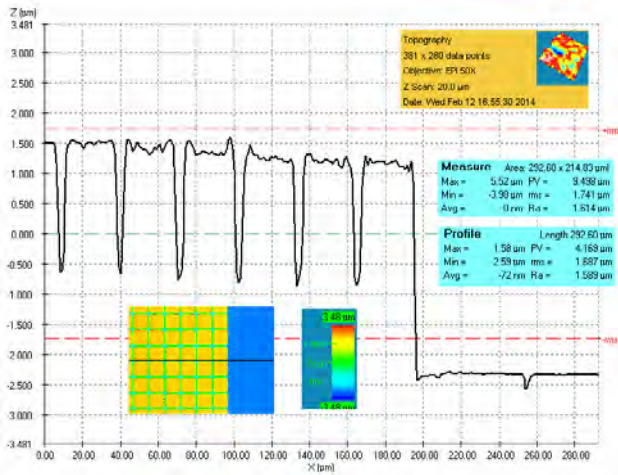
Эффект отражения ионного пучка от вертикальных стенок, формируемых при травлении приводит к образованию углублений в профилях травления, рис 2.г и 2е. Это может быть использовано для изготовления субмикронных областей, разделяющих элементы меза-структур, рис 2в и 2д.



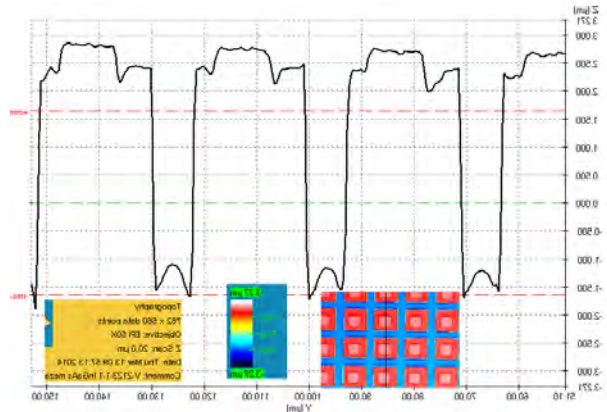
2а. Фрагмент меза структуры, размер пикселя у основания 29x29 мкм.



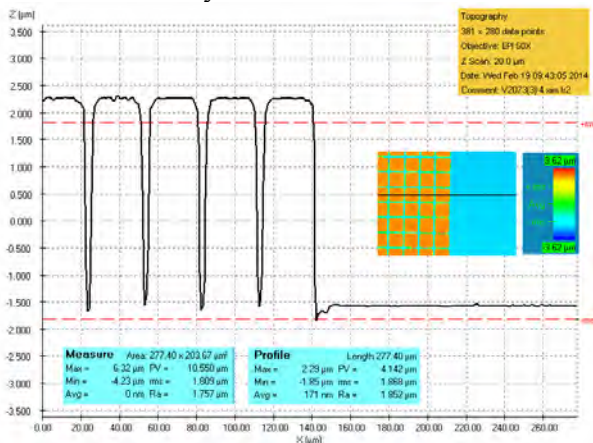
2б. Фрагмент меза структуры, размер пикселя у основания 25x25 мкм.



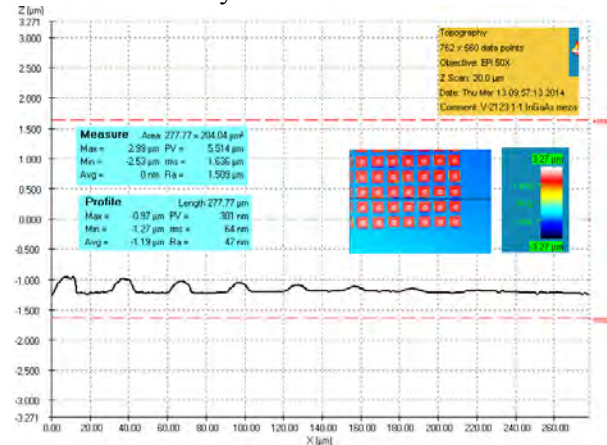
2в.Профилограмма меза структуры,размер пикселя у основания29x29 мкм.



2г.Профилограмма меза структуры,размер пикселя у основания25x25 мкм



2д.Профилограмма меза структуры после жидкостного дотравливания,размер пикселя у основания29x29 мкм



2е.Профилограмма меза структуры в промежутке между пикселями,размер пикселя у основания25x25 мкм

Рис.2.Формирование меза- структур ионным травлением.

Сочетание ионного и химического травления позволяет получать приемлемые результаты при разработке технологии формирования меза-структур. Разработанная нами технология формирования меза-структур ионно-лучевым травлением обеспечивает изготовление фотодиодных матриц формата 320x256 с шагом 30 мкм на гетероэпитаксиальных слоях AlGaIn и InGaAs с параметрами на уровне зарубежных аналогов.

Литература:

1. Филачев А.М., Таубкин И.И., Тришенков М.А.. Современное состояние и магистральные направления развития твердотельной фотоэлектроники. Москва, Физматкнига, 2011, 128 с..
2. Дирочка А.И., Курбатов Л.Н. Фотоэлектроника. Базовые лекции по электронике. т. 2. Твердотельная электроника. с. 206 – 294. Москва. Техносфера, 2009.
3. Бурлаков И.Д., Болтарь К.О., Седнев М.В.. Ионно-плазменные процессы в технологии изготовления МФЧЭ из КРТ. Прикладная физика. №5, 2007 г., с. 58-62.
4. Per G. Gloersen, J. Vac. Sci. Technol. Vol. 12, Jan./Feb. 1975 p. 28-35.
5. Седнев М.В., Мезин Ю.С., Болтарь К.О. Формирование индиевых микроконтактов ионным травлением, Прикладная физика, №1, 2011 г.
6. Ивановский Г.Ф., Петров В.И. Ионно-плазменная обработка материалов. - М.: Радио и связь. 1986, 232 с.

7. Бурлаков И.Д., Болтарь К.О., Седнев М.В.. Патент РФ № 2308788 от 20.01.06.
Способ сборки фотоприемного устройства.

У12 Температурные зависимости обратных токов *p-n* и *n-p* переходов CdHgTe среднего спектрального ИК-диапазона

Гузев А.А., Ковчавцев А.П., Царенко А.В., Панова З.В., Якушев М.В., Марин Д.В.,
Варавин В.С., Васильев В.В., Дворецкий С.А., Сабина И.В., Сидоров Ю.Г.

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

Монокристаллические пленки тройных твердых растворов $Cd_xHg_{1-x}Te$, выращенные на подложках CdZnTe, GaAs, Si применяются при изготовлении фокальных матриц в спектральном ИК-диапазоне от 1,5 до 14 мкм. В ближнем ИК диапазоне фотоэлектрические параметры элементов матриц приближаются к параметрам матриц, изготовленных на основе InGaSb ($\lambda=1,7$ мкм) и в среднем диапазоне превосходят параметры матриц на основе InSb ($\lambda=3-5$ мкм), поскольку работают при температурах заметно превышающих температуру жидкого азота. Элементы матриц в этих диапазонах имеют высокую квантовую чувствительность и малый уровень темнового тока [1-5]. Таких токов два. Первый это фундаментальный диффузионный ток, имеющий температурную зависимость $\sim \exp(-E_g/kT)$, где E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника, второй генерационно-рекомбинационный ток, имеющий температурную зависимость $\sim \exp(-E_g/2kT)$.

Одна из основных характеристик элементов матриц - величина NET D. Она определяется паразитным фоновым потоком комнатного фона окружающей среды, и шумами темновых токов, зависящих от температуры. Темновые токи элементов традиционных матриц на основе InSb *p-n* переходов имеют генерационно-рекомбинационную природу и ограничивают рабочую температуру элементов величиной ~ 95 К [6].

В отличие от InSb темновые токи *p-n* переходов $Cd_xHg_{1-x}Te$ можно заметно снизить за счет увеличения ширины запрещенной зоны полупроводника и соответственно смещения оптического края поглощения в коротковолновую область. Снижение плотности генерационно-рекомбинационных токов, величина которых зависит от свойств глубоких генерационно-рекомбинационных уровней дает возможность поднять рабочую температуру фотодиодов до величины ~ 150 К без ухудшения обнаружительной способности диодов в спектральном диапазоне чувствительности $\sim 4,2-4,5$ мкм. Фотодиоды фокальных матриц 320×256 изготавливались методами фотолитографии на варизонных пленках $Cd_xHg_{1-x}Te$ с профилем распределения состава, показанным на рис.1. Пленки выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках Si <310> диаметром 76,2 и 100 мм. Буферные слои ZnTe $\sim 0,05$ мкм и CdTe ~ 6 мкм между подложкой кремния и базовым слоем не показаны. Пленки $Cd_xHg_{1-x}Te$ имели проводимость *n*- типа с объемной концентрацией $(0,8-3,6) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Подвижность основных носителей в активном слое составляла величину $(6-8,5) \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, время жизни неосновных носителей $\sim 1-1,5$ нс.

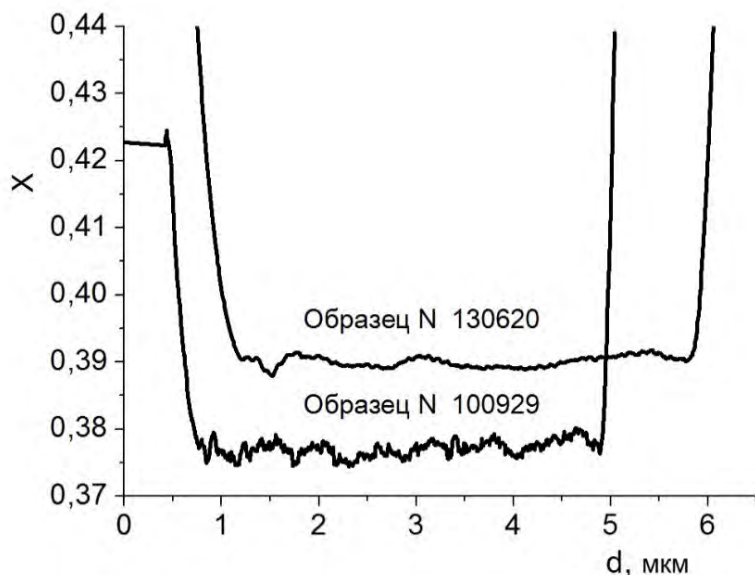


Рис.1. Профиль распределения мольной доли атомов Cd в пленках $Cd_xHg_{1-x}Te$.

Слой p -типа проводимости формировали введением в подрешетку металла необходимого числа вакансий с помощью температурного отжига, а n - p переход получали ионной имплантацией бора, создающего за счет радиационных дефектов слой избыточных атомов ртути заполняющих вакансии и восстанавливающих исходный n -тип проводимости. Переходы p - n формировались ионной

имплантацией мышьяка в слой n -типа проводимости с последующей активацией атомов мышьяка температурным отжигом. Площадь диодов составляла $10 \times 10 \text{ мкм}^2$, шаг диодов в матрице $\sim 30 \text{ мкм}$.

На рис.2 показаны температурные зависимости токов обратно смещенных n - p и p - n типичных элементов матриц при нескольких напряжениях смещения. Экспериментальные зависимости токов n - p переходов в координатах Аррениуса имели три характерных участка. В области температур 170- 300 К экспериментальные зависимости достаточно хорошо описывались теоретической моделью токов ограниченных диффузией носителей заряда (кривая 1). В области температур 130-170 К зависимости объяснялись теоретическими кривыми (2) учитывающими процессы генерации носителей через глубокий уровень (ГУ), локализованный в середине запрещенной зоны полупроводника. В области температур 77-130 К температурная зависимость токов практически отсутствовала и определялась напряженностью электрического поля в области пространственного заряда (ОПЗ) n - p перехода. Экспериментальные зависимости токов p - n переходов в координатах Аррениуса имели два характерных участка. В области температур 210- 330 К экспериментальные зависимости удовлетворительно описывались теоретической моделью токов ограниченных диффузией носителей заряда (кривая 1). В области температур 138-210 К зависимости объяснялись теоретическими кривыми (2) учитывающими процессы генерации через ГУ, локализованный в середине запрещенной зоны полупроводника.

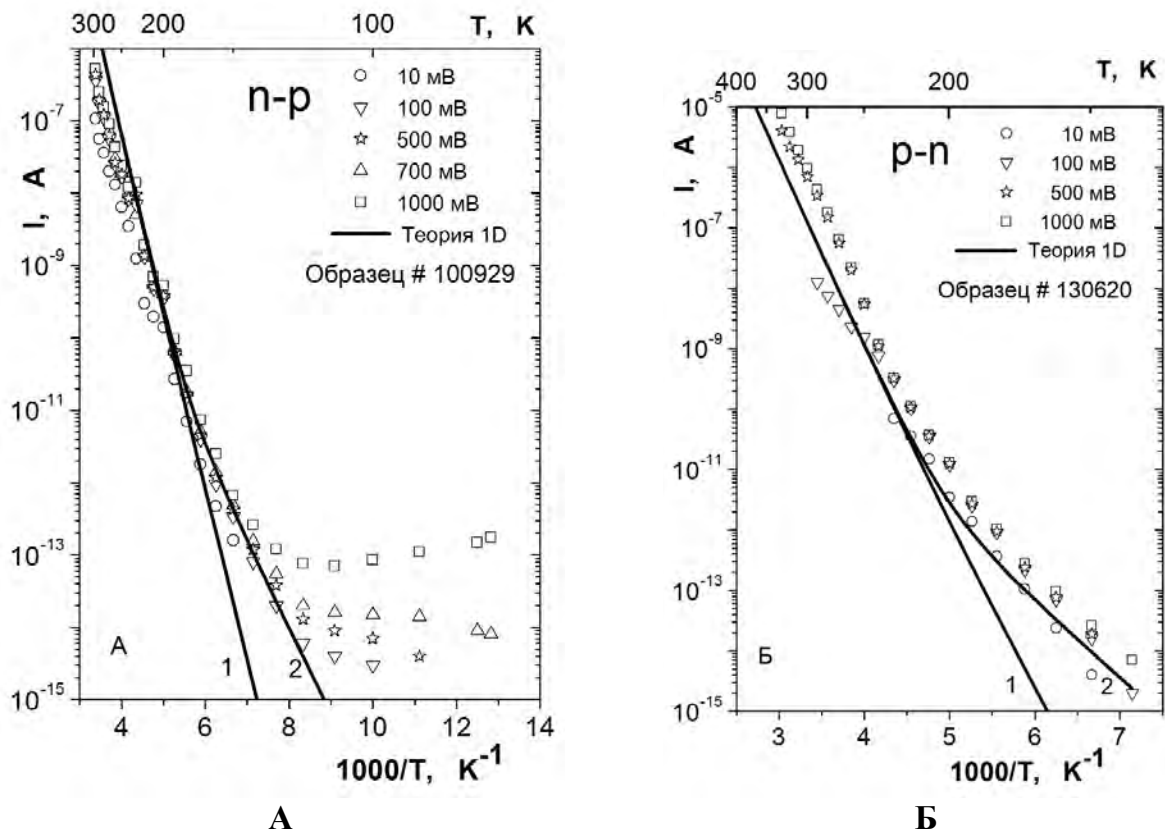


Рис.2. Аррениусовская зависимость n - p перехода (А) и p - n перехода (Б) при нескольких напряжениях смещения (геометрические фигуры). Сплошные линии - теоретические зависимости. Здесь: (1) – ограничение диффузией. (2) – с учетом процессов генерации в ОПЗ. (А): Концентрация ГУ - $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Сечения захвата ($\sigma_n = \sigma_p = 10^{-13} \text{ см}^2$). (Б): Концентрация ГУ - $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Сечения захвата ($\sigma_n = \sigma_p = 10^{-13} \text{ см}^2$)

Теоретические зависимости вольтамперных характеристик рассчитывались в рамках одномерной диффузионно-дрейфовой модели в рамках пакета программ Sentaurus Device E-2010.12, (Synopsys©). В этой модели совместно решалось уравнение Пуассона, которое описывало распределение потенциала, напряженности электрического поля по координате с учетом варизонной структуры пленки (рис.1) и уравнения непрерывности для электронов и дырок, описывающих изменение во времени концентрации свободных носителей в разрешенных зонах полупроводника. Предполагалось, что захват и эмиссия свободных носителей происходит с участием однозарядного ГУ по тепловому механизму Шокли-Рида-Холла. При расчетах зависимость ширины запрещенной зоны $E_g = E_g(x, T)$, эффективные массы электронов и дырок, подвижность носителей, диэлектрическая проницаемость пленок взяты в соответствии с данными работы [7]. Теоретическая кривая (1) была получена при отсутствии в структуре в пленках ГУ. Отклонение теоретической кривой (2) при понижении температуры связано с генерацией зарядов через ГУ. Подгонка теоретической кривой под экспериментальную кривую осуществлялась следующим образом. Максимальная интенсивность процесса генерации достигается при локализации ГУ по энергии вблизи середины запрещенной зоны полупроводника и равенстве сечений захвата для электронов и дырок. Поскольку величина тока обратного смещенного диода определяется произведением концентрации ГУ на сечение захвата подгоночным параметром считали концентрацию ГУ а сечение захвата выбиралось близким к сечению захвата кулоновским центром. При уменьшении сечения захвата или смещения ГУ от середины запрещенной зоны по направлению к разрешенным зонам величина генерационного тока уменьшается и совпадение с экспериментом можно достичь увеличением концентрации ГУ.

Литература

- [1] В.В.Тарасов, Ю.Г.Якушенков. Современные проблемы инфракрасной техники. - М.: Изд. МИИГА и К, 2011. с. 43.
- [2] А.М.Филачев, И.И.Тaubкин, М.А.Трищенко. Современное состояние и магистральные направления развития твердотельной фотоэлектроники. – М.ФМ, 2010, с.42.
- [3] Craig W. McMurtry, Thomas S. Allen, Andrew C. Moore, William J. Forrest, Judith L. Pipher. Characterization of 2.5 micron HgCdTe VIRGO/VISTA Detector Array. Proceedings of SPIE Vol. 5902 (SPIE, Bellingham, WA, 2005) · 0277-786X
- [4] Joseph G. Pellegrino, Roger DeWames, Philip Perconti et al. HOT MW IR HgCdTe performance on CZT and alternative substrates Proc. of SPIE Vol. 8353 (2005), pp 83532X-1.
- [5] W. E. Tennan, *Rule 07 revisited: still a good heuristic predictor for p/n HgCdTe photodiode performance?* Journal of Electronic Materials 39, 1030-1035 (2010).
- [6] I. Shtrichman, D. Aronov et al., M. Ezra, I. Barkai, E. Berkowicz, M. Brumer, R. Fraenkel, A. Golzman, S. Grossman, E. Jacobsohn, O. Klin, P. Klipstein, I. Lukomsky, L. Shkedy, N. Snapi, M. Yassen, and E. Weiss. High operating temperature epi-InSb and XbInAsSb photodetectors Proc. of SPIE Vol. 8353, 83532Y (2012).
- [7] С.Н. Филиппов, К.О. Болтарь. Исследование механизмов переноса заряда в фотодиодах на основе эпитаксиальных слоёв CdHgTe. Полупроводниковая электроника ТРУДЫ МФТИ. — 2010. — Том 2, № 1(5), с.52.

У13 **Исследование гетероэпитаксиальных структур методом спектроскопической эллипсометрии**

Скребнева П.С.^{1,2}, Бурлаков И.Д.^{1,2}, Кулаков А.Н.²

¹ ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

² МГТУ МИРЭА, Москва, Россия

подавляющее большинство фотоприемных устройств, работающих в ИК-диапазоне спектра, создается на основе тройных соединений $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Толщина диэлектрических слоев полупроводниковых структур тройного соединения кадмий-ртуть-теллур (КРТ) исследуется с помощью оптической эллипсометрии. Эллипсометрия – это высокочувствительный и точный поляризационно-оптический метод исследования поверхностей или границ раздела различных сред (твердых, жидких, газообразных), который основан на анализе амплитудных и фазовых изменений световой волны при ее взаимодействии с исследуемым объектом (поверхностью или границей раздела).

Падающий на поверхность плоско-поляризованный свет приобретает при отражении и преломлении эллиптическую поляризацию из-за наличия тонкого переходного слоя на границе раздела сред. Ориентация осей получающегося эллипса и его эксцентриситет определяются оптическими свойствами отражающей поверхности и углом падения зондирующего пучка.

При отражении поляризованного света изменяются его оптические параметры. Эти изменения характеризуются двумя углами (рис.1): Ψ - амплитудный параметр и Δ - фазовый параметр характеризующие относительное изменение амплитуд для двух типов поляризаций, а также сдвиг фаз между ними.

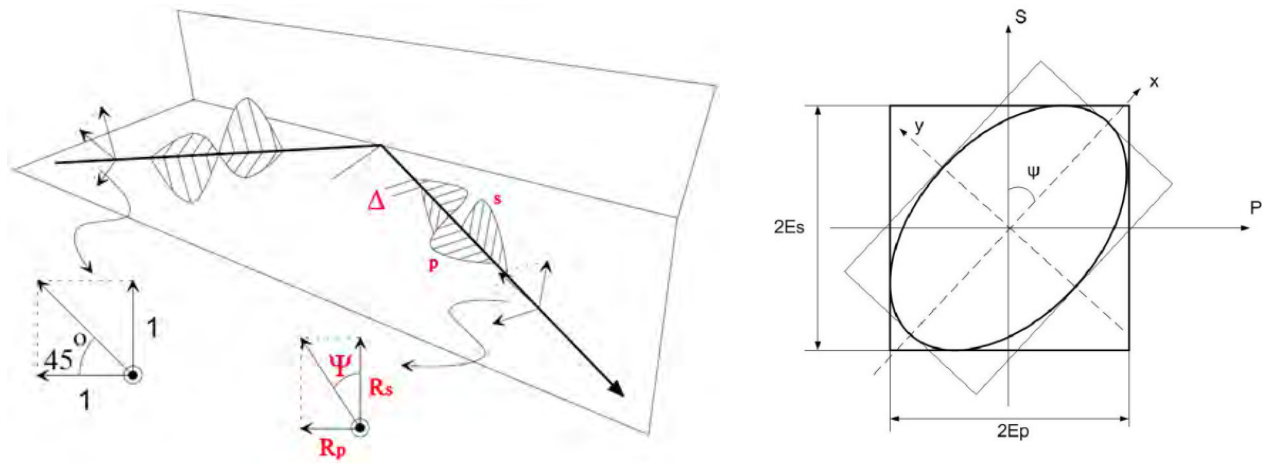


Рис.1 Определение эллипсометрических углов "пси" и "дельта"

Физический смысл эллипсометрических параметров состоит в следующем:
 $\text{tg } \Psi$ - отношение амплитуд коэффициентов отражения для волн p- и s- поляризации.

Δ - разность между фазовыми скачками волн p- и s- поляризации.

$$\text{tg } \Psi = \frac{|R_p|}{|R_s|}, \quad \Delta = \left(\Delta_P^{omp} - \Delta_S^{omp} \right) - \left(\Delta_P^{nad} - \Delta_S^{nad} \right)$$

Правильность построения теоретической модели показывает математический параметр χ^2 , который определяется выражением:

$$\chi^2 = \min \sum_{i=1}^n \left[\left(\Psi_{теор} - \Psi_{эксн} \right)_i^2 + \left(\Delta_{теор} - \Delta_{эксн} \right)_i^2 \right], \text{ где } n - \text{ число точек измерений.}$$

Ниже приведена таблица примерных значений для χ^2 в зависимости от толщины исследуемого слоя, к которым нужно стремиться в ходе построения моделей:

Толщина	χ^2
20 Å	$\chi^2 < 1,5$
2000 Å	$\chi^2 < 3$
10000 Å	$\chi^2 < 6$
25000 Å	$\chi^2 < 10$

Исследуемый образец гетероэпитаксиальной структуры КРТ представлен на рис. 2

Верхний варизонный слой КРТ 0.4	мкм
Фоточувствительный слой КРТ 7.8	мкм
Нижний варизонный слой КРТ 1.4	мкм
Второй буферный слой (CdTe) 5.3 мкм
Первый буферный слой (ZnTe)	0.1 мкм
Материал подложки (GaAs)

Рис. 2. Исследуемый образец гетероэпитаксиальной структуры КРТ

Образец имел распределение содержания кадмия Cd в гетероэпитаксиальной структуре КРТ, показанное на рис.3.

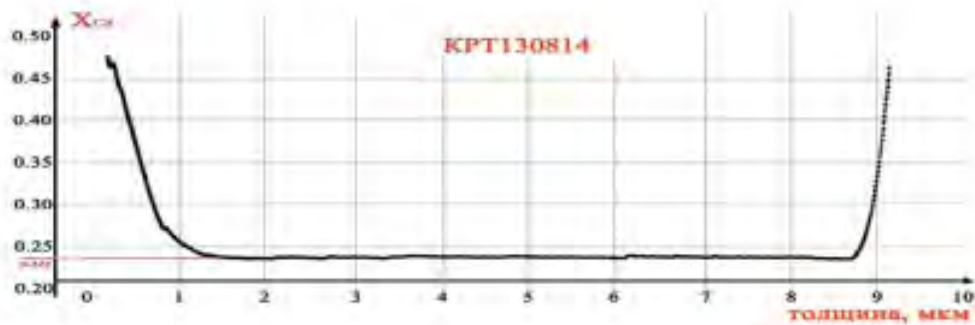


Рис.3 График распределения кадмия в структуре.

Результаты моделирования представлены на рис. 4.

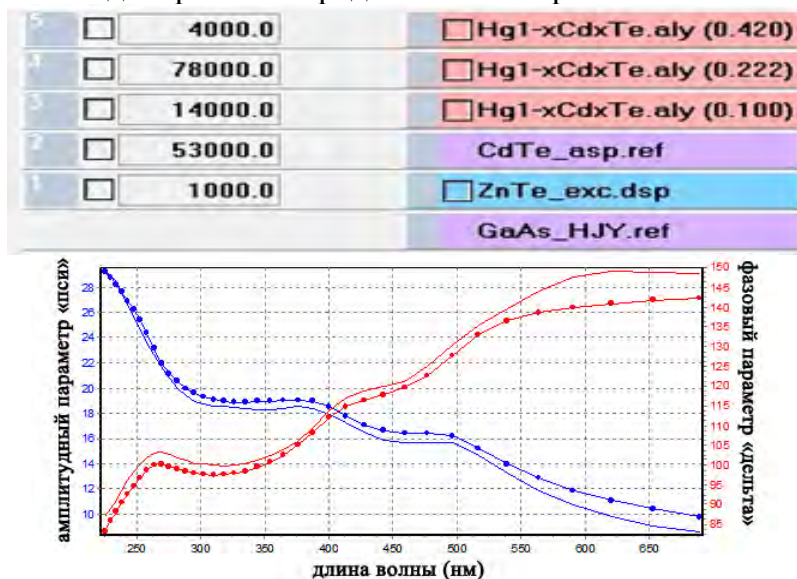


Рис.4 Зависимость эллипсометрических параметров от длины волны, измеренная и теоретическая кривые

Зависимость коэффициента преломления от длины волны: измеренная и теоретическая кривые представлены на рис. 5.

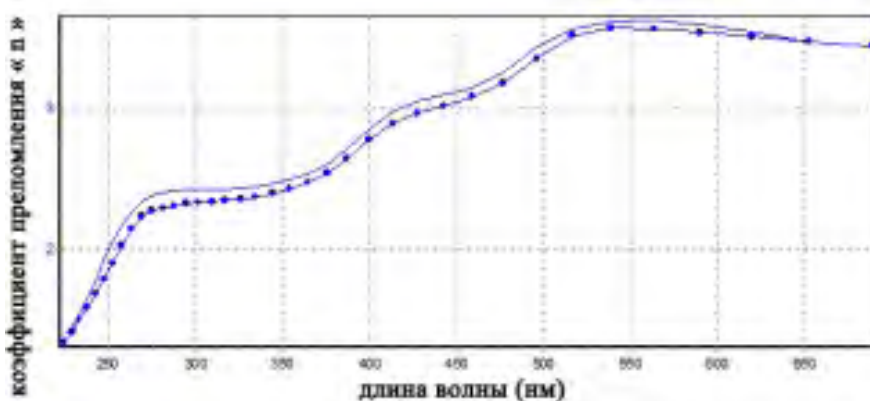


Рис.5 Зависимость коэффициента преломления от длины волны, измеренная и теоретическая кривые

При толщине в 15 мкм была получена погрешность приближения составила экспериментальных и теоретических данных $\chi^2 = 7,735919 \%$.

После варьирования толщин модельных слоев и содержания кадмия с учетом графика (рис.3) был получен наилучший результат соотношения амплитудного и фазового коэффициентов (рис.6).

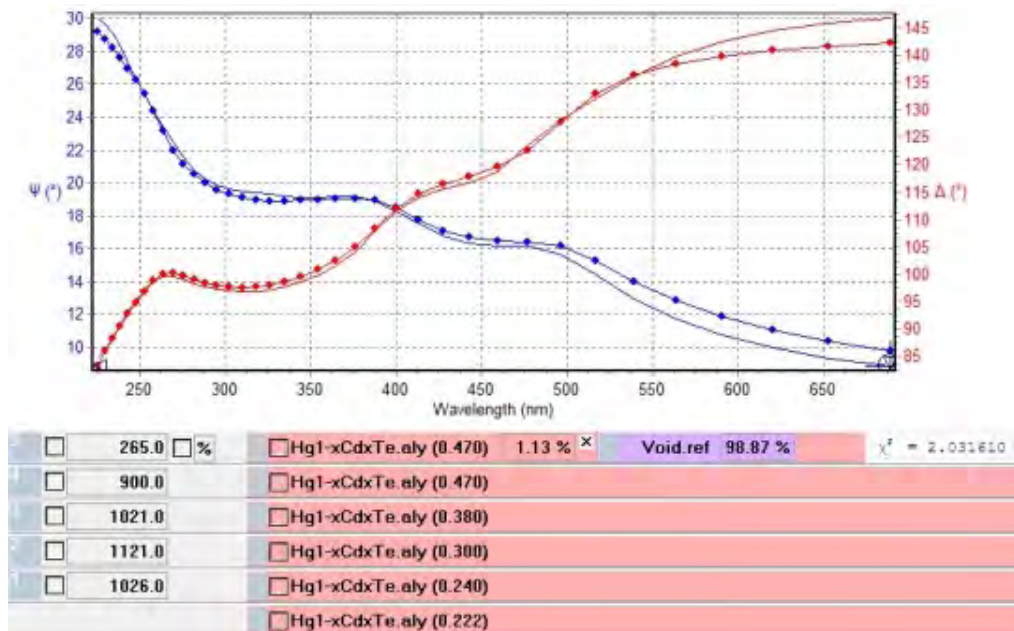


Рис.6 Итоговая модель структуры КРТ с варизонными слоями

Полученное значение погрешности моделирования $\chi^2 = 2.031610\%$ доказывает состоятельность построенной модели.

Литература

1. Физика и техника полупроводников, Том 39, вып.10 / Ред.-сост.: В.И Стафеев, К.О.Болтарь, И.Д.Бурлаков, В.М. Акимов, Е.А. Климанов, Л.Д. Сагинов, В.Н. Соляков, Н.Г. Мансветов, В.П. Пономаренко, А.А. Тимофеев, А.М. Филачев. - 2005. - 8 с.
2. Ченг Л., Плог К. Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры // М.: Мир, 1989. 580 с.
3. Интернет ресурс. Основы метода спектральной эллипсометрии // NYT EK instruments: URL: http://www.nytek.ru/Article_573.html
4. Швец В.А. Спесивцев Е.В. - эллипсометрия: учебно-методическое пособие к лабораторным работам – Новосибирск: 2013. – 87 с.
5. Успехи физических наук. Теллурид кадмия-ртути и новое поколение приборов инфракрасной фотоэлектроники., Том 173, вып.6 // Ред.-сост.: В.П. Пономаренко- 2003. - 15 с. Шиляев П.А. Павлов Д.А. - Полупроводниковые гетероструктуры: гетеропереход: учебно-методическое пособие – Нижегородский государственный университет: 2009. – 18 с.
6. НАНО-статьи. Эллипсометрия – прецизионный метод контроля тонкопленочных структур с субнанометровым разрешением / Ред.-сост.: В.А.Швец, Е.В.Спесивцев, С.В. Рыхлицкий, Н.Н. Михайлов -, 2008. - 84 с.

У14 Кремниевый координатный фотодиод с улучшенными параметрами

Демидов С.С.¹, Климанов Е.А.^{1,2}, Нури М.А.¹

¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

²МИРЭА (Технический университет), Москва, Россия

Кремниевые координатные фотодиоды, начиная с 70-х годов и до настоящего времени находят применение в различных системах автоматического управления и производятся различными фирмами [1,2]. При этом совершенствование кремниевой технологии приводит к постоянному улучшению параметров фотодиодов.

В настоящем сообщении приведены результаты работы по улучшению параметров кремниевых координатных фотодиодов (ФД).

Четырехэлементные ФД с общим диаметром фоточувствительных элементов 3 мм и зазором между ними 50 мкм изготавливались на кремнии *n*-типа марки КЭФ-20 (100) по стандартной планарной технологии с пассивацией поверхности термической двуокисью кремния. Для снижения темновых токов фотодиодов (I_d) в технологическом маршруте изготовления использовалась операция геттерирования сильнолегированным диффузионным слоем фосфора для снижения концентрации генерационно-рекомбинационных центров [3]. Сравнительные температурные зависимости темнового тока ФД с применением данной операции и без, приведенные на рис.1, показывают значительное снижение I_d и, соответственно, шумов ФД.

На рисунке приведены гистограммы распределений темновых токов и интегральной токовой чувствительности (S_i) ФД при комнатной, повышенной (70°C) и пониженной (-6°C) температурах. Из полученных результатов следует, что изготавливаемые по данной технологии ФД сохраняют достаточно высокий для многих применений уровень параметров во всем диапазоне температур от -60 до $+70^{\circ}\text{C}$: $I_d \leq 5 \cdot 10^{-9}$ А, $S_i \geq 4,5$ мА/лм. Типичные значения остальных параметров: коэффициент фотоэлектрической связи между элементами $k \leq 2\%$, неравномерность чувствительности между площадками и по площадкам $\Delta S_i \leq 10\%$, дрейф нулевой точки в диапазоне температур -60 до $+70^{\circ}\text{C} \leq 10$ мкм.

Следует отметить, что достигнутый уровень по основным параметрам значительно выше, чем у конструктивного аналога ФДК-149 и находится на уровне значений для аналогичных ФД, выпускаемых фирмой Hamamatsu.

Литература.

1. А.М. Филачев, И.И. Таубкин, М.А. Тришенков. Твердотельная фотоэлектроника. Фотодиоды. М., Физматкнига, 2011г., с.447.
2. www.hamamatsu.ru/
3. Seidel T.E., Meek R.L., Cullis A.G. Direct comparison of ion-damage gettering and phosphorus-diffusion gettering of Au in Si // J.Applied Physics, 1975, v.46, № 2, p.600-609.

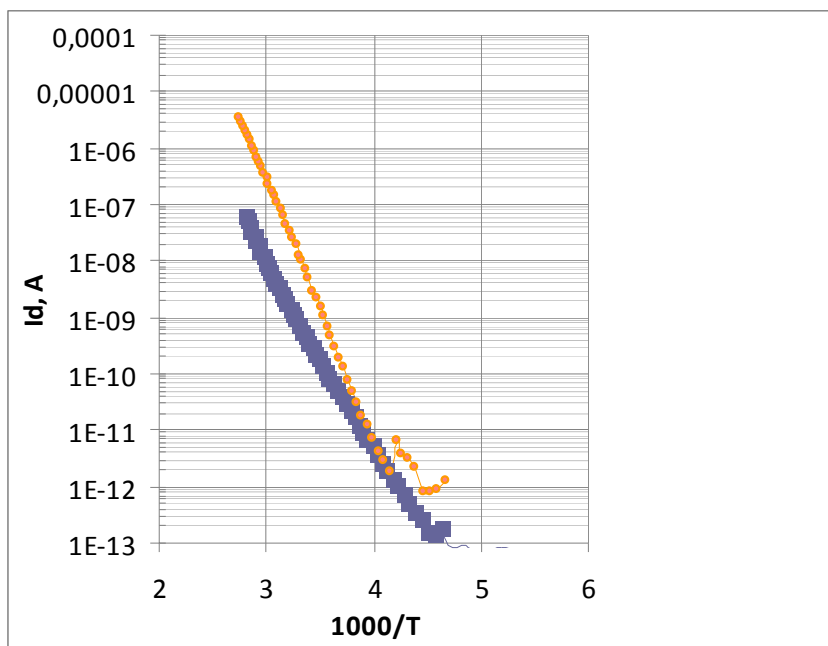


Рис.1 Температурные зависимости темновых токов для ФД: 1-с геттерированием, 2 – без геттерирования.

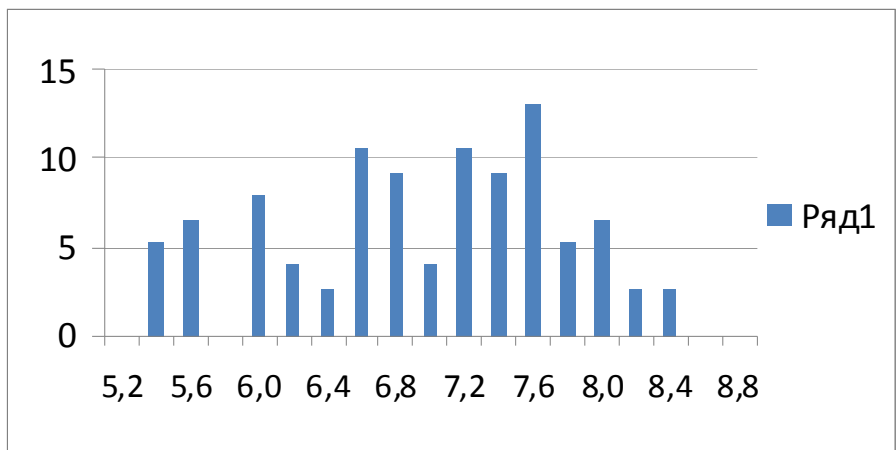
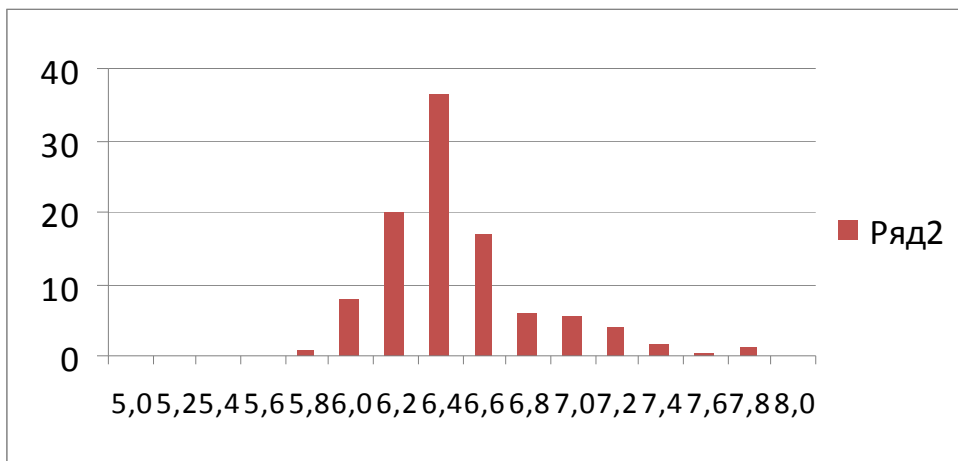


Рис.2 Распределение значений интегральной токовой чувствительности при 22⁰ и 70⁰С.

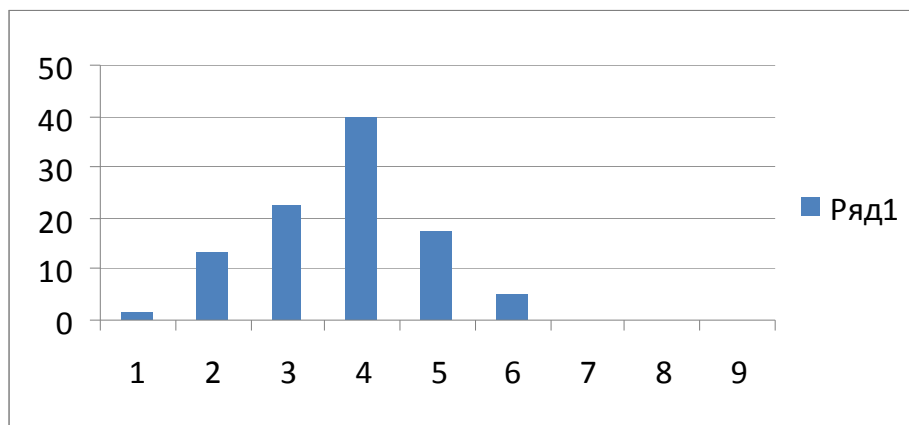
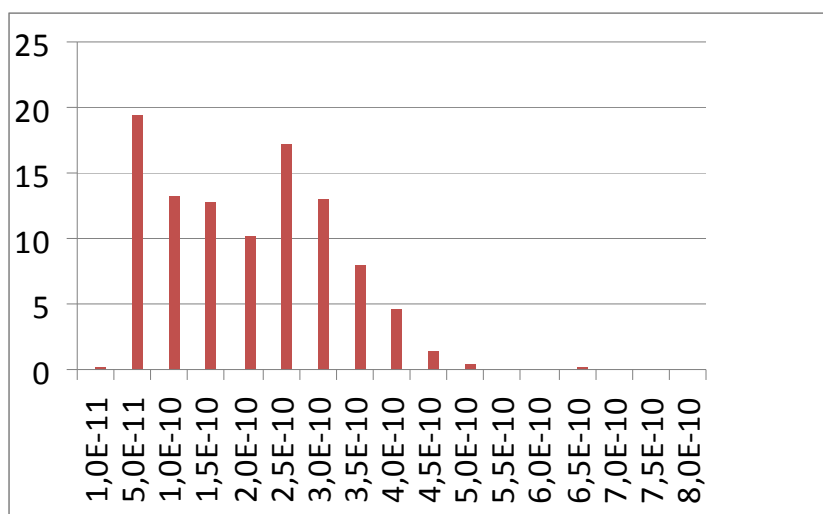


Рис. 3. Распределение значений интегрального темного тока при 22⁰ и 70⁰С.

У15 Принципы аналитической системы физического проектирования лавинных гетерофотодиодов с разделенными областями поглощения и умножения

Бурлаков И.Д.^{1,4}, Никитин М.С.², Холоднов В.А.³

¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

²ОАО «Швабе – Фотоприбор», Москва, Россия

³Институт радиотехники и электроники им.В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

⁴МИРЭА (Технический университет), Москва, Россия

Естественно, что при физическом проектировании лавинного гетерофотодиода (ЛГФД) с разделенными областями поглощения и умножения (РОПУ), как и лавинного фото диода (ЛФД) любого другого типа, стремятся, прежде всего, обеспечить как можно более высокие показатели трех основных характеристик фотоприемника. Это - чувствительность, быстродействие и мощность, эквивалентная шуму. Структура с РОПУ приходится использовать для разработки высокоэффективных ЛФД на основе прямозонных полупроводников [1, 2], рис. 1. Дело в том, что с увеличением напряжения V растет межзонный туннельный ток. При значениях V близких к напряжению лавинного пробоя V_{BD} [1-3], эта составляющая темнового тока становится преобладающей уже при комнатных температурах T в ряде прямозонных материалах даже с относительно большой шириной запрещенной зоны E_g .

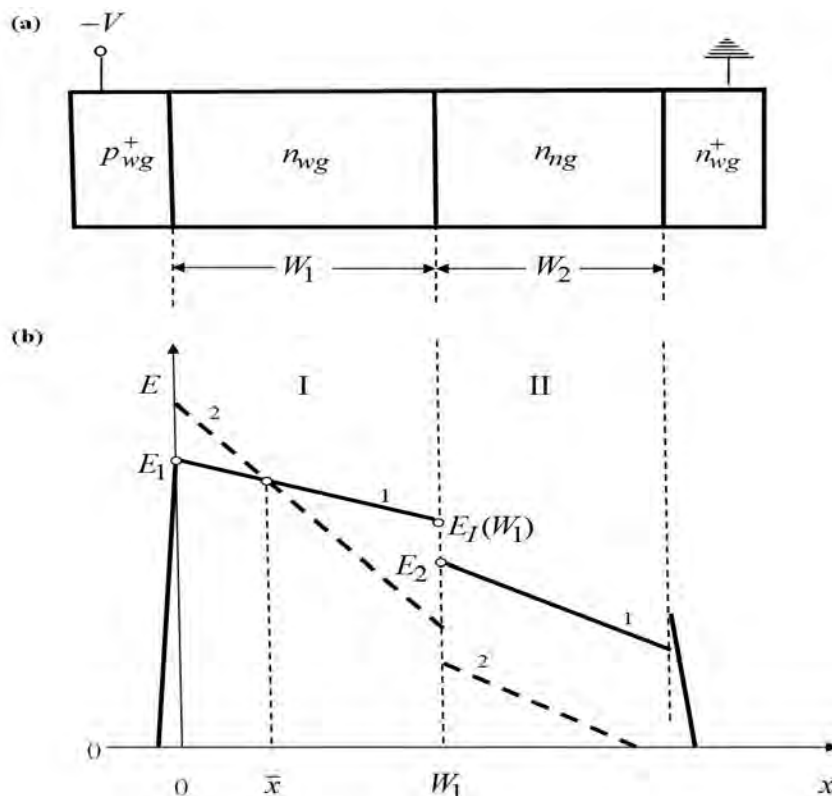


Рис. 1. Схема диода на основе $p_{wg}^+ - n_{wg} - n_{ng} - n_{wg}^+$ гетероструктуры (а) и распределение напряженности электрического поля в ней при напряжениях лавинного пробоя (б); n_{wg} и n_{ng} -

"широкозонный" (widegap) и "узкозонный" (narrowgap) слои n - типа, аналогично p_{wg}^+ и n_{wg}^+ ; 1-

$N_1 = N_1^{(0)}$, 2 - $N_1 > N_1^{(0)}$; N_1 - концентрация легирующей примеси в n_{wg} - слое I.

Это относится, например, к соединению $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ - одному из наиболее важных материалов для техники оптической связи на длину волны λ до $1,7 \mu\text{m}$ [1]. Резкое снижение туннельных токов в ЛФД можно обеспечить за счет использования гетероструктур с металлургической границей $p-n$ перехода ($x=0$) в их "широкозонной" части [1, 2] (рис.1). Для достижения высоких характеристик ЛФД параметры гетероструктуры должны быть такими, чтобы в рабочем режиме область пространственного заряда (ОПЗ) проникала в "узкозонный", фотопоглощающий слой, а процесс лавинного размножения носителей вследствие падения напряженности электрического поля $E(x)$ вглубь к "узкозонному" слою (рис.1б) развивался лишь в "широкозонном" слое. В результате получается ЛГФД с РОПУ. Подавление туннельного тока обусловлено тем, что большому значению E отвечает и большая величина E_g . В "узкозонном" же слое $E(x)$ не настолько велико, чтобы вызвать в нем большие туннельные токи. Для устранения втекания неосновных носителей в ОПЗ из квазинейтральных областей одну из сторон $p-n$ перехода высоко легируют, а "узкозонный" слой выращивают на "широкозонной", изотипной, высоколегированной подложке [1]. Поэтому наиболее оптимальной структурой является типа $p_{wg}^+ - n_{wg} - n_{ng} - n_{wg}^+$.

Существенно, что для обеспечения плотности туннельного тока, не превышающей заданной величины, необходимо весьма точно знать допустимый интервал изменения легирующих концентраций и толщин слоев гетероструктуры. Пионерами использования ЛГФД с РОПУ этого не было сделано [1]. Толщина "узкозонного" слоя W_2 определяется, в основном, коэффициентом поглощения света γ и быстродействием. От толщины же "широкозонного" слоя W_1 и от концентраций легирующих примесей в этом слое N_1 и в "узкозонном" слое N_2 очень сильно зависит туннельный ток [2].

Используя результаты работ [4, 5], спектральную плотность шума S_N рассматриваемой структуры при ограничении ее пороговой фоточувствительности туннельным током можно представить в виде

$$S_N = 2qAM_{ph}^2 \sum_{i=1}^2 J_{T,i}(V) F_{ef,i}(M_{ph}), \quad (1)$$

где q - заряд электрона; A - площадь поперечного сечения образца; $F_{ef,i}(M_{ph})$ - эффективные факторы шума [5] в "широкозонном" слое умножения ($i=1$) и в поглощающем слое ($i=2$); $J_{T,i}(V)$ - плотности первичных (затравочных) туннельных токов в этих слоях, M_{ph} - коэффициент размножения фотоносителей.

Применение ЛФД обусловлено внутренним усилением фототока в них. Поэтому лишь при одинаковых M_{ph} имеет смысл сравнение двух образцов на предмет выяснения, какой из них лучше. Из (1) видно, что для заданного M_{ph} уровень шума определяется значениями первичных токов $I_{T1} = J_{T1} \cdot A$ и $I_{T2} = J_{T2} \cdot A$. Обычный способ вычисления профиля $E(x)$ при лавинном размножении носителей, коэффициентов размножения $M(V)$ и значения V_{BD} на основе численного расчета

известных интегральных соотношений [1-3] весьма трудоемок. Он не обладает наглядностью результатов и его очень трудно применять в сопутствующих задачах. У нас такой задачей является расчет туннельных токов в условиях лавинного размножения носителей. Поэтому наш метод базируется на следующих моментах.

1. Задачу существенно облегчает использование для полей пробоя слоев I и II E_{iBD} выражений [2]

$$E_{iBD}(N_i, W_i) = E_{iBD}(0, W_i) \cdot \left[1 + \frac{N_i}{\tilde{N}_i(W_i)} \right]^{1/s}, \quad (2)$$

$$E_{iBD}(0, W) = A_i \cdot \left(\frac{A_i \cdot \varepsilon_i \cdot \varepsilon_0}{sqW_i} \right)^{1/(s-1)}, \quad \tilde{N}_i(W_i) = \left(\frac{A_i \varepsilon_i \varepsilon_0}{sqW_i} \right)^{s/(s-1)}, \quad (3)$$

где ε_0 - постоянная электрическая, ε_1 и ε_2 - относительные диэлектрические постоянные слоев I и II (рис.1), s и A_i - некоторые постоянные. Для многих полупроводников, в том числе, соединений A_3B_5

$$s = 8, \quad A = \sqrt{\frac{1.2 \cdot q}{\varepsilon_i \cdot \varepsilon_0}} \cdot \left(\frac{E_{gi}}{11q} \right)^{3/4} \cdot 10^{10}, \quad (4)$$

Соотношения (2) - (4) является обобщением хорошо известных приближенных выражений Зи-Гиббонса [2] на конечную толщину слоев.

2. Сильно помогает также приближение ква-зиоднородного поля (ПКОП) при вычислении туннельных токов, которое приемлемо в диапазоне полей лавинного размножения [2]. ПКОП немного занижает толщину реального барьера, а поэтому несколько завышает туннельные токи. Они очень резко зависят от параметров материала, которые в реальных образцах отличаются, как правило, от заложенных в расчет. К тому же, точный профиль распределения легирующих примесей $N_i(x)$, следовательно, и форма туннельного барьера обычно неизвестны. Поэтому небольшое завышение значений межзонных туннельных токов обеспечивает технологический запас, необходимый при разработке приборов.

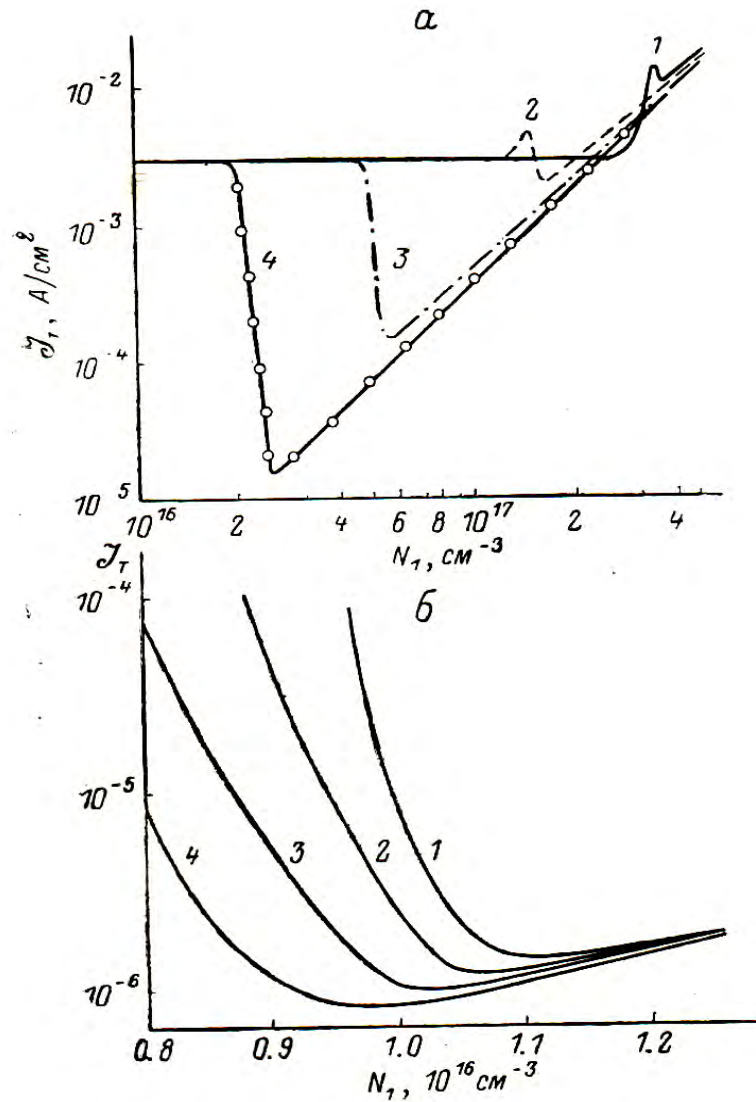


Рис. 2. Зависимость плотности туннельного тока J_T от концентрации N_1 для структуры $p_{wg}^+ - InP / n_{wg} - InP / n_{ng} - In_{0.53}Ga_{0.47}As / n_{wg}^+ - InP$ при $W_2 = 2 \mu m$. а - $N_2 = 10^{14} cm^{-3}$; $W_1, \mu m$: 1 - 0.1; 2 - 0.2; 3 - 0.5; 4 - 1. б - окрестность значений $N_1 = N_{1min}^{(T)}$ положения минимума; $W_2 = 2 \mu m$; N_2, cm^{-3} : 1 - 10^{14} ; 2 - 10^{15} ; 3 - 10^{16} ; 4 - 10^{17}

3. Вычисление туннельных токов при напряжениях $V = V_{BD}$ и существенно облегчает задачу, и создает также технологический запас.

4. Необходимо требовать, чтобы лавинный пробой не только контролировался "широко-зонным" слоем I (на рис. 1 - n_{wg} слоем), но и при лавинном пробое ОПЗ проникала бы в фотополощающий слой II (на рис. 1 - n_{ng} слой). Тогда за счет внутризонного туннелирования фотоносителей через барьер на гетерогранице I - II ($x = W_1$) и их разогрева они практически беспрепятственно будут проникать в слой размножения. Это подтверждено экспериментально [1].

5. Нужно выбирать тот тип проводимости слоев I и II, при котором коэффициент ударной ионизации неосновных носителей больше, чем основных [5].

6. Необходимо учитывать и туннелирование в "широкозонном" слое умножения.

Положения 1 - 6 - основные принципы физического проектирования ЛГФД с РОПУ, которым мы придерживаемся. Главный результат наших расчетов иллюстрирует рис. 2, из которого видно, что плотность первичного межзонного туннельного тока

$$J_T = \sum_{i=1}^2 J_{Ti} = \frac{\sqrt{2} \cdot q^3}{(2\pi)^3 \cdot \hbar^2} \cdot \sum_{i=1}^2 \sqrt{\frac{m_i^*}{E_{gi}}} \cdot L_{Ti} \cdot E_i^2 \cdot \exp\left(-\frac{a_i}{E_i}\right) \quad (5)$$

сильно немонотонно зависит от концентрации легирующей примеси в "широкозонном" слое умножения N_1 , где характерные размеры областей туннельной генерации носителей в I и II слоях

$$L_{Ti}(E_i, W_i) = \min \left\{ W_{Ti} \equiv \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_i \cdot E_i^2}{q \cdot a_i \cdot N_i}, W_i \right\}, \quad (6)$$

$$a_i = \frac{\pi}{4q \cdot \hbar} \cdot \sqrt{2m_i^* \cdot E_g^3}; \quad \text{приведенные} \quad \text{легкие} \quad \text{эффективные} \quad \text{массы}$$

$m_i^* = 2m_c m_v / (m_c + m_v)$ в соответствующих слоях, m_e и m_h - эффективные массы легких электронов и дырок; \hbar - редуцированная постоянная Планка. Такая зависимость $J_T(N_1)$ обусловлена конкуренцией туннельных токов в слоях I и II.

Следует отметить, что по мере увеличения N_1 поле E_1 (рис.1б) растет, что приводит к уменьшению различия между коэффициентами ударной ионизации электронов и дырок [1-3]. Это, в свою очередь, увеличивает шум-фактор [1, 4, 5]. Поэтому, для одновременного обеспечения низких значений межзонного туннельного тока и шум-фактора нужно использовать гетероструктуры типа "low-high-low". В таких структурах "широкозонный" слой I состоит из двух подслоев. Первый, примыкающий к металлургической границе $p-n$ перехода ($x=0$ на рис. 1), - достаточно толстый и низколегированный (вплоть до i -типа), а второй, на границе с фотопоглощающим слоем II - тонкий и высоколегированный. Уровень легирования фотопоглощающего слоя может быть умеренным. Положения 1-6 дают возможность в аналитическом виде определить оптимальные параметры гетероструктуры типа "low-high-low".

Литература

- [1] Техника оптической связи: фотоприемники / Под ред. У. Тсанга. (перевод с английского под ред. М.А. Трищенко) М.: Мир, 1988. 528 с.
- [2] Kholodnov V., Niki tin M. "Physical design fundamentals of high performance avalanche heterophoto-diodes with separate absorption and multiplication regions" in book "Photodiodes - From Fundamentals to Applications", edited by Ilgu Yun, section 1 "Fundamental Physics and Physical Design", chapter 2, p. 27 - 101. InTech: Rijeka. Croatia. 2012. 368 p. (www.intechopen.com).
- [3] Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов (перевод с английского под ред. Р. А. Сурица). М.: Мир, 1984. Кн. 1, 455 с.; Кн. 2, 455 с.; Sze S.M., Ng Kwok K. Physics of Semiconductor Devices. Wiley, 2007.
- [4] R. McIntere. Multiplication noise in uniform avalanche diodes. IEEE Transactions on Electron Devices, 1966, Vol. ED-13, № 1, p. 164-168.
- [5] Арцис Н. Х., Холоднов В. А. Усиление фототока и отношение шум/сигнал в лавинных фотодиодах. ж. Радиотехника и электроника РАН. т. 29, № 1, с.151-159, 1984.

У16 Характер зависимости пороговой энергии ударной ионизации в лавинных фотодиодах от взаимного импульсного расположения зоны проводимости и валентной зоны

Бурлаков И.Д.^{1,3}, Другова А.А.², Холоднов В.А.²

¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

²Институт радиотехники и электроники им.В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

³МГТУМИРЭА, Москва, Россия

Речь идет об основном механизме межзонной ударной ионизации (ударной генерации электронно-дырочных пар). Это - передача энергии электроном зоны проводимости или дыркой валентной зоны электрону валентной зоны (двухчастичное столкновение без участия фо-нонов и при отсутствии туннельных эффектов) [1-3], рис. 1.

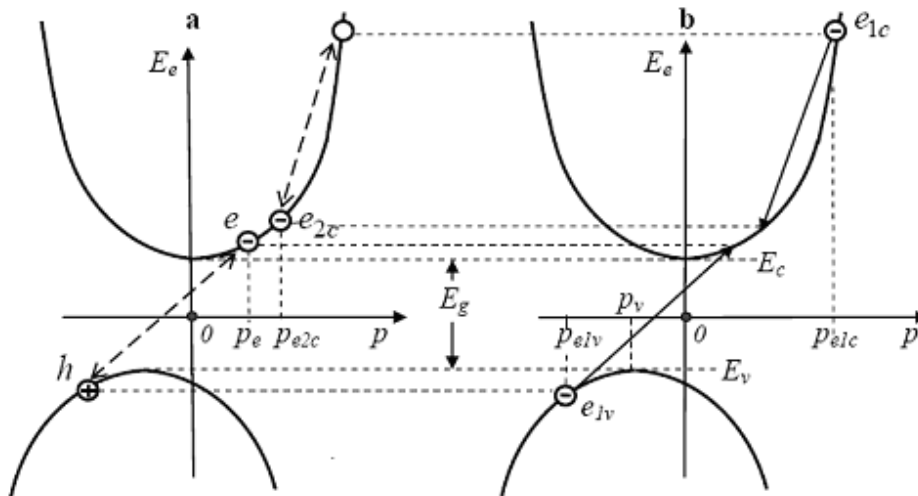


Рис. 1. Одномерная схема в пространстве энергия-импульс ударной генерации электроном зоны проводимости e_{1c} электронно-дырочной пары $e-h$; p_v - квазиимпульсная координата положения потолка валентной зоны; принято, что дно зоны проводимости находится в точке $p = 0$; **a** и **b** - результат и процесс генерации, соответственно.

Пороговой энергией ударной ионизации E_i называют, как известно, минимально допустимое значение энергии инициирующего ударную генерацию электронно-дырочной пары (затравочного) носителя, при которой может происходить этот процесс [1-3]. Величина E_i определяется электронным энергетическим спектром, т.е., дисперсионными кривыми $E_e(\vec{p})$, где E_e и \vec{p} - энергия электрона и его квазиимпульс (рис. 1). Разработанные мощные универсальные алгоритмы позволяют рассчитать E_i для любого спектра $E_e(\vec{p})$, что выполнено для большого количества полупроводников [2, 3]. Однако, в литературе фактически не освещен вопрос о характере зависимости пороговой энергии ударной генерации электронно-дырочных пар от степени непрямоугольности полупроводника. Устранить этот пробел - цель данной работы.

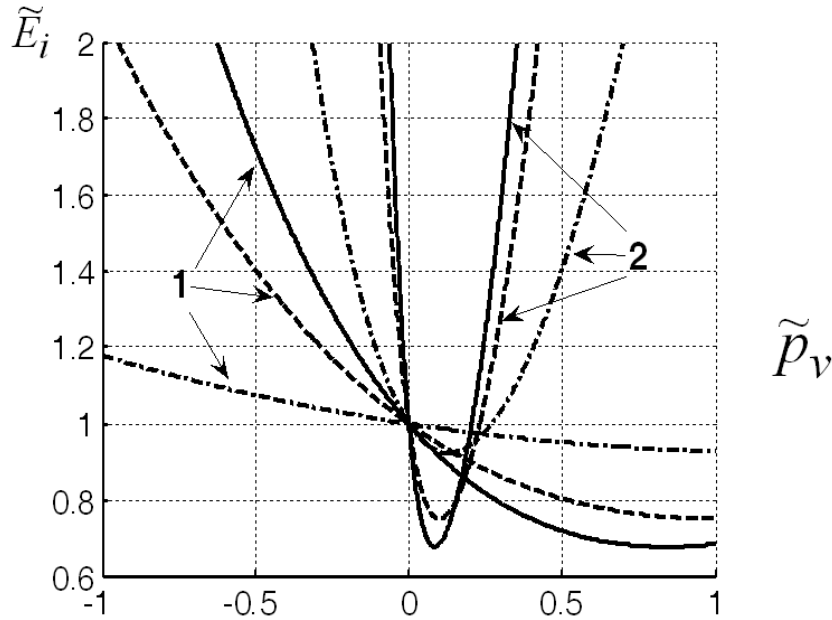


Рис. 2 Зависимость безразмерной энергии ионизации \tilde{E}_i от безразмерной импульсной координаты потолка валентной зоны \tilde{p}_v относительно импульсной координаты дна зоны проводимости $p_c = 0$. Значения $r_m = m_h / m_e$: сплошные кривые - 0,1; штриховые - 1; штрихпунктирные - 10. Значения $r_{eg} = r_e \cdot r_g$: кривые 1 - 1; кривые 2 - 0,01.

Чтобы определить искомую энергию нужно, естественно, воспользоваться законами сохранения энергии и квазиимпульса. Вводя энергии электрона относительно дна зоны проводимости $\Delta E_e \equiv E_e - E_c$ и дырки относительно потолка валентной зоны $\Delta E_h \equiv E_v - E_{elv}$, а также импульс дырки $\vec{p}_h = \vec{p}_v - p_{elv}$ и полагая, что дно зоны проводимости имеет нулевую координату ($\vec{p} = 0$ на рис. 1), в одномерной модели эти законы соответственно примут вид

$$\Delta E_{elc}(p_{elc}) = \Delta E_{e2c}(p_{e2c}) + \Delta E_e(p_e) + \Delta E_h(p_h) + E_g, \quad (1)$$

$$p_{elc} = p_{e2c} + p_e + p_h + p_v. \quad (2)$$

В точке минимального значения функции $\Delta E_{elc}[p_{elc}(p_e, p_h)]$ должны выполняться соотношения

$$\frac{\partial \Delta E_{elc}}{\partial p_e} = \frac{\partial \Delta E_{elc}}{\partial p_{elc}} \cdot \frac{\partial p_{elc}}{\partial p_e} = 0, \quad \frac{\partial \Delta E_{elc}}{\partial p_h} = \frac{\partial \Delta E_{elc}}{\partial p_{elc}} \cdot \frac{\partial p_{elc}}{\partial p_h} = 0 \quad (3)$$

По определению, $E_i \equiv (\Delta E_{elc})_{\min}$. Для аналитического решения поставленной задачи используем приближение квадратичного закона дисперсии. Положим $p_{elc} > 0$ (рис. 1). Тогда из (1)-(3) найдем, что безразмерная пороговая энергия ударной межзонной ионизации

$$\tilde{E}_i(p_v) \equiv E_i(p_v) / E_i(0) \quad (4)$$

определяется соотношением

$$\tilde{E}_i[p_v(\tilde{p}_v)] = \left(-c_1 \cdot \tilde{p}_v(p_v) + \sqrt{1 + c_2 \cdot [\tilde{p}_v(p_v)]^2} \right)^2 \quad (5)$$

где пороговая энергия ударной межзонной ионизации в прямозонном полупроводнике

$$E_i(0) = \frac{2m_e + m_h}{m_e + m_h} \cdot E_g, \quad (6)$$

$r_e = m_e / m_0$, $r_g = E_g / 1\text{эВ}$, $r_{eg} = r_e \cdot r_g$, $r_m = m_h / m_e$, безразмерный квазиимпульс

$$\tilde{p}_v = p_v / (m_0 \cdot E_g |_{1\text{эВ}}), \quad (7)$$

$$c_1 = \sqrt{\frac{1}{2(1+r_m) \cdot (2+r_m) \cdot r_{eg}}}, \quad c_2 = (3+r_m) \cdot c_1^2, \quad (8)$$

m_0 - масса свободного электрона. На рис. 2 видно, что пороговая энергия ударной генерации немонотонно и асимметрично зависит от положения потолка валентной зоны p_v относительно положения дна зоны проводимости $p_c = 0$, причем, $[E_i(p_v)]_{\min}$ достигается при значении $p_v > 0$ (рис. 3). Выражение (5) позволяет вывести формулы для положения минимума функции $\tilde{E}_i(\tilde{p}_v)$ и его значения. Кривая Y_{ion2} на рис. 4, как и должно быть, при любых значениях p_v больше единицы. Величина E_i может быть меньше ширины запрещенной зоны E_g за счет многочастичных столкновений, участия фононов или же за счет туннельных эффектов [1-3].

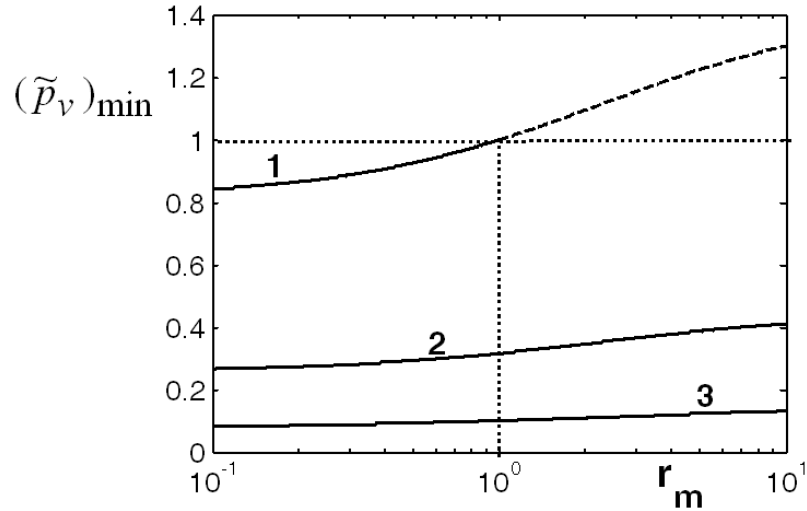


Рис. 3. Зависимость положения минимума $(\tilde{p}_v)_{\min}$ функции $\tilde{E}_i(\tilde{p}_v) \equiv E_i[p_v(\tilde{p}_v)] / E_i(0)$ от отношения эффективных масс дырок и электронов $r_m = m_h / m_e$ при различных значениях параметра $r_{eg} = r_e \cdot r_g = (m_e / m_0) \cdot (E_g / 1\text{эВ})$, где m_0 - масса свободного электрона. Значения r_{eg} : кривая 1 - 1; кр. 2 - 0,1; кр. 3 - 0,01. Пунктирный участок на кривой 1 соответствует $\tilde{p}_v > (\tilde{p}_v)_{\max} \approx 1$ - максимальное расстояние между двумя точками в (первой) зоне Бриллюэна при базисном векторе $a = 6 \text{ \AA}$ [2-4].

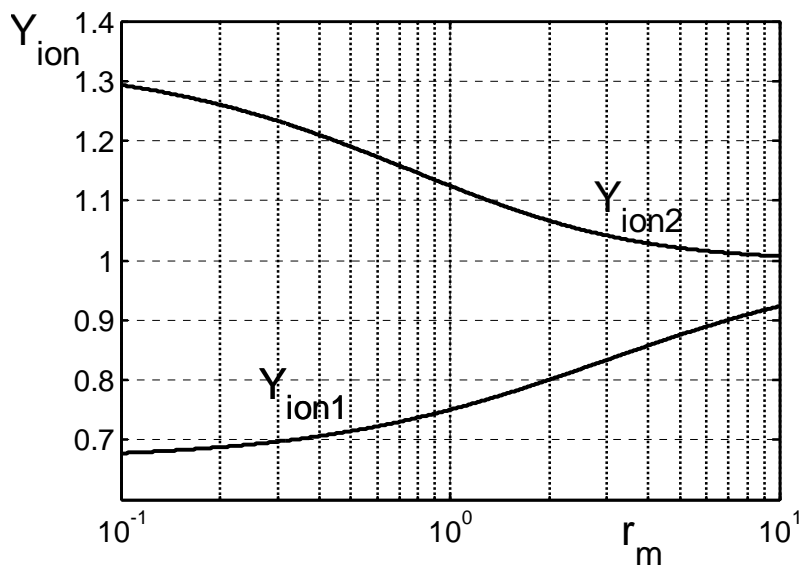


Рис. 4. Зависимость минимальных безразмерных энергий пороговой ударной ионизации (генерации) $Y_{ion1} \equiv (\tilde{E}_i)_{min} = [E_i(p_v)]_{min} / E_i(0)$ и $Y_{ion2} \equiv [E_i(p_v)]_{min} / E_g$ от отношения эффективных масс дырок и электронов $r_m = m_h / m_e$.

Пороговая энергия ударной генерации электронно-дырочных пар является одним из важнейших факторов, определяющих внутреннее усиление фототока в лавинных фотодиодах [1 - 3, 5 - 8]. Количественно это внутреннее усиление фототока в лавинных фотодиодах описывается коэффициентами размножения фотоносителей, которые, в свою очередь, определяются коэффициентами ударной ионизации электронов и дырок, пространственным профилем электрического поля и местоположением затравочного носителя [1 - 3, 5 - 8].

Литература

- [1] Грехов И.В., Сerezкин Ю.Н. Лавинный пробой p-n перехода в полупроводниках. Л.: Энергия, 1980, 1981. 152 с.
- [2] Техника оптической связи: фотоприемники / Под ред. У. Тсанга. (перевод с английского под ред. М.А. Трищенко) М.: Мир, 1988. 528 с.
- [3] Levinstein M., Kos tamovaara J., V ainshtein S. Breakdown Phenomena in Semiconductors and Semiconductor Devices. World Scientific Publishing, 2005. 208 p.
- [4] Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М., Наука, 1978. 616 с.; Лань, 2008. 624 с.
- [5] Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов (перевод с английского под ред. Р. А. Сурица). М.: Мир, 1984. Кн. 1, 455 с.; Кн. 2, 455 с.; Sze S.M., Ng Kwok K. Physics of Semiconductor Devices. Wiley, 2007.
- [6] Kholodnov V., Nikitin M. "Physical design fundamentals of high performance avalanche heterophotodiodes with separate absorption and multiplication regions" in book "Photodiodes - From Fundamentals to Applications", edited by Ilgu Yun, section 1 "Fundamental Physics and Physical Design", chapter 2, p. 27 – 101. InTech: Rijeka. Croatia. 2012. 368 p. (www.intechopen.com).
- [7] Арцис Н. Х., Холоднов В. А. Усиление фототока и отношение шум/сигнал в лавинных фотодиодах // Радиотехника и электроника РАН. т. 29, № 1, с.151-159, 1984.
- [8] Холоднов В. А. Коэффициенты лавинного размножения носителей в p-n структурах // Физика и техника полупроводников РАН, т. 30, в. 6, с.1051-1063, 1996.

У17 **О взаимосвязи плазменного резонанса, экзоэлектронной фотоэмиссии и вторично-ионного фотоэффекта в полупроводниках**

Роках А.Г., Шишкин М.И., Вениг С.Б., Матасов М.Д., Аткин В.А.

*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
Саратов, Россия*

В последние годы [1] понятие фотоэффекта, который был связан исключительно с электронными явлениями, пополнилось понятием ионный (вторично-ионный) фотоэффект [2]. Механизм этого явления, представляющего собой подавление или усиление с помощью освещения экзоионной эмиссии, обусловлен электронными процессами в мишени. В этой статье предлагается дальнейшее расширение понятия «фотоэффект» в среднем инфракрасном (ИК) диапазоне путем включения в арсенал актуальных процессов явления плазменного резонанса в полупроводниках.

Величина возможной электронной экзоэмиссии на исследуемых пленках CdS-PbS зависит от рельефа поверхности, сведения о котором дают исследования на электронном микроскопе.

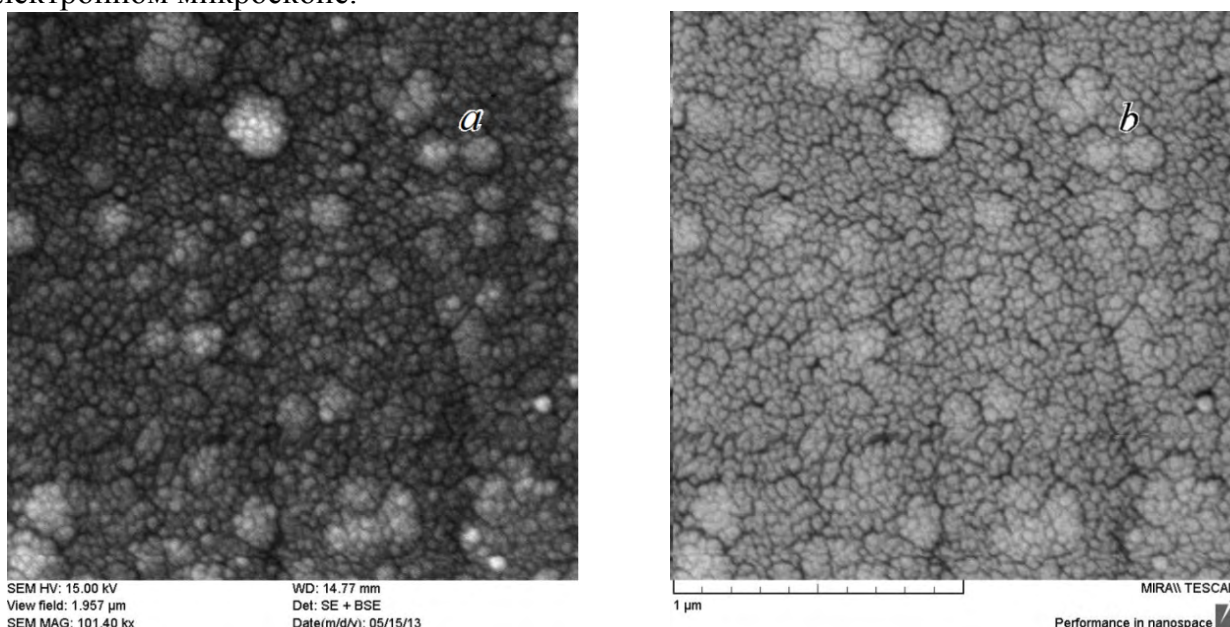


Рис. 1. Изображение поверхности пленочной мишени состава CdS(0,9)-PbS(0,1) на сканирующем электронном микроскопе Tescan Mira II LMU в двух датчиках: а) вторичных электронов и б) обратно рассеянных электронов. Ускоряющее напряжение 15 кВ, поле зрения 2,0 мкм.

На фотографии рисунка 1а, сделанной во вторичных электронах, узкозонная фаза выглядит светлее фона, поскольку в ее состав входит более тяжелый элемент (свинец) который уменьшает глубину проникновения первичных и таким образом увеличивает выход вторичных электронов. Подобная ситуация проявляется и на обратно рассеянных электронах (рисунок 1б).

Электронно-микроскопические фотографии пленок CdS-PbS показывают наличие на их поверхности зерен размером от сотых долей микрона до нескольких микрон (при использованном увеличении последние не проявляются), которые могли бы служить «остриями» для туннельной эмиссии. Эти зерна в основном принадлежат узкозонной фазе твердых растворов (фаза с большим содержанием сульфида свинца). Отметим, что рассматриваемые пленки [3] в отношении фотоэлектрических характеристик обладают радиационной стойкостью [4].

О вторично-ионном фотоэффекте как аналоге туннельной фотоэлектронной эмиссии

В конце 90-х годов прошлого столетия начались систематические исследования влияния света на выход вторичных ионов кадмия, свинца и серы из пленочной мишени фотопроводящего сульфида кадмия-свинца, представляющего собой ряд ограниченных твердых растворов PbS в CdS (малая растворимость) и CdS в PbS (большая растворимость). В первом приближении пленка твердого раствора рассматривалась как двухфазная, состоящая из широкозонной фазы CdS и узкозонной PbS , хотя, строго говоря, эти фазы представляли собой не чистые сульфиды кадмия и свинца, а ограниченные твердые растворы с разной степенью растворимости компонент.

Рассматриваемое полупроводниковое соединение (CdS - PbS) сыграло роль модельного при исследовании вторично-ионного фотоэффекта (ВИФЭ) – такое название было дано обнаруженному физическому явлению.

При подсветке белым светом выход положительных вторичных ионов кадмия (в качестве первичных использовались положительные ионы кислорода, азота или аргона) уменьшался, а ионов свинца увеличивался. Разное поведение ионов кадмия и свинца [5] потребовало разработки теоретических представлений [6] о механизме протекающих процессов. Проведенные расчеты показали, что уменьшение выхода вторичных положительных ионов при освещении происходит в результате понижения приповерхностного потенциального барьера, препятствующего выходу электронов в вакуум. В результате выход электронов увеличивается, что приводит к компенсации вторичных положительных ионов и, тем самым, к уменьшению их числа (*компенсационный механизм*). Такой эффект получил название *нормального вторично-ионного фотоэффекта*.

Увеличение выхода положительных вторичных ионов связано с *рекомбинационным механизмом*. Он заключается в том, что электронно-дырочные пары, созданные в широкозонной фазе и затем перешедшие в узкозонную либо непосредственно в узкозонной фазе поглощенным светом, при рекомбинации выделяют энергию, вызывающую локальный нагрев кристаллитов узкозонной фазы. Именно в этой фазе в основном и происходит рекомбинация, в том числе и безызлучательная, облегчающая выход вторичных ионов. Подобный механизм имел место и при распылении монооксида кремния положительными ионами аргона [7]. Такой вид вторично-ионного фотоэффекта (ВИФЭ) получил название *аномального*.

Расширение круга полупроводниковых соединений, обнаруживающих вторично-ионный фотоэффект, привело к исследованию монокристаллов $GaAs$ и $CdTe$ [7]. В упомянутой статье было показано, что нормальный ВИФЭ можно сопоставить с собственной, а аномальный – с примесной фотопроводимостью. Так была подтверждена актуальность применения «полупроводникового» подхода к объяснению механизма фотоактивированного выхода вторичных ионов в вакуум к мишеням разного состава и кристалличности.

Связь с туннельной фотоэмиссией

Ситуация с электронной эмиссией в инфракрасной области спектра видна на примере неохлаждаемых ПНВ с эмиссией электронов в вакуум: их продвижения в среднюю и дальнюю ИК области спектра с использованием традиционных механизмов работы, по-видимому, не ожидается, хотя отмечается такое их важное преимущество как практическая безынерционность [8].

В данной статье проведено предварительное исследование возможности фотоэмиссии для среднего ИК диапазона на основе плазменного резонанса или взаимодействия плазменных резонансов, имеющих место как при воздействии ИК излучения, так и под влиянием ускоренных электронов (характеристические потери).

Механизм оптического плазменного резонанса, неоднократно наблюдаемого в поликристаллических пленках на основе сульфоселенида кадмия или сульфида кадмия-свинца, требует дальнейшего изучения, поскольку его происхождение и спектральное положение может быть связано не только с концентрацией свободных электронов в пленочной мишени, но и с размером кристаллитов, представляющих собой естественно образующиеся в процессе изготовления пленок наночастицы [9].

Представляется целесообразным использовать эффект взаимодействия двух видов резонансов (возникающего под действием ускоренных электронов и оптического), исследовавшихся, насколько нам известно, до сих пор по отдельности.

При полевой (туннельной) электронной эмиссии, по свидетельству ряда авторов, тоже могут возникать плазмоны. Именно эта ситуация нуждается в дальнейших исследованиях для продвижения быстродействующих неохлаждаемых приемников излучения в среднюю ИК область спектра.

О возможности взаимодействия двух плазменных резонансов в нашем распоряжении имеются пока косвенные свидетельства, основанные на известном подобии процессов выхода ионов и электронов с поверхности полупроводниковой мишени под влиянием ее освещения.

Если в первом случае (рост выхода вторичных ионов) речь идет о расшатывании кристаллической решетки энергией рекомбинирующих электронно-дырочных пар, созданных светом (аномальный ВИФЭ), то во втором случае выход электронов из мишени может стимулироваться плазменным резонансом свободных носителей заряда, возникающим при поглощении излучения среднего или дальнего ИК-диапазонов в зависимости от концентрации свободных носителей заряда в полупроводниковой мишени [10].

С другой стороны, энергия плазмонов в спектре характеристических потерь лежит в диапазоне 10^{-3} - 10^4 эВ и более [11], что соизмеримо с энергией плазмона в оптическом плазменном резонансе при длине волны 8 мкм и *делает возможным их взаимодействие*. По этой причине повышение выхода ионов при освещении и физическая модель такого повышения (аномальный вторично-ионный фотоэффект) могут служить аналогом (но пока не доказательством!) влияния оптического плазменного резонанса на фотоэлектронную эмиссию из полупроводника.

Продолжая аналогию с вторично-ионным фотоэффектом (физическое моделирование), заметим, что влияние оптического плазменного резонанса на выход электронов (плазменный фотоэффект) может иметь место и без взаимодействия с плазменным резонансом, возбуждаемым ускоренными электронами и проявляющимся в характеристических потерях, хотя, по-видимому, с меньшей эффективностью.

Представляется целесообразным использовать эффект взаимодействия двух видов резонансов (возникающего под действием ускоренных электронов и оптического), исследовавшихся, насколько нам известно, до сих пор по отдельности (см. рис. 2).

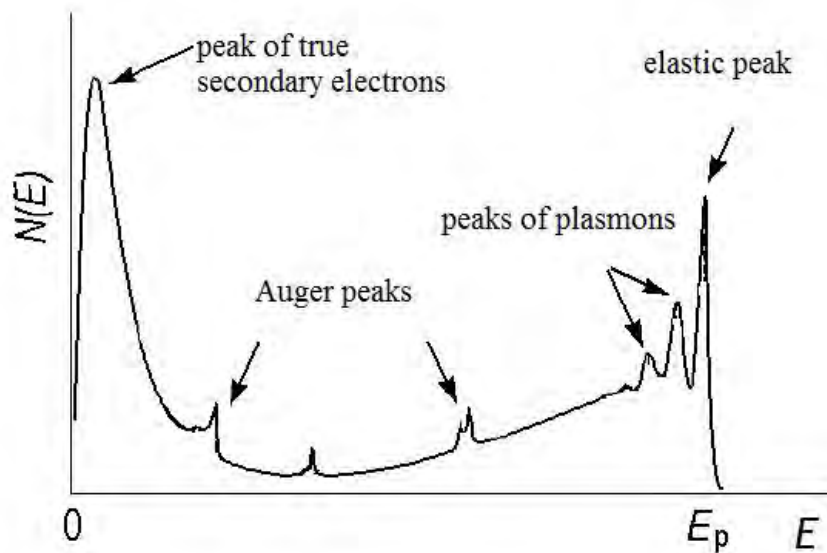


Рис. 2. Типичный спектр характеристических потерь (вторичных) электронов вблизи энергии первичных электронов E_p [11, 12].

При полевой (туннельной) электронной эмиссии, по свидетельству ряда авторов, тоже могут возникать плазмоны. Именно эта ситуация нуждается в дальнейших исследованиях для продвижения в среднюю ИК область спектра.

Экспериментальное подтверждение высказанных предположений пока находится на начальном этапе. Вариант наблюдения туннельной эмиссии на воздухе (при освещении видимым светом) выполнен для аналогичных пленок на туннельном микроскопе [13]. Есть основания полагать, что по сравнению с воздухом туннельная эмиссия в вакуум будет облегчена из-за уменьшения поверхностного потенциального барьера в сульфиде кадмия n - типа, связанного с кислородом, образующим акцепторную примесь. С другой стороны, это потребует наблюдения внешнего фотоэффекта от плазменного резонанса в средней инфракрасной области спектра, что нуждается в приборной реализации и представляет собой в значительной мере самостоятельную задачу.

Выводы

1. Как показывает предварительное рассмотрение, выполненное по аналогии с исследованным нами вторично-ионным фотоэффектом, использование фотоэлектронной эмиссии из полупроводника, может превратить оптический плазменный резонанс в средней ИК области спектра в разновидность электронного фотоэффекта.

2. Гетерофазный пленочный полупроводник типа C dS - PbS вследствие радиационной стойкости и тенденции к формированию субмикронных выступов на поверхности (острия) может служить в качестве модельного вещества для экспериментального исследования влияния плазменного резонанса на выход электронов из полупроводникового фотокатода.

3. Поскольку плазменный резонанс в полупроводниках имеет место в средней ИК области спектра при комнатной температуре, индуцированная им эмиссия электронов в вакуум может наблюдаться без специального охлаждения.

Литература

1. А.Г. Роках, А.Г. Жуков, А.А. Сердобинцев, С.В. Стецюра. В сб.: *Физика полупроводников и полупроводниковая электроника*. (Саратов, Изд-во Гос. УНЦ «Колледж», 2001) С. 56.

2. А.Г. Роках, С.В. Стецюра, А.А. Сердобинцев. Известия ВУЗов. Прикладная нелинейная динамика. **14** (1), 113 (2006).
3. А.Г. Роках, А.В. Кумаков, Н.В. Елагина. ФТП, **13**(4). 787 (1979).
4. А.Г. Роках. Письма в ЖТФ, **13**, 820 (1984).
5. А.А. Сердобинцев, А.Г. Роках, С.В. Стецюра. ЖТФ, **27** (11), 96 (2007).
6. A.G. Rokakh, A.A. Serdobintsev, S.V. Stetsyura, A.G. Zhukov, M.D. Matasov, I.V. Malyar. In : *Handbook on Mass Spectrometry: Instrumentation, Data and Analysis and Applications*, ed. by J. K. Lang (N.Y. USA, 2009), p. 325-344.
7. A.G. Rokakh, M.D. Matasov. Physics Express, **1**(1), 57(2011).
8. В.П. Бегучев, А.Л. Чапкевич, А.М. Филачев. Прикладная физика, **2**, 132 (1999).
9. A.G. Rokakh, M.I. Shishkin, Yu.N. Perepelitsyn, S.B. Venig, M.D. Matasov. Phys. Express 2013, **3**:2.
10. А.Г. Роках, Н.Б. Кац. Письма в ЖТФ, **5** (1), 6 (1979).
11. К. Оура, В.Г. Лифшиц, А.А. Саранин, А.В. Зотов, М. Катаяма. *Введение в физику поверхности*, под ред. В.И. Сергиенко. (М., Наука, 2006) С. 116-119.
12. S.A. Maier. *Plasmonics: Fundamental and Applications*. (UK, Springer Science+ Business Media, 2007) p. 178-188.
13. С.С. Яшникова, С.А. Климова, И.В. Маляр, С.В. Стецюра *Тез. докл. VI конференции молодых ученых «Нанозлектроника, нанофотоника и нелинейная физика»*. (Саратов, Изд-во Сарат. ун-та, Россия, 2011) С. 80.

У18 Средний инфракрасный спектр пленок CdS-PbS: возможность плазменного резонанса

Роках А.Г., Шишкин М.И., Скапцов А.А.

*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
Саратов, Россия*

Как известно из предыдущих исследований, рассматриваемые пленки являются существенно не однородными, т.е. представляют собой твердые растворы CdS в PbS и PbS в CdS в разных соотношениях, а также преципитаты солей легирующих примесей и окислов основных компонент - свинца и кадмия [1]. Можно отчетливо увидеть на ИК спектрах отражения в пленках CdS(0,9)-PbS(0,1), полученных методом термического напыления на слюдяные подложки, спад, который начинается с 4 мкм и достигает минимума на длине волны, лежащей в интервале 8 - 8,5 мкм (рис. 1). Этот процесс сопровождается ростом поглощения (рис. 2), по-видимому, связанным с поглощением на свободных электронах в пленке CdS-PbS, что весьма вероятно для рассматриваемого спектрального диапазона.

Следует отметить, что минимум отражения в той же спектральной области наблюдался на аналогично приготовленных пленках халькогенидов кадмия и связывался с плазменным резонансом носителей заряда [2]. Связь круговой частоты ω плазменного резонанса с концентрацией свободных носителей заряда N дается в виде [3, 4]:

$$\omega^2 = \frac{Nq^2}{m^* \epsilon_0 \epsilon} . \quad (1)$$

Здесь m^* - эффективная масса электрона, ϵ - диэлектрическая проницаемость полупроводника (будем полагать, что это «чистый» CdS), q - заряд электрона, ϵ_0 - электрическая постоянная. Оценка концентрации свободных носителей для длины волны плазменного резонанса $\lambda = 8$ мкм (рис. 1) дает величину N порядка 10^{18} см⁻³.

На пленках CdS-PbS толщиной ~ 1 мкм, полученных термическим напылением на матированную (шлифованную) слюдяную подложку с последующим отжигом на воздухе, проводилось измерение спектров пропускания и отражения в ближнем и среднем ИК - диапазонах. Измерения выполнены на ИК фурье-спектрометре Nicolet 6700.

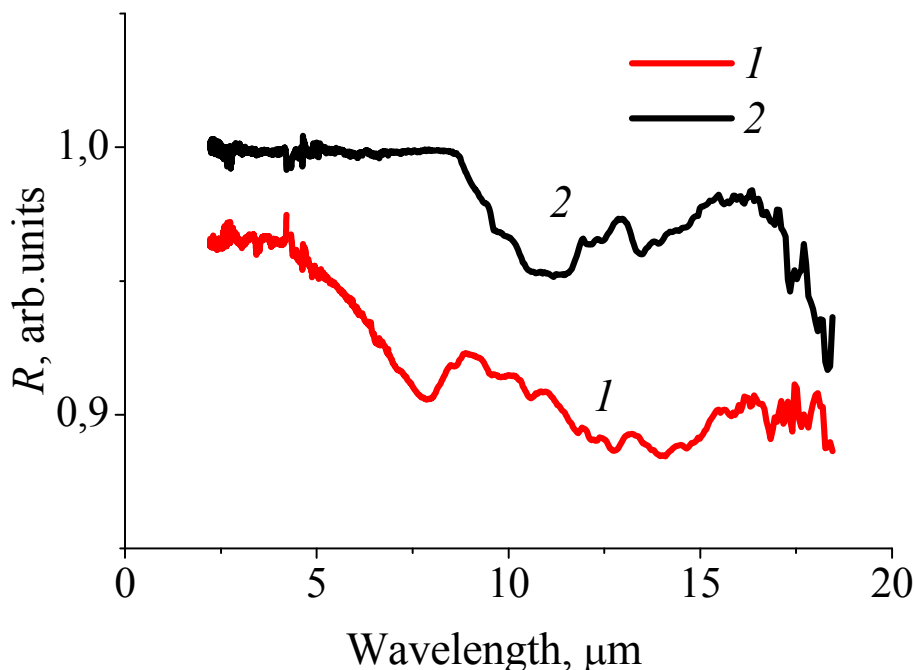


Рис. 1. Спектр полного внутреннего отражения отожженной пленки CdS(0,9)-PbS(0,1) на слюдяной подложке (1) и самой слюдяной подложки (2).

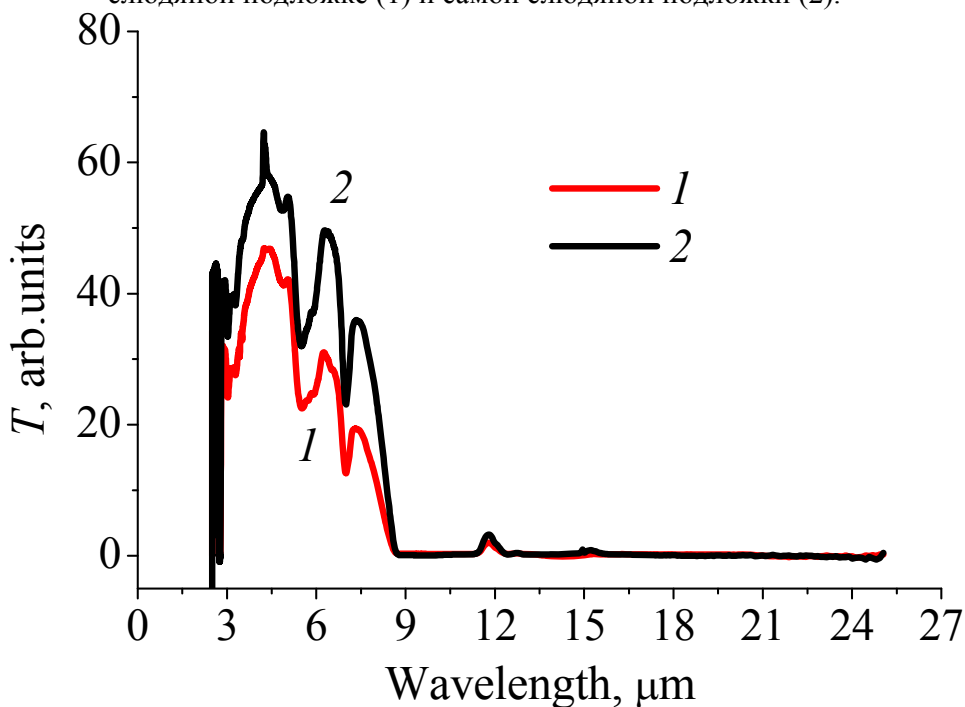


Рис. 2. Спектр пропускания отожженной пленки CdS(0,9)-PbS(0,1) на слюде (1), а также подложки из слюды (2).

Из сравнения отношений максимумов пропускания исследуемого образца (пленка на слюде) к максимумам, обусловленным подложкой, если их рассматривать слева направо (0.81; 0.62; 0.55), видно (рис. 2), что указанные отношения уменьшаются. Это свидетельствует о росте поглощения света пленкой с ростом длины волны в рассматриваемой области (максимумов). Следовательно, минимум отражения при

длине волны 8 мкм связан с ростом поглощения света пленкой. Двигаясь со стороны коротких волн к области 8-8,5 мкм, предполагаемой области плазменного резонанса, мы должны иметь в виду, что плазменный резонанс сопровождается повышенным поглощением возбуждающей его энергии светового луча.

Ответ на вопрос о характере упомянутого локального минимума затрудняется тем, что для длин волн, превышающих 8-8,5 мкм, слюда такой толщины (50 мкм и более) становится недостаточно прозрачной, что делает трудным или невозможным исследование свойств полупроводниковой пленки по спектру пропускания. Для выхода из этого затруднения мы попытались отделить пленку от слюдяной подложки, что и было сделано с помощью липкой ленты (скотча).

На рис. 3 представлен спектр пропускания исследуемой полупроводниковой пленки на скотче (кривая 2), обнаруживающий характерные линии слюды, от которых не удалось избавиться, поскольку слой слюды (матированной подложки) отделяется вместе с исследуемой пленкой. Попытка использовать сложившуюся ситуацию привела к специальному созданию слоя слюды на скотче, возникшего в результате приложения скотча к матированной слюде с последующим отрывом. Мы видим на рис. 3, что слой слюды получился более толстым (менее прозрачным), чем в предыдущем случае (кривая 1).

Общий взгляд на этот рисунок обнаруживает наличие минимумов пропускания, достигающих до нуля. Их присутствие обусловлено оптическим спектром скотча, тоже достаточно изрезанным, но не совпадающим со спектром слюды. График целесообразно мысленно разделить по оси абсцисс на две части: до 8 мкм (точнее: до 7,8 мкм - левая часть) и более 8 мкм - правая часть. В левой части графика двухслойная структура «слюда на скотче» (кривая 2) обнаруживает, как и следовало ожидать, более высокое пропускание, чем трехслойная структура «слюда-пленка-скотч» (кривая 1), кроме неизбежных провалов, связанных с линиями поглощения скотча, которые мы практически можем не рассматривать.

Иная ситуация в правой части рисунка, где, начиная с 7,8 мкм (точка А), кривая 1 идет выше кривой 2 (точки В и С). В точке А поглощение в пленке становится меньше, чем в слое слюды, находящемся на её поверхности. Дальнейший рост длины волны сопровождается еще большим «расхождением» кривых 1 и 2. Поскольку поглощение в обоих слоях слюды (на скотче, кривая 2, и на пленке, кривая 1) изменяется конгруэнтно, т.е. «синхронно» с ростом длины волны, такое поведение (нарушение конгруэнтности) можно объяснить только снижением поглощения пленки в области 8,5 мкм. Заметим, что отражение образца в этой области сильно превосходит отражение слюды (рис. 4), и поэтому мы можем проводить рассуждения с использованием только спектра пропускания.

А это означает, что поглощение в пленке прошло через максимум в спектральной области 8-8,5 мкм, т.е. там, где расположен минимум отражения (рис. 1), и начало падать в сторону длинных волн. Итак, эксперимент со скотчем помог достроить картину поглощения в пленке, что первоначально было невозможно сделать вследствие недостаточной прозрачности подложки из слюды в области предполагаемого резонанса. Следовательно, локальный минимум отражения в области 8-8,5 мкм может быть связан с плазменным резонансом носителей заряда в пленке.

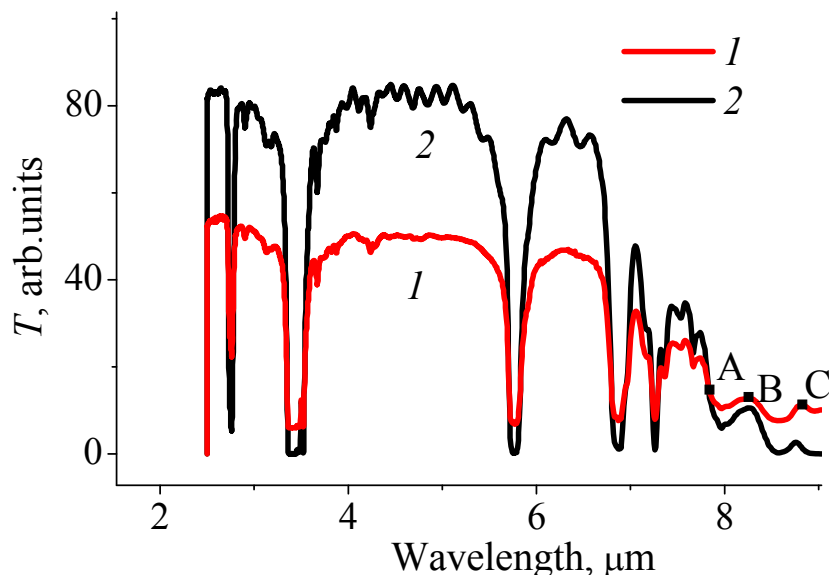


Рис. 3. Спектр оптического пропускания: 1 - пленки CdS(0,9)-PbS(0,1) (со слоем слюды) на скотче, 2 - слюды на скотче.

Хотя исследуемые пленки были легированы никелем для уменьшения удельного сопротивления, последнее оставалось довольно высоким и в темноте было порядка 10^6 - 10^7 Ом·см. При освещении видимым светом сопротивление снижалось на несколько порядков величины, но в инфракрасном диапазоне оставалось на уровне темного при проведении измерений на постоянном токе. Понижение сопротивления на оптической частоте, как было показано ранее [1], связано с преодолением потенциальных барьеров за счет токов смещения.

Причины появления плазменного резонанса в широкозонном полупроводнике типа CdS могут быть связаны с нестехиометрическим избытком кадмия, который обычно ответственен за увеличение проводимости в этом полупроводниковом соединении. Роль добавки узкозонного полупроводника ещё предстоит оценить. Заметим попутно, что эта добавка приводит к увеличению радиационной стойкости полупроводника [5].

Литература

1. А.Г. Роках, А.В. Кумаков, Н.В. Елагина. ФТП, **13**(4). 787 (1979).
2. А.Г. Роках, Н.Б. Кац. Письма в ЖТФ, **5** (1), 6 (1979).
3. А.А. Кухарский, В.К. Субашиев. ФТП, **4**(2), 287 (1970).
4. Д.И. Биленко. Комплексная диэлектрическая проницаемость. Плазменный резонанс свободных носителей заряда в полупроводниках. (Саратов, Изд-во Сарат. ун-та, 1999) С. 9.
5. А.Г. Роках. Письма в ЖТФ, **13**, 820 (1984).

У19 **Исследование возможности охлаждения фотоприёмных устройств с помощью нескольких газовых криогенных машин малой холодопроизводительности**

Карпов В.В., Козырев М.Е., Кузнецов Н.С.
ОАО «Швабе – Фотосистемы», Москва, Россия

Среди современных инфракрасных фотоприемных устройств (ФПУ) наиболее представительную группу составляют охлаждаемые ФПУ, которые оснащаются, как правило, газовыми криогенными машинами (ГКМ), работающими по циклу Стирлинга.

Некоторые типы ФПУ обладают конструктивными особенностями, например, имеют большой диаметр фотозоны, охлаждаемый фоновозащитный экран (диафрагму) большой длины и т.д., которые являются причиной больших теплопритоков (свыше 2 Вт) к зоне криостатирования от окружающей среды. За рубежом в таких случаях применяют ГКМ с большой холодопроизводительностью (характеристики некоторых ГКМ представлены в таблице 1).

Таблица 1.

№ п/п	Индекс МКС	Фирма	Q, Вт	T _{кр} , К
1	K535 Ri	cor (Израиль) 5		65
2	LSF 9599	Thales (Нидерланды-Франция) 2,3		80
3	LSF 9189	Thales (Нидерланды-Франция) 3,0		80
4	M 16	Cryodynamics (США)	8,15	77
5	7044H	Hughes (США) 3,5		80
6	M77 Sunpower	(США)	5	77

Примечание: Q – максимальная холодопроизводительность ГКМ, Вт; T_{кр} – температура криостатирования фоточувствительных элементов, К.

В нашей стране ГКМ выпускаются единственным предприятием ООО «НТК «Криогенная техника» (г. Омск), характеристики наиболее мощных из ГКМ его производства представлены в таблице 2.

Таблица 2.

№ п/п	Индекс ГКМ	Q, Вт	T _{кр} , К
1	МСМГ-5А-1,3/80 1,3		80±2
2	МСМГ-6А-1,3/80 1,3		80±2
3	МСМГ-5А-1,7/80 1,7		80±2
4	МСМГ-3В-1/80 (КВО.0733.000-01) 1,0		80 ₋₅
5	МСМГ-3В-1/80 (КВО.0733.000-03) 1,0		80 ₋₅
6	МСМГ-3В-1/80 (КВО.0733.000) 1,0		80 ₋₅

Из таблицы 2 следует, что ГКМ отечественного производства при обычной комплектации сборки (одно ФПУ + одна ГКМ) могут обеспечить нормальное функционирование ФПУ с теплопритоками не свыше 1,7 Вт. Отсюда следует важный вывод. Поскольку отечественные ГКМ обладают недостаточной холодопроизводительностью для обеспечения заданных режимов криостатирования ФПУ с теплопритоками, например, более 2 Вт, то представляется актуальным исследование возможности создания на основе отечественных машин малой холодопроизводительности альтернативных вариантов составных микрокриогенных систем, состоящих например, из двух или трех ГКМ. Это позволит решить задачу импортозамещения.

В ОАО «Швабе-Фотосистемы» были выполнены комплексные расчетные и экспериментальные исследования технологических возможностей создания системы охлаждения из нескольких ГКМ малой холодопроизводительности, для охлаждения одного многоспектрального ФПУ с теплопритоком более 2 Вт.

В результате исследований разработаны несколько вариантов конструкций ФПУ с системой охлаждения на основе отечественных ГКМ (на основе трех машин 1-го класса, на основе трех машин 2-го класса, на основе трех машин 3-го класса и на основе двух машин – одной 1-го класса и одной 3-го класса). Суть заключается в том, что холодные пальцы всех трех машин замкнуты на один растр, на котором расположен фоточувствительный модуль. При этом, используя машины различных классов, можно

достигать следующих значений суммарной холодопроизводительности системы:

- с тремя машинами 1-го класса МСМГ-5А-1,7/80 ($Q=1,7$ Вт) - 5,1 Вт;
- с тремя машинами 1-го класса МСМГ-6А-1,3/80 ($Q=1,3$ Вт) - 3,9 Вт;
- с тремя машинами 1-го класса МСМГ-5А-1,3/80 ($Q=1,3$ Вт) - 3,9 Вт;
- с тремя машинами 2-го класса МСМГ-3В-1/80 ($Q=1,0$ Вт) - 3,0 Вт.

Возможны и другие комбинации:

- с двумя машинами 1-го класса и одной машиной 2-го класса – 4,4 Вт и 3,6 Вт;
- с двумя машинами 2-го класса и одной машиной 1-го класса – 3,7 Вт и 3,3 Вт.

В качестве примера на рисунке 1 представлена схема вакуумного ФПУ, которое может работать с составной системой криостатирования на основе трех ГКМ 2-го класса.

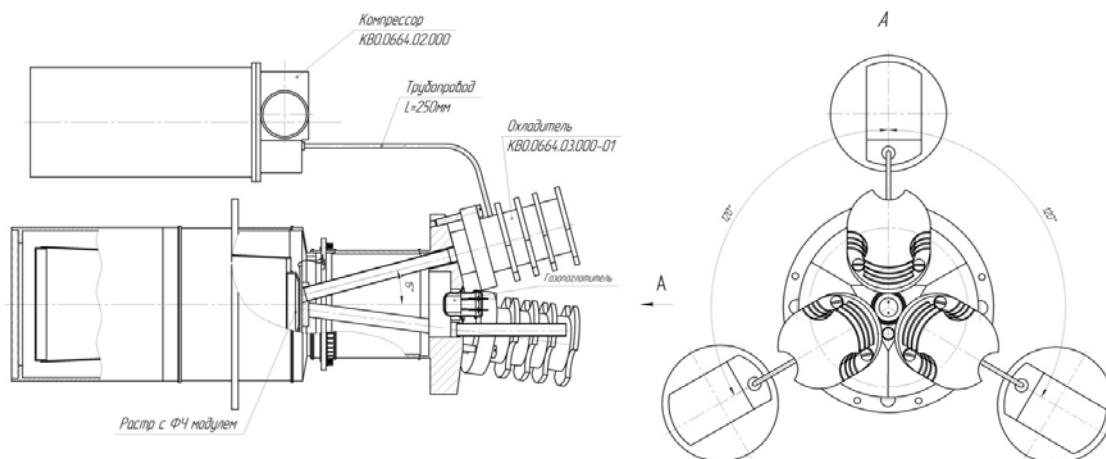


Рисунок 1. Схема ФПУ с составной системой охлаждения на основе трех ГКМ 2-го класса

Хотя ресурс работы рекомендованных ГКМ не превышает 5000-10000 часов, но при соответствующем выборе циклограмм работы аппаратуры применения, а также очередности работы машин, ресурс составной системы охлаждения в штатных условиях может существенно увеличиться. Кроме того, повышается надежность работы системы.

Рассматривался также вариант конструкции ФПУ с системой охлаждения из трех ГКМ 3-го класса «МКС-Сапфир» разработки ОАО «Швабе-Фотосистемы». Этот вариант представлен на рисунке 2.

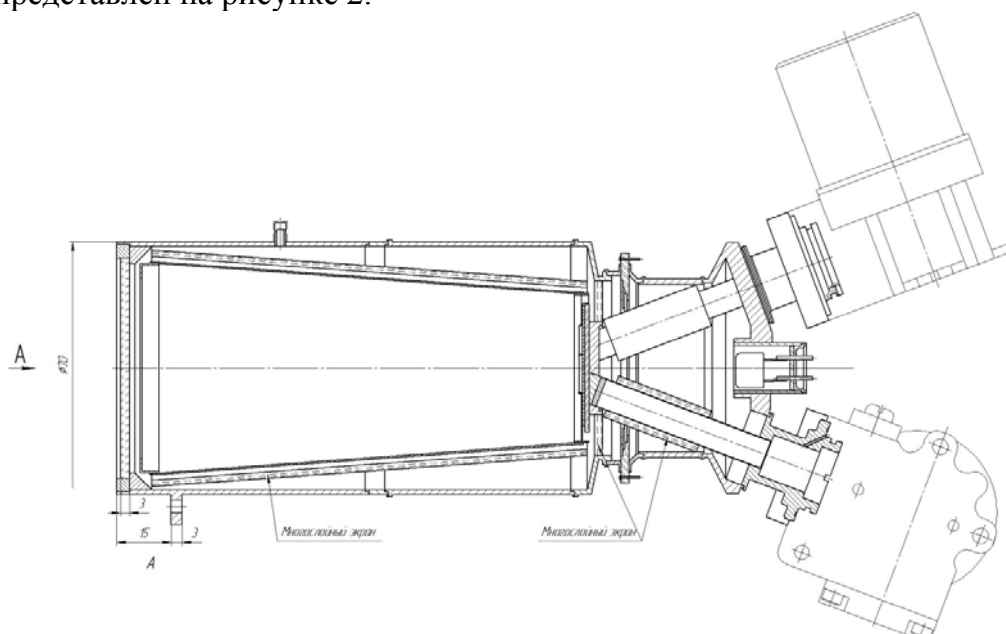


Рисунок 2. Схема ФПУ с составной системой охлаждения на основе трех ГКМ 3-го класса «МКС-Сапфир»

Холодопроизводительность ГКМ «МКС-Сапфир» на уровне температур криостатирования 80^{+2}K составляет 0,67 Вт, что позволяет достичь суммарной холодопроизводительности системы 2 Вт при общем энергопотреблении 30 Вт в нормальных климатических условиях.

Наиболее перспективной с точки зрения возможностей воспроизведения широкого диапазона рабочих температур ФПУ является схема, представленная на рисунке 3. Раздельное охлаждение растра ФПУ и фоновзащитного экрана энергетически более выгодно, т.к. температура экрана, обычно, задается в диапазоне температур 120-150 К. Поэтому для охлаждения экрана можно использовать ГКМ «МКС-Сапфир», имеющую холодопроизводительность для этого диапазона температур более 1 Вт. Растр ФПУ, в свою очередь, можно охлаждать с помощью машины 1-го класса (МСМГ-5А-1,7/80 или МСМГ-6А-1,3/80), холодопроизводительность которой дает возможность достичь температур криостатирования фоточувствительного модуля 65-75 К.

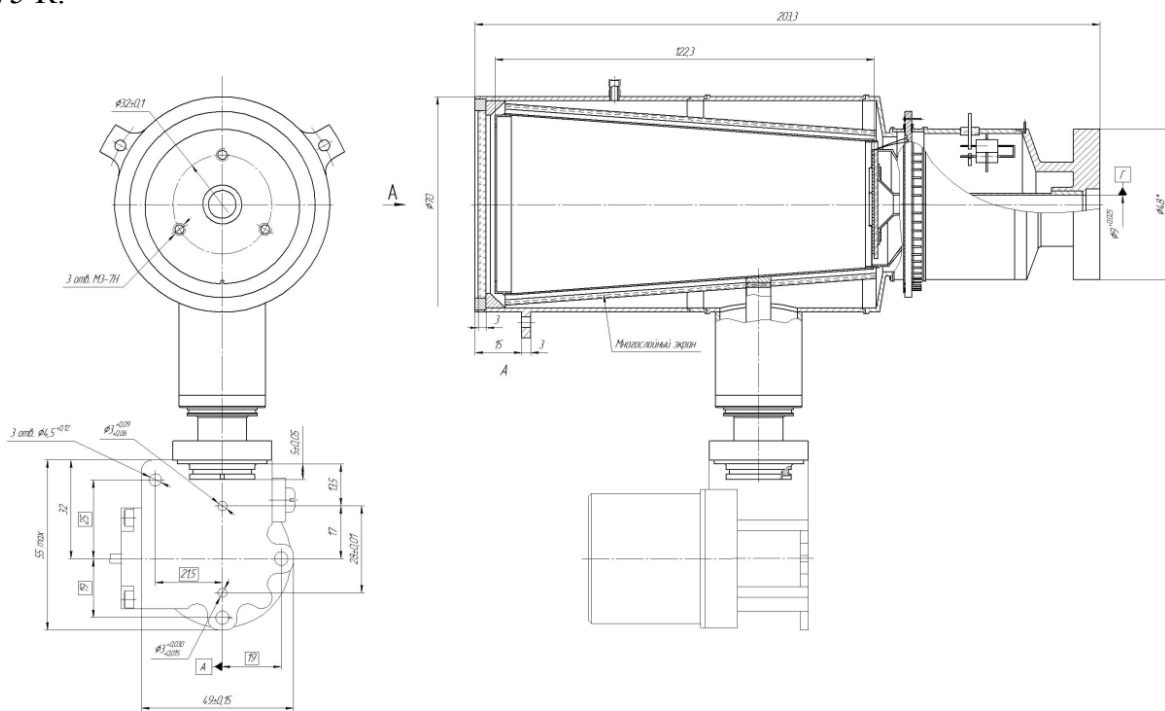


Рисунок 3. Схема ФПУ с составной системой охлаждения на основе одной ГКМ 1-го или 2-го классов и одной ГКМ 3-го класса «МКС-Сапфир»

В настоящее время в ОАО «Швабе-Фотосистемы» проводится экспериментальная отработка макетных образцов ФПУ, способных работать с предложенными вариантами составной системы охлаждения на основе отечественных ГКМ малой холодопроизводительности. В дальнейшем предполагается отработать алгоритмы управления подобными системами охлаждения при моделировании различных вариантов циклограмм функционирования ФПУ в приборах штатного применения.

У20 Проблемы и перспективы применения термоакустических преобразователей в бортовых системах охлаждения

Довгялло А.И., Некрасова С.О.

Самарский государственный аэрокосмический университет, Самара, Россия

Термоакустические преобразователи (ТАП) прямого и обратного цикла появились сравнительно недавно. В основе их работы лежит сложный комплекс

физических процессов, основанный на взаимодействии явлений акустической, теплофизической и газодинамической природы. Особенно заметными исследованиями в термоакустике были отмечены последние пятнадцать лет. Появляется целый ряд наукоёмких публикаций по данному научному направлению.

Среди них особо следует отметить работы Г. Свифта из Лос-Аламосской национальной лаборатории, которые позже были переработаны в единое руководство по прикладной термоакустике [1].

Несмотря на то, что термоакустические двигатель-генераторы (ТАП прямого цикла) созданы и уже имеют эффективный к.п.д. около 20%, большее количество разработок относится к области холодильной техники (ТАП обратного цикла).

Опытные термоакустические охладители уже имеют коэффициент преобразования, сравнимый с газовыми криогенными машинами (ГКМ). Это обстоятельство позволяет рассматривать возможность их применения для охлаждения ИК приемников излучения и других элементов радиоэлектронной аппаратуры.

Кроме того системы на основе термоакустического энергопереноса обладают меньшим количеством подвижных механических частей или не имеют таковых вообще. Это существенно повышает ресурс системы, а так же снижает их стоимость.

Действующими аналогами термоакустических охладителей криогенного уровня температуры являются модифицированные ГКМ Стирлинга с пульсационными [2] детандерными головками (рис. 1). В таких ГКМ пульсирующий поток газа обеспечивается отдельно расположенным компрессором.

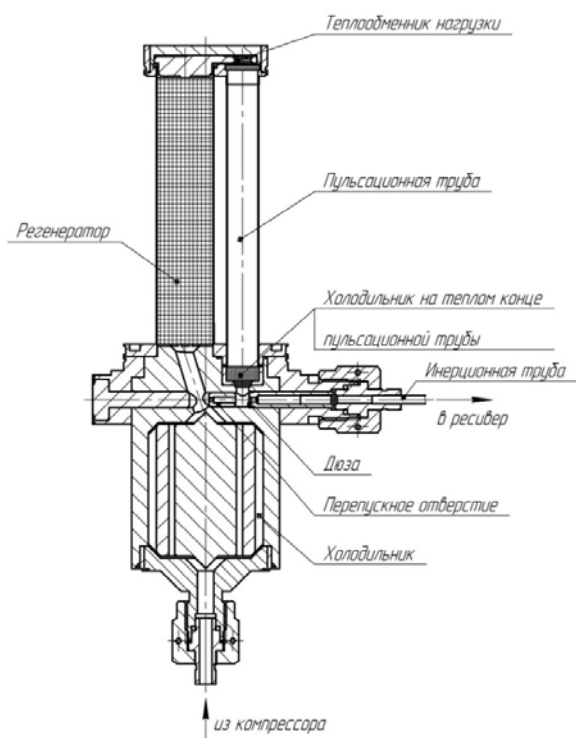


Рис.1 Конструктивная схема пульсационного охладителя

использующей в качестве компрессора встроенный в общий рабочий контур термоакустический преобразователь прямого цикла. Несмотря на то, что такой “компрессор” имеет гораздо меньшую эффективность, чем электрический, он позволяет использовать любую тепловую энергию взамен электрической. Первая такая установка создана в США в 1996 г. для сжижения природного газа. Она использовала тепло сгорания части газа, сжигая чуть более 25% для сжижения оставшихся 75% на температурном уровне 125 К, и обеспечивала холодопроизводительность в 2.1 кВт. Это была первая криогенная установка полностью лишённая подвижных частей.

По рабочему процессу различают ТАП со стоячей волной и бегущей волной. Вследствие невысокой эффективности своего термодинамического цикла холодильники на основе стоячей волны не позволяют получить глубокого охлаждения.

Первая криогенная термоакустическая установка на бегущей волне была создана в Лос-Аламосе в 1994 г. как лабораторный образец для демонстрации принципов термоакустического охлаждения. Это один из первых акустических криогенных холодильников с температурой охлаждения 80 К и холодопроизводительностью 100 Вт. В этой установке возбудителем колебаний являлся электромеханический компрессор.

Следующим этапом развития систем на основе бегущей волны явилось создание криогенной установки,

Бортовые термоакустические криогенные установки

Бортовые криогенные установки малой холодопроизводительности, используемые сегодня для нужд космической техники, представляют собой машины Стирлинга. В России они изготавливаются под конкретную целевую задачу специального назначения и не обладают таким большим ассортиментом, как в экономически развитых странах. Указанный изготовителем ресурс определяется для конкретных условий эксплуатации серийного образца, который очень часто оказывается щадящим, по сравнению с условиями эксплуатации в космосе.

В результате, такая криогенная машина может не обеспечить на борту космического аппарата заявленных характеристик. Существующие на сегодняшний день ГКМ Стирлинга на 80 К имеют заявленный ресурс в 10000 часов, в то время как ресурс их европейских аналогов достигает 40000 часов. Более того, эффективных высокоресурсных микрокриогенных установок с температурой криостатирования 20 К, которые уже сегодня необходимы для систем инфракрасного наблюдения, не существует вообще.

Исходя из этого, первой причиной, по которой термоакустические охладители должны вытеснить механические, является их высокий ресурс эксплуатации. Даже по самым скромным оценкам ресурс таких установок превысит 100000 часов.

Несмотря на очевидное преимущество в ресурсе такая установка в целом обладает двумя существенными недостатками. Во-первых, использование термоакустического компрессора взамен электрического приведёт к повышению затрат энергии более, чем в два раза. Это очень ощутимо в условиях дефицита бортовой электроэнергии.

Во-вторых, такая система будет тяжелее, чем механический аналог за счёт присутствия резонаторов. По разным предварительным оценкам масса такой системы будет выше в 1,2-2 раза. Здесь следует отметить, что эта оценка дана для случая использования бортовой электроэнергии, которая в свою очередь получена с коэффициентом преобразования порядка 20%.

Одним из способов преодоления энергетической проблемы является использование для нагрева горячего теплообменника не электронагрев, а непосредственно солнечное излучение (концентратор лучистой энергии) или радиоизотопный источник тепла.

В этом случае исключается энергетическая цепочка получения части электроэнергии в системе электропитания космического аппарата, которая обеспечивает функционирование криогенной системы. То есть, если для термоакустического криоохладителя использовать электропривод (пусть это будет самый совершенный Стирлинг с пульсационным охладителем), то для потребной холодопроизводительности в 1 Вт на уровне 80 К необходимо 30 Вт электрической мощности (рис. 2). Эти 30 Вт производятся бортовой энергосистемой (фотоэлектрические преобразователи, термоэлектрические или термоэмиссионные преобразователи с ядерным или радиоизотопным источником тепла) с коэффициентом преобразования 20% из 150 Вт подведенного тепла. Таким образом, для получения 1 Вт холода на уровне 80 К необходимо 150 Вт подведенного тепла.

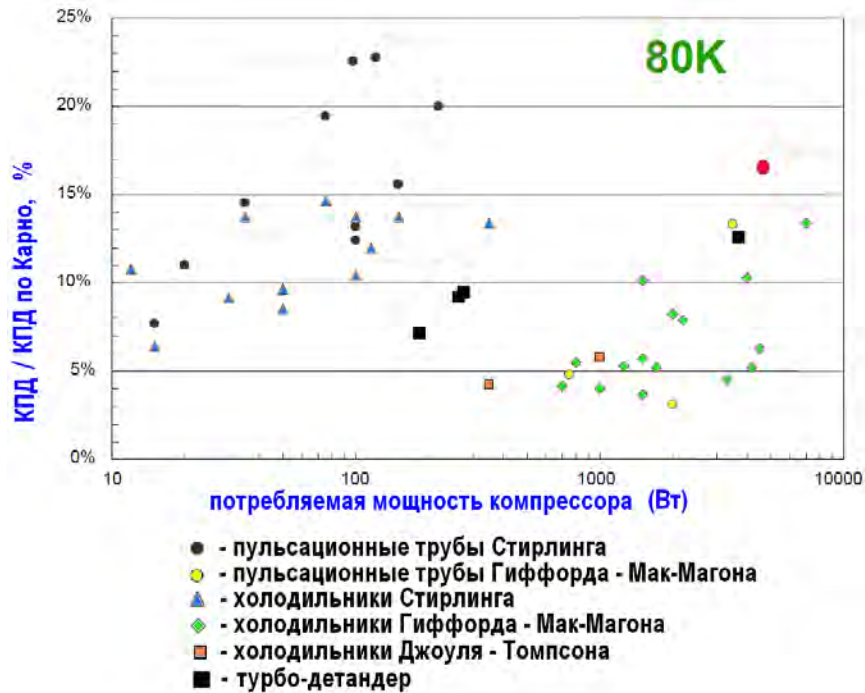


Рис. 2. Эффективность распространённых криогенных установок на температурном уровне нагрузки 80 К

Рассмотрим термоакустический криоохладитель с генерацией пульсаций в термоакустическом контуре прямого цикла, например, холодильник Хофлера.

Назовем его – «теплоиспользующий термоакустический охладитель». Пусть необходимая холодопроизводительность $Q_x=1$ Вт на уровне $T_x=80$ К генерируется в холодном контуре с коэффициентом преобразования (холодильный коэффициент $\varepsilon = \frac{Q_x}{W} = 25\%$ от цикла Карно). Тогда при холодильном коэффициенте по Карно

$$\varepsilon_k = \frac{T_x}{T_{Гх} - T_x} = \frac{80}{350 - 80} = 0.3$$

эффективный холодильный коэффициент будет равен

0.075, что означает, что для получения 1 Вт холода потребуется 13 Вт эффективной акустической мощности (здесь Q_x - потребная холодопроизводительность, W - эффективная акустическая мощность, T_x - температура криостатирования, $T_{Гх}$ - температура «горячего» теплообменника холодного контура).

Если использовать внешнее тепло непосредственно в контуре прямого цикла с коэффициентом преобразования тепла в акустическую энергию волны в 20% (это внутренний к.п.д. ТАП прямого цикла), то для получения эффективной акустической мощности $W = 13$ Вт потребуется (предположительно, с запасом в два раза) $W=26$ Вт индикаторной мощности (волновой энергии). Эта мощность $W=26$ Вт генерируется в контуре прямого цикла с к.п.д. 20%, что соответствует требуемому подведенному к горячему теплообменнику теплу $Q_T=130$ Вт.

Таким образом, предварительная оценка эффективности получения холода на уровне температуры криостатирования 80 К в теплоиспользующем термоакустическом охладителе дает весьма оптимистические прогнозы.

Ещё одной важной особенностью теплоиспользующего термоакустического охладителя является наличие четырех температурных уровней, а не трех как в поршневой теплоиспользующей машине Такониса. То есть «горячий» теплообменник сброса тепла холодного контура может иметь иную температуру, чем холодный теплообменник сброса тепла горячего контура. Это позволяет работать последнему на более высоких уровнях температуры, что в свою очередь существенно уменьшает

массу и габариты радиатора-излучателя, компенсирует некоторую объективную преобразователя.

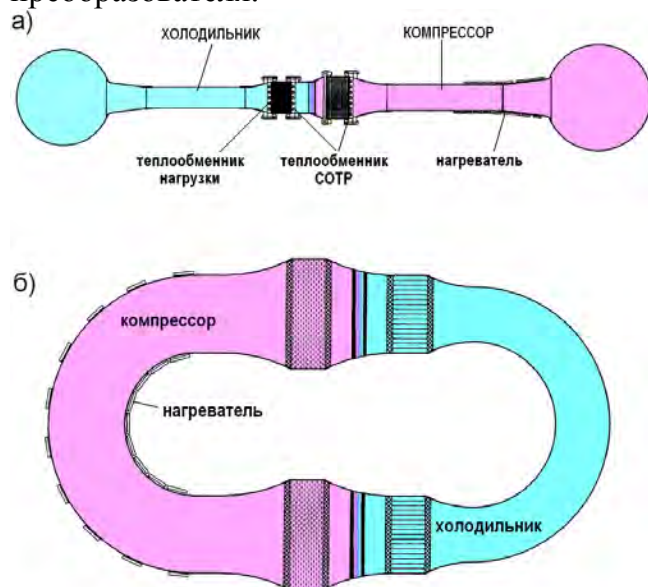


Рис. 3 Варианты исполнения холодильника Хофлера [3], не содержащего подвижных частей.
а) система на основе пульсационных труб.
б) система с волной, циркулирующей по тороидальному резонатору.

обслуживающего этот контур. Это “громоздкость” термоакустического

Создание криогенных бортовых систем с температурным уровнем 2 0-40 К и приемлемым ресурсом представляется возможным при условии использования двухступенчатых термоакустических охладителей.

Библиография

1. G.W . Swift: T hermoacoustics: A Unifying Pers pective for s ome Engi nes and Re-friger ators (A coustical Society of America Publications, 2002)
2. R.Radebau gh: Development of the pulse tube refrigerator as an ef ficient and reliable cryocooler (Proc. I nst. Refrigeration, London 2000) pp. 11-29
3. T.J. Hofler: Heat driven acoustic power source coupl ed to an electic gener ator, US Patent № 5,647,217 (1997)

У21 Вакуумные криостатированные корпуса для охлаждаемых инфракрасных приемников излучения

Брунёв Д.В.¹, Добровольский П.П.², Крапивко Е.А.², Рафайлович А.В.², Хатункин В.В.¹, Анциферов А.П.¹, Бударных В.И., Дворецкий С.А.¹

¹Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

² Филиал ИФП СО РАН «КТИПМ», Новосибирск, Россия

Одной из важных составных частей фотоприемных устройств (ФПУ) на основе охлаждаемых инфракрасных (ИК) фотоприемников (ФП) является вакуумный криостатированный корпус (ВКК), в котором должно быть обеспечено эффективное охлаждение ИК ФП до криогенных температур и сохранность вакуума длительное время.

В ИФП СО РАН разработаны ВКК для ИК ФП форматов 288 x4, 320 x256, 384x288, 640 x512. ВКК предназначены для работы с различными типами микрокриогенных систем (МКС) охлаждения интегрального типа (RI COR K-508 (Ricor, Израиль), « МКС-Э» (ЗАО «ЭЛСИ», г. Великий Новгород), МКС МСМГ-0,6А-0,4/80 и МСМГ-1,5А-0,3/65 (ООО «НТК «Криогенная техника», г. Омск).

Структурная схема ВКК для ИК ФП формата 640 x512, сопрягаемого с МКС МСМГ-0,6А-0,4/80 и МСМГ-1,5А-0,3/65, представлена на рисунке 1. ВКК состоит из гильзы-держателя (1), которая входит в комплект поставки МКС, герметично соединенной с корпусом ВКК (2), выполненным из нержавеющей стали. ИК ФП (6) устанавливается на растре контактном, закрепленном на охлаждаемом наконечнике гильзы-держателя. В непосредственной близости от ИК ФП монтируются диодные термодатчики для поддержания рабочей температуры МКС. На растре контактном крепится охлаждаемая диафрагма (5), обеспечивающую апертурную засветку ИК ФП.

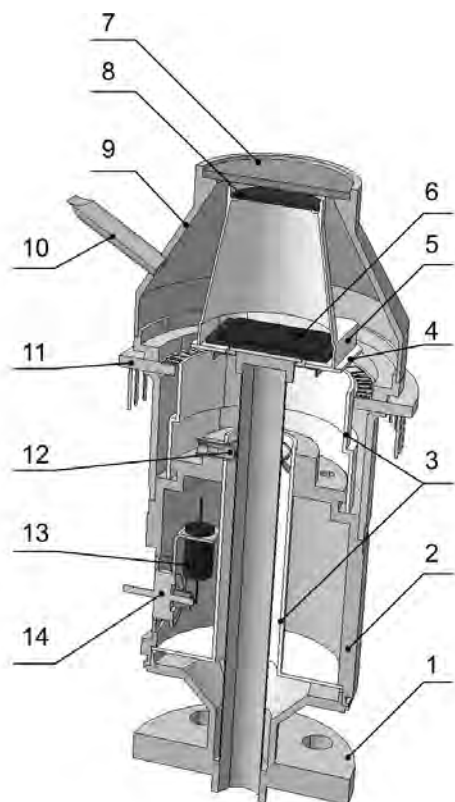


Рисунок 1 – структурная схема ВКК: 1 – фланец гильзы-держателя МКС; 2 – корпус ВКК; 3 – экраны; 4 – растр контактный; 5 – охлаждаемая диафрагма; 6 – ИК ФП; 7 – окно входное; 8 – охлаждаемый интерференционный фильтр; 9 – колпак; 10 – штенгель для откачки; 11 – узел контактный; 1 2 – распорки (держатели); 13 – газопоглотитель; 14 – вывод газопоглотителя

Коэффициент отражения покрытия внутренней стороны диафрагмы не превышает 5%. Диафрагма снабжена отрезающим фильтром (8). Распорки (12) служат для предотвращения деформаций гильзы-держателя при охлаждении или механических воздействиях. Излучение попадает на ИК ФП через входное окно (7), смонтированное в колпаке ВКК (9). Электрический интерфейс между ИК ФП и внешними электронными устройствами обеспечивается узлом контактным (11) на основе металлокерамического 50- контактного кольцевого разъема, разработки ЗАО «ЭЛСИ». При откачке через медный штенгель (10) внутри ВКК достигается высокий вакуум. Высокий вакуум поддерживается при помощи газопоглотителей (13) SAES ST172 со встроенным нагревателем (SAES Getters, Italy).

В конструкцию ВКК входят экраны (3), применяемые при необходимости снижения суммарного теплопритока к охлаждаемой зоне ВКК.

Основные характеристики ВКК данной конструкции приведены в таблице 1.

Таблица 1

№ п/п	Наименование параметра	Значение параметра	Примечание
1	Габаритные размеры		
-	длина, мм 90		Определяется требованиями назначения
-	диаметр, мм 41		
2	Масса ВКК, кг, не более 0,2		
3	Максимальное количество электрических выводов	46	
4	Спектральные диапазоны пропускания входного окна, мкм	3-5 8-12	Определяется требованиями назначения
5	Суммарный теплоприток к охлаждаемой зоне ВКК при температуре криостатирования 77К, Вт, не более	0,3	Без учета тепловыделения ИК ФП. Измерения проводятся по методике РТМЗ-1033-77

№ п/п	Наименование параметра	Значение параметра	Примечание
6	Приведенная к температуре криостатиру-вания 77 К охлаждаемая масса элементов конструкции ВКК в эквиваленте меди, г, не более	4,9	Без учета охлаждаемой массы гильзы-держателя
7	Разность температур между наконечником гильзы-держателя и ИК ФП, К, не более	0,5	При температуре криостатирования (77К)

У22 Оценка эффективности использования баллона с криогенной заправкой для бортовой дроссельной системы охлаждения

Довгялло А.И., Сармин Д.В., Угланов Д.А.

Самарский государственный аэрокосмический университет, Самара, Россия

К системам охлаждения, обеспечивающим криостатирование ФПУ различного назначения, предъявляются специфические требования [1]. Для портативных ИК систем, применяемых, например, в вооружении требуются системы охлаждения с наивысшей эффективностью и минимальными габаритами и массой. Для систем с большим сроком непрерывной работы, обязателен большой срок наработки на отказ. Практически во всех случаях необходима высокая надёжность таких систем. Как известно, одним из недостатков высокочувствительных фотоэлектронных приемников излучения является необходимость снабжать их криогенными системами охлаждения, что увеличивает их стоимость, массу, габариты и энергопотребление.

Существует множество систем охлаждения, которые могут удовлетворить тем или иным техническим требованиям. Основными параметрами, которыми отличаются аэрокосмические системы охлаждения от промышленных или систем наземного применения, являются:

- минимально возможная масса и габариты;
- минимально возможная потребляемая мощность;
- высокая надёжность, исключая необходимость ремонта.

Наиболее подходящие к таким требованиям в виду своей надежности (простоты) являются дроссельные системы охлаждения, обеспечивающие температурный уровень охлаждения 80К при использовании в качестве рабочего тела азота. Такие системы также могут работать и на газовых смесях, обеспечивая тем самым другие уровни температуры термостатирования. К недостаткам таких систем можно отнести повышенные требования к чистоте рабочего тела, поэтому заправка рабочим телом осуществляется за счет их регазификации из криогенно-жидкого состояния, после чего они заправляются в баллон системы компримированием или перепуском из аккумуляторов высокого давления.

Время функционирования дроссельных систем охлаждения также зависит от массы заправки и потребной холодопроизводительности системы.

Существует возможность увеличить время работы таких систем за счет использования в их составе, так называемого, универсального газового баллона [2].

На рисунке 1 предложена конструкция баллона. Внутри баллона высокого давления размещается криогенный сосуд (термос) в который заливается рабочее тело. Предлагаемая дроссельная система охлаждения с баллоном с криогенной заправкой (БКЗ), имеет ряд преимуществ перед другими типами бортовых дроссельных систем.

Особенностью её является криогенная заправка, которая позволяет при тех же объемах баллона и массе заправляемого рабочего тела увеличить время функционирования дроссельной системы в 1,5-2 раза (рисунок 2).

При этом между оболочкой термоса и внутренней стенкой баллона образуется не заполняемая жидкостью газовая полость с теплоизоляцией. Соотношение объёмов термоса и газовой полости таково, что, если криопродукт, заправляемый в термос полностью газифицируется, то газ заполнит весь объем баллона, и это будет соответствовать стандартному давлению и номинальной массе заправки газообразным продуктом.

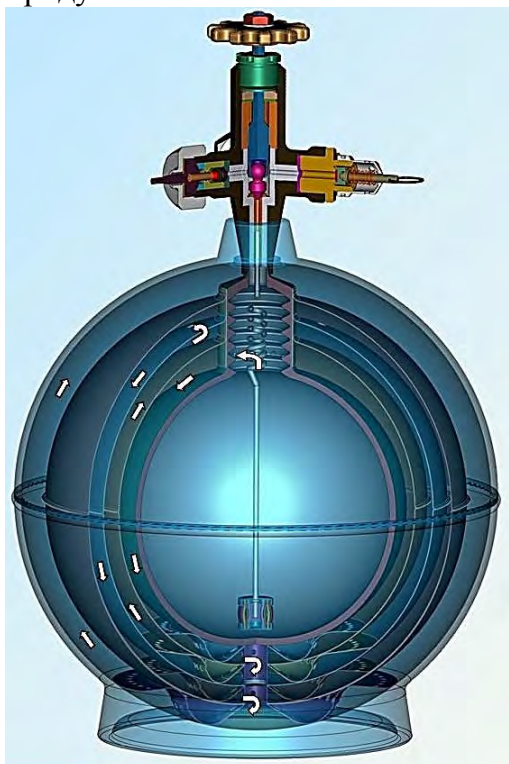


Рисунок 1 – Конструктивная схема баллона с криогенной заправкой

На базе опытного образца БКЗ с целью изучения физических процессов в баллоне была создана экспериментальная установка, описываемая в работах [5, 6]. Испытания проводились для двух режимов безрасходного и расходного. В ходе испытаний производилось снятие параметров давления и температуры стенки баллона, стенки термосной ёмкости, газа и жидкости. Давление в баллоне изменялось от 0,1 до 1,6 МПа. Уровень давления при испытаниях ограничивался требованиями техники безопасности, при этом на теплофизические процессы это не оказывало влияния.

Максимальное рассогласование теоретических и экспериментальных данных полученных в ходе проведения эксперимента (при давлении заправки 0,1 МПа жидкого криопродукта) по давлению составило 10%, а по температуре 3%.

Отправной точкой при проектировании такого баллона является масса заправляемого рабочего тела [3]. Исходя из массы рабочего тела в жидком состоянии, рассчитывается его объем, а затем подбирается термос. Учитывая конечное давление во всем объёме БКЗ, выбирается объём самого баллона, содержащего как термос, так и многослойную экранную теплоизоляцию. В зависимости от конечных параметров температуры и давления однофазного рабочего тела во всем объёме БКЗ подбирается как сама теплоизоляция, так и количество экранов. Предварительно проведенные расчеты БКЗ на термоциклическую прочность показали, что условия прочности конструкции выполняются с запасом по допустимым напряжениям в 1, 2...2 раза[4].

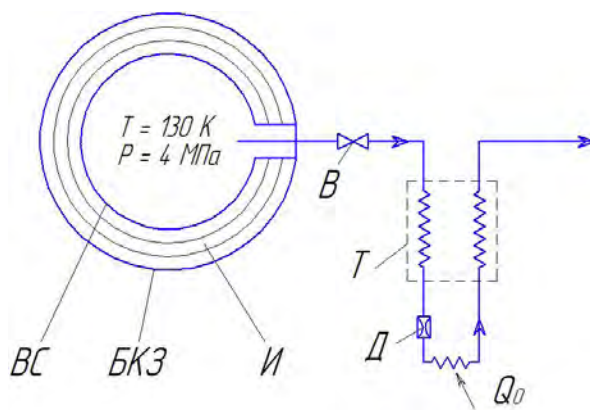


Рисунок 2 – Схема дроссельной системы охлаждения

БКЗ – баллон с криогенной заправкой; BC – внутренний сосуд; В – вентиль; И – изоляция; Т – теплообменник–регенератор; Д – дроссель

Расчётно-аналитические исследования дроссельных систем охлаждения при различных начальных параметрах рабочего тела, приведенные в работе [6], показали, что в случае заправки такого баллона криопродуктом (азотом) через 2-4 часа (до 20 часов в зависимости от конструкции) наступает равновесное состояние системы баллон – рабочее тело. Температура составляет величину 130-135 К при давлении 4МПа. Для дальнейшего сравнения эффективности работы дроссельной системы охлаждения на основе БКЗ производилось сравнение с аналогичной системой на основе баллона высокого давления (БВД). При моделировании работы сравниваемых СО принималось, что стандартный и исследуемый баллоны имеют объем 10 л, начальная масса рабочего тела равна 3 кг, а холодопроизводительность систем задаётся величиной 10 Вт.

Результаты расчётов удельной холодопроизводительности и расхода хладагента по времени для двух систем, представленные в работе [6], показывают, что время функционирования дроссельной системы со стандартным баллоном высокого давления и баллоном с криогенной заправкой соответственно равны 60 и 90 мин.

Далее проведенная оценка перспективности применения БКЗ в составе бортовой дроссельной системы охлаждения показывает, что в сравнении с БВД имеет место снижение массы системы до 1,5-2 раз, либо пропорциональное увеличению времени ее функционирования по сравнению с существующими штатными системами.

При этом было проведено сравнение двух вариантов БКЗ в составе ДСО:

1. Холодопроизводительность ДСО $Q=10$ Вт, объем баллона высокого давления и БКЗ 1 л.
2. Холодопроизводительность ДСО $Q=10$ Вт, объем баллона высокого давления и БКЗ 8 л.

Анализ графиков (рисунок 3) показывает, что время работы ДСО можно увеличить за счёт БКЗ на 50 – 80 % (в зависимости от массы заправки рабочим телом). В тоже время масса БКЗ больше БВД при равной холодопроизводительности на 5-20% в зависимости от объёма баллонов.

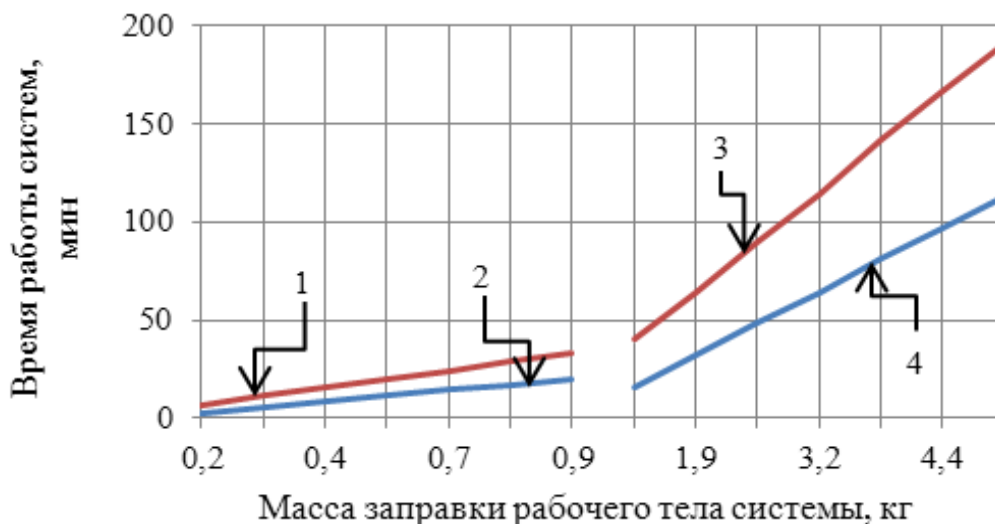


Рисунок 3 – График изменения времени работы систем от массы заправки рабочим телом

- 1 – система с БКЗ, объем баллона 1 л.;
- 2 – система с БВД, объем баллона 1 л.;
- 3 – система с БКЗ, объем баллона 8 л.;
- 4 – система с БВД, объем баллона 8 л.

Для получения объективной характеристики оценки эффективности использования БКЗ в составе ДСО была введена удельная величина – коэффициент времени работы:

$$\gamma = \frac{\tau_{дсо}}{m_{бал}}$$

где $\tau_{дсо}$ – время работы дроссельной системы, а $m_{бал}$ – масса баллона системы. Анализ графика (рисунок 4) показывает, что БКЗ при одинаковой массе заправки в составе ДСО увеличивает время работы бортовой системы охлаждения в 1,2-1,5 по сравнению с БВД. Или для фиксированного времени работы бортовой ДСО, в состав которой входит БКЗ, необходимо будет заправлять рабочим телом на 40-60% меньше по сравнению с ДСО на основе баллона высокого давления.

Таким образом, применение БКЗ позволяют снизить массогабаритные характеристики системы, увеличить эффективность использования криогенных рабочих тел и криогенных систем на борту, что особенно актуально для беспилотных летательных аппаратов с ограничениями по массе и габаритам.

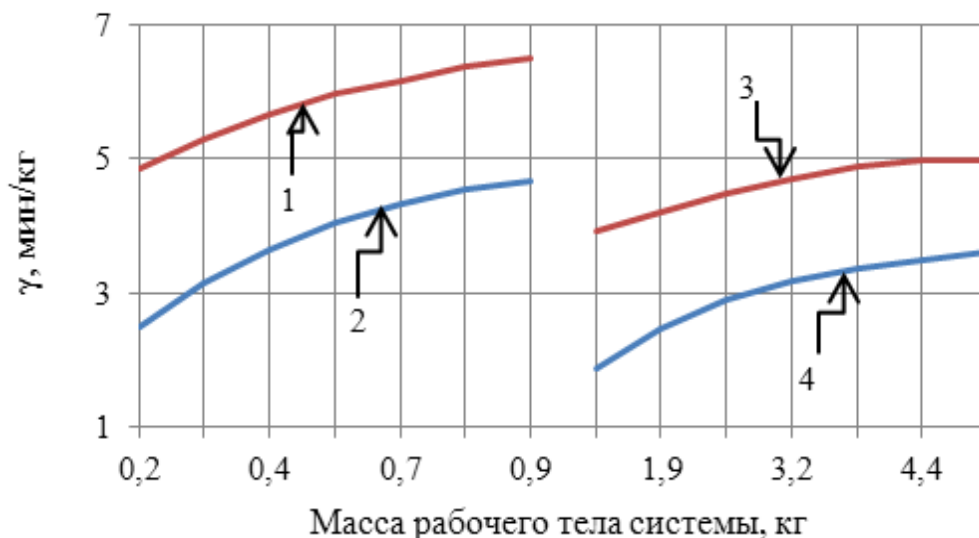


Рисунок 4 – Зависимость коэффициент времени работы от массы заправки баллона рабочим телом
 1 – система с БКЗ, объём баллона 1 л.; 2 – система с БВД, объём баллона 1 л.;
 3 – система с БКЗ, объём баллона 8 л.; 4 – система с БВД, объём баллона 8 л.

Таким образом, из приведенного выше следует, что объективно полезным и своевременным будет применение баллона с криогенной заправкой в составе систем охлаждения ИК-приемников излучения, так как он удовлетворяет существующим технологиям использования компримированных газов и криогенных жидкостей, увеличивает время функционирования системы, уменьшает время и затраты энергии на заправку.

1. Барон Р.Ф. Криогенные системы. М.: Энергоатомиздат, 1989, с. 408.
2. Топливный баллон./ Довгялло А.И., Лукачев С.В. и др.// Патент №2163699, Россия, МПК 7F17C9/02, 99114577/06 заявл. 02.07.1999, опубл. 27.02.2001. Бюл. №6.
3. Довгялло А.И., Ашихмина Т.В. Особенности постановки задачи расчета процессов для универсального газового баллона как неклассической двухфазной системы и оценка его температурного состояния // Вестник СГАУ № 1(9). – Самара, 2006. – С. 133-137.
4. Довгялло, А.И. Оценка термоциклической прочности в топливном баллоне с криогенной заправкой / А.И. Довгялло, Д.А. Угланов, Т.В. Ашихмина // Вестник Самарского государственного аэрокосмического университета им. С.П. Королева. - 2007. - № 2. - С. 83-86.
5. Предварительные исследования тепловых процессов в баллоне с криогенной заправкой бортовой дроссельной системы [Текст] / Д.В. Сармин, А.И. Довгялло, Д.А. Угланов // Вестник Самарского государственного аэрокосмического университета им.

академика С.П. Королева, 2011. – №3. – Ч.4. – С. 78-84.

6. Имитационные испытания баллона с криогенной заправкой для дроссельной системы охлаждения и ее сравнительные характеристики [Текст] / Д.В. Сармин., С.О. Некрасова Д.А. Угланов, А.И. Довгялло // Прикладная физика, 2013. – № 4. – С. 54-59.

У23 Результаты испытаний и выбор оптимального состава экранно-вакуумной теплоизоляции для бортовой системы охлаждения ИК аппаратуры

Зиновьев В.И., Красночуб Е.К., Довгялло А.И.

Самарский государственный аэрокосмический университет, Самара, Россия

Экранно-вакуумная тепловая изоляция (ЭВТИ) является наиболее эффективной изоляцией из существующих в настоящее время. Она предназначена для защиты емкостей и трубопроводов с низкокипящими жидкостями типа азота, водорода, фтора и т.д., а также защиты других изделий от воздействия внешней окружающей среды с целью уменьшения теплообмена и сохранения заданного режима работы.

ЭВТИ состоит из большого числа слоев с низкой излучательной способностью, которые служат экранами, отражающими тепловое излучение. Эти экраны могут быть разделены теплоизоляционными прокладками из материалов с низкой теплопроводностью. В теплоизолирующем пространстве поддерживается вакуум порядка $10^{-5} \div 10^{-3}$ мм.рт.ст. Механизм переноса тепла в ЭВТИ определяется собственной теплопроводностью слоев изоляции, контактной теплопроводностью, теплопроводностью газа (если ЭВТИ дегазирована не полностью) и излучением. На теплоперенос по твердому телу существенно влияет плотность укладки слоев $n = N/\delta$, где N – число слоев, δ – толщина теплоизоляции. Плотность укладки влияет также на теплоперенос излучением и в целом на эффективную теплопроводность ЭВТИ. Для снижения теплопроводности по твердому телу следует применять прокладочные материалы с малой теплопроводностью и не допускать обжаривания слоев теплоизоляции, приводящего к увеличению контактной теплопроводности. Прокладочный материал должен иметь минимальное газоотделение в вакууме, иметь также достаточную механическую прочность вплоть до криогенных температур при малой плотности, он должен быть химически стойким и обладать хорошей газопроницаемостью.

Теплоперенос остаточными газами характеризуется расстоянием между экранами. Для снижения теплопроводности газа в изоляционной полости (причем не только вокруг изоляции, но и внутри ее – между экранами) необходимо поддерживать давление не выше $5 \cdot 10^{-1}$ мм рт.ст. Этому препятствует выделение теплоизоляционными материалами газов, которые медленно отводятся через длинные узкие щели между экранами. Для обеспечения высокого вакуума в изоляции увеличивают пропускную способность газоотделения посредством перфорирования экранов и уменьшают газоотделение из нее посредством предварительного прогрева при вакуумировании.

Практика эксплуатации ЭВТИ показывает, что она эффективно работает при равномерной плотности укладки слоев (15-22 слоя на 1 см укладки). Эффективная теплопроводность этой изоляции минимальна.

При $n > 20$ 1/см преобладающим механизмом теплопереноса становится проводимость по твердому телу, увеличивающаяся приблизительно пропорционально квадрату плотности.

При экспериментальной отработке элементов конструкции фотоприёмного устройства ИК-диапазона (ФПУ-ИК) аппаратуры дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ), как правило, имеют место несоответствия между расчётными и экспериментальными величинами теплопотоков к исследуемым объектам.

Анализ результатов испытаний показал, что наиболее вероятной причиной указанных несоответствий является расхождение между справочными данными по теплопроводности [1,2] ($\lambda_{\text{ЭВТИ}}$) экранно-вакуумной теплоизоляции (ЭВТИ) и реальными значениями $\lambda_{\text{ЭВТИ}}$.

Исследования тепловой изоляции проводились с целью определения типа, оптимального состава пакета ЭВТИ, геометрических и теплофизических характеристик теплоизоляционных чехлов элементов ФПУ-ИК (корпуса, фоновзащитной бленды и др. элементов), имеющих криогенные рабочие температуры (20-80К).

Для проведения исследований была разработана экспериментальная установка, позволяющая определить термические сопротивления и эффективные коэффициенты теплопроводности макетов теплоизоляционных чехлов ФПУ-ИК на основе ЭВТИ различных типов при имитации реальных условий эксплуатации. Полученные результаты испытаний позволили выбрать для дальнейшего использования при разработке ФПУ-ИК оптимальный тип и конструкцию пакета ЭВТИ, обладающего максимальным термическим сопротивлением, рассчитать величины эквивалентной теплопроводности исследуемых теплоизоляционных чехлов.

За основу были выбраны изоляции трех типов: ЭВТИ-ВВ-(25),(50), (100) (числа в скобках соответствуют числу слоев пленки), толщина пакетов варьировалась в диапазоне от 5 до 20 мм, при этом плотность укладки менялась от 100 до 25 п/см, (здесь п – число слоев). Условия в космосе имитировались давлением в вакуумной камере, которое поддерживалось на уровне $1 \cdot 10^{-4} \dots 1 \cdot 10^{-5}$ мм. рт. ст.

Полная площадь поверхности теплоизоляционного чехла 0,28...0,3 м², мощность нагревателя $N=2 \dots 7$ Вт, температура экрана $T_3=300$ К, температура внутренней стенки корпуса криостата 77 К.

Определялись следующие характеристики изоляции (приведены диапазоны полученных численных значений): термическое сопротивление теплоизоляционного чехла при толщине пакета 1 см $R=8 \dots 20$ см·К/Вт, эквивалентный коэффициент теплопроводности $\lambda_{\text{ЭВТИ}}=0,0005 \dots 0,0015$ Вт/м·К, удельный тепловой поток через теплоизоляцию (эксп.) $q_{\text{эксп}}=5.5 \dots 25$ Вт/м², относительное отклонение расчетных и экспериментальных значений теплового потока $q_{\text{расч}}/q_{\text{эксп}}=35 \dots 170\%$.

Криогенный модуль (рисунок 1) предназначен для задания перепада температур между внутренней и внешней поверхностями объекта испытаний, необходимого для расчета экспериментальных значений теплофизических характеристик ОИ, и представляет собой сборку из криостата, выполненную в виде полого цилиндрического кожуха, внутри которого размещается цилиндрический корпус нагревателя № 1. На узле крепления корпуса нагревателя № 1 к установочной поверхности экспериментальной установки размещается компенсационный нагреватель № 2.

Исследуемые макеты теплоизоляционных чехлов размещались в кольцевой полости между внутренней стенкой криостата, имеющей при проведении испытаний температуру 77 К, и экраном, необходимый температурный режим которого (323 К) обеспечивался нагревателем № 1.

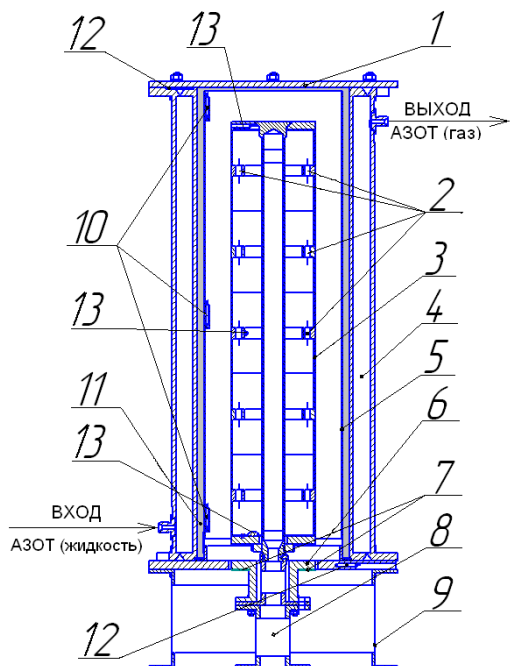


Рисунок 1 – Модуль криогенный
 1 – крышка криостата; 2 – нагревательные элементы нагревателя N1; 3 – корпус нагревателя N1; 4 – рабочее тело криостата - жидкий азот; 5 – экран (измерительная поверхность); 6 – тепловой экран нагревателя N2; 7 – компенсационный нагреватель N2; 8 – проставка нагревателя (термомост); 9 – проставка криостата (термомост); 10 – датчики температуры на экране; 11 – объект испытания (теплоизоляционные чехлы из ЭВТИ); 12 – датчики температуры на криостате; 13 – датчики температуры на нагревателе.

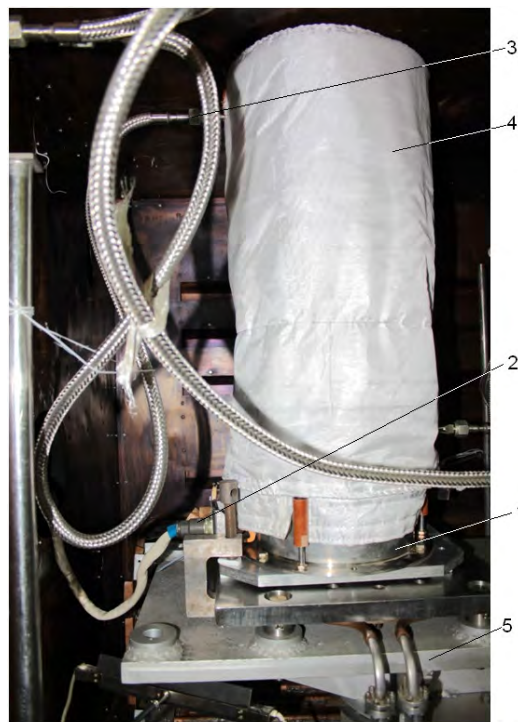


Рисунок 2 – Фотография расположения теплоизоляционного чехла в криостате
 1 – модуль криогенный;
 2 – магистраль подвода жидкого азота к криостату;
 3 – магистраль дренажа газообразного азота из криостата;
 4 – наружная теплоизоляция криостата;
 5 – опорная поверхность.

Состав экспериментальной установки:

- объекты испытаний (ОИ);
- модуль криогенный;
- термовакуумный комплекс “Heraeus Votsch” VMHV015/5/2000/S;
- сосуд Дьюара (для хранения жидкого азота);
- баллон с газообразным азотом, находящимся под давлением (предназначен для обеспечения подачи жидкого азота в криостат криогенного модуля за счет наддува его газообразным азотом);
- пневмопульт;
- система управления (СУ);
- система измерения (СИ);
- электрокабели СУ и СИ.

Объектами испытаний являлись макеты теплоизоляционных чехлов ФПУ-ИК. Для их изготовления использовались три типа ЭВТИ: ЭВТИ-ВВ, ЭВТИ-2В и ЭВТИ-ВВ, комбинированной с прокладками из холста стекловолнистого нетканного марки ХСВН-7 ТУ 6-48-05786904-147-9, выполненные на основе экранов из металлизированной с двух сторон полиэтилентерефталатной плёнки (ПЭТ) ТУ 2255-21680878-001-2001, с диапазоном рабочих температур $T=4-423\text{ К}$ – марка

ЭВТИ-2В и марка ЭВТИ-ВВ с диапазоном температур 77- 293 К, что удовлетворяет условиям эксплуатации.

Цели проведенных испытаний макетов теплоизоляционных чехлов были следующие:

- выбор типа ЭВТИ, имеющего наибольшее термическое сопротивление, для проведения дальнейших исследований материала для изготовления теплоизоляционных чехлов;

- определение оптимального времени предварительного вакуумирования;

- определение влияния обжата на характеристики ЭВТИ;

- оценка влияния количества экранов на термическое сопротивление пакета ЭВТИ;

- определение влияния защитной тканевой оболочки пакета ЭВТИ на термическое сопротивление пакета по отношению к этому же пакету без защитной оболочки.

Основные выводы:

1. Определен тип ЭВТИ, в наибольшей степени подходящий для изготовления теплоизоляционных чехлов ФПУ-ИК.

Наиболее перспективными с точки зрения обеспечения максимального термического сопротивления являются теплоизоляционные чехлы на основе ЭВТИ-ВВ АД ИС.370227.13ТУ (353У.4641.002), комбинированной с межэкранными прокладками из холста стекловолоконного нетканого марки ХСВН-7 ТУ 6-48-05786904-147-94.

2. Изоляцию модуля фокального узла ФПУ-ИК рекомендуется изготавливать из двух коаксиально расположенных термоизоляционных чехлов с количеством экранов в каждом чехле не менее 50.

3. Между криогенным изолируемым элементом и теплоизоляционным чехлом рекомендуется обеспечить зазор 2-3 мм.

4. Максимально допустимое давление в вакуумной полости с теплоизоляционными чехлами не должно превышать $1 \cdot 10^{-4}$ мм.рт.ст.

5. Для увеличения термического сопротивления термоизоляционных чехлов рекомендуется понижать температуру корпуса криостата ФПУ-ИК.

Литература

1. Отраслевой стандарт. Изоляция тепловая экранно-вакуумная [Текст]// Марки и технические требования. 1983 - 44с. ОСТ 92-1380-83.

2. Экранно-вакуумная тепловая изоляция на основе ворсового пленочного материала [Текст]//Технические требования и технологический процесс.1986-50с.АДИС.370227.013ТУ(353У.4641.002).

3. Чау. Теплофизические характеристики многослойной изоляции. [Текст]/Чау,Мой//Сборник «Теплообмен и тепловой режим космических аппаратов, под ред. Дж.Лупаса, перевод с английского по редакцией д-ра техн. наук Н.А. Анфимова, - М.: издательство «Мир», 1974,с.360-383.

4. Каганер, М.Г. Тепловые изоляции в технике низких температур [Текст]/М.Г.Каганер.-М.: Машиностроение, 1966.-274с.

5. Курская, Т.А. Влияние предварительного прогрева на контактный теплоперенос в экранно-вакуумной теплоизоляции [Текст]/Т.А.Курская, В.Ф.Гетманец, Б.В.Григоренко//Сборник «Тепло- и массообмен в криогенной технике. Сборник научных трудов.-Киев:ФТИНТ АН УССР, Наукова думка. 1990.с.83-87.

У24 Многофункциональные фотоприемники на основе кристаллов *n*-InSe

Абдинов А.Ш., Мехтиев Н.М.¹, Бабаева Р.Ф.², Рзаев Р.М.²

Бакинский государственный университет, Баку, Азербайджан

¹*Азербайджанская государственная нефтяная академия, Баку, Азербайджан*

²*Азербайджанский государственный экономический университет, Баку, Азербайджан*

Несмотря на обладание разнообразными фотоэлектрическими свойствами кристаллов моноселенида индия (InSe), на наш взгляд, как с научной, так и прикладной точек зрения, вопрос о собственной фотопроводимости этого полупроводника оказывается более интересным, перспективным, а также нуждающимся в подробном экспериментальном исследовании.

В данной работе сообщается об экспериментальных результатах, полученных нами при исследованиях особенностей (зависимости основных параметров и характеристик от различных внешних и внутрикристаллических факторов) собственной фотопроводимости чистых (специально нелегированных) с различным происхождением и легированных различными редкоземельными элементами кристаллов *n*-InSe. Чистые кристаллы имели различное происхождение, срезались из различных слитков, или же из различных участков одного и того же слитка.

В результате проведенных исследований установлено, что при отсутствии фоновых воздействий в обеих группах изучаемых кристаллов (как в чистых, так и в легированных) *n*-InSe, в области низких температур наблюдается значительная фоточувствительность, имеющая сложную спектральную характеристику (рис. 1).

Оказалось, что спектр собственной фотопроводимости в исследуемых кристаллах моноселенида индия зависит от температуры (*T*), величины исходного, т.е. имеющего место при 77 К, темнового удельного сопротивления (ρ_{TO}), количественного (атомарно-процентно-го) содержания введенной примеси (*N*), воздействия сильного электрического поля (*E*), а величина ρ_{TO} чистых кристаллов, в зависимости от происхождения и технологической предыстории исследуемого образца – меняется в пределах $\sim 10^2 \div 10^8$ Ом·см.

Предварительные измерения показывают, что по фотоэлектрическим свойствам чистые кристаллы этого полупроводника разделяются на две группы – низкоомные ($\rho_{TO} \leq 10^3$ Ом·см) и высокоомные ($\rho_{TO} > 10^3$ Ом·см).

В низкоомных кристаллах спектр собственной фотопроводимости охватывает диапазон длины волны $0.40 \leq \lambda \leq 1.25$ мкм с максимумом при $\lambda_{cm} \approx 0.95$ мкм и не зависит как от температуры, так и от напряженности внешнего электрического поля. С ростом ρ_{TO} при низких температурах максимум (λ_{cm}) и красная граница (λ_{ck}) спектра собственной фотопроводимости постепенно смещаются в сторону более длинных волн. В кристаллах с $\rho_{TO} = 10^8$ Ом·см при 77 К $\lambda_{cm} \approx 1.02$ мкм, а $\lambda_{ck} \approx 1.40$ мкм. С повышением температуры зависимости $\lambda_{cm}(\rho_{TO})$ и $\lambda_{ck}(\rho_{TO})$ сильно ослабляются. При $T > 250$ К подобные зависимости почти не наблюдаются. С ростом ρ_{TO} при низких температурах спектр собственной фотопроводимости со стороны коротких длин волн тоже расширяется – коротковолновая граница его растягивается в сторону более коротких длин волн (вплоть до 0.30 мкм). Кроме того, в высокоомных кристаллах на обеих ветвях спектра появляются слабовыраженные дополнительные максимумы (ступени).

В ходе проведенных экспериментальных исследований оказалось, что при сильных электрических полях (при напряженностях электрического поля, когда начинается заметная инжекция через токовые контакты), с ростом *E*, при прочих одинаковых условиях амплитуда фотоотклика (Δi_{CF}) уменьшается, а λ_{cm} и λ_{ck} – слегка смещаются в сторону более коротких длин волн. Основные параметры спектра собственной фотопроводимости (максимум и границы) в исследуемых кристаллах

моноселенида индия значительным образом зависят также от количественного содержания введенной примеси (N). В частности, с ростом N, как $\lambda_{см}$, так и $\lambda_{ск}$ сначала (при $N \leq 10^{-3}$ ат.%) смещаются в сторону более длинных волн (почти до 1.05 мкм и 1.45 мкм), а далее (при $N > 10^{-3}$ ат.%) - заново уменьшаясь приближаются к значениям, имеющим место в чистых кристаллах с $\rho_{ТО} = 10^2$ Ом·см. При этом коротковолновая граница спектра собственной фотопроводимости тоже соответствующим образом меняет свое место – с ростом N, сначала она ($\lambda_{ск}$) смещается в сторону более коротких длин волн (вплоть до 0.30 мкм), а далее возвращаясь обратно, приближается к имеющему место в чистых низкоомных кристаллах n-InSe.

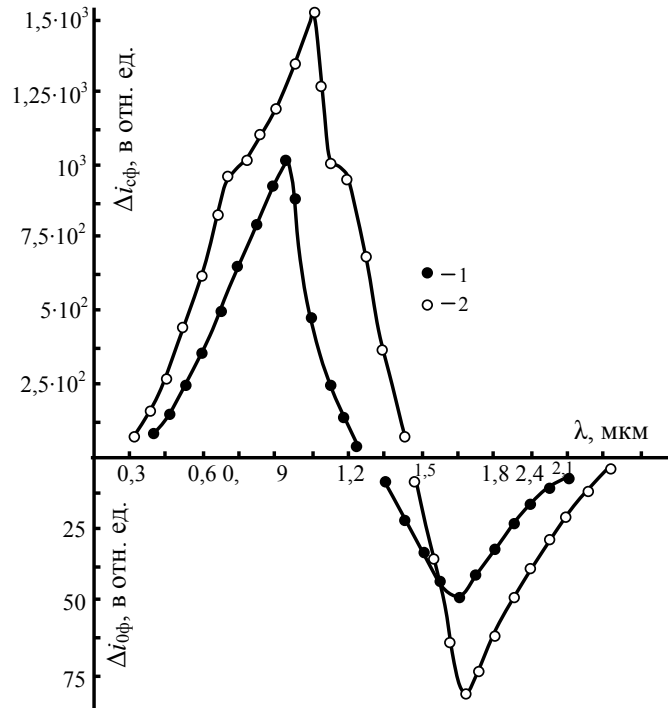


Рис.1. Спектр фотопроводимости кристаллов n-InSe при бесфоновом возбуждении $T=77$ К; $\Phi_c=0.6\Phi_{см}$; $E=40$ В/см; $\rho_{ТО}$, Ом·см: 1 - $2 \cdot 10^3$; 2 - 10^8

Интересные результаты получались также при исследованиях зависимости кинетики собственной фотопроводимости от $\rho_{ТО}$, уровня легирования, температуры и напряженности электрического поля. Установлено, что при прочих одинаковых условиях, с ростом $\rho_{ТО}$, процесс релаксации фотоотклика замедляется и наконец, в образцах с $\rho_{ТО} > 10^3$ Ом·см при $T \leq 250$ К наблюдается ярко выраженный эффект фотоэлектрической памяти [1] (рис.2). Причем кратность ($\kappa = \Delta i_{ОП} / i_T$, где $\Delta i_{ОП}$ – величина квазitemнового тока через 30 с после прекращения воздействия света, а i_T – исходное стационарное значение темнового тока при данной температуре) и длительность времени запоминания ($\tau_{ОП}$) остаточной фотопроводимости (ОП) с ростом $\rho_{ТО}$ увеличиваются, с ростом N – меняются немонотонно, а с повышением T и E – уменьшаются. При оптимальных условиях (при $T=77$ К, в слабых электрических полях, при умеренных освещенностях монохроматическим светом с $\lambda = \lambda_{см}$, в образцах чистых кристаллов с $\rho_{ТО} \approx 10^7 \div 10^8$ Ом·см или в образцах легированных кристаллов с $N \approx 10^{-3}$ ат.%) кратность ОП составляет $\sim 10^3 \div 10^4$, а $\tau_{ОП}$ – достигает до $\sim 10^5 \div 10^6$ с. Оказалось, что созданные последовательными слабыми световыми импульсами остаточная фотопроводимость ($\Delta i_{ОП}$) почти аддитивно складываются.

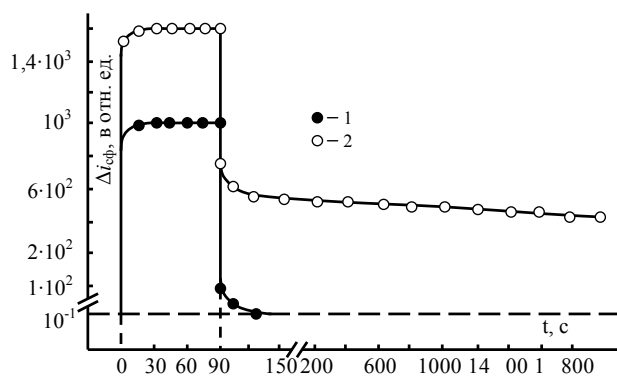


Рис. 2. Кинетика собственной фотопроводимости кристаллов n-InSe. $T=77\text{ K}$; $\Phi_c=0.6\Phi_{cm}$, $\lambda=0.95\text{ мкм}$, $E=30\text{ В/см}$; ρ_{TO} , Ом·см: 1 - $2 \cdot 10^2$; 2 - 10^8

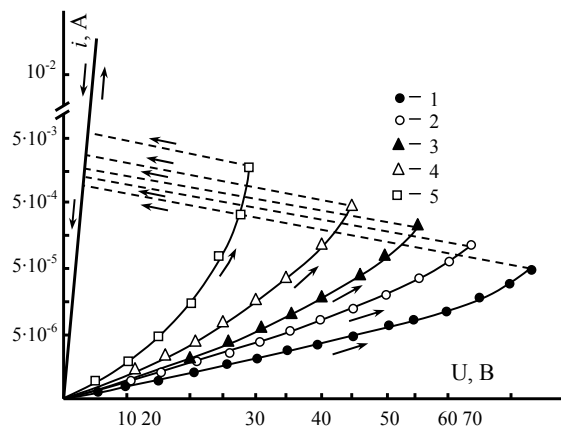


Рис. 3. ВАХ кристаллов n-InSe с эффектом переключения при различных освещенностях. $T=77\text{ K}$; $\rho_{TO}=10^8\text{ Ом·см}$, $\lambda=0.95\text{ мкм}$; Φ_c/Φ_{cm} : 1 - 0; 2 - 0.2; 3 - 0.4; 4 - 0.6; 5 - 1.0

Также установлено, что параметры эффекта переключения (параметры переключателей с «S»-образной ВАХ на основе высокоомных кристаллов этого полупроводника) значительным образом зависят от воздействия собственного света и с ростом интенсивности последнего (Φ_c), напряжение переключения ($U_{пер}$) уменьшается (наблюдается «фототриггерный эффект» - управление величины $U_{пер}$ воздействием света) [2] (рис.3).

Все обнаруженные выше экспериментальные результаты качественно удовлетворительно объясняются пространственной неоднородностью кристаллов моноселенида индия (с наличием в них хаотических крупномасштабных дефектов) [3], на основе двухбарьерной энергетической модели полупроводника, состоящего в целом из низкоомной матрицы с высокоомными включениями [4].

Соответствующие значения ширины запрещенной зоны ($\epsilon_g \approx (1.02 \div 1.05)\text{ эВ}$), спектральный диапазон собственной фотопроводимости ($0.30 \leq \lambda \leq 1.45\text{ мкм}$), наблюдение заметной высокотемпературной (вплоть до $\sim 350\text{ K}$) фоточувствительности, своеобразная слоистая кристаллическая структура [5], высокоомность (ρ_{TO} - достигает до $\sim 10^8\text{ Ом·см}$) [6], делают этот полупроводник подходящим материалом для опто- [7] и фотоэлектроники [8]. Хотя высокоомность, технологические трудности получения поверхности с большой площадью, а также высокая себестоимость, ограничивают (препятствуют) использования этого полупроводника для серийного изготовления фотоэлектрических преобразователей солнечной энергии в электрическую (солнечных элементов), однако высокоомность, слоистая кристаллическая структура, высокая фоточувствительность позволяют рекомендовать его как перспективный материал для изготовления многофункциональных фотоприемников света (фотоприемников, которые при выборе соответствующих режимов могут успешно выполнить функции фоторезисторов, фотодиодов, фототриггеров, элементов фотоэлектрической памяти и накопителей воздействию последовательных слабых световых импульсов), способного работать во всей видимой, а также в ближних частях УФ- и ИК-областей оптического спектра.

Литература

1. Абдинов А.Ш., Кязым-заде А.Г. Явления фото- и электропамяти в высокоомных монокристаллах n-InSe // Физ. и техн. полупроводников, 1975, Т.9, №9, с. 1690-1693.
2. Абдинов А.Ш., Акперов Я.Г., Мамедов В.К., Салаев Эль.Ю. Фототриггерный эффект в монокристаллах селенидов индия и галлия // Физ. и техн.

полупроводников, 1980, Т. 14, № 4, с. 749-753.

3. Бабаева Р.Ф. Особенности электронных явлений в частично-неупорядоченных полупроводниках типа легированных редкоземельными элементами кристаллов $A^{III}B^{VI}$ со слоистой структурой и гетероструктурах на их основе. Автореферат дисс. докт. физ.-мат.н. Баку. 2009 – 38 с.

4. Шейнкман М.К., Шик А.Я. Долговременные релаксации и остаточная проводимость в полупроводниках // Физ. и техн. полупроводников, 1976, Т.10, №2, с. 209-232.

5. Медведьева З.С. Халькогениды элементов III Б подгруппы периодической системы. М. Наука. 1968. – 214 с.

6. Абдинов А.Ш., Бабаева Р.Ф., Амирова С.И., Рзаев Р.М. Влияние температуры и легирования редкоземельными элементами на подвижность носителей тока в кристаллах моноселенида индия. ФТП. 2013. Т.47. В.8. С. 1009-1013.

7. Анисимова И.Д., Викулин И.М., Зайтов Ф.А., Курмашев Ш.Д. Полупроводниковые фотоприемники. Ультрафиолетовый, видимый и ближний инфракрасный диапазон спектра. М. Радио и связь. 1984. – 216 с.

8. Филачев А.М., Таубкин И.И., Тришенков М.А. Твердотельная фотоэлектроника. Фотодиоды. М. Физматкнига. 2011. – 446 с.

У25 Испытания бортового твердотельного аккумулятора холода для системы криостатирования ИК аппаратуры

Зиновьев В.И., Красночуб Е.К., Довгялло А.И.

Самарский государственный аэрокосмический университет, Самара, Россия

Криоаккумулятор (КА) предназначен для криостатирования линеек с чувствительными элементами фотоприемного устройства ИК-диапазона излучения (ФПУ-ИК) и других элементов конструкции на температурном уровне, соответствующем температуре фазового перехода «жидкость-твердое тело», что позволяет более рационально использовать ресурс газовой криогенной машины (ГКМ).

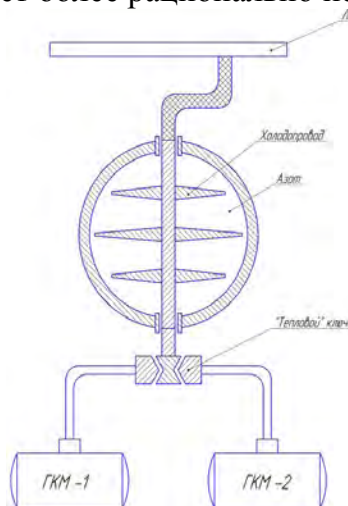


Рис. 1 Схема криостатирования с использованием криоаккумулятора

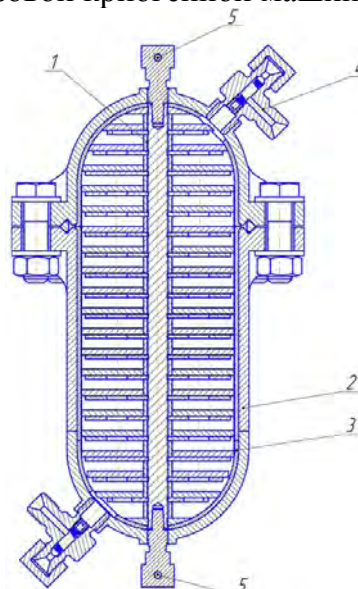


Рис. 2 Конструктивно-компоновочная схема экспериментального образца аккумулятора. 1 – холодопровод; 2 – корпус силовой; 3 – оболочка медная внутренняя; 4 – устройство зарядное; 5 – места установки датчиков температуры и соединения с холодопроводами ГКМ и тепловой нагрузки.

Для получения реальных характеристик был изготовлен экспериментальный образец криогенного аккумулятора и проведены его испытания на азоте и пропане. Конструктивно-компоновочная схема экспериментального образца представлена на рис. 1.

Экспериментальный образец криогенного аккумулятора (рис.2) включает: корпус силовой; оболочку медную внутреннюю; холодопровод с поперечным оребрением; устройство зарядное; датчики контроля и регистрации измеряемых параметров; фитиль сетчатый; ЭВТИ-ВВ, число слоев 60 ± 10 .

Основные технические характеристики аккумулятора:

- рабочее тело – а) предварительно осушенный азот (допускается заправка жидким азотом), б) пропан;
- масса заправляемого рабочего тела – $(0,2 \pm 0,01)$ кг;
- рабочая температура экспериментального образца (температура фазового перехода рабочего тела «жидкая фаза - твердая фаза») при заправке азотом – 63,2 К, при заправке пропаном – 85,2 К;
- свободный объем внутренней полости – $0,0005 \text{ м}^3$;
- давление газа внутри аккумулятора при $T = 313 \text{ К}$ составляет при заправке азотом – 42,2 МПа; при заправке пропаном – 1,2 МПа.

Недостатком криоаккумуляторов, работающих на фазовом переходе «жидкость – газ», является нестабильность температуры холодопровода при криостатировании вследствие роста давления в баллоне (и, соответственно, роста температуры кипения).

Поэтому предварительно были выполнены расчеты по поведению системы на фазовом переходе "жидкость – газ".

Анализ роста давления и температуры в баллоне при суммарном теплопритоке 0,25 Вт проведен по зависимости

$$\Delta P = \frac{q \times r \times dt}{M \times Cs \times T(v'' - v')}$$

где q – мощность теплопритока, Вт; r – теплота парообразования, Дж/кг; M – масса компонента, кг; v'' – удельный объем паровой фазы, м³/кг; v' – удельный объем жидкой фазы, м³/кг; Cs – теплоемкость жидкой фазы на линии насыщения; ΔP – прирост давления в объеме, Па; dt – время процесса, с.

Зависимость для ΔP получена из формулы Клапейрона-Клаузиуса для кривой фазового равновесия.

Для поддержания температуры кипения в диапазоне от 77 до 82 К давление в криоаккумуляторе не должно подниматься выше $1,6 \cdot 10^5 - 2,0 \cdot 10^5$ Па, что реализуется при длительности процесса в 3,5 - 5 часов в зависимости от уровня теплопритоков.

Возврат системы в первоначальное состояние (77 К и 0,097 МПа) при холодопроизводительности ГКМ $N=1$ Вт можно реализовать за время от 2,5 до 3 часов в зависимости от уровня теплопритоков.

Результаты расчета температурного режима криоаккумулятора при термостатировании пластин ФПУ-ИК с использованием фазового перехода в азоте приведены на рис. 3.

На рис. 4 представлен график изменения температуры системы на участке плавления с аккумулятором на твердом пропане. Такая система позволяет, при прочих равных условиях, существенно увеличить суммарное время криостатирования и довести ресурс работы системы до 32000 часов, при этом обеспечивается стабильность температуры на достаточно высоком уровне.

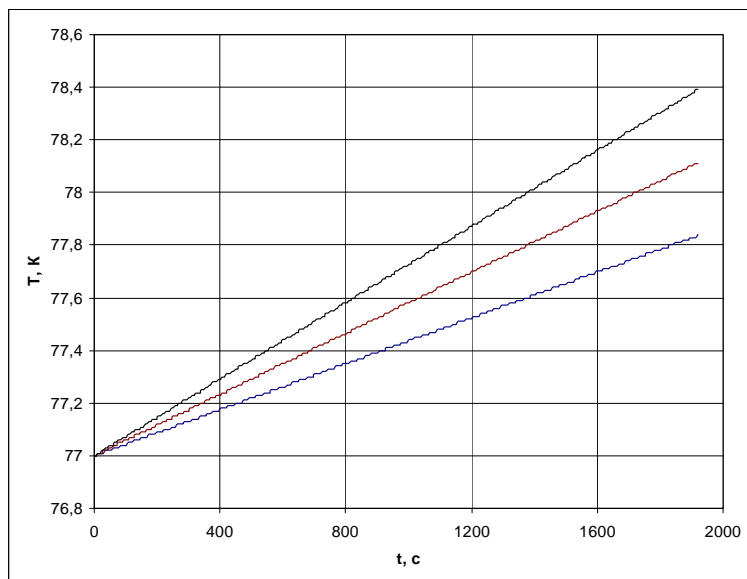


Рис. 3 Изменение температуры холодопровода аккумулятора на жидком азоте по времени для различных тепловых нагрузок

Время цикла t_u работы комбинированной системы равно

$$t_u = t_a + t_{ka} = \frac{1}{n} \cdot t_p \cdot \lambda + t_{ka} ,$$

где t_a – время аккумуляции холода, вырабатываемого ГКМ при замораживании рабочего тела; t_{ka} – время криостатирования объекта посредством аккумулятора при плавлении рабочего тела; t_p – ресурс работы ГКМ; n – число циклов криостатирования; $\lambda \leq 1$ – коэффициент, учитывающий уменьшение ресурса работы при многократных включениях криогенератора (ГКМ).

Минимально необходимая холодопроизводительность ГКМ определяется выражением:

$$N = N_0 + \frac{M \cdot r}{t_a} ,$$

где N_0 – тепловая нагрузка на аккумулятор при криостатировании (внешние паразитные теплопритоки); M – масса рабочего тела; r – теплота плавления; t_a – время подготовки системы к криостатированию. Масса рабочего тела при заправке составляла $\sim 0,2$ кг.

В криоаккумуляторе, использующем теплоту плавления, фазовый переход проходит практически без увеличения удельного объема рабочего тела, что позволяет многократное использование аккумулятора при циклическом замораживании посредством газовой криогенной машины.

Использование криогенного аккумулятора при работе ФПУ позволяет избежать нежелательных вибраций системы, которые, как правило, сопровождают работу ГКМ и приводят к ухудшению технических характеристик фотоприемных устройств.

График изменения температуры холодопровода при испытании аккумулятора на азоте приведен на рис.4. Эксперимент подтверждает высокую стабильность температуры криостатирования в процессе фазового перехода «твердое тело – жидкость».

В процессе криостатирования газовая криогенная машина выключена и тепловая связь с криоаккумулятором должна быть прервана (через «тепловые» ключи или электромагнитное прерывание от системы управления).

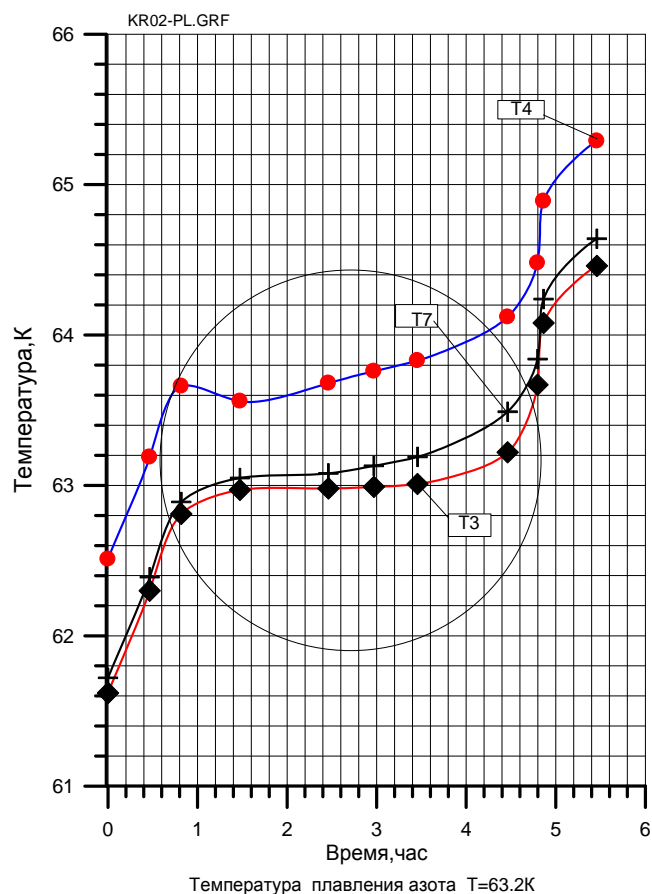


Рис.4 Изменение температуры системы на участке плавления рабочего тела
 Т3-температура холодопровода, Т4-температура днища корпуса, Т7-температура стенки корпуса

Результаты

Разработан порядок расчёта и расчётные схемы аккумуляторов холода. Исходя из величин прогрева поверхности насадки рабочего аккумулятора в режиме «съёмка» объектов наблюдения с учётом суточной программы работы аппаратуры аккумулятора холода, для различных материалов насадки определены массогабаритные параметры рабочего и охранного аккумуляторов холода. Определены приоритетные материалы насадок аккумуляторов холода. Определены полезные холодопроизводительности газовых криогенных машин (ГКМ). Дана оценка энергопотреблению и массе ГКМ при тепловыделении фоточувствительного элемента $0,5 \div 1,5$ Вт на уровне температур 80 К.

Библиография

- 1.Веркин Б.И., Михальченко Р.С., Архипов В.Т. и др. Опыт разработки бортовых сублимационных аккумуляторов холода / Техника низких температур. – Киев: Наукова думка, 1990. с.3–21.
- 2.Михальченко Р.С., Вакуленко В.Д., Архипов В.Т. Двухкомпонентный сублимационный аккумулятор холода КТ-12 / Техника низких температур. – Киев: Наукова думка, 1990. с.22–30.

У26 Исследование смещения матрицы чувствительных элементов криогенно-охлаждаемых фотоприемных устройств при криостатировании

Полесский А.В.^{1,3}, Самвелов А.В.¹, Смирнова Е.А.^{1,2}, Хамидуллин К.А.¹,
Цыганкова Г.М.¹

¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

²МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

³МГТУ МИРЭА, Москва, Россия

Одним из ключевых моментов создания новых поколений матричных фотоприемных устройств (МФПУ) большого формата и с малым размером пикселя является обеспечение высоких механических точностей расположения матрицы фоточувствительных элементов (МФЧЭ). Стабильность расположения МФЧЭ в различных условиях эксплуатации на протяжении всего срока службы оптико-электронной системы (ОЭС) во многом определяет её характеристики.

Большой класс ИК МФПУ требует охлаждения до криогенных температур. Вследствие охлаждения наблюдается «уход» охлаждающего пальца микрокриогенной системы (МКС) [1], на который закреплена МФЧЭ, в продольном и поперечном направлении. Уход МФЧЭ вдоль оптической оси наиболее опасен для ОЭС с малым шагом и высоким относительным отверстием, смещение МФЧЭ в поперечном направлении – для многоканальных систем с малым шагом пикселя, поскольку из-за него будет наблюдаться расхождение визирных осей.

В ОАО «НПО «Орион» были проведены экспериментальные исследования, направленные на определение величин смещений и наклонов охлаждающего пальца, обусловленных работой современных МКС интегрального типа, а также была проведена оценка влияния смещений и наклонов на качество работы ОЭС.

Измерения проводились в видимом диапазоне широко известными методами измерения линейных и угловых перемещений. Измерение линейных перемещений осуществлялось с помощью микроскопа, измерение угловых – автоколлимационным методом. Для проведения исследований было изготовлено специальное фотоприемное устройство с входным окном, сделанным из лейкосапфира. Для проведения измерений с помощью микроскопа на растр ФЧЭ были нанесены микродефекты.

Точность измерений определяется чувствительностью и продольной наводки.

Величина поперечной наводки определяется формулой [2,3]:

$$T = \frac{1}{6} \cdot \varepsilon_p \text{ [мкм]},$$

$$\varepsilon_p = \frac{\lambda}{2A}$$

где ε_p – линейный предел разрешения прибора, λ – длина волны, A – числовая апертура.

Чувствительность продольной наводки определяется следующим выражением [2,3]:

$$\Delta z = \frac{0,2}{A^2} \text{ [мкм]}$$

При проведении исследований использовался микрообъектив ОМ-3 с числовой апертурой $A=0,12$. Данный объектив, благодаря большому переднему отрезку, равному 23,4мм, позволяет проводить контроль ФЧЭ фотоприемных устройств в сборе. При контроле в видимом диапазоне предельная точность измерений с использованием данного микрообъектива составляет 0,35 мкм для измерений в направлении перпендикулярном оптической оси и 13,8 мкм вдоль оптической оси. Любое

перемещение, вызванное различными причинами, будет визуально не заметно, если оно меньше этих величин.

Для измерения наклонов использовался автоколлиматор из комплекта ОСК-2.

Результатами измерений линейных перемещений пальца МКС показали, что величина перемещения в направлении, перпендикулярном оптической, составляет около 30 мкм, при этом повторяемость при многократном захолаживании не хуже 1 мкм. Также, при измерении продольных перемещений, было обнаружено, что при работе МКС наблюдается вибрация охлаждающего пальца, которая составляет около 7 мкм.

При проведении измерений наклонов было замечено, что: изображения автоколлимационных перекрестий являются довольно нечеткими (что говорит о наличии случайных деформаций входного окна), плоскости наилучшего изображения автоколлимационных перекрестий различны для всех поверхностей оптической схемы ФПУ (передней поверхности входного окна, задней поверхности входного окна и плоскости ФЧЭ). Причем при захолаживании место расположения плоскости наилучшего изображения автоколлимационных перекрестий от плоскости ФЧЭ изменяется.

Несовпадение плоскостей наилучшей установки говорит о том, что все три поверхности являются искривленными с определенными радиусами кривизны. Если за опорную точку отсчета принять автоколлимационное отражение от зеркала, то расстояния до плоскости наилучшей установки оптических поверхностей МФПУ составляют (таблица 1):

Таблица 1. Данные о плоскостях наилучшей установки автоколлиматора.

Объект	Отсчет, мм
Нулевое положение*	13
Передняя поверхность входного окна 14	
Задняя поверхность входного окна 18	
Плоскость ФЧЭ	до охлаждения 35
	после охлаждения 60

* – установка коллиматора осуществлялась по автоколлимационному блику от плоского зеркала.

Обработка полученных результатов показала:

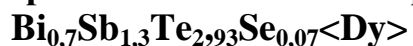
- наклон пальца МКС при захолаживании составляет порядка 2,5 угл. мин;
- при охлаждении поверхность ФЧЭ имеет радиус $\sim 3\ 730$ мм, а при комнатной температуре $\sim 7\ 600$ мм;
- центральный прогиб матрицы, вызываемый захолаживанием составляет порядка 3,35 мкм.

На основании полученных результатов можно сделать выводы, что при разработке МКС для новых поколений на основе охлаждаемых фотоприемных устройств, следует особое внимание обратить на уменьшение вибрации охлаждающего пальца.

Список литературы

1. Еремчук А.И., Полесский А.В., Самвелов А.В., Сысоев Д.А., Хамидуллин К.А.// Успехи прикладной физики. 2013, том 1, № 2
2. Афанасьев В.А. Оптические измерения. – М.: Недра, 1968
3. Кирилловский В.К. Оптические измерения. Учебное пособие. Часть 2. – СПб. ГИТМО (ТУ), 2003

У27 Термоэлектрические свойства твердого раствора



Бархалов Б.Ш., Алиев Р.Ю., Багиева Г.З.

Институт физики НАН, Баку, Азербайджан

Твердые растворы на основе теллуридов висмута и сурьмы широко применяются в твердотельных электронных охладителях, работающих в области температур, близких к комнатной. Вместе с тем, ведутся исследования, связанные с разработкой термоэлектрических материалов для эффективной работы термоэлектрических преобразователей при температурах ниже 200 К. Перспективными материалами для низких температур являются твердые растворы $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ с замещением атомов ($\text{Sb} \rightarrow \text{Bi}$) и ($\text{Se} \rightarrow \text{Te}$) в обеих подрешетках Bi_2Te_3 [1, 2].

Одним из путей повышения термоэлектрических характеристик термоэлектрических материалов для конкретных интервалов температур, является легирование примесями, которые могут приводить к заметному увеличению флуктуаций термоэлектрических свойств, связанных со статистическим характером распределения примесных атомов в решетке матрицы [3, 4].

Ранее нами было исследовано влияние легирования экструдированных образцов $\text{Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_3$ р-типа и $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$ n-типа атомами редкоземельных элементов (РЗЭ) диспрозия Dy и самария Sm в количестве до 0,02 ат. % на их термоэлектрические характеристики. Было показано, что примеси РЗЭ сильно влияют на величину коэффициента термо-эдс α , электропроводности σ , коэффициента теплопроводности χ и термоэлектрической эффективности Z [5]. Также было установлено, что концентрация примеси 0,01 ат. % является оптимальной для термоэлектрических параметров при комнатной температуре. Причем увеличение термоэлектрической эффективности Z , в основном, было связано с тем, что при введении примеси в результате искажений кристаллической решетки происходит увеличение рассеяния фононов, что приводит к уменьшению решеточной составляющей теплопроводности и увеличению параметра Z .

В настоящей работе приведены результаты изучения влияния легирования атомами редкоземельного металла диспрозия (Dy) термоэлектрические свойства образцов твердого раствора $\text{Bi}_{0,7}\text{Sb}_{1,3}\text{Te}_{2,93}\text{Se}_{0,07}$ р-типа, легированного атомами диспрозия количестве до 0,02 ат. % Dy.

Для получения образцов были использованы теллур марки "ТВ-Ч", висмут - "Ви-0000", сурьма - "Су-0000", селен - "СВЧ-1", диспрозий - "ДмМ-1". Реакция синтеза проводилась в откачанных ампулах с остаточным давлением $\sim 10^{-2}$ Па. Компоненты твердых растворов и РЗЭ, взятые в расчетных соотношениях, сплавлялись при температуре 1300 К в откачанных кварцевых ампулах. Температура в объеме печи повышалась со скоростью 100 К/ч с промежуточными выдержками при 700 К и 900 К в течение получаса. При достижении 1300 К рост температуры прекращался и ампула выдерживалась в тепловом поле в течение 6 ч, при непрерывном перемешивании вещества в ней качанием. Отжиг проводился в вакууме $\sim 10^{-2}$ Па при температуре ~ 600 К в течение 100 часов. Термоэлектрические параметры образцов измерялись в направлении оси «с» в интервале температур 80-300 К.

На рис. 1 представлены температурные зависимости коэффициента термо-эдс α (a), электропроводности σ (b) и коэффициента теплопроводности χ (c) для образцов твердого раствора $\text{Bi}_{0,7}\text{Sb}_{1,3}\text{Te}_{2,93}\text{Se}_{0,07}$, как нелегированного, так и легированного атомами редкоземельного металла диспрозия в различных концентрациях (0,001; 0,0025; 0,005 и 0,02 ат.%).

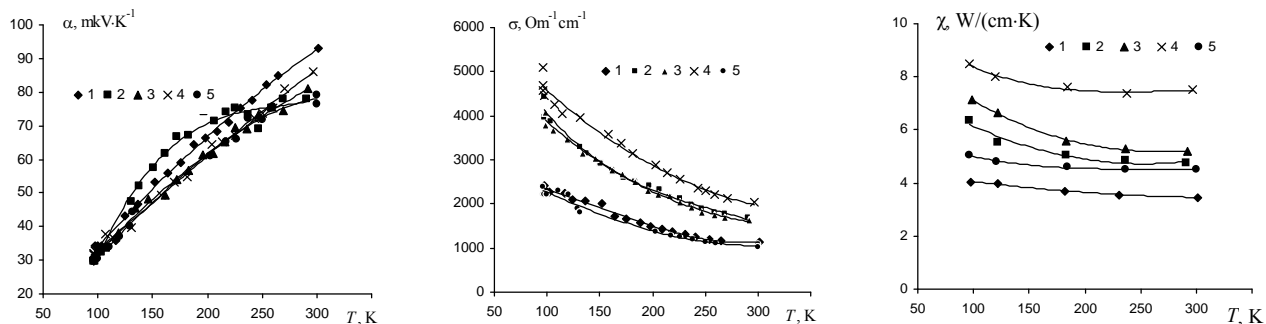


Рис. 1. Температурные зависимости коэффициента термо-эдс α (a), электропроводности σ (b) и коэффициента теплопроводности χ (c) для образцов твердого раствора $\text{Bi}_{0,7}\text{Sb}_{1,3}\text{Te}_{2,93}\text{Se}_{0,07}$, легированного атомами диспрозия Dy, ат. % :
 1 - 0; 2 - 0,001; 3 - 0,0025; 4 - 0,005; 5 - 0,02.

Из рисунков следует, что в исследованных твердых растворах электропроводность в интервале температур $100 \div 300$ К с уменьшением температуры растет и в данном температурном интервале обнаруживает металлический характер проводимости. Такое поведение характерно для частично вырожденных полупроводников, где участвуют два механизма рассеяния носителей заряда: на заряженных примесях и тепловых колебаниях решетки. Коэффициент термо-эдс α с увеличением температуры растет. По знаку коэффициента термо-эдс установлено, что исследованные образцы обладают проводимостью дырочного типа.

В исследованных образцах с увеличением температуры коэффициент теплопроводности χ уменьшается. Однако с увеличением процентного содержания Dy коэффициент теплопроводности χ изменяется немонотонно. С увеличением концентрации примеси диспрозия коэффициент теплопроводности растет, проходит через максимум при 0,005 ат. % Dy и в дальнейшем с ростом содержания диспрозия падает.

Обычно, при введении в материал в качестве примеси атомов тяжелых металлов за счет создания дополнительного механизма рассеяния общий коэффициент теплопроводности должен уменьшаться. Однако, ввиду того, что при концентрации примеси диспрозия до 0,005 ат. % Dy наблюдается обратное, можно заключить, что введенные в качестве примеси атомы диспрозия в рассматриваемом интервале занимая существующие в твердом растворе вакантные центры уменьшают дефектность структуры, что приводит к росту теплопроводности. При дальнейшем росте концентрации примеси диспрозия коэффициент теплопроводности уменьшается.

Из рисунков видно, что электрические параметры твердого раствора также немонотонно зависят от концентрации примесей диспрозия. Зависимость удельной электропроводности от концентрации примесей диспрозия проходит через максимум при концентрации 0,005 ат. % Dy. Такую зависимость можно объяснить тем, что атомы Dy в исследованном твердом растворе играют роль акцепторов и при концентрациях примеси до 0,005 ат. % Dy приводят к росту концентрации дырок и тем самым к повышению электропроводности.

В то же время, при концентрациях примеси больше 0,005 ат. % Dy с ростом концентрации дефектов в образцах усиливается рассеяние носителей заряда, и наблюдается уменьшение как коэффициента теплопроводности, так и падение электропроводности образцов за счет превалирования уменьшения подвижности зарядов, что подтверждается измерениями коэффициента Холла и подвижности носителей заряда.

Литература

1. Ettenberg M. N., Jesser W. A., Rosi F. D. Proc. of the XV Int. Conf. on Thermoelectrics, Pasadena, CA, USA, 1996, p. 52.
2. Кутасов В.А., Константинов П.П., Лукьянова Л.Н. Доклады V Межгосударственного семинара "Термоэлектрики и их применения", Санкт-Петербург, 1997, с. 14.
3. Гольцман Б.М., Кудинов В.А., Смирнов И.А. Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi_2Te_3 . М., Наука, 1972, 320 с.
4. Чижевская С.Н., Шелимова Л.Е. Неорг.материалы, 1995, т. 31, № 9, с. 1184.
5. Бархалов Б.Ш., Алиев Р.Ю., Багиева Г.З., Мустафаев Н.Б. Материалы VII Межгосударственного семинара "Термоэлектрики и их применение" Санкт-Петербург, 2000, с. 64.

У28 **Тепловизионная камера на базе КРТ фотоприемника формата 320×256 элементов для спектрального диапазона 8-12 мкм**

Брунёв Д.В.¹, Васильев В.В.¹, Вишняков А.В.¹, Вяткин С.Н.², Гульцов С.В.², Дворецкий С.А.¹, Зверев А.В.¹, Марчишин И.В.¹, Предеин А.В.¹, Сабина И.В.¹, Сидоров Г.Ю.¹, Сидоров Ю.Г.¹, Струнков П.А.²

¹Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия
²ЗАО «ЭЛСИ», Великий Новгород, Россия

ИК-фотоприемники на основе твердых растворов кадмий-ртуть-теллур (КРТ) являются одним из основных типов детекторов теплового излучения в длинноволновой (8-12 мкм) области спектра для целого ряда задач, требующих обнаружения сигнала от слабонагретых объектов.



Рисунок 1 – Фотография макета тепловизионной камеры для диапазона длин волн 8-12 мкм.

В ИФП СО РАН совместно с ЗАО «ЭЛСИ» были разработан прототип тепловизионной камеры (ТВК) на основе КРТ-фотоприемника длинноволнового ИК-диапазона. В состав тепловизионной камеры входят матричный ИК-фотоприемник (ИК ФП), микрокриогенная система (МКС), вакуумный криостатированный корпус (ВКК), блок спецэлектроники и ИК-объектив. Все перечисленные компоненты являются отечественной разработкой.

Фотография макета ТВК для спектрального диапазона 8-12 мкм приведена на рисунке 1.

В камере используется фотоприемник производства ИФП СО РАН формата 320 x256 элементов на основе слоев КРТ, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Шаг фоточувствительных элементов фотоприемника составляет 30x30 мкм.

Фотоприемник помещен в вакуумный криостатированный корпус разработки ИФП СО РАН, спроектированный на основе кольцевого металлокерамического разъема (производится ЗАО «ЭЛСИ») для подключения внешних электронных компонентов.

ВКК интегрально сопряжен с микрокриогенной системой роторного типа «МКС-Э» (производство ЗАО «ЭЛСИ»), обладающей малым энергопотреблением и массогабаритными характеристиками, не уступающими мировым аналогам.

Для ТВК для спектрального диапазона 8-12 мкм применен ИК-объектив, спроектированный и изготовленный Новосибирским филиалом ИФП СО РАН «КТИПМ».

Блок спецэлектроники, разработанный и изготовленный ЗАО «ЭЛСИ», обеспечивает формирование видеоизображения с прогрессивной разверткой, реализацию алгоритмов улучшения изображения и обмен с потребителями по высокоскоростному оптическому интерфейсу.

Характеристика камеры для спектрального диапазона 8-12 мкм приведены в Таблице 1.

№ п/п	Наименование параметра	Значение параметра
1	Спектральный диапазон, мкм 8-12	
2	Шаг фоточувствительных элементов в матрице, мкм x мкм	30x30
3	Формат матрицы 320	x 256
4	Среднее значение разности температур, эквивалентной шуму, мК, не более	60
5	Количество дефектных элементов, %, не более 3	
6	Угол поля зрения, град 15	
7	Частота кадров, Гц 50	
8	Время выхода на рабочий температурный режим, мин., не более	7
9	Потребляемая мощность, Вт, не более - в период выхода на рабочий режим - в рабочем режиме	20 12
10	Масса камеры, кг, не более 2	

Гистограмма распределения эквивалентной шуму разницы температур для ТВК спектрального диапазона 8-12 мкм приведена на рисунке 2. Измерения проведены без ИК-объектива.

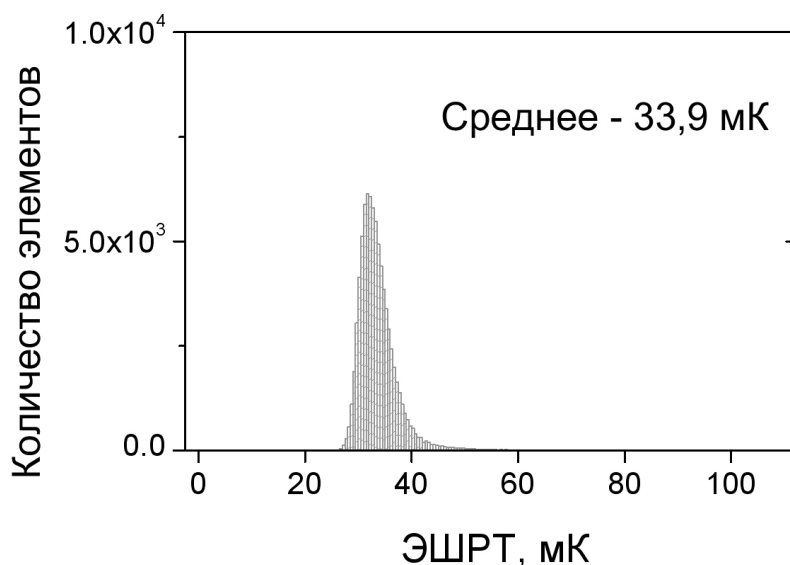


Рисунок 2 – гистограмма распределения ЭШРТ для ТВК спектрального диапазона 8-12 мкм.

На рисунке 3 показаны тепловые картины, полученные с помощью ТВК спектрального диапазона 8-12 мкм без использования и с использованием алгоритмов улучшения изображения. Характерный тепловой рельеф демонстрирует высокое качество изображения.



Рисунок 3 – тепловые картины, полученные с помощью ТВК спектрального диапазона 8-12 мкм без применения (слева) и с применением (справа) технологий улучшения изображения

У29 Неохлаждаемый тепловизионный прибор наблюдения

Голицын А.А., Голицын А.В., Журов Г.Е., Цивинский М.Ю., Чибурун С.Д., Яшина Т.В.
Филиал ИФП СО РАН «КТИПМ», Новосибирск, Россия

В работе ставилась задача разработки переносного тепловизионного прибора наблюдения, обеспечивающего получение и анализ изображений окружающего пространства и объектов по их собственному тепловому излучению. К разрабатываемому прибору предъявлялись следующие требования:

- небольшая масса (не более 1,5 кг с учетом элементов питания);
- малое энергопотребление (не более 2,5 Вт);
- автоматическая адаптация к наблюдаемой сцене;
- чувствительность не менее 0,1 К;
- кадровая частота не менее 25 кадров в секунду;
- возможность передавать изображение на внешние устройства в VESA-формате и в цифровом виде.

В ходе работы был спроектирован тепловизионный канал [1] на базе матрицы микроболометров форматом 640×480 элементов с шагом 25 мкм. Были разработаны комплект объективов с различным увеличением, привод механического затвора и блок электроники, осуществляющий управление тепловизионной матрицей, анализ и обработку получаемого изображения, а также вывод изображения на дисплей или внешние устройства.

Отличительной особенностью канала является его устойчивость к помехам, таким как наличие в поле зрения мощных источников излучения. На рисунке 1 представлены изображения пусков ракет с вертолета. Дальность наблюдения 5 км.

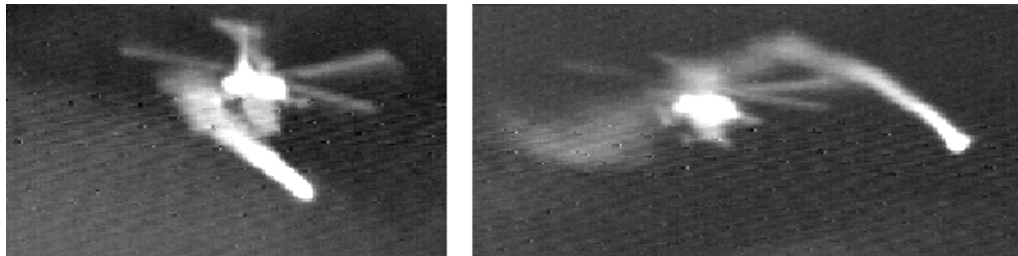


Рис. 1 – Тепловые изображения пусков ракет вертолетом

Рисунок 2 демонстрирует изображения вертолета и самолета на фоне Солнца – мощного источника излучения.

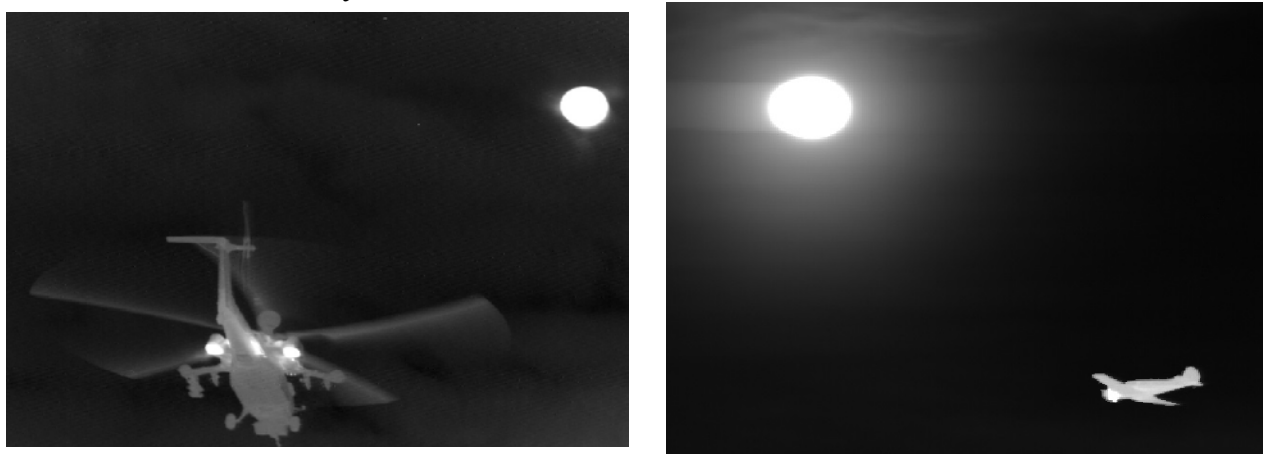


Рис. 2 – Изображения объектов на фоне Солнца

Добиться устойчивости работы канала в подобных условиях удалось благодаря особой схеме включения тепловизионного приемника, а также благодаря использованию специально разработанного алгоритма управления приемником и его вспомогательными элементами.

На базе тепловизионного канала был спроектирован прибор наблюдения в герметичном и удароустойчивом исполнении. Прибор выдерживает ударные нагрузки не менее 500g (при длительности импульса 1 мс), допустимая глубина погружения в воду составляет не менее 1 м, рабочий температурный диапазон $-40 \dots +50$ °С.

Прочие технические характеристики (поле зрения, дальность обнаружения ростовой фигуры, движущегося транспорта, пр.) соответствуют техническим характеристикам тепловизионного канала в бескорпусном исполнении, перечисленным в [1], а также превышают с некоторым запасом изначально предъявляемые к прибору требования.

Внешний вид прибора представлен на рисунке 3.



Рис. 3 – Внешний вид тепловизионного прибора наблюдения

Для удобства наблюдения оператором прибор снабжен ретинальным микромонитором [2], позволяющим без усталости для глаза осуществлять наблюдение в течение длительного времени.

Помимо теплового изображения наблюдаемой сцены по желанию оператора на дисплее отображается служебная информация о режимах работы прибора в текстовом виде и в виде пиктограмм, угловая или дальномерная шкалы, значения углов наклона прибора. Изображение может быть инвертировано (функция «негатив») и увеличено электронным способом со сглаживанием до 16 крат. Изображение может выводиться на дисплей как в монохромном виде (черно-белое, оттенки зеленого или других цветов), так и в псевдоцветом.

Предусмотрен вывод в реальном времени изображения на персональный компьютер через интерфейс HighSpeed US B 2.0 с целью дальнейшего анализа или записи.

Другим достоинством разработанного тепловизионного прибора является возможность автономной работы за счет того, что калибровка устройства и его адаптация к изменениям сцены происходят автоматически и без участия оператора.

Прибор может быть использован как отдельная единица в качестве переносного прибора наблюдения или в качестве стационарной тепловизионной камеры, так и в составе комплекса.

Литература

1. Голицын А.А., Голицын А.В., Журов Г.Е., Цивинский М.Ю., Чибурун С.Д., Яшина Т.В., Тепловизионный канал на базе неохлаждаемой матрицы микроболометров // Оптический журнал, 2013, Т.80, №6, С. 8–13

2. Ковалев А.М. О способе отображения объектов в сферической перспективе // Автометрия, 2000, №4, С. 76–81

У30 Экспериментальное исследование влияния характеристик оправ на внешний и внутренний паразитные потоки в диапазоне 8-12 мкм

Правдивцев А.В.

Научно-исследовательская группа «Конструктивная Кибернетика», Москва, Россия

Введение

Зачастую в современных оптико-электронных системах ИК-диапазона применяют приёмники типа, работающие в режиме ограничения чувствительности приёмника флуктуациями фона. В этом случае пороговый поток эквивалентный шуму приёмника лимитируется флуктуациями фонового излучения, в состав которого также входит паразитное излучение оптического тракта, которое негативно влияет на отношение «сигнал/фон». В случае тепловизионных приборов, отношение «сигнал/фон» функционально связано с минимально разрешаемой температурой. Кроме того, паразитное излучение может создавать неравномерность засветки на приёмнике. Таким образом, для создания системы, высокоэффективной по критерию «обнаружительная способность», необходимо, помимо всего прочего, минимизировать паразитный поток в оптическом тракте [1].

В работах [2, 3] показано применение расчётного метода для определения характеристики и свойств оправ, позволяющий получить минимальный уровень потока от оптической системы. В статье [4] показано, что традиционно используемые покрытия оправ не являются полностью поглощающим в среднем и дальнем ИК диапазонах, что необходимо учесть при проектировании систем. Важной задачей

является подтверждение расчётов экспериментов, что позволит в дальнейшем упростить процесс создания конструкций ОС, вносящий минимум помех.

Общий поток на матричном приёмнике излучения (МПИ) складывается из следующих составляющих:

$$\Phi = \Phi_{BG} + \Phi_{BGD} + \Phi_{OS} + \Phi_{EXT},$$

где Φ_{BG} – поток от объектов и фона, находящихся в поле зрения и проходящий напрямую через ОС; Φ_{BGD} – поток от объектов и фона, находящихся в поле зрения, попавший на МПИ после рассеяния на поверхностях внутри ОС; Φ_{OS} – поток от линз и конструкции; Φ_{EXT} – поток от объектов и фона, находящихся вне поле зрения, попавший на МПИ после рассеяния на поверхностях внутри ОС.

Описание эксперимента

Исследования проводились на однолинзовом объективе ($f=95$ мм) для диапазона 8-12 мкм. Объектив используется совместно с тепловизионным модулем, использующим матрицу с форматом 640x480 и шагом пиксела 17 мкм. Полученный с матрицы сигнал в цифровом формате передавался на персональный компьютер для анализа

Конструкция оправы представлена на рис. 1. Линза объектива просветлена на спектральный диапазон тепловизора. Исходя из анализа конструкций ряда длиннофокусных объективов ИК области [5, 6] и других замечено, в большинстве длиннофокусных объективов, имеется протяженный участок оправы. Таким образом, рассматриваемая в эксперименте конструкция с протяженным участком оправы является достаточно распространённым случаем. В работах [2, 3, 7] показано, что наибольшее влияние на суммарный поток оказывает область, наиболее приближённая к приёмнику.

В данном эксперименте рассматривалось изменение свойств только одного участка оправы (4). Были проведены эксперименты со следующим набором оправ, изготовленных из Д16Т (нумерация используется дальше): 1 – оправа покрыта с использованием черного анодного оксидирования; 2 – оправа покрыта с использованием черного анодного оксидирования, на внутреннюю поверхность нанесено ребрение; 3 – оправа по геометрии аналогична п. 1, но без покрытия; 4 – оправа без покрытия, по геометрии соответствует п. 1, но на внутреннем цилиндре нанесено ребрение.

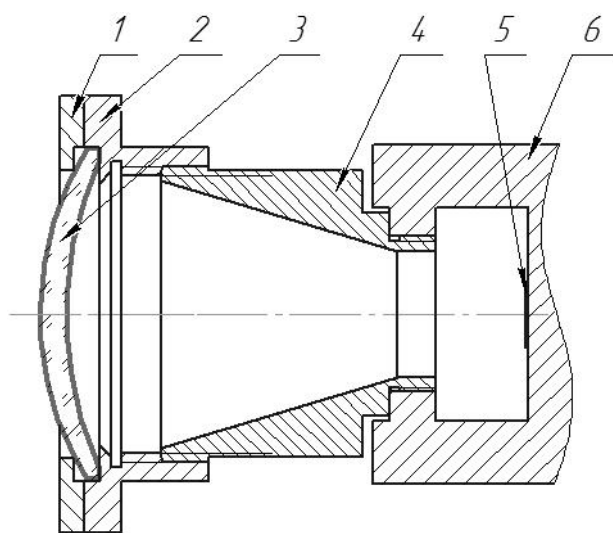


Рис. 1 . Схема однолинзового объектива совместно с тепловизионным блоком. 1, 2 – конструкция крепления линзы; 3 – линза, 4 – оправа; 5 – МПИ; 6 – блок тепловизора.

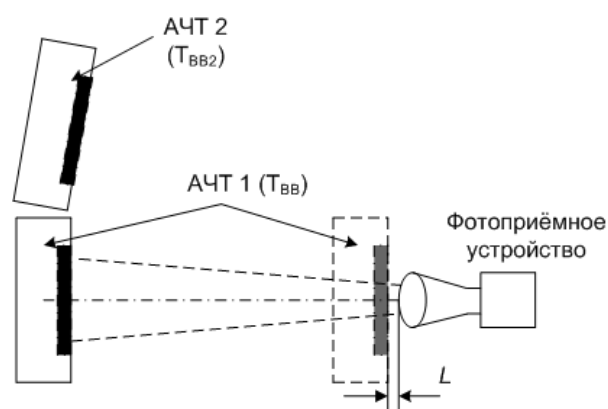


Рис. 2. Схема проведения эксперимента.

С каждой из указанных оправ были проведены следующие эксперименты, с использованием калиброванного абсолютно черного тела (АЧТ) фирмы Fluk e Corporation. На рис. 2 приведена схема эксперимента. В таблице 1 приведены данные по расположению АЧТ и их температуры. Линза во всех экспериментах установлена одинаково относительно МПИ (сфокусирована на объект, находящийся на расстоянии 1200 мм). АЧТ и АЧТ2 установлена на одинаковом расстоянии от объектива. Ось АЧТ2 составляет угол 12° с осью оптической системы. В таблице указан поток, вносящий основной вклад в общую засветку в каждом эксперименте.

Таблица 1.

№ L,	мм	$T_{ВВ}, ^\circ\text{C}$	$T_{ВВ2}, ^\circ\text{C}$	Поток, вносящий основной вклад
1 10		0	–	Φ_{OS}
2 10		50	–	Φ_{BG}
3 1200		5	–	Φ_{EXT}
4 1200		30	–	Φ_{BG}
5 1200		5	100	$\Phi_{EXT} + \Phi_{BG}$

Для каждого эксперимента записывался набор кадров, по которому вычислялось среднее значение потока (результаты приведены на рис. 3). Доверительный интервал для математического ожидания на рис. 3 (с доверительной вероятностью $\beta = 10^{-4}$) не показан, так как неразличим при выбранном масштабе.

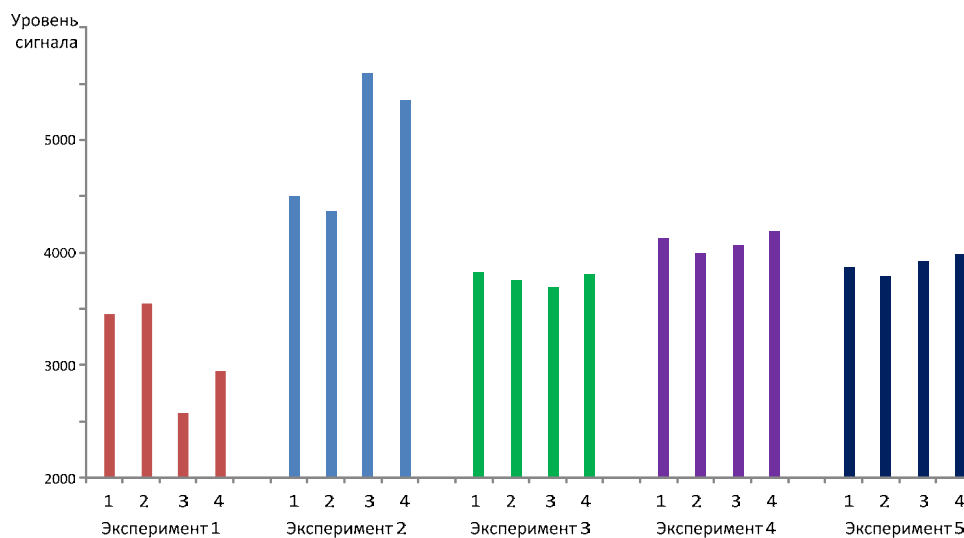


Рис 3. Среднее значение потока в эксперименте.

На рисунке 3 для каждого эксперимента приведены значения потока для всех рассматриваемых оправ (нумерация описана выше).

Заключение

Анализ данных подтверждает основные результаты вычисления, описанные в [2]. Изменение оптических характеристик оправ даёт различимое изменение собственного и внешнего паразитного потоков.

Использование оправ без покрытия ведёт к уменьшению собственного теплового излучения оправ. В некоторых случаях (например, появлению ярких объектов рядом с полем зрения), возможно появление бликов, но данный эффект может

быть уменьшен с использованием бленд. Применение рифления на внутренней поверхности оправы с покрытием, позволяет уменьшить внешний рассеянный поток, за счет незначительного увеличения собственного паразитного потока. Использование рифления на внутренней поверхности оправы без покрытия, ожидаемо увеличивает собственный поток оптической системы, как из-за увеличения площади оправы, так и за счет обратного рассеяния теплового излучения из полости МПИ.

Таким образом, проведенные эксперименты подтверждают полученные ранее расчетным методом результаты, о возможности влияния на собственный и внешний паразитный поток в оптических системах, работающих в диапазоне 8-12 мкм. Функциональное качество подобных систем может быть улучшено на этапе проектирования, при использовании подходов, описанных в [1-3].

Литература

1. Макаренко А. В., Правдивцев А. В.; Юдин А. Н. Метод оценивания внутреннего паразитного излучения оптических трактов инфракрасных систем. // Электромагнитные волны и электронные системы. 12, 2009. с. 28-37.

2. Макаренко А.В., Правдивцев А.В. Анализ влияния свойств поверхности оправ на величину теплового излучения оптических систем. // Международная конференция "Прикладная Оптика-2010"/ Сборник докладов, т.3. с 208-212. - Санкт-Петербург: ИТМО, 2010.

3. Правдивцев А.В. Анализ влияния конструкции оправ на величину теплового излучения оптических систем. // Международная конференция «Прикладная Оптика-2012» / Сборник докладов, т.1. с 230-234. – Санкт-Петербург: ИТМО, 2012.

4. John Lester Miller, "Multispectral infrared bidirectional reflectance distribution function forward-scatter measurements of common infrared black surface preparations and materials Opt. Eng. 45, 056401 (May 31, 2006); doi:10.1117/1.2203635.

5. Горелик Л.И., Кортиков М.В., Полесский. А.В., Соляков В.Н., Шкетов А.И.. Тепловизионный прибор для спектрального диапазона 3-5 мкм на основе фотоприемного устройства из антимонида индия. // Прикладная физика, №1, 2010. с. 116-119.

6. Лапо Л.М., Совз И.Е., Сокольский М.Н. Светосильные объективы для тепловизионных приборов. //Оптический журнал, т. 76, № 10, 2009. с. 5-10.

7. Pravdivtsev A.V., Akram M.N. Simulation and assessment of stray light effects in infrared cameras using non- sequential ray tracing, Infrared Physics & Technology, Volume 60, 2013, P. 306-311.

У31 **Определение температурного изменения показателя преломления отечественных марок стекол в современных САПР по расчёту оптических систем**

Малькин А.А.

ОАО «Лыткаринский завод оптического стекла», Лыткарино, Россия

В современных оптико-электронных системах для спецтехники, работающих в широких спектральных диапазонах, немаловажную роль играет обеспечение работы прибора в экстремальных температурных условиях. Одним из основных элементов оптико-электронных систем является его оптическая схема, от точного расчёта которой зависит качество работы прибора в целом.

Многие САПР по расчёту оптических систем используют в своём алгоритме термооптического анализа формулу:

$$\frac{dn_{abs}(\lambda, T)}{dT} = \frac{n^2(\lambda, T_0) - 1}{2 \cdot n(\lambda, T_0)} \cdot \left(D_0 + 2 \cdot D_1 \cdot \Delta T + 3 \cdot D_2 \cdot \Delta T^2 + \frac{E_0 + 2 \cdot E_1 \cdot \Delta T}{\lambda^2 - \lambda_{TK}^2} \right), \quad (1)$$

где:

$n(\lambda, T_0)$ – относительный показатель преломления для стандартной температуры стекла;

T_0 – стандартная температура стекла (20°C);

ΔT – отклонение температуры от стандартного значения (°C);

λ – расчётная длина волны (мкм);

$D_0, D_1, D_2, E_0, E_1, \lambda_{TK}$ – полиномиальные коэффициенты.

В частности, в программе ZEM AX вычисление относительных величин показателей преломления для различных температур и атмосферных давлений производится в следующей последовательности:

1) определяется величина относительного показателя преломления по одной из дисперсионных формул [1,2];

2) вычисляется величина показателя преломления воздуха при стандартной температуре стекла [2,3] по формуле:

$$n_{air} = 1 + \frac{(n_{ref} - 1) \cdot P}{1 + (T - 15) \cdot (3,4785 \cdot 10^{-3})}, \quad (2)$$

где:

$$n_{ref} = 1 + \left[6432,8 + \frac{2949810 \cdot \lambda^2}{146 \cdot \lambda^2 - 1} + \frac{25540 \cdot \lambda^2}{41 \cdot \lambda^2 - 1} \right] \cdot 10^{-8};$$

T – температура (°C);

P – относительная величина давления воздуха;

λ – расчётная длина волны (мкм).

3) Вычисляется величина абсолютного показателя преломления стекла (относительно вакуума) при стандартной температуре стекла по формуле:

$$n_{abs}(\lambda, T_0) = n_{rel}(\lambda, T_0) \cdot n_{air}(\lambda, T, P). \quad (3)$$

4) Определяется изменение абсолютной величины показателя преломления стекла для заданной температуры:

$$\Delta n_{abs}(\lambda, T) = \frac{n^2(\lambda, T_0) - 1}{2 \cdot n(\lambda, T_0)} \cdot \left(D_0 \cdot \Delta T + D_1 \cdot \Delta T^2 + D_2 \cdot \Delta T^3 + \frac{E_0 \cdot \Delta T + E_1 \cdot \Delta T^2}{\lambda^2 - \lambda_{TK}^2} \right). \quad (4)$$

5) По выражению (2) вычисляется показатель преломления воздуха при заданных значениях температуры и давления в оптической системе $n_{air}(\lambda, T, P)$.

6) Определяется показатель преломления стекла относительно воздуха при заданной температуре и давлении воздуха в оптической системе:

$$n_{rel}(\lambda, T, P) = \frac{n_{abs}(\lambda, T_0) + \Delta n_{abs}(\lambda, T)}{n_{air}(\lambda, T, P)}. \quad (5)$$

Таким образом, изменяя значение температуры окружающей среды T и давление P , согласно изложенной выше методике, можно контролировать влияние $\Delta n_{abs}(\lambda, T)$ на величину термооптических aberrаций.

Каталоги и стандарты, включающие в себя марки отечественного бесцветного стекла [4, 5, 6, 7], содержат значения изменения абсолютного показателя преломления $\beta_{abs}(\lambda, T)$. Кроме того, значения $\beta_{abs}(\lambda, T)$ указаны только для видимой области спектрального диапазона: от линии F' (479,99 нм) до линии C (656,27 нм) (для некоторых марок стёкол значения $\beta_{abs}(\lambda, T)$ указаны только для трёх длин волн: F' , e и C' (643,85 нм),

что делает невозможным анализ оптических систем в ближней УФ и ИК области спектра.

Согласно [7] коэффициент $\beta_{abs}(\lambda, T)$ для различных температур можно определить по формуле:

$$\beta_{abs}(\lambda, T) = \beta(\lambda, 20^\circ C) + \Psi \cdot (T - 20) \quad (6)$$

где:

T – средняя температура интересующей области ($^\circ C$);

Ψ – значение термооптической постоянной стекла $\beta(\lambda, 20^\circ C)$.

Значения $\beta(\lambda, 20^\circ C)$ и Ψ для ряда стёкол приведены в каталоге [7].

Существенным недостатком использования выражения (6) при анализе влияния термооптических aberrаций является то, что значения $\beta(\lambda, 20^\circ C)$ и Ψ зависят от длины волны λ , и, соответственно, для каждой длины волны необходимы свои значения $\beta(\lambda, 20^\circ C)$ и Ψ .

С целью автоматизации процесса проектирования оптических систем, базирующихся на отечественной номенклатуре оптических материалов, в части расчёта термооптических aberrаций, автором доклада предложена методика определения полиномиальных коэффициентов выражения (1).

В [4] представлены значения $\beta_{abs}(\lambda, T)$ для шести длин волн и для двух температурных диапазонов, соответственно можно определить значения $\beta(\lambda, 20^\circ C)$ и Ψ для имеющихся длин волн, решив систему уравнений:

$$\begin{cases} \beta_{abs}(\lambda, T_1) = \beta(\lambda, 20^\circ C) + \Psi \cdot (T_1 - 20); \\ \beta_{abs}(\lambda, T_2) = \beta(\lambda, 20^\circ C) + \Psi \cdot (T_2 - 20), \end{cases} \quad (7)$$

где:

$T_1 = -20^\circ C, T_2 = 70^\circ C$ – средние значения температурных интервалов $-60^\circ C \div +20^\circ C$ и $+20^\circ C \div +120^\circ C$, соответственно. Указанная процедура служит для повышения точности аппроксимации по заранее определённым $\beta_{abs}(\lambda, T)$.

Известно, что

$$\beta_{abs}(\lambda, T) = \frac{dn_{abs}(\lambda, T)}{dT}, \quad (8)$$

тогда при $\Delta T = 0$, выражение (1) примет вид:

$$\frac{dn_{abs}(\lambda, T)}{dT} = \frac{n^2(\lambda, T_0) - 1}{2 \cdot n(\lambda, T_0)} \cdot \left(D_0 + \frac{E_0}{\lambda^2 - \lambda_{TK}^2} \right). \quad (9)$$

Преобразуя и приводя к линейному виду выражение (9) получаем:

$$\frac{dn_{abs}(\lambda, T)}{dT} \cdot K_{abs}(\lambda) \cdot \lambda^2 = F_0 + D_0 \cdot \lambda^2 + \frac{dn_{abs}(\lambda, T)}{dT} \cdot K_{abs}(\lambda) \cdot \lambda_{TK}^2, \quad (10)$$

где

$$K_{abs}(\lambda) = \frac{2 \cdot n(\lambda, T_0)}{n^2(\lambda, T_0) - 1}, \quad F_0 = E_0 - D_0 \cdot \lambda_{TK}^2.$$

На основе уравнения (10) и значений $\beta_{abs}(\lambda, T)$, полученных при помощи выражений (6) и (7), составляется система уравнений с неизвестными: F_0, D_0, λ_{TK} , которую удобнее всего решить линейным методом наименьших квадратов (МНК).

Значение коэффициента E_0 определяется из выражения:

$$E_0 = F_0 + D_0 \cdot \lambda_{TK}^2. \quad (11)$$

Подставив полученные коэффициенты: D_0, E_0, λ_{TK} в выражение (1), получаем уравнение, линейное относительно коэффициентов: D_1, D_2, E_1 , которые можно определить с помощью решения системы линейных уравнений МНК.

В [7] указаны значения $\beta_{abs}(\lambda, T)$ не для всей номенклатуры марок оптического бесцветного стекла выпускаемого в России (ЛК5, К18, К100, СТК8, ОК4, ЛФ7, Ф8, ОФ6 и др.). Данные для многих марок стёкол не указанных в [4] имеются в [7], но, к сожалению, значения $\beta_{abs}(\lambda, T)$ указаны только для трёх длин волн. В таком случае определение коэффициентов методом, изложенным выше, не имеет смысла, поскольку в процессе поиска значений коэффициентов формулы (1) появляются «мнимые» решения.

Для ограниченного перечня данных $\beta_{abs}(\lambda, T)$ автором доклада была разработана упрощённая форма записи выражения (1), которая позволяет избежать «мнимых» решений:

$$\frac{dn_{abs}(\lambda, T)}{dT} = \frac{n^2(\lambda, T_0) - 1}{2 \cdot n(\lambda, T_0)} \cdot \left(D_0 + 2 \cdot D_1 \cdot \Delta T + \frac{E_0 + 2 \cdot E_1 \cdot \Delta T}{\lambda^2} \right), \quad (12)$$

Аппроксимируя выражение (12) линейным МНК можно определить значения коэффициентов: D_0, D_1, E_0, E_1 .

На основе предложенной методики определения изменения значения отклонения абсолютного показателя преломления было проведено сравнение между данными представленными в каталоге фирмы Шотт и данными, полученными путём расчёта по формуле (12) для тех же марок стёкол из каталога [7] (таблицы 1, 2, 3).

Таблица 1 - Значения отклонения абсолютного показателя преломления для стекла марки ВК7 из каталога фирмы Шотт и рассчитанного по формуле (12) по данным каталога [7]

Диапазон температур, °С	$(\Delta n_{abs}/\Delta T) \cdot 10^{-6}$					
	g (435,83нм) е		(546,07нм) 1060		нм	
	Шотт	Расчётная	Шотт	Расчётная	Шотт	Расчётная
-40/-20 1,2		1,4	0,8 0,9		0,3 0,3	
+20/+40 2,1		2,3	1,6 1,7		1,1 1,0	
+60/+80 2,7		2,9	2,1 2,3		1,5 1,5	

Таблица 2 - Значения отклонения абсолютного показателя преломления для стекла марки Ва К2 из каталога фирмы Шотт и рассчитанного по формуле (12) по данным каталога [7]

Диапазон температур, °С	$(\Delta n_{abs}/\Delta T) \cdot 10^{-6}$					
	g (435,83нм) е		(546,07нм) 1060		нм	
	Шотт	Расчётная	Шотт	Расчётная	Шотт	Расчётная
-40/-20 0,2		0,5	-0,3	-0,1	-0,9	-0,8
+20/+40 0,9		1,4	0,3	0,7	-0,3	-0,1
+60/+80 1,4		2,1	0,8 1,3		0,1 0,4	

Таблица 3 - Значения отклонения абсолютного показателя преломления для стекла марки SF6 из каталога фирмы Шотт и рассчитанного по формуле (12) по данным каталога [7]

Диапазон температур, °С	$(\Delta n_{abs}/\Delta T) \cdot 10^{-6}$					
	g (435,83нм) е		(546,07нм) 1060		нм	
	Шотт	Расчётная	Шотт	Расчётная	Шотт	Расчётная
-40/-20 11,9		12,9	7,4	8,7	3,7	3,6

Диапазон температур, °С	$(\Delta n_{\text{abs}}/\Delta T) \cdot 10^{-6}$					
	g (435,83нм) e		(546,07нм) 1060		нм	
	Шотт	Расчётная	Шотт	Расчётная	Шотт	Расчётная
+20/+40 14,6		15,2	9,5	10,6	5,3	5,1
+60/+80 16,1		16,7	10,6	11,9	6,1	6,1

Из таблиц 1,2,3 следует, что разница между данными из каталога фирмы Шотт и расчётными показателями не превышает $1,3 \cdot 10^{-6}$ (для стекла марки SF6), что сопоставимо с погрешностью измерения показателей преломления по методике, изложенной в [8]. Кроме того, из таблиц 1,2,3 видно, что результаты, полученные при помощи формулы (12), достаточно точно определяют величину отклонения абсолютного показателя преломления в зависимости от температуры в ближней УФ и ИК области спектра.

В рамках проделанной работы был проведён сравнительный анализ определения отклонения абсолютного показателя преломления в зависимости от температуры по выражениям (7) – (11), данным [4] и выражению (12), результаты этого сравнения представлены в таблице 4.

Таблица 4 - Значения отклонения абсолютного показателя преломления для стекла марки К8 из [4], рассчитанного с помощью выражений (7) - (12).

Диапазон температур, °С	$(\Delta n_{\text{abs}}/\Delta T) \cdot 10^{-6}$					
	g (435,83нм) e		(546,07нм) 1060		нм	
	Выражение (9) - (11)	Выражение (12)	Выражение (9) - (11)	Выражение (12)	Выражение (9) - (11)	Выражение (12)
-40/-20 1,1		1,4	0,7	0,8	0	0
+20/+40 2,2		2,4	1,7 1,8	1,1		1
+60/+80 2,8		3,0	2,3 2,4	1,7 1,7		

В заключении следует отметить, что представленная в докладе методика определения отклонения абсолютного показателя преломления в зависимости от температуры была опробована автором при расчёте оптических систем в программе ZEMAX и показала положительные результаты.

Литература

1. Zhang Shiyu. Lens design using a minimum number of glasses. The University of Arizona. 1994. p. 30.
2. ZEMAX Optical Design Program. User's Guide. Tucson, Arizona, USA: ZEMAX Development Corporation. 2008.
3. SCHOTT Technical Information. TIE-19: Temperature Coefficient of the Refractive Index
4. ГОСТ 13659-78. Стекло оптическое бесцветное. Физико-химические характеристики. Основные параметры.
5. РТМ-3-1830-89 – Стекло оптическое бесцветное. Физико-химические свойства. Справочные данные.
6. ОСТЗ-77-77 - Стекло оптическое бесцветное. Физико-химические свойства.
7. Совместный каталог оптического стекла СССР-DDR.
8. ГОСТ 28869-90, Материалы оптические. Методы измерений показателей преломления. с.14.

У32 Приложение для настройки режимов работы и для управления теле- или тепловизионным прибором наблюдения

Голицын А.А.

Филиал ИФП СО РАН «КТИПМ», Новосибирск, Россия

Целью работы являлась разработка программного обеспечения, обеспечивающего взаимодействие персонального компьютера опτικο-электронными приборами, производимыми Институтом физики полупроводников (г. Новосибирск) – тепловизионными и многоканальными приборами наблюдения и прицельными комплексами.

Взаимодействие заключается в отображении на мониторе компьютера изображения, получаемого прибором, осуществлении записи получаемого изображения как в виде видеофайлов, так и в виде «сырого» видеопотока, сохранении отдельных кадров изображения и управлении подключенным прибором. В зависимости от конструкции конкретного прибора процесс его управления может состоять из нескольких функций:

- изменение алгоритма обработки изображения с целью увеличения информативности получаемых кадров в конкретных условиях;
- изменение режима работы прибора – активный, пассивный, стробирование;
- фокусировка объектива, увеличение/уменьшение поля зрения, управление диафрагмой;
- управление поворотным механизмом;
- управление датчиками.

Помимо управления при помощи компьютера может осуществляться предварительная настройка прибора, например, составление карты дефектных пикселей тепловизионной матрицы, юстировка визирных каналов, запись баллистических таблиц или формы шкал прицельного комплекса, тестирование работы прибора или комплекса в различных условиях.

Большинство приборов наблюдения, производимых Институтом, для связи с компьютером имеют в своем составе модуль HighSpeed USB 2.0, позволяющий на высокой скорости (до 40 Мб/с) передавать изображение в реальном времени [1].

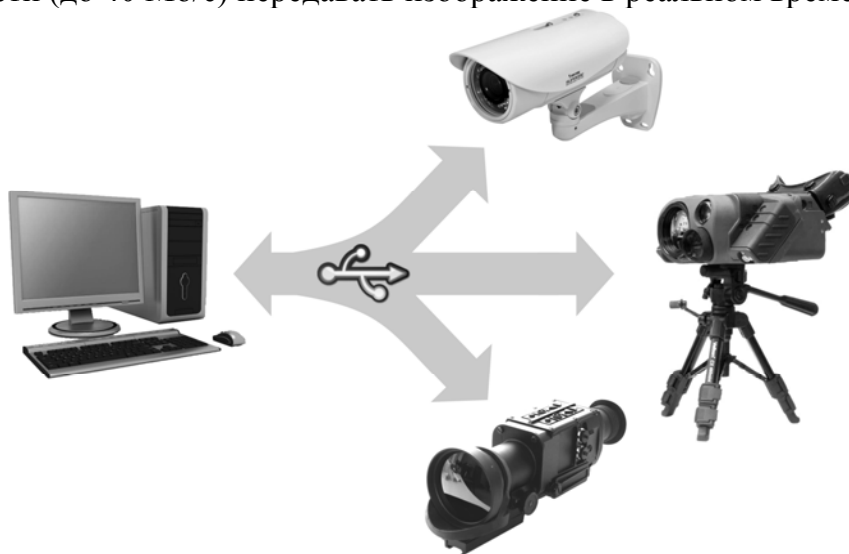


Рис. 1 – Основные виды подключаемых к компьютеру приборов

Однотипность протокола обмена данными позволяет с незначительными изменениями использовать для настройки и управления приборами разного типа (телевизионные, тепловизионные, стационарные приборы, прицелы и т.д.) использовать одно и то же программное обеспечение. Изменения касаются разрешения

кадров изображения и набора используемых команд, в частности для телевизионной системы нет необходимости в составлении карты дефектных пикселей, для тепловизионной системы нет необходимости в управлении диафрагмой, кроме того, не все приборы снабжены поворотными приводами или объективами с переменным увеличением.

Разработанное приложение представляет собой обертку драйвера, поставляемого производителем используемой в составе приборов микросхемы USB-контроллера, совмещенную с модулем синтаксического анализа, плеером и графической оболочкой, реализующей пользовательский интерфейс. Приложение разработано под операционную систему Windows XP и выше. Архитектура приложения в упрощенном виде представлена на рисунке 2.

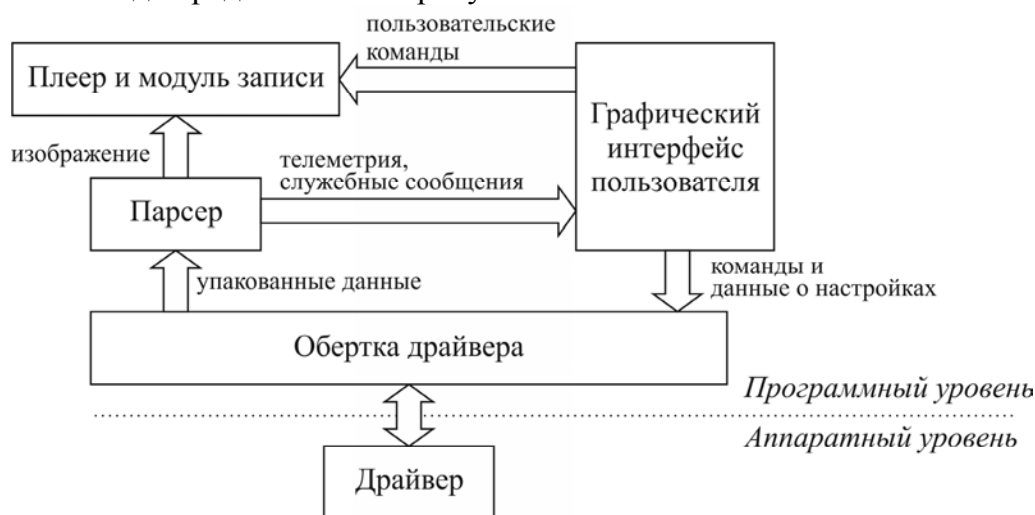


Рис. 2 – Архитектура приложения

Обертка драйвера обеспечивает взаимодействие остальных модулей с USB-драйвером, преобразуя низкоуровневые функции доступа к драйверу к более простому и удобному для восприятия виду и осуществляя безопасное одновременное использование общих данных. Получаемые с устройства данные в упакованном виде передаются на модуль синтаксического анализа (парсер), где происходит их расшифровка, разделение на отдельные потоки и передача либо модулю записи и отображения (плееру), либо модулю, обеспечивающему взаимодействие с пользователем, а в случае обнаруженной ошибки (например, нарушение целостности данных) происходит их отбраковка.

Взаимодействие приложения с пользователем осуществляется через графическую оболочку (GUI). В отдельные элементы графической оболочки выводятся данные о состоянии подключенного устройства и о режимах его работы. Через отдельные элементы управления осуществляется управление прибором посредством формирования соответствующих команд, передаваемых драйверу (и, соответственно, прибору) через обертку драйвера.

Каждый отдельный модуль приложения функционирует в отдельном потоке, что позволяет оптимально использовать ресурсы компьютера и обеспечить устойчивость работы приложения.

Помимо функций управления прибором приложение осуществляет преобразование получаемого изображения с целью улучшения его наглядности. В частности, при необходимости непосредственно перед выводом изображения на экран происходит преобразование его палитры, изменение разрешения (масштабирование), инверсия, изменение яркости и контраста, добавление в изображение штампа времени.

В качестве дополнительной опции приложение осуществляет анализ получаемого изображения на наличие в поле зрения движущихся предметов.

По желанию пользователя в отдельных диалоговых окнах приложения могут быть выведены графики статистического распределения элементов изображения с различной яркостью (гистограммы).

Внешний вид приложения представлен на рисунке 3.



Рис. 3 – Внешний вид главного окна приложения

В настоящий момент приложение успешно используется для настройки и проверки работоспособности приборов наблюдения, выпускаемых Институтом физики полупроводников СО РАН.

Литература

1. Голицын А.А., Голицын А.В., Журов Г.Е., Цивинский М.Ю., Чибурун С.Д., Яшина Т.В., Тепловизионный канал на базе неохлаждаемой матрицы микроболометров // Оптический журнал, 2013, Т.80, №6, С. 8–13

УЗЗ **Метод электронной юстировки высокочувствительного бортового матричного ИК-теплопеленгатора**

Забенькин О.Н., Касаткин А.В., Титов А.Г.

ОАО «ПО «УОМЗ», филиал «Урал-Геофизика», Москва, Россия

Оснащение новых летательных аппаратов высокочувствительными теплопеленгаторами на основе ИК-матриц выдвигает при установке аппаратуры на самолет задачу обеспечения такого важнейшего параметра этих устройств, как точность определения координат пеленгуемых объектов. Решение этой задачи известными методами встречает ряд практических трудностей.

Точность определения поправок, возникающих вследствие установочного взаимного смещения оси самолета относительно оптической системы пеленгатора,

определяет точность выдачи угловых координат пеленгов в системе координат, связанной с самолетом. На практике данная задача решается путем “электронной юстировки”, при которой оптической системе предъявляется объект, чьи координаты относительно самолета известны. Стандартный подход к процедуре союстировки имеет ряд ограничений. Высокие требования к угловому разрешению пеленгатора непосредственно определяют жесткость требований к длиннофокусности его оптической системы. Таким образом, для резкого воспроизведения мишени необходим либо ее вынос на далекое расстояние, либо использование длиннофокусного коллиматора. Оба названных варианта при проведении юстировочных работ вызывает серьезные трудности.

Представленный в докладе метод позволяет прецизионно проводить юстировку, обходя ограничения, связанные с длиннофокусностью оптической системы пеленгатора. Процедура юстировки основана на центрировании изображения мишени специальной конфигурации относительно прицельной марки, совпадающей с началом локальной системы координат тепlopеленгатора. В докладе представлено расчетное обоснование конфигурации, размеров и расположения мишени, а также результаты выполненных экспериментальных работ по юстировке, подтверждающие работоспособность и точность метода.

Описываемый метод значительно упрощает практическую процедуру юстировки тепlopеленгатора при его установке на носитель и может быть использован при разработке и эксплуатации авиационных комплексов.

У34 Конструкция охлаждаемой диафрагмы для матричных фотоприемных устройств среднего инфракрасного диапазона спектра

Болтарь К.О.^{1,2}, Власов П.В.¹, Лопухин А.А.¹, Мансветов Н.Г.¹

¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

²МФТИ (Государственный университет), Долгопрудный, Россия

В матричных фотоприемных устройствах (МФПУ) среднего инфракрасного диапазона спектра на основе фотодиодов из антимонида индия [1] наблюдается эффект «паразитной излучения». Природа эффекта состоит в следующем. Работа входящей в состав МФПУ микрокриогенной системы (МКС) приводит к разогреву деталей внутри вакуумного корпуса МФПУ. Часть излучения от нагретых деталей через окно и прорези охлаждаемой диафрагмы попадает на матричный фоточувствительный элемент (МФЧЭ), вследствие чего емкости накопления в ячейках БИС-считывания помимо полезного сигнала разряжаются частью паразитного сигнала.

В МФПУ с малым относительным отверстием охлаждаемой диафрагмы (1:3 и 1:4) при наличии холодного оптического фильтра фоновый ток значительно подавлен, и обусловленная паразитной подсветкой постоянная составляющая вносит существенный вклад в общий сигнал, а значит ухудшает фотоэлектрические параметры МФПУ. Функционирование таких МФПУ в составе тепловизионных систем (особенно без дополнительного охлаждения и стабилизации температуры корпусных деталей) характеризуется низкой долговременной стабильностью. Обусловленное паразитной подсветкой неравномерное по площади МФЧЭ уплывание сигнала будет приводить к раскалибровке изображения, а возрастающая по мере нагрева паразитная постоянная составляющая – к ухудшению эквивалентной шуму разности температур (ЭШРТ).

Для измерения и количественного описания эффекта разработана следующая методика, по которой определяется характер паразитного излучения, его распределение по площади МФЧЭ и разброс. МФПУ выводится в рабочий режим с постоянным обдувом МКС вентилятором. После выхода на режим в поле зрения МФПУ помещают протяженное АЧТ. Проводится двухточечная коррекция при температурах АЧТ 27°С и

32°C. Затем на АЧТ выставляется температура 27°C и вентилятор убирается. С этого момента измерительная система с определенной частотой записывает кадры с откорректированным изображением на протяжении 1 часа. В конце записи кадры сшиваются в видео, на котором отображается характер паразитного излучения, его распределение по площади МФЧЭ и разброс.

Установлено, что паразитное излучение попадает во внутреннюю полость охлаждаемой диафрагмы через щели для вывода платиновых контактов с растра на держатель МФПУ. Затем это излучение путем внутренних переотражений от стенок диафрагмы и оптического фильтра попадает непосредственно на фоточувствительный элемент.

Для того, чтобы перекрыть путь большей части подсветки можно использовать конструкцию охлаждаемой диафрагмы с экраном, который представляет собой закрепленное на основании диафрагмы кольцо, закрывающее щели и торцы растра. При этом холодный оптический фильтр имеет смысл устанавливать как можно дальше от МФЧЭ, так как именно от него отражается большая часть паразитного излучения.

С учетом полученных промежуточных результатов было изготовлено три варианта МФПУ с относительными отверстиями диафрагмы 1:4 и экранами, а так же оптическими фильтрами, закрепленными в плоскости входного окна диафрагм. Разница между этими вариантами состояла только в конструкции охлаждаемых диафрагм. На одном была установлена давленная диафрагма (обратный конус) с малым экраном на растре с прорезями под платиновые выводы. На втором – такая же диафрагма, но растр без прорезей: выводы не утоплены, и соответственно экран шире. На третьем – диафрагма точеная цилиндрическая с малым экраном.

Измерение эффекта «паразитного излучения» (рис. 1 и рис. 2) показало, что рост паразитного сигнала в конструкциях с малой или широкой «юбками» практически одинаков – в пересчете на температуру менее одного градуса за час. Сигнал в МФПУ с цилиндрической диафрагмой растет еще медленнее. С точки зрения разброса и характера этого разброса МФПУ с цилиндрической диафрагмой показало себя лучше двух других образцов. Разброс минимален – порядка 0,25% за час.

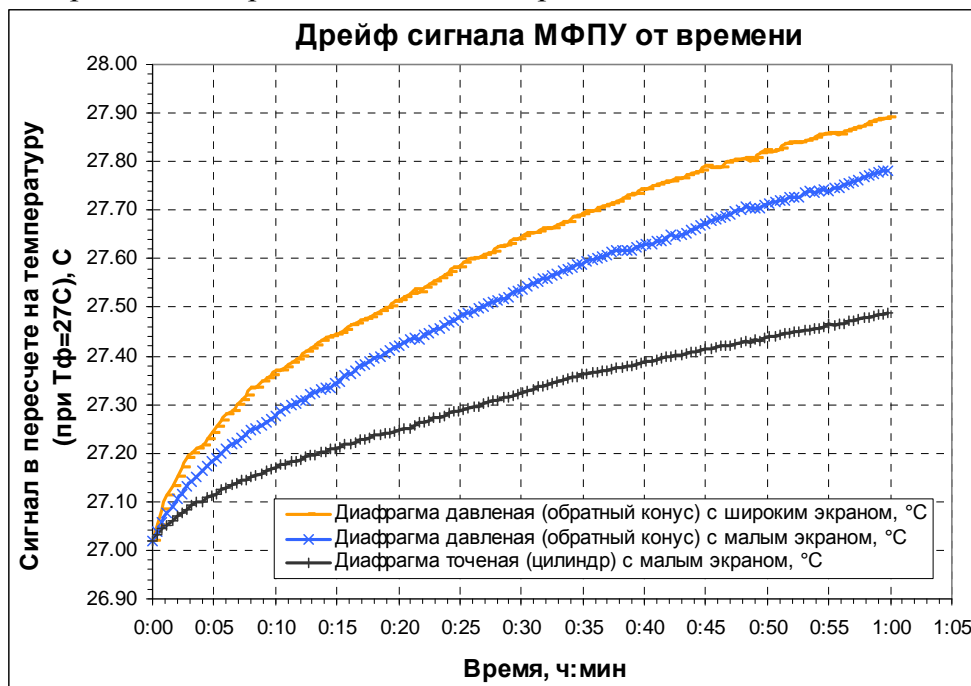


Рис. 1 – График дрейфа сигнала для различных конструкций охлаждаемых диафрагм.

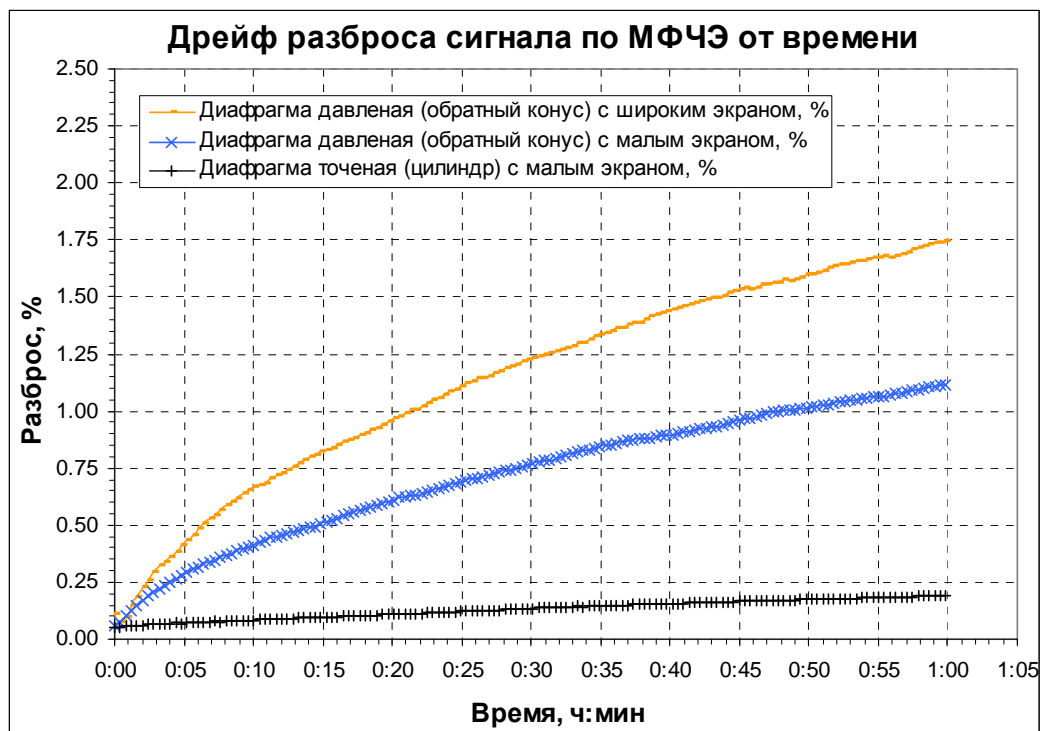


Рис. 2 – График дрейфа разброса сигнала по МФЧЭ для различных конструкций охлаждаемых диафрагм.

Вышесказанное так же иллюстрируют трехмерные графики сигнала с матрицы фоточувствительного элемента (рис. 3). После проведения двухточечной коррекции, когда сигнал во всех элементах выровнен, график представляет собой плоский прямоугольник размером 320 x256 пикселей. Когда вследствие роста паразитного подсветки сигнал начинает расти, график отображает характер этого роста.

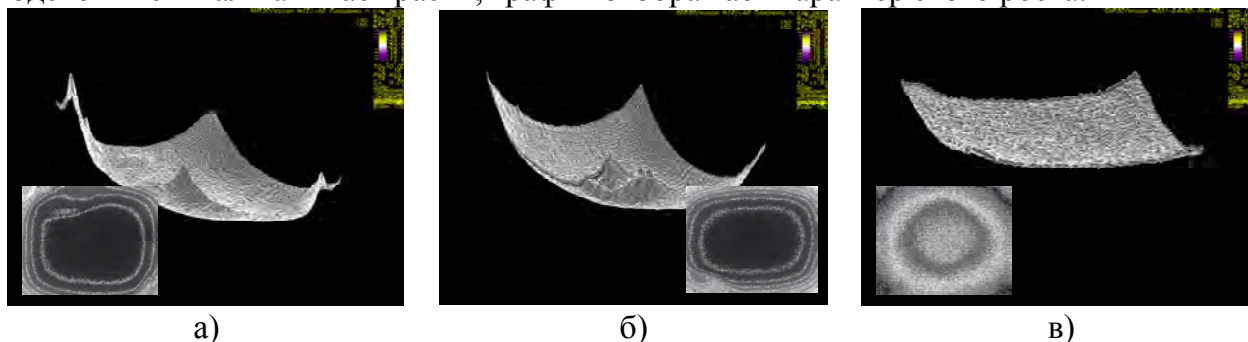


Рис. 3 – Характер распределения дрейфа сигнала в МФПУ после часа работы:
 а) ФЭМ16М с давленной диафрагмой (обратный конус) и малым экраном.
 б) ФЭМ16М с давленной диафрагмой (обратный конус) и широким экраном.
 в) ФЭМ16М с точеной диафрагмой (цилиндр) и малым экраном.

В первоначальной конструкции охлаждаемой диафрагмы МФПУ с относительным отверстием 1:4 и оптическим фильтром 3,6-4,9 мкм доля паразитного излучения за час работы МКС в пересчете на температуру составляла $\sim 18^{\circ}\text{C}$, разброс по МФЧЭ $\sim 6,5\%$, а значение ЭШРТ 29,7 мК. После доработки конструкции с учетом полученных при исследовании данных значения этих параметров стали равны соответственно: $\sim 0,5^{\circ}\text{C}$, $\sim 0,25\%$ и 12,5 мК.

[1] Болтарь К.О., Власов П.В., Лопухин А.А., Полунеев В.В., Рябова А.А. Характеристики серийных матричных фотоприемных устройств на основе антимолибдита индия формата 320x256 // Успехи прикладной физики, 2013, №6 С. ?-?.

У35 **Фоточувствительные МДП-структуры со сверхтонким диэлектриком на КРТ**

Кеслер В.Г., Гузев А.А., Дворецкий С.А., Закиров Е.Р., Ковчавцев А.П., Панова З.В., Якушев М.В.

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

При создании фотоприемников ИК-излучений на основе твердых растворов $Cd_xHg_{1-x}Te$ одной из ключевых технологических операций является пассивация полупроводникового прибора тонкими диэлектрическими пленками с целью уменьшения поверхностных паразитных токов утечки. В настоящей работе представлены результаты поисковых исследований, направленных на разработку новой технологии пассивации поверхности КРТ сверхтонкими диэлектрическими пленками (~ 3 нм). Исследования были направлены на установление характера и степени нарушения стехиометрии приповерхностного слоя пленок КРТ при проведении необходимых технологических операций (химическое травление, отжиг в вакууме, окисление в плазме тлеющего разряда, напыление платины и диоксида алюминия) и на изучение электрофизических характеристик полученных структур. Изучение химического состава поверхности осуществлялось *in situ* методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) в высоковакуумной камере Центра исследования поверхности «S SC Ribe r». Электрофизические свойства тестовых МДП структур с электродами из золота или платины изучались на основе измерения вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик.

Экспериментальные исследования выполнены на гетероэпитаксиальных структурах $Cd_xHg_{1-x}Te$ n-типа проводимости, полученных методом МЛЭ, с толщиной активного слоя ~ 4 мкм состава $x=0,4$ молярных долей CdTe и защитного варизонного слоя толщиной $\sim 0,2$ мкм с линейно возрастающей концентрацией кадмия к поверхности до $x=0,5$ молярных долей.

С целью разработки метода получения атомарно-чистой поверхности КРТ выполнено исследование травления образцов в пяти химических растворах: диметилформамид (ДМФ), гидроксид аммония (NH_4OH), HCl – изопропиловый спирт (HCl-ИПС), 0.25% раствор брома в этаноле, 10% водный раствор плавиковой кислоты (HF). Травление выполнялось в химическом боксе, промывка образцов после травления выполнялась в изопропиловом спирте или деионизованной воде. Время загрузки образцов в вакуумную камеру после промывки составляло не более 5 минут. Толщина стравленного слоя в растворе брома $\sim 0,5$ мкм, для других травителей $< 0,1$ мкм.

Все исследованные нами обработки приводят к изменению химического состава приповерхностной области образцов КРТ относительно исходной стехиометрии, определённой из эллипсометрических измерений при росте эпитаксиальной плёнки с учетом толщины стравленного слоя (таблица 1). Главным образом это проявляется в увеличении концентрации теллура в приповерхностной области образцов. Наибольшее обогащение поверхности теллуrom наблюдается при использовании раствора (HCl-ИПС), при этом наблюдается уширение пика Te 3d в сторону больших энергий связи, свидетельствующее о появлении теллура в элементном состоянии. Наименьшим образом отношение концентрации катионов Hg/Cd изменяется по отношению к расчётным значениям при обработке в растворах NH_4OH , (HCl-ИПС) и (Br_2 - метанол). Значительное обеднение приповерхностной области образцов КРТ ртутью по отношению к кадмию (примерно в 2 раза) наблюдается для исходного образца с естественным оксидом ($d_{оксида}=0,5$ нм) и после обработки в ДМФ ($d_{оксида}=1,8$ нм) и в растворе плавиковой кислоты ($d_{оксида}\sim 0$ нм).

Таблица 1. Химический состав (x) и относительное содержание компонентов на поверхности образцов $Cd_xHg_{1-x}Te$ после различных химических обработок.

Образец x		Cd	Hg	Te	Hg/Cd эксперимент	Hg/Cd расчёт по x	Толщина слоя углеродных загрязнений (нм)
Исходный	0.50	0.34	0.13	0.53	0.40	1.00	0.96
DMF	0.42	0.36	0.15	0.49	0.41	1.38	3.68
NH ₄ OH	0.45	0.22	0.21	0.57	0.97	1.22	0.26
HCl + ИПС	0.45	0.17	0.16	0.67	0.9	1.22	0.10
Br ₂ + метанол	0.38	0.14	0.22	0.64	1.54	1.63	0.22
HF + H ₂ O	0.40	0.32	0.18	0.50	0.56	1.50	0.62

Исследовано влияния вакуумных отжигов на химический состав поверхности КРТ. Вакуумные отжиги проведены как для образца, очищенного в гидроксиде аммония, так и для исходного образца с толщиной плёнки собственного оксида $d \approx 1.2$ нм. Контроль температуры осуществлялся W- Re термопарой, размещённой в полости массивного молибденового держателя образцов. Для повышения точности измерения температур в низкотемпературном диапазоне использованы термоиндикаторы ТИП-47, ТИП-85 и ТИП-122, промышленно выпускаемые ЗАО «НПФ «Люминофор». Установлено, что чистая и содержащая естественный оксид поверхности КРТ по-разному ведут себя под воздействием вакуумных отжигов КРТ. В случае чистой поверхности, полученной травлением КРТ в растворе гидроксида аммония, значительные изменения в химическом составе приповерхностной области наблюдаются уже при температурах порядка 60°C . При этом происходит существенное, более чем в 1.5 раза, обеднение поверхности ртутью и относительный рост концентрации кадмия. Для образца, защищённого тонкой плёнкой собственного оксида, область термической стабильности смещается до температуры 120°C . Дальнейшее повышение температуры приводит к уменьшению интенсивности сигнала кадмия и одновременному увеличению интенсивности пика теллура. Концентрация ртути остается неизменной. При температурах порядка 250°C наблюдается полное восстановление теллура из окисленного состояния в плёнке и заметным образом уменьшается концентрация ртути. Однако интенсивность пика кислорода практически не изменяется, что свидетельствует об образовании оксидов катионов твёрдого раствора КРТ.

Выполнены исследования по формированию защитных окисных плёнок в плазме тлеющего разряда на поверхностях КРТ, обработанных в растворах NH₄OH и HCl + ИПС. Изучены химический состав приповерхностной области образцов и кинетика окисления для случаев анодирования и окисления в кислородной плазме (рис.1). Химический состав приповерхностной области КРТ и кинетика окисления изучались на основе анализа рентгеновских фотоэлектронных линий кадмия, ртути, теллура и кислорода. Для оценки толщины собственной окисной плёнки КРТ использован подход, основанный на измерении отношения интегральных интенсивностей фотоэлектронных пиков от окисной плёнки и подложки. Кинетика окисления КРТ в плазме тлеющего разряда имеет характер близкий к логарифмическому. С увеличением продолжительности окисления наблюдается замедление скорости роста толщины окисной плёнки и наблюдается тенденция к насыщению. Режим анодирования отличается более высокой скоростью окисления и формированием на поверхности дополнительного слоя оксида алюминия,

образующегося в результате распыления материала катода. При увеличении продолжительности обработки в плазме наблюдается монотонное уменьшение относительной доли ртути и увеличение доли кадмия. Оксидная плёнка представляет собой смесь оксидов теллура, кадмия и ртути. Выполненные исследования показывают возможность прецизионного формирования тонких собственных окисных слоёв на поверхности КРТ.

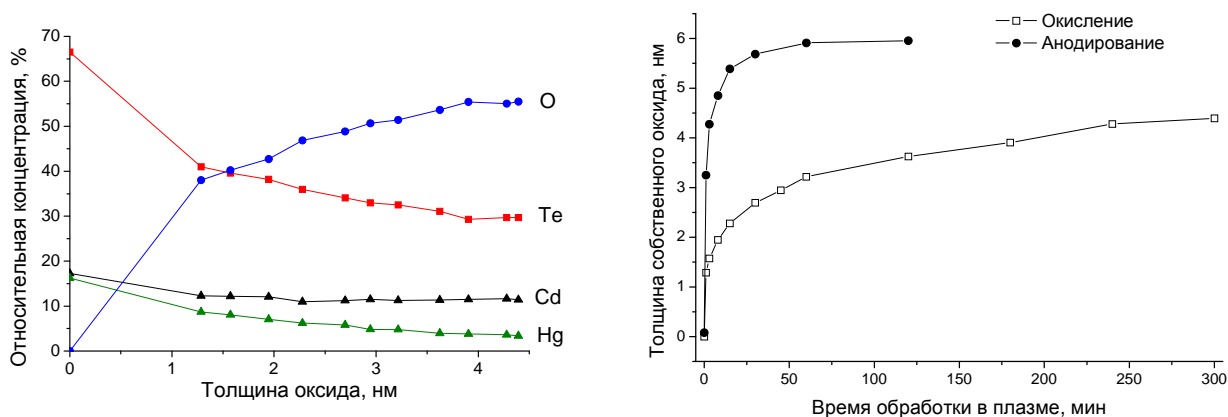


Рис.1. Химический состав поверхности КРТ на разных стадиях окисления в плазме тлеющего разряда и кинетика окисления.

Термическим и электронно-лучевым испарением золота и платины через маску изготовлены МДП-структуры со сверхтонкой диэлектрической пленкой. На рис.2 представлены характерные для полученных структур вольт-амперные зависимости диодного типа, имеющие хорошую чувствительность к засветке имитатором АЧТ с температурой полости 583 К. Результат аналогичен полученному нами ранее на структурах на основе арсенида индия [1]. Природа фоточувствительности заключается в том, что подобно обратному току в р-п переходах или диодах Шотки при приложении к структуре обратного напряжения смещения через тонкий слой диэлектрика течёт туннельный ток, ограниченный областью пространственного заряда, в который дают вклад носители заряда, генерируемые ИК-излучением.

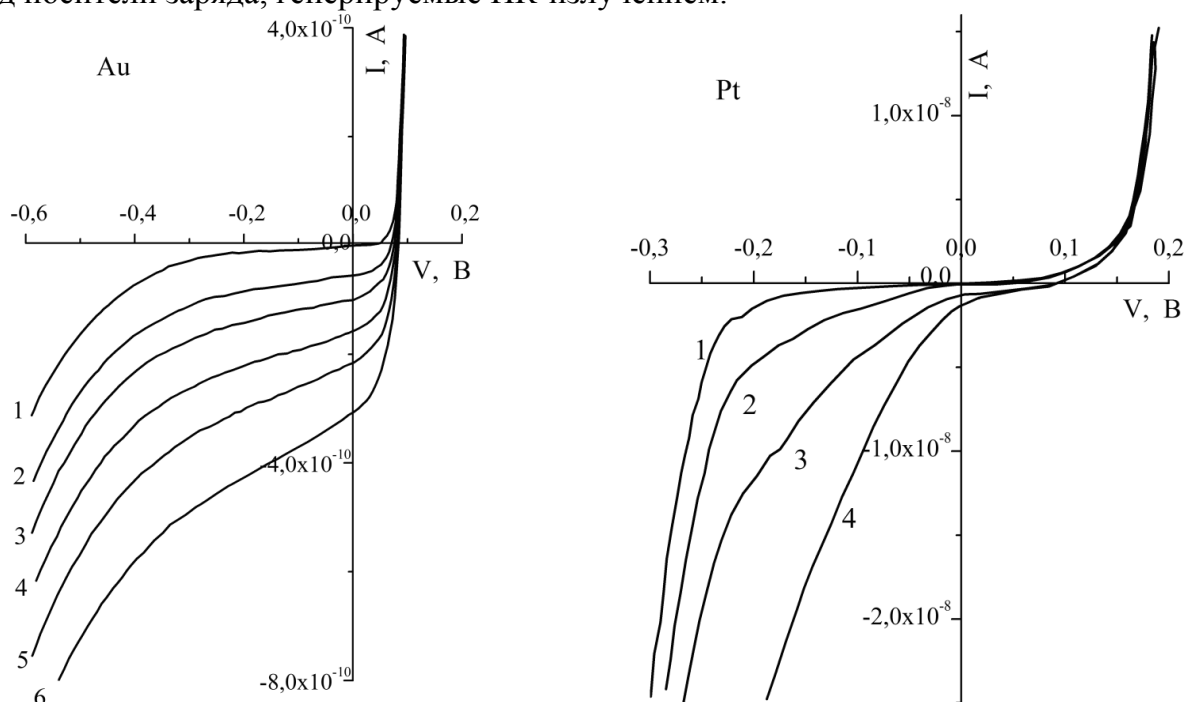


Рис.2. ВАХ МДП структур на основе КРТ с туннельно-тонким диэлектриком (< 2 нм) при различных засветках ИК-излучением от АЧТ (583 К). Температура измерения 78К, диаметр контактной площадки 100 мкм. 1- темновая кривая, 2 – 6 различный диаметр диафрагмы АЧТ (6, 8, 10, 12, 16 мм), соответственно.

Оценка обнаружительной способности по дробовому шуму темного тока (квантовый выход полагался равным 0.5) для лучших структур с золотыми контактами соответствует величине $\sim 5 \cdot 10^{12} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$ (при $T=78 \text{ К}$) и $\sim 1 \cdot 10^{11} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$ (при $T=173 \text{ К}$). Для структур с платиновыми контактами обнаружительная способность при $T=78 \text{ К}$ составила $4 \cdot 10^{11} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$. Вместе с тем имеет место проблема невоспроизводимости результатов от процесса к процессу и значительной неоднородности параметров по площади тестовых структур. Требуется проведение дальнейших исследований направленных на решение данной проблемы.

Из вольт-фарадных измерений по наклону линейной зависимости $C^{-2}-V$ (рис.3) определена концентрация легирующей донорной примеси $\sim 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ для структур с золотыми контактами, что близко к результатам, полученным из холловских измерений. Для структур с платиновыми контактами расчетная концентрация легирующей донорной примеси составила $\sim 10 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, что указывает на более значительное нарушение поверхности и увеличение концентрации свободных носителей в приповерхностной области КРТ при напылении платины. По отсечке прямой на оси напряжений определена величина барьера, для обоих типов МДП структур она составила $\sim 0,18 \text{ эВ}$, несмотря на значительную разницу работы выхода электронов для пары платина-золото (около 1 эВ).

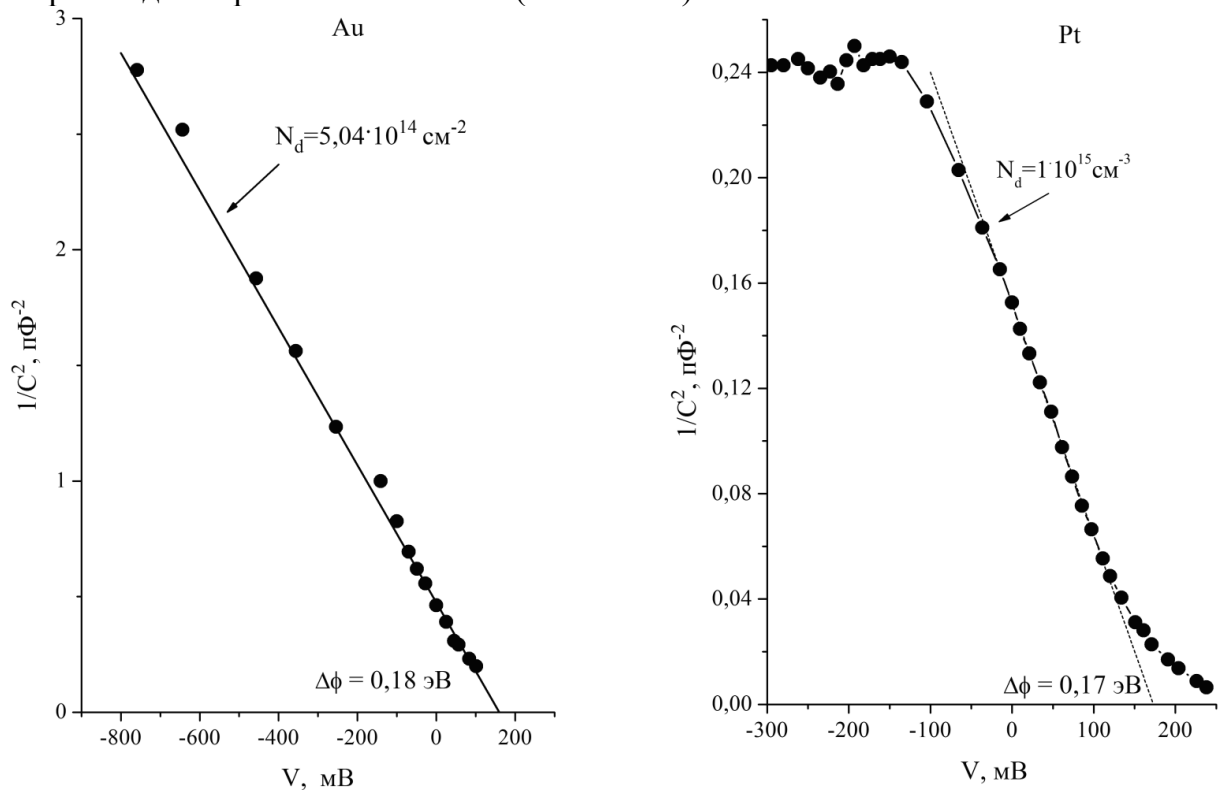


Рис. 3. Определение барьера и уровня легирования из зависимости $C^{-2}(V)$ при $T=78 \text{ К}$, $f=20 \text{ кГц}$.

Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ проект 13-07-12151 - офи-м.

[1] Кеслер В.Г., Гузев А.А., Ковчавацев А.П., Курышев Г.Л., Царенко А.В., Панова З.В. Фоточувствительные МДП-структуры со сверхтонким окислом на InAs // Успехи прикладной физики. 2013, том.1, № 2, с. 193-199

У36 Оптический мониторинг температуры в процессе подготовки и роста КРТ структур

Волков П.В.¹, Горюнов А.В.¹, Лукьянов А.Ю.¹, Тертышник А.Д.¹, Икусов Д.Г.²,
Михайлов Н.Н.², Ремесник В.Г.², Ужаков И.Н.²

¹Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

²Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

В настоящее время молекулярно пучковая эпитаксия (МПЭ) является одним из основных способов формирования полупроводниковых тонкоплёночных структур для производства микро- и нано-электронных элементов и приборов. Для точного управления процессами и параметрами растущих слоев необходимо проводить непрерывный мониторинг процессов роста. Одним из важных параметров, определяющих свойства растущих слоев является температура подложки. Одним из способов измерения температуры подложки является применение метода тандемной низкокогерентной интерферометрии (НКТИ) [1], который позволяет в реальном времени с высокой точностью измерять оптическую толщину плоскопараллельной пластины. Используя известную зависимость оптической толщины от температуры, можно определить величину изменений температуры подложки [2].

В данной работе проведено исследование применения метода тандемной низкокогерентной интерферометрии для измерения температуры при росте HgCdTe (КРТ) структур на подложках из GaAs методом МПЭ на установке СВВ "Обь-М" в ИФП СО РАН.

На рис.1 приведён график изменения температуры структуры CdTe/ZnTe/GaAs в ходе её предэпитаксиальной подготовки перед ростом КРТ. Разогрев происходит в три стадии. На первой происходит нагрев до температуры отжига ~260-270 °С. На второй – отжиг при постоянной температуре в течении пяти минут. На третьей – остывание по заданной программе до начальной температуры роста ~160-170 °С.

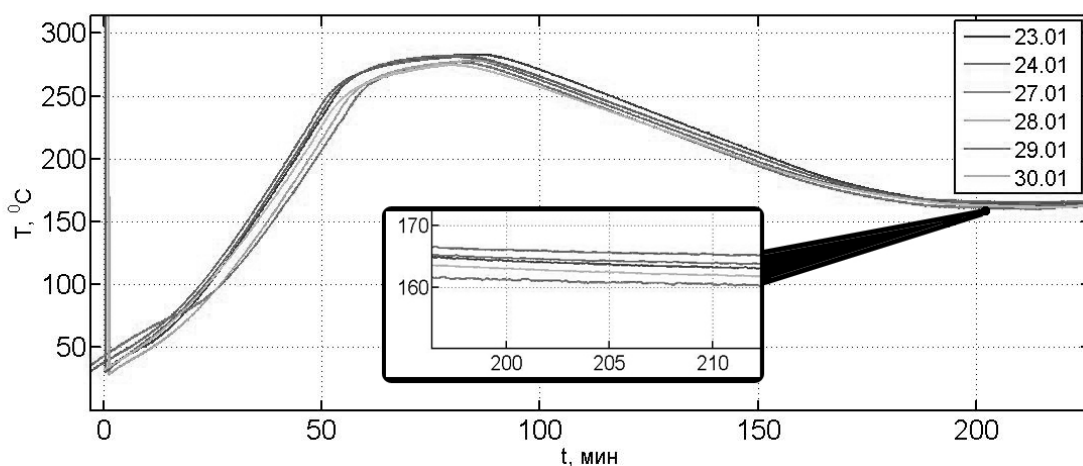


Рис.1. Изменение температуры подложки в процессе подготовки структуры к росту.

На вставке (рис.1) в увеличенном масштабе приведены значения температуры перед началом роста. Для различных процессов при одинаковых установках термопары разброс составляет ~5 °С. Как было отмечено выше, в предложенном методе температура подложки определяется по изменению ее оптической толщины. Таким образом, для вычисления абсолютного значения температуры первоначально необходимо выполнить «привязку», то есть измерить толщину подложки при некоторой известной температуре. В нашем случае привязка выполнялась в момент загрузки образца в камеру в предположении, что температура подложки равна комнатной. Проведенные эксперименты показали, что данная процедура может давать

систематическую ошибку на уровне 2-3 °С от измерения к измерению. Таким образом, наблюдаемый разброс в значениях температур начала роста может быть вызван как ошибкой в ходе выполнения привязки, так и невоспроизводимостью системы установки температуры камеры.

Основные проблемы разработанной методики связаны с обработкой начальных этапов роста КРТ структуры. Это связано с тем, что измеряемая оптическая толщина на начальном этапе изменяется не только за счет температуры, но и за счет изменения толщины растущей пленки. Для получения корректных величин температуры подложки необходимо уметь разделять данные эффекты. В ходе работы был предложен и апробирован оригинальный алгоритм обработки интерференционных сигналов, позволяющий заметно уменьшить влияние растущей пленки на результаты измерений. На рис. 2 приведены результаты расчета отклонения температуры подложки от стартового значения в начале роста КРТ. Причиной увеличения температуры может служить дополнительный разогрев структуры горячими источниками.

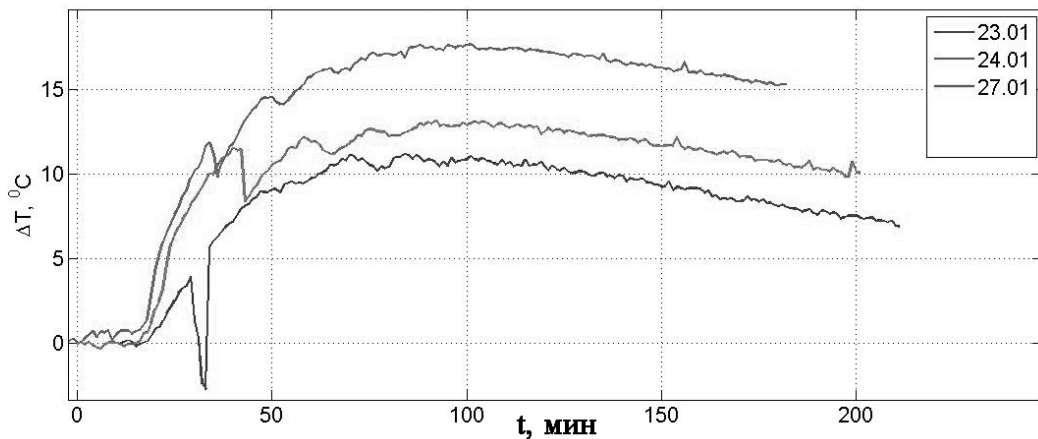


Рис.2. Начальный этап роста.

Отметим, что после достижения толщины ~1 мкм (зависит от состава структуры и определяется глубиной проникновения излучения), пленка КРТ перестает влиять на измерения температуры. Как видно из рис. 3 на данном этапе наблюдается дрейф температуры величиной до 10°С, что может приводить к градиенту свойств по толщине структуры.

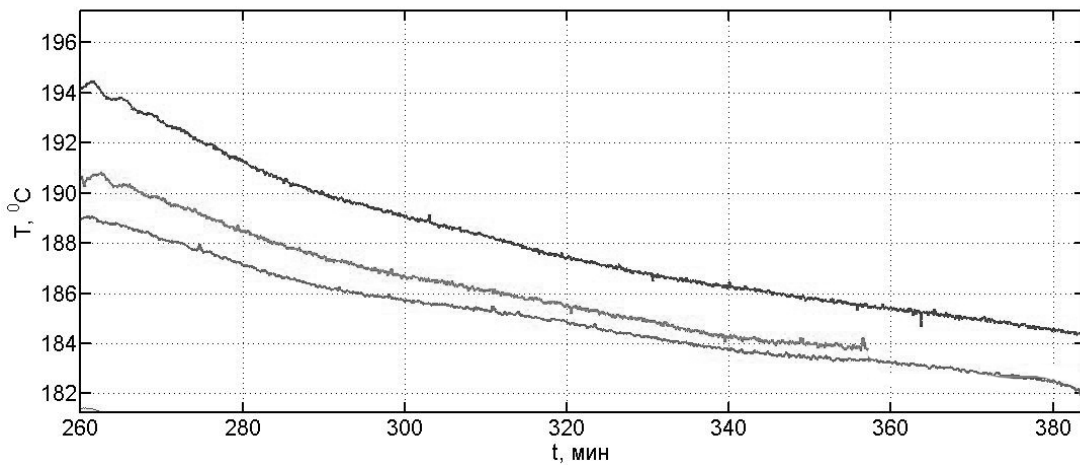


Рис.3. Дрейф температуры в ходе роста.

Для проверки показаний аппаратуры, разработанной на базе НКТИ, было проведено сравнение результатов измерения температуры с данными эллипсометрии, из которых, как известно [3], можно вычислить температуру поверхности образца, если состав и структура поверхности не изменяются. Для расчётов температуры в этом

случае используется эллипсометрический параметр ψ . Эксперимент проводился на структуре CdTe/GaAs постоянного состава (толщина плёнки 3 мкм, $x_{\text{CdTe}} = 0.230$), в ходе которого последовательно задавалась температура образца (по термопаре), равной 160, 180, 130, и 160 °С, после чего нагрев был отключён. На рис. 4 приведены сравнения показаний изменения температуры, измеренных НКТИ системой с расчетом температуры из изменений эллипсометрического параметра ψ . Наблюдается хорошее соответствие результатов измерений в пределах 1 °С. Отметим, что изменения температуры термопары оказались вдвое выше, чем реальные изменения температуры образца.

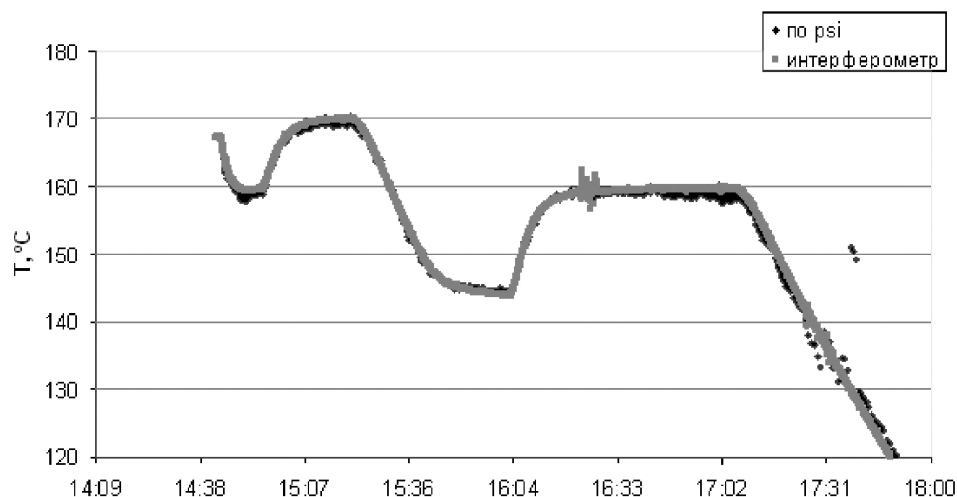


Рис.4. Сравнение показаний температуры системы НКТИ с данными эллипсометрии.

Таким образом, в рамках работы продемонстрирована возможность оптического мониторинга температуры подложки в условиях эпитаксиального роста КРТ структур.

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Физика и технология микро- и наноструктур».

Литература:

1. Rao, Yu.-J. Recent progress in fibre optic low-coherence interferometry / Yu.-J. Rao, D.A. Jackson // Meas. Sci. Technol. 7 (1996) 981–999.
2. P.V. Volkov, et all // J.Cryst.Growth. – 2008. – V.310. Is.23. P.4724-4726; T. Tsutsumi, et all, Applied Physics Letters, 103, 182102 (2013)
3. К.К. Свиташев, В.А. Швец, А.С. Мардежов, С.А. Дворецкий, Ю.Г. Сидоров, Е.В.Спесивцев, С.В. Рыхлицкий, С.И. Чикичев, Д.Н. Придачин, Автометрия №4 1996 стр. 100-109

У37 **Исследование влияния термообработки на электрофизические характеристики эпитаксиальных слоев гетероструктур теллурида-кадмия ртути**

Головин С.В.¹, Кашуба А.С.¹, Болтарь К.О.^{1,2}, Пермикина Е.В.¹, Атрашков А.С.¹, Ратников П.А.¹

¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

²МФТИ (Государственный университет), Долгопрудный, Россия

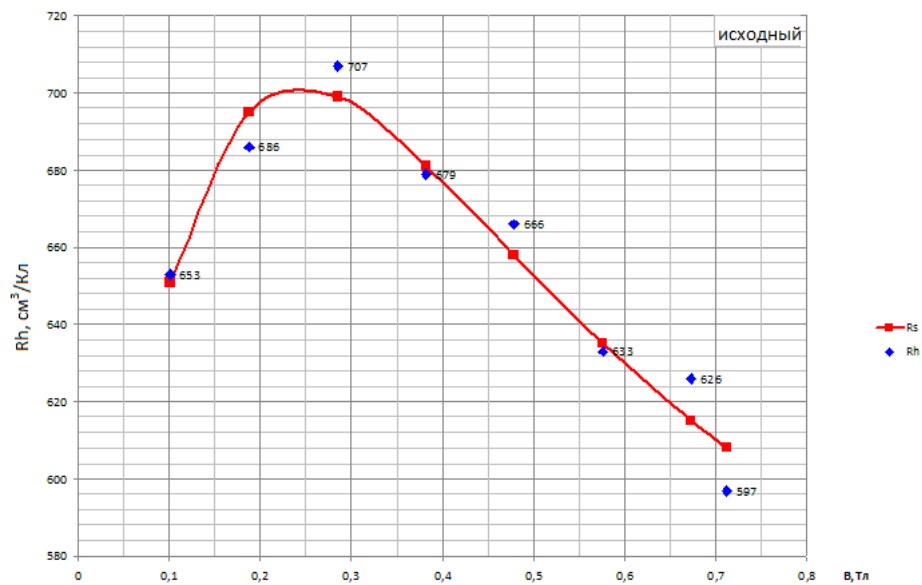
Фотоэлектрические характеристики матричных фотоприемных устройств (МФПУ) на основе эпитаксиальных гетероструктур теллурида-кадмия ртути (ГЭС КРТ) для спектрального диапазона 8-12 мкм непосредственно определяются свойствами

материала. Избыточные токи утечки в матричных фотодиодах из узкозонного КРТ в основном обусловлены процессами туннелирования, происходящими как в области $p-n$ перехода, так и на границе раздела КРТ - пассивирующее покрытие.

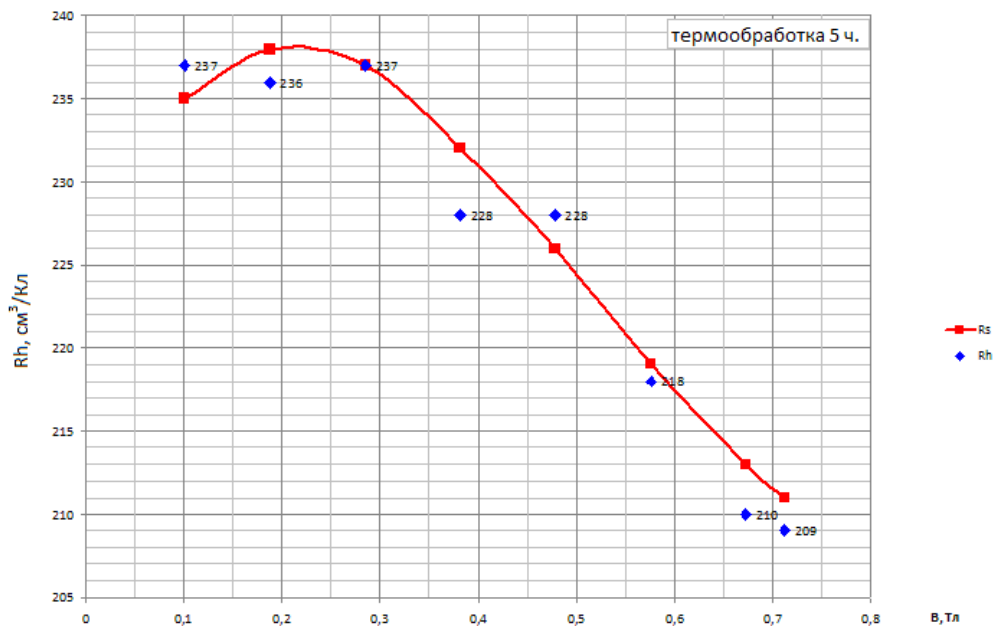
Основное отличие КРТ от других материалов – наличие точечных дефектов в подрешетке ртути, обусловленных диффузией атомов ртути. Диффузия междоузельной атомов ртути, взаимодействующих с другими точечными и протяженными дефектами [1, 2] может приводить к инверсионной проводимости в приповерхностной области эпитаксиальных гетероструктур КРТ p -типа проводимости. В связи с этим в матричных фотодиодах возрастают темновые токи, обусловленные процессами туннелирования, происходящими как в области $p-n$ перехода, так и на границе раздела КРТ - пассивирующее покрытие. Уменьшение плотности точечных дефектов возможно путем термической обработки ГЭС КРТ. При термической обработке атомы междоузельной ртути занимают свои места в кристаллической решетке КРТ или выходят из образца.

В работе рассмотрены электрофизические параметры эпитаксиальных слоёв гетероструктур $Cd_xHg_{1-x}Te$ p -типа проводимости в зависимости от длительности термической обработки. Эпитаксиальные слои $Cd_xHg_{1-x}Te$ выращивались в институте физики полупроводников СО РАН г. Новосибирск методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs. При составе $x=0,22\pm 0,002$ толщина эпитаксиальных рабочих слоев $Cd_xHg_{1-x}Te$ составляла около 8-9 мкм. Для защиты эпитаксиального узкозонного рабочего слоя и уменьшения поверхностной рекомбинации на его поверхность наносился верхний варизонный слой толщиной 0,35-0,5 мкм с увеличением состава x до 0,34.

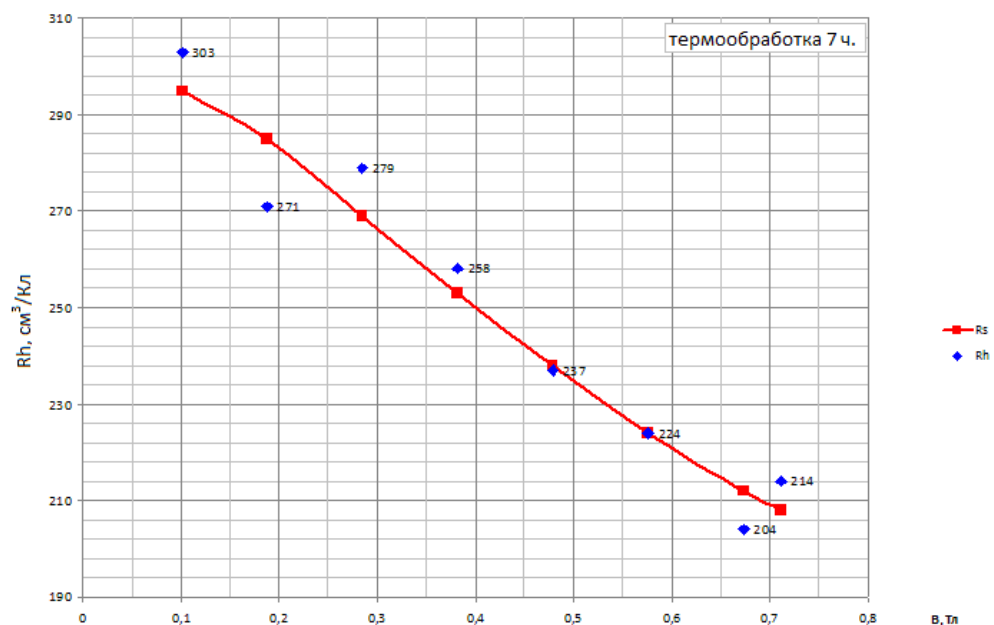
Термическая обработка гетероэпитаксиальных структур КРТ проводилась в атмосфере аргона при температурах около 230°C в течение 5-8 часов. Тип проводимости, значения концентрации по поверхности эпитаксиальных слоев, подвижность основных и неосновных носителей заряда определялись методом Ван-дер-Пау [3] в области магнитных полей 0,1-0,7Тл.



(a)



(б)



(в)

Рис. 1. Экспериментальная (Rh) и расчетная (Rs) зависимость коэффициента Холла от магнитного поля для гетероструктуры КРТ МЛЭ КРТ091020С1: исходный образец (а); после термообработки в течение 5 часов (б); после термообработки в течение 7 часов (в)

Таблица 1 – Сравнительная характеристики электрофизических параметров образца КРТ МЛЭ до после термообработки.

Электрофизический параметр	Исходный	5 часов термообработки	7 часов термообработки
$N_s, \text{см}^{-2}$	$3,8 \cdot 10^8$ 2,4	$\cdot 10^8$ 6,2	$\cdot 10^5$
$n, \text{см}^{-3}$	$4,3 \cdot 10^{11}$ 2,7	$\cdot 10^{11}$ 7,1	$\cdot 10^8$
$P_s, \text{см}^{-2}$	$4,8 \cdot 10^{12}$ 1,6	$\cdot 10^{13}$ 1,3	$\cdot 10^{13}$
$p, \text{см}^{-3}$	$5,5 \cdot 10^{15}$ 1,9	$\cdot 10^{16}$ 1,4	$\cdot 10^{16}$
$\mu_n, \text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	63 220	58 969	60 000
$\mu_p, \text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	544 431		385

Анализ зависимостей коэффициента Холла от величины магнитного поля (рис. 1 а-в) показал, что с увеличением времени термической обработки ГЭС КРТ р-тип проводимости на поверхности становится доминирующим. Поверхностная концентрация электронов уменьшается на 3 порядка, а дырок - возрастает на порядок после термической обработки в течение 7 часов (таблица 1). Таким образом, данный временной режим термообработки является оптимальным для ГЭС КРТ, выращенных методом МЛЭ.

Литература

- 1 Богобоящий В. В., Герасименко С. А., Емец В. В. // Прикладная физика. 2006. № 1. С. 56.
- 2 Bogoboaya shchuy V.V., Elizarov A.I., Kurbanov K.R. // Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics . 2003. V. 6, N. 1. P. 47
- 3 Casper P., Garland J. Mercury Cadmium Telluride. Growth, Properties and Applications. - A John Wiley and Sons, Ltd., Publication. 2011

У38 Влияние защитного покрытия CdTe на электрофизические параметры эпитаксиальных пленок $Cd_xHg_{1-x}Te$

Михайлов Н.Н., Варавин В.С., Дворецкий С.А., Ремесник В.Г., Сидоров Ю.Г.
Институт физики полупроводников им.А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

При изготовлении приборных структур на основе фоточувствительного материала $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ) широко применяют слои CdTe для пассивации поверхности. В методе молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) проводят выращивание пассивирующих широкозонных слоев, что приводит к улучшению характеристик гетероэпитаксиальных структур (ГЭС) КРТ и также можно реализовать выращивание пассивирующего слоя CdTe. [1-5].

Целью работы было определение условий выращивания пассивирующего слоя CdTe на поверхности ГЭС КРТ МЛЭ с составом рабочего слоя $X=0,20\div 0,23$ и его влияние на электрофизические параметров структуры.

Выращивание ГЭС КРТ МЛЭ и слоев CdTe проводилось на СВВ установке "Обь-М" на подложках (013)GaAs диаметром 50,8 мм с контролем процессов с помощью быстродействующего автоматического эллипсометра ЛЭФ 755[1]. На рис. 1 приведен профиль распределения состава для типичной приборной ГЭС КРТ МЛЭ. Концентрация электронов, подвижность и время жизни неосновных носителей заряда составляли $(2\div 5)\times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, более $8\times 10^4 \text{ см}^2\cdot\text{В/с}$ и 5-8 мкс при 78К.

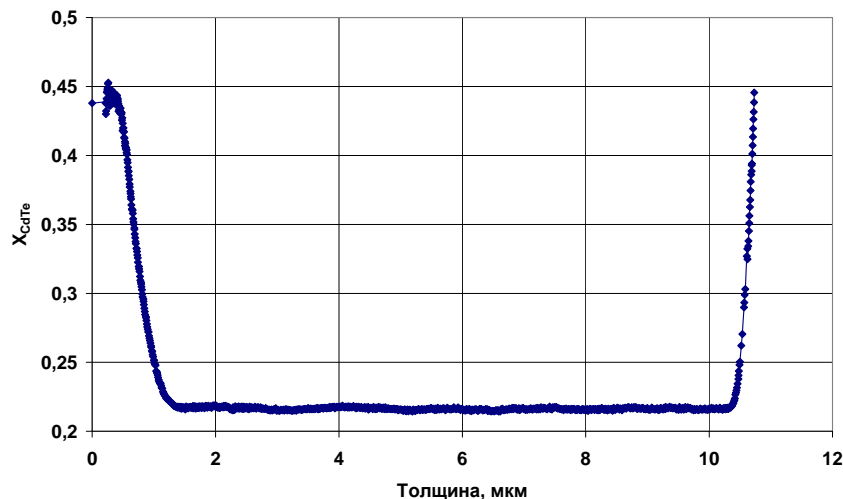


Рис.1. Профиль распределения состава типичной ГЭС КРТ МЛЭ.

При выращивании слоя Cd Te без остановки технологического процесса наблюдается изменение электрофизических характеристик ГЭС КРТ МЛЭ. Дифракция быстрых электронов показывает рост монокристаллической пленки CdTe. На рис. 2 приведена зависимость концентрации электронов и времени жизни неосновных носителей заряда от толщины пленки CdTe. Как видно, концентрация электронов уменьшается в несколько раз, а время жизни уменьшаются больше чем на порядок с ростом толщины пассивирующего слоя CdTe.

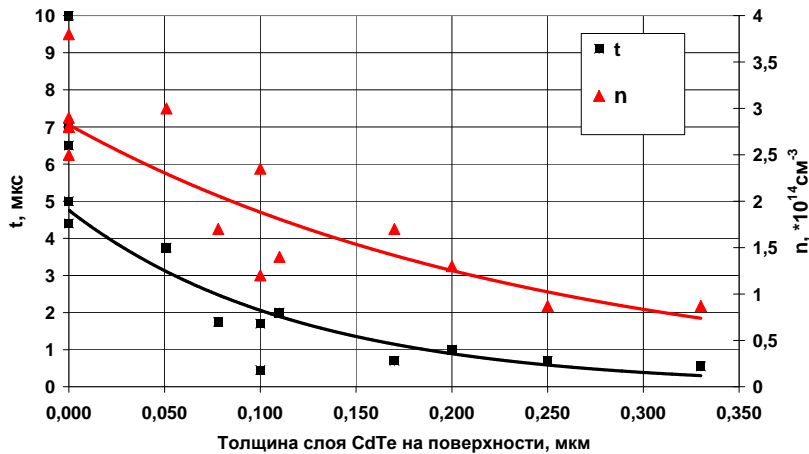


Рис.2. Зависимость концентрации электронов и времени жизни в ГЭС КРТ МЛЭ от толщины слоя CdTe. Точки - экспериментальные значения; сплошные линии - линии тренда.

После удаления слоя CdTe термический отжиг ГЭС КРТ МЛЭ в атмосфере ртути приводит к улучшению параметров ГЭС КРТ МЛЭ. Концентрация электронов и время жизни составляют $(2-5) \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и 4-10 мкс, соответственно, что совпадает с ГЭС КРТ МЛЭ, выращенных без слоя CdTe (рис. 1). Такое изменение свойств связано с заполнением вакансий ртути. Это говорит о том, что в процессе роста слоев КРТ вводятся вакансии ртути, концентрация которых после прекращения роста превышает концентрацию доноров.

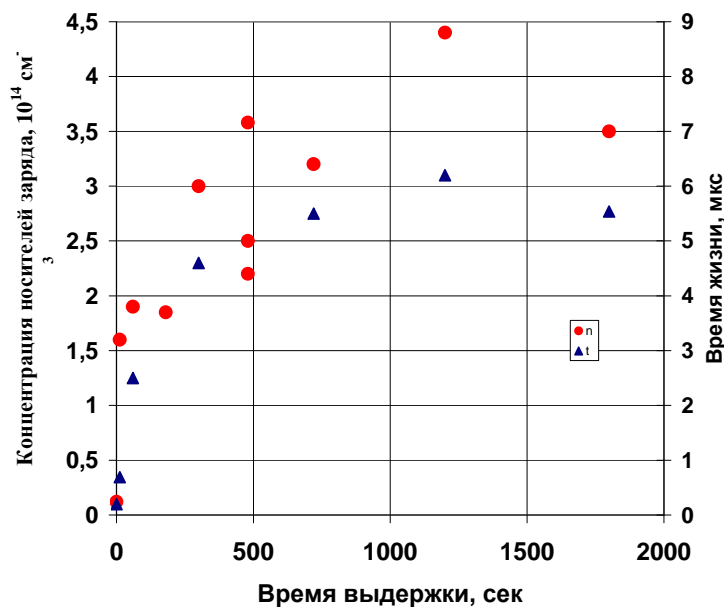


Рис.3. Зависимость концентрации электронов и времени жизни неосновных носителей заряда от времени выдержки ГЭС КРТ МЛЭ при температуре 180 °С и ростовых потоках ртути и кадмия перед ростом пассивирующего слоя CdTe, толщиной 0,3 мкм.

Для более детального выяснения этого обстоятельства были проведены эксперименты с ростом слоя CdTe с различным временем выдержки ГЭС КРТ МЛЭ после выращивания. Результаты представлены на рис.3. Концентрация носителей и время жизни растут с ростом времени выдержки. Это значит, что в процесс выдержки ГЭС КРТ МЛЭ в камере роста происходит диффузия ртути, заполнения введенных вакансий ртути и получение материала n- типа проводимости. Электрофизические свойства такого материала полностью аналогичны структурам без защитного покрытия CdTe.

Термический отжиг в атмосфере гелия ГЭС КРТ МЛЭ со слоем CdTe, выращенным непосредственно в процессе роста или с выдержкой ГЭС КРТ МЛЭ, не приводит к конверсии электронного в дырочный тип проводимости с концентрацией дырок $(0,8-2) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что характерно для ГЭС КРТ МЛЭ без слоя CdTe.

Следовательно, слой Cd Te на поверхности ГЭС КРТ МЛЭ создает барьер, препятствующей диффузии ртути как в объем, так и из объема.

Выводы

1. Показано, что при выращивании CdTe без остановки процесса наблюдается уменьшение концентрации носителей в ГЭС КРТ МЛЭ. Рост слоя КРТ с выдержкой в камере роста ГЭС КРТ МЛЭ не изменяет параметров ГЭС КРТ МЛЭ.

2. Термический отжиг ГЭС КРТ МЛЭ со слоем CdTe не приводит к конверсии электронного в дырочный тип проводимости.

3. Слой CdTe создает барьер для диффузии ртути, как в объем, так и из объема ГЭС КРТ МЛЭ.

Литература

1. А.П. Анциферов, В.С. Варавин, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, Ю.Г. Сидоров, М.В. Якушев, // Оптический журнал, т. 67, № 1, стр. 39-43, (2000)

2. С.А. Musca, J.F. Siliquini, B.D. Nener, L. Faraone, R.H. Hartley // Infrared Physics and Technology 1997. V. 38. № 3. P. 163.

3. L.A. Almeida, M. J. Bevan, W.M. Duncan, H. D. Shih / / Infrared Application of Semiconductors - Materials, Processing and Devices 1997. V. 450, P.269.

4. L.O. Bubulac, W.E. Tennant, J. Bajaj, J. Sheng, R. Bringham, A.H.V Vanderwyck., M. Zandian, W.V. Mclevige // Journal of Electronic Materials 1995. V. 24. № 9. P. 1175.

5. И.С. Вирт, И.В. Курило, Н.Н. Михайлов, И.А. Рудный, Ф.Ф. Сизов, Р.Н. Смирнов// Физика и техника полупроводников, т. 42, №7, стр. 788-792, 2008

УЗ9 Ростовые дефекты КРТ МЛЭ, приводящие к образованию округлых скоплений дефектных пикселей в матричных фотоприемниках

Сидоров Г.Ю., Сабина И.В., Сидоров Ю.Г., Васильев В.В.

Институт физики полупроводников им.А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

Непрерывное совершенствование фотоприемных устройств (ФПУ) на основе эпитаксиальных пленок кадмий-ртуть теллура (КРТ) выращенных методом молекулярной лучевой эпитаксии (МЛЭ) подошло к такому уровню, что для дальнейшего снижения числа дефектных элементов и повышения характеристик требуется учитывать явления, которыми раньше можно было пренебрегать [1].

Одним из таких явлений являются возникающие иногда скопления дефектных пикселей округлой формы в матричных ФПУ. Частота возникновения такого рода дефектов невелика, в то время как один такой дефект редко может приводить к потере более 100 элементов, что для матрицы формата 320x256 составляет чуть более 0.1% от общего числа элементов. Однако, поскольку на данном этапе развития технологии производства фотоприемных матриц даже десятые доли процента начинают играть

существенную роль, а также, поскольку скопления соседствующих дефектных элементов обладают пониженной обнаружительной способностью, представляется важным надежно установить причину возникновения подобного рода дефектов.

Наиболее вероятным кандидатом на роль дефекта, ответственного за возникновение пятен являются ростовые дефекты пленок КРТ типа «шип» [2]. Ранее не удавалось выявить однозначную взаимосвязь между возникновением пятен дефектных пикселей и шипов, в первую очередь из-за низкой плотности последних, редко превышающей 0.1 см^{-2} . На рисунке 1 представлено изображение шипа, полученное методом сканирующей электронной микроскопии (SEM). В центре шипа имеется поликристаллическое ядро, уходящее вглубь пленки иногда достигающее подложки GaAs.

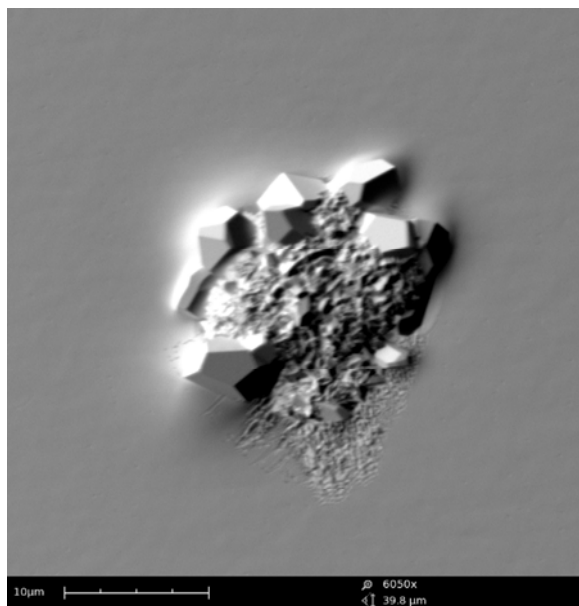


Рис. 1. SEM изображение структурного дефекта пленки КРТ МЛЭ типа «шип».

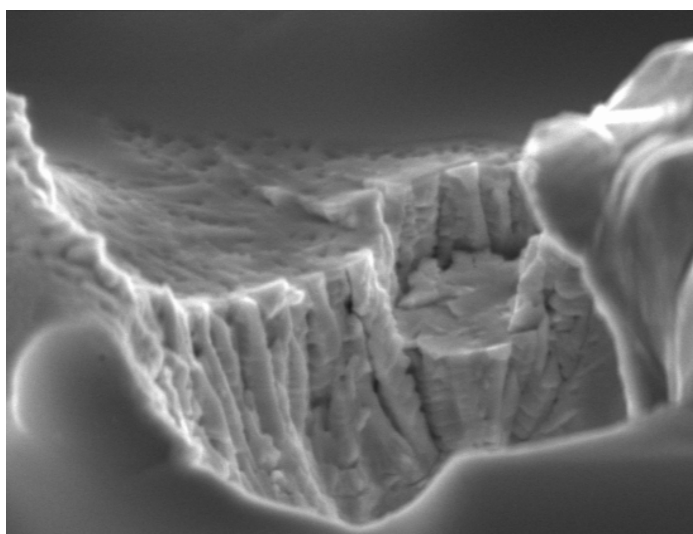


Рис. 2. SEM изображение ямки оставшейся после удаления шипа в процессе изготовления ФПУ

В данной работе был использован образец пленки КРТ с $x=0.22$ на подложке арсенида галлия полученный в результате роста в неоптимальных условиях с очень высокой плотностью мелких шипов, достигающей порядка 100 см^{-2} . Данная пленка была использована для изготовления матриц фотодиодов n на p формата 320 x256 с шагом 30 мкм по стандартной технологии [3]. Важно отметить, что в результате проведения ряда технологических операций при изготовлении матриц фотодиодов происходит разрушение поликристаллического ядра шипов, в результате чего на месте шипов остаются ямки рис.2. После изготовления индиевых микроконтактов матрица фотодиодов была гибридна с кремниевой интегральной схемой считывания (КИС) методом flip-chip. Затем полученное МФПУ было установлено в измерительный корпус, где были проведены измерения фотоэлектрических характеристик диодов. Полученная в результате измерений топограмма дефектных элементов представлена на рисунке 3. Черным обозначены пиксели, параметры которых не соответствуют нормативным. Наблюдается высокая плотность округлых скоплений дефектных пикселей сопоставимая с плотностью шипов (порядка 100 см^{-2}). Кроме того наблюдаются также многочисленные одиночные элементы с повышенными фототоками. Скопление дефектов в верхнем правом углу вызвано неравномерным приложением давления при гибридной сборке возникшим в результате непланарности использованной матрицы фотодиодов.

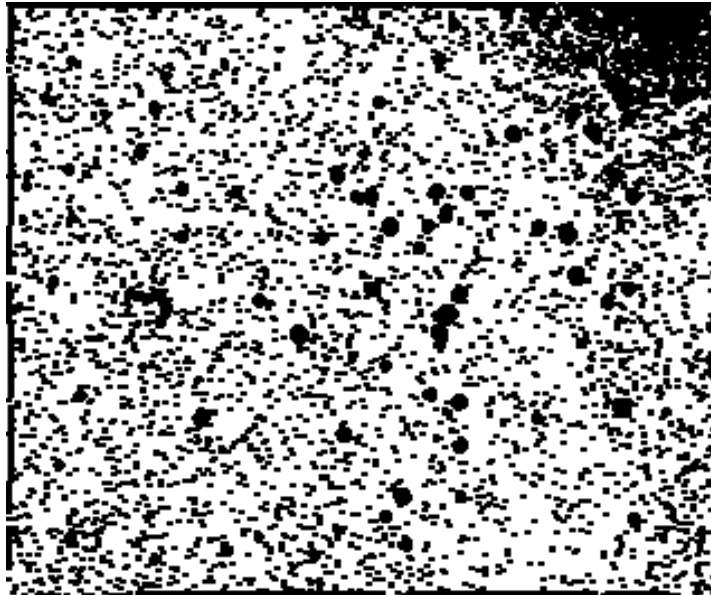


Рисунок 3. Топограмма дефектных элементов МФПУ на основе пленки КРТ с высокой плотностью дефектов типа «шип».

Для проверки гипотезы о связи между шипами и круглыми группами дефектных пикселей данное МФПУ было снова разделено на КИС и матрицу фотодиодов. Затем химическим методом с матрицы диодов были удалены остатки индиевых микроконтактов и диэлектрик. Для обнаружения следов структурных дефектов полученный образец был просканирован оптическим профилометром с шагом 3 мкм. Полученная в результате сканирования карта поверхности матрицы показана на рис.4.

Данная карта высот содержит избыточное количество информации – на ней присутствуют как периодически расположенные ямки от микроконтактов, так и многочисленные неровности на поверхности матрицы. Поэтому для качественного анализа данное изображение нуждается в дальнейшей цифровой обработке. Из данного профиля была вычтена кривизна поверхности, связанная с непланарностью подложки, затем была проведена медианная и Гауссова фильтрация, направленные на устранение мелких ямок. В результате проведенной обработки профиля поверхности остались лишь неоднородности, чьи латеральные размеры превышали 10x10 микрон и глубина превышала 2 микрона, итоговый профиль представлен на рисунке 5. Плотность оставшихся неоднородностей соответствует плотности шипов на исходной пленке и составляет порядка 100 см^{-2} .

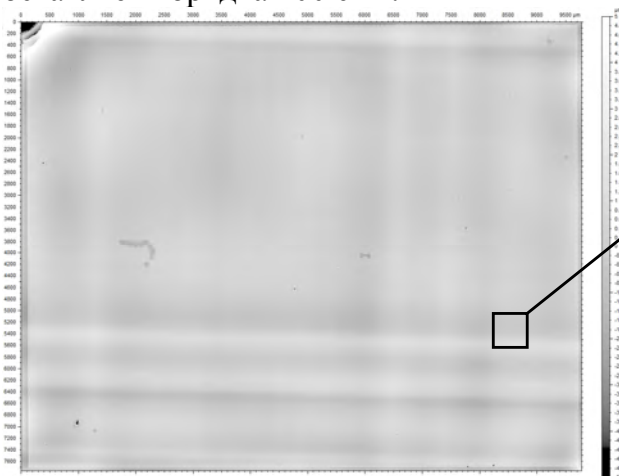


Рисунок 4. Профиль поверхности матрицы фотодиодов после удаления In микроконтактов и диэлектрика. Наблюдается сильное зашумление картины следами от микроконтактов, мелких ямок и кривизны поверхности.

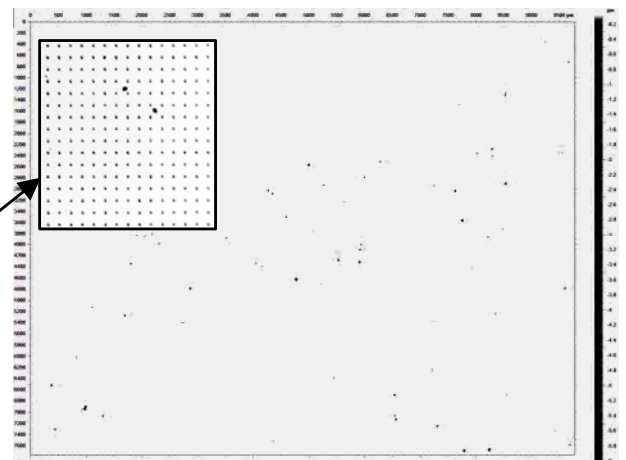


Рисунок 5. Профиль поверхности матрицы фотодиодов после цифровой фильтрации. Удалены неоднородности размерами менее 10x10 мкм, глубиной менее 2 мкм.

Чтобы со всей очевидностью установить степень корреляции между ямками, оставшимися от шипов и скоплениями дефектных пикселей изображения на рисунках 3 и 5 были приведены к одному масштабу и совмещены на рисунке 6. Изображение топограммы дефектных элементов имеет серый цвет, карта ямок оставшихся после удаления шипов имеет черный цвет.

Хорошо видно, что имеется очень высокая корреляция между расположением дефектных пикселей и ямок, оставшихся от структурных дефектов пленок КРТ имевших вид шипов. Также заметно, что каждый шип приводит к ухудшению параметров не только диодов, непосредственно попавших на него, но и диодов находящихся на некотором удалении от дефекта (до 100 мкм). По всей видимости данный эффект связан с большой областью сбора неосновных носителей.

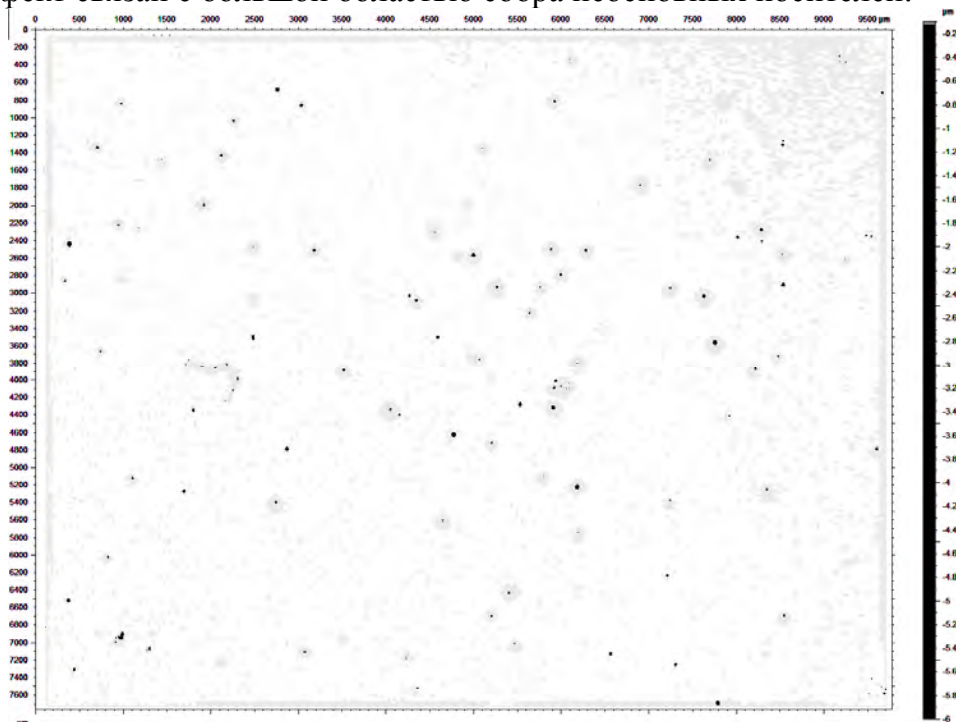


Рисунок 6. Наложение карты расположения ямок на матрице фотодиодов на топограмму дефектных элементов той же самой матрицы. Серый цвет соответствует топограмме дефектных элементов, черный – ямкам на поверхности матрицы фотодиодов.

Заклучение

Установлено, что ростовые дефекты типа шип являются причиной возникновения круговых скоплений дефектных элементов на МФПУ. Из проведенного исследования следует, что данные дефекты являются существенным фактором, способным оказывать влияние, как на процент дефектных элементов, так и на обнаружительную способность отдельных малых областей матрицы фотодетекторов на основе пленок КРТ МЛЭ. Следует также отметить, что наблюдаемая область ФПМ с измененными параметрами может заметно превышать размер самого дефекта.

Оптимизация и контроль ростовых параметров пленок КРТ позволяет избежать возникновения подобных дефектов. Учет наличия шипов на поверхности пластин КРТ на стадии изготовления МФПУ также позволяет минимизировать их влияние на качество изготовленных устройств.

Литература

1. А.В. Предеин, Ю.Г. Сидоров, И.В. Сабина, В.В. Васильев, Г.Ю. Сидоров, И.В. Марчишин. Высококачественные ДВИК матричные ФПУ форматом 320×256 элементов на основе слоев КРТ выращенных методом МЛЭ. Автометрия, 2013, т.49, №5.

2. L. He, Y. Wu, L. Chen, S.L. Wang, M.F. Yu, Y.M. Qiao, J.R. Yang, Y.J. Li, R.J. Ding, Q.Y. Zhang. Composition control and surface defects of MBE-grown HgCdTe. *Journal of Crystal Growth* 227–228 (2001) 677–682.
3. V.S. Varavin, S.A. Dvoretzky, I.V. Marchishin, N.N. Mikhailov, A.V. Predein, V.G. Remesnik, I.V. Sabinina, Yu.G. Sidorov, and A.O. Susliakov, 320×256 HgCdTe IR FPA with a built-in shortwave cut-off filter, *Opto-Electronics Review*, 2010, v18, №3, p.236-240.

У40 Взаимодействие дефектов в легированном As МЛЭ CdHgTe

Ижнин И.И.^{1,2}, Дворецкий С.А.³, Мынбаев К.Д.⁴, Фицыч Е.И.⁵, Михайлов Н.Н.³,
Варавин В.С.³, Войцеховский А.В.²

¹Научно-производственное предприятие “Карат”, Львов, Украина

²Томский государственный университет, Томск, Россия

³Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

⁴Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.Петербург, Россия

⁵Академия сухопутных войск им. П. Сагайдачного, Львов, Украина

1. Введение

Мышьяк сегодня является основной технологической примесью для получения базового примесно-легированного p -Cd_xHg_{1-x}Te (КРТ) для создания фотодиодов ИК диапазона спектра, включая эпитаксиальные структуры, получаемые методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) [1]. Основная проблема состоит в механизме вхождения As в КРТ в процессе МЛЭ, что связано с амфотерным характером примеси. В условиях МЛЭ (значительное пересыщение по Te) As встраивается в решетку или в виде доноров или в виде нейтральных комплексов, в зависимости от способа легирования. Для получения материала p -типа применяются различные варианты активационного отжига, в результате которого As встраивается в анионную подрешетку, где является акцептором. Однако, в случае МЛЭ мышьяк, который может поступать в виде комплексов As₂ или As₄, взаимодействует с другими собственными дефектами, приводя к изменению электрических и оптических свойств после-ростовых структур. Однако сегодня эти процессы окончательно не установлены [2], поэтому исследование таких взаимодействий является весьма актуальной задачей.

В данной работе для исследования взаимодействия мышьяка с другими дефектами в процессе МЛЭ эпитаксии и выявления образованных вторичных дефектов и их комплексов был использован разработанный авторами метод ионного травления (ИТ) [3]. Сильное пересыщение объема КРТ междуузельной ртутью при ИТ приводит к образованию вторичных донорных дефектов и комплексов междуузельная ртуть – первичные дефекты, которые нестабильны и распадаются после ИТ при хранении образцов при комнатной температуре. Исследование концентрации электронов непосредственно после ИТ, в процессе релаксации и после позволило сделать новые выводы о взаимодействии As с другими дефектами при эпитаксии.

2. Эксперимент

Эпитаксиальные пленки Cd_xHg_{1-x}Te были выращены в Институте физики полупроводников СО РАН на подложках CdTe/ZnTe/GaAs (013). Для легирования As использовали два режима. Первый, легирование из эффузионной ячейки с молекулярным потоком As₄ при температуре подложки $T_{sb} \sim 165^\circ\text{C}$. Второй, легирование из эффузионной ячейки с крекингом, когда соотношение As₂/As₄ в молекулярном потоке определялось температурой зоны крекинга T_{cr} , при температуре подложки $\sim 180^\circ\text{C}$. Все после-ростовые пленки характеризовались n -типом проводимости, для получения пленок p -типа использовали двухстадийный активационный отжиг в парах ртути (360 °C, 2 ч)/(210°C, 24 ч). Концентрация мышьяка в пленках исследовалась методом ВИМС. Параметры исследованных пленок приведены в табл.1.

Электрические параметры пленок исследовали путем измерения полевых зависимостей коэффициента Холла и проводимости в полях 0.01-1.5 Тл при $T=77$ К и их анализа методом дискретных спектров подвижности. Ионно-плазменное травление в аргоновой плазме постоянного тока проведено на установке ИВ-3 (Е ИКО, Япония) при следующих режимах: энергия ионов Ar^+ - 500 эВ; плотность тока ионов - 0.1-0.2 mA/cm^2 ; время травления - 20 мин. Релаксация параметров после ИТ исследовалась при хранении образцов в окружающей атмосфере при температуре 293 ± 2 К.

Таблица 1. Параметры исследованных образцов

Образец #	M6	M19	M7	M8	M9	M17	M5	M18
x	0.23	0.22 0.	22	0.21 0.	22	0.21 0.	23	0.23
d , мкм	9.2	8.2 10	.3	10.0 9.	5	8.4	8.8	9.9
Легиро-вание	As ₄ As	As ₄ As	₂ /As ₄ As	₂ /As ₄ As	₂ As	₂ As	₂ As	₂
T_{cr} , °C	—	—	407 534 6	—	61 663 7	—	81	781
$n_{77}(0)$, cm^{-3}	1.0×10^{15}	9.0×10^{15}	1.0×10^{14}	2.0×10^{15}	3.0×10^{16}	1.0×10^{15}	4.0×10^{15}	3.0×10^{15}
$\mu_{n77}(0)$, $\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$	5×10^4	10^4	5×10^5	0×10^5	6×10^4	3×10^4	7×10^4	5×10^4
После отжига, p_{77} , cm^{-3}	1.1×10^{16}	1.2×10^{16}	—	—	5.1×10^{16}	—	3.0×10^{16}	1.0×10^{16}

3. Результаты и обсуждение

Как известно, ионное травление КРТ приводит к аннигиляции вакансий и образованию донорных центров и комплексов междуузельной ртутью Hg_1 с различными примесями (включая известные акцепторные примеси и нейтральные дефекты), а также дислокационные петли [4]. Это приводит к конверсии типа проводимости в материале p -типа и модификации материала n -типа. В соответствии с существующими концепциями, начальная концентрация электронов после ИТ $n_{77}(i)$ равна суммарной концентрации фоновых и легирующих доноров, акцепторных примесей и нейтральных комплексов, формирующих донорные комплексы с междуузельной ртутью. После релаксации, концентрация электронов $n_{77}(f)$ равна суммарной концентрации фоновых и легирующих доноров [3]. Так, в номинально легированном КРТ только As p -типа (As в подрешетке Te) это донорные комплексы $\text{Hg}_1 - \text{As}_{\text{Te}}$, $n_{77}(i)$ равно концентрации As. Эти подходы и лежат в основе анализа свойств легированных As МЛЭ пленок. Результаты исследований приведены на рис. 1, 2.

Многочисленные исследования показали, что начальная концентрация электронов в МЛЭ пленках $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ после ИТ $n_{77}(i) \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, независимо от конкретной технологии, типа подложки, легирования [3, 5, 6]. Исключение составляют послеростовые пленки n -типа, легированные As при высоких температурах крекинга (рис. 1, 2). Экспериментально наблюдаемые значения $n_{77}(i) \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ трудно объяснить взаимодействием междуузельной ртути Hg_1 с электрически активными примесями. Поэтому было предположено, что донорные центры, отвечающие за высокие концентрации $n_{77}(i)$ в МЛЭ пленках образованы взаимодействием Hg_1 с нейтральными комплексами избыточного Te [4-6]. Отметим, что аналогичный эффект наблюдался и в ЖФЭ пленках КРТ, где присутствие наноккомплексов Te было обнаружено микрорамановской спектроскопией.

Данные, представленные на рис. 1 и 2, также можно объяснить исходя из присутствия наноккомплексов Te и мышьяка. Суммируя экспериментальные факты, можно сделать такие выводы. Во-первых, в МЛЭ пленках p -типа, легированных As из эффузионной ячейки без крекинга $n_{77}(i) \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (рис. 1, кривые 1, 2), начальная стадия релаксации связана с распадом донорных комплексов междуузельной ртути с наноккомплексами Te. Во-вторых, в эпитаксиальных пленках, полученных методами

испарения-конденсации-диффузии и эпитаксии из паров металлоорганических соединений (рис. 1, кривые 3 и 4) концентрация $n_{77}(i)$ значительно ниже 10^{17} см^{-3} и соответствует концентрации мышьяка в подрешетке Te (концентрации дырок), что свидетельствует о значительно более низкой концентрации Te дефектов (или их отсутствии), релаксация связана с распадом донорных комплексов $\text{Hg}_1 - \text{As}_{\text{Te}}$. В-третьих, в послеростовых пленках с неактивированным As (рис. 2), легированных при высоких температурах крекинга T_{cr} (##M5, M9, M17 и M18), начальная концентрация значительно ниже $n_{77}(i) \sim (3-4) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. В-четвертых, после активационного отжига (рис.2) в этих пленках (приведены только ##M5, M18) высокие значения $n_{77}(i) \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ восстанавливаются. В-пятых, в послеростовых пленках с неактивированным As (рис. 2), легированных при низких температурах крекинга T_{cr} , начальная концентрация электронов $n_{77}(i)$ также порядка $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, как и в номинально нелегированной пленке M10.

Все эти факты можно объяснить, если предположить, что мышьяк в процессе легирования при росте может в определенных случаях взаимодействовать с избыточным Te, в частности приводя к образованию комплексов As_2Te_3 донорного типа, как это сделано в [7]. Таким образом, в МЛЭ КРТ избыточный Te может существовать в виде нейтральных нановключений (комплексов) и комплексов донорного типа As_2Te_3 . При этом, соотношение между концентрациями этих комплексов зависит от конкретных условий роста и легирования, в частности от соотношения As_4 и As_2 в потоке, и с избыточным Te взаимодействуют только димерные молекулы As_2 , образуя As_2Te_3 . Кроме того, генерируемая при ИТ междуузельная ртуть взаимодействует только с нейтральными наноконкомпексами Te, и не взаимодействует с донорными комплексами As_2Te_3 .

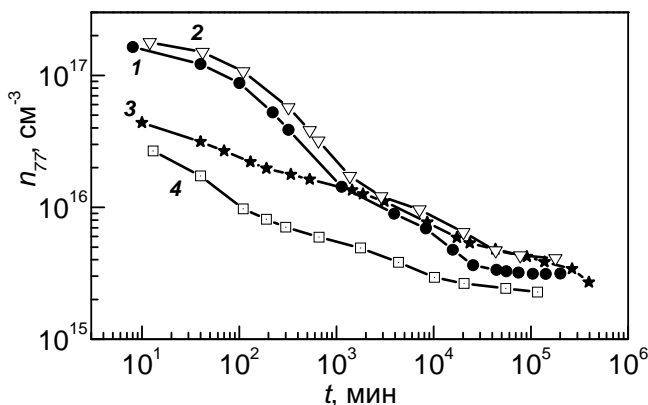


Рис. 1. Релаксация концентрации электронов в эпитаксиальных структурах $p\text{-HgCdTe:As}$ после ИТ: 1, 2 – МЛЭ легированные из эффузионной ячейки после отжига #M6 и #M19, соответственно; 3, 4 – выращенные методом испарения-конденсации-диффузии и эпитаксии из паров металлоорганических соединений

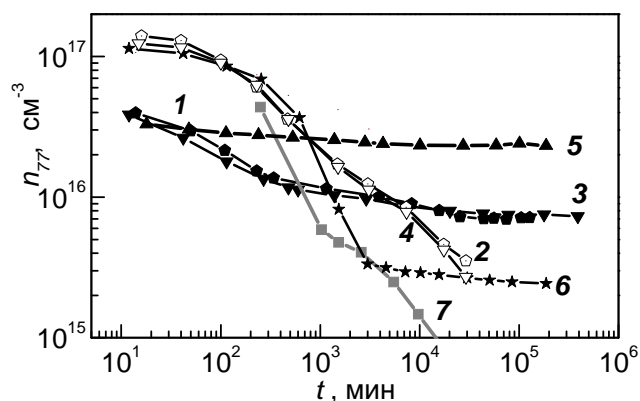


Рис. 2. Релаксация концентрации электронов в МЛЭ эпитаксиальных структурах HgCdTe:As легированных с крекингом после ИТ: 1, 2 – #M5 n и p-типа проводимости, соответственно; 3, 4 – #M18 n и p-типа проводимости, соответственно; 5, 6 – ##M9, M7 n-типа проводимости; 7 – #M10 нелегированная n-типа проводимости

Рассмотрим с этой точки зрения результаты, представленные на рис. 1 и 2. При легировании As из эффузионной ячейки (образцы ## M6, M19) мышьяк в потоке присутствует в виде тетрамерной молекулы As_4 . Учитывая, что температура подложки при росте была $\sim 165^\circ\text{C}$, значение начальной концентрации электронов в послеростовой пленке $n_{77}(0) \sim (8-9) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (что близко к концентрации C_{As}), высокое значение концентрации электронов после ИТ $n_{77}(i) \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (соответствующее типичной концентрации нейтральных донорных комплексов Te) приходим к выводу, что в этих условиях As_4 при росте не взаимодействует с нейтральными наноконкомпексами Te,

встраивается в решетку с образованием донорного центра (например As_{Hg}). При активации As переходит в подрешетку Te, давая акцепторные центры (концентрация дырок близка к $n_{77}(0)$). При ИТ Hg_I образует донорные комплексы и Hg_I-Te и Hg_I-As_{Te} , начальная стадия релаксации связана с распадом Hg_I-Te , последующие – с распадом Hg_I-As_{Te} .

При легировании As из эффузионной ячейки с крекингом при низкой T_{cr} , при температуре подложки $\sim 180^\circ C$ (образцы ## М7, М8) мышьяк в потоке присутствует также преимущественно в виде тетрамерной молекулы As_4 . Учитывая, что значение начальной концентрации электронов в послеростовой пленке $n_{77}(0) \sim (2-20) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, (что значительно ниже концентрации C_{As}), высокое значение концентрации электронов после ИТ $n_{77}(i) \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (соответствующее типичной концентрации нейтральных донорных комплексов Te) приходим к выводу, что в этих условиях As_4 также не взаимодействует с нейтральными наноконplexами Te, встраивается в решетку при росте в виде нейтрального комплекса. При отжиге активация As не происходит (он не входит в подрешетку Te) акцепторные центры не создаются, образец сохраняет n -тип проводимости. При ИТ Hg_I образует донорные только комплексы Hg_I-Te , релаксации связана с распадом Hg_I-Te , как это имеет место в нелегированных пленках (#М10).

При легировании As из эффузионной ячейки с крекингом при высокой T_{cr} , при температуре подложки $\sim 180^\circ C$ (образцы ## М5, М9, М17, М18) мышьяк в потоке присутствует преимущественно в виде димерной молекулы As_2 . Учитывая, что в послеростовых пленках n -типа значение начальной концентрации электронов в послеростовой пленке $n_{77}(0) \sim (6-20) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, (что приближается к концентрации C_{As}), низкое значение концентрации электронов после ИТ $n_{77}(i) \sim 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (что значительно ниже типичной концентрации нейтральных донорных комплексов Te) приходим к выводу, что в этих условиях As_2 взаимодействует с нейтральными наноконplexами Te, встраивается в решетку при росте в виде донорного комплекса As_2Te_3 , при этом может оставаться и некоторое количество нейтральных наноконplexов Te. Такая ситуация наблюдается для образцов ##М5, М17, М18. При ИТ Hg_I не взаимодействует с As_2Te_3 , а только с наноконplexами Te, поэтому после ИТ наблюдается релаксация концентрации электронов, хотя и незначительная. Для образца #М9, выращенного при наибольшей температуре источника As (наибольшем потоке) следует предположить, что практически весь избыточный Te связывается в комплексы As_2Te_3 , которые не взаимодействуют с Hg_I , поэтому после ИТ релаксация практически не наблюдается и $C_{As} \approx n_{77}(0) \approx p_{77} \approx n_{77}(f)$. При активационном отжиге в этих пленках комплексы As_2Te_3 распадаются, As переходит в подрешетку Te, где играет роль акцепторов, при этом восстанавливаются нейтральные наноконplexы Te с типичной концентрацией $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Об этом свидетельствует начальная концентрация электронов после ИТ $n_{77}(i)$, сама релаксация проходит аналогично образцам ##М6, М19.

4. Выводы

Полученные результаты убедительно показывают, что в процессе легирования As при МЛЭ росте может различным образом взаимодействовать с системой собственных дефектов, и прежде всего с избыточным Te (нейтральными наноконplexами Te), что определяется условиями роста (температура подложки) и легирования (наличие крекинга, температурой зоны крекинга T_{cr} , температурой источника As), которые определяют соотношение потоков As_4 и As_2 . Наиболее эффективным методом легирования является легирование с крекингом при высоких температурах зоны крекинга $T_{cr} \sim 700^\circ C$, при этом мышьяк в потоке присутствует преимущественно в виде димерных молекул As_2 . Молекулы As_2 эффективно взаимодействуют с избыточным Te, образуя донорные комплексы As_2Te_3 , которые и определяют n -тип проводимости послеростовых пленок. При активационном отжиге

комплексы As_2Te_3 распадаются, высвободившийся As встраивается в подрешетку Te, где играет роль акцепторов, определяющих p -тип проводимости МЛЭ пленок. При этом также восстанавливается обычная концентрация нейтральных наноконплексов Te.

1. J.W. Garland, C. Grain, S. Sivananthan, J. Electron. Mater. 42 (2013) 3331–3336.
2. F. G emain, I. C. Robin, S. Br ochen, P. Ball et, O. G ravrand, G. Feuill et, Appl. Phys. Lett. 102 (2013) 142104.
3. I.I. Izhnin, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov, Yu.G. Sidorov, V.S. Varavin, K.D. Mynbaev, M. Pociask, Appl. Phys. Lett. 91 (2007) 132106.
4. K.D. Mynbaev, V.I. Ivanov–Omskii, Semiconductors 37 (2003) 1127.
5. M. Pociask, I.I. Izhnin, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov, Yu.G. Sidorov, V.S. Va ravin, K.D. Mynbaev, E. Sheregii, Semicond. Sci. Technol. 23 (2008) 095001.
6. M. Pociask, Opto–Electron. Review 18 (2010) 338–41.
7. F. G emain, I. C. Robin, S. Br ochen, P. Ballet , O. G ravrand, G. Fe uillet, Appl. Phys. Lett. 102 (2013) 142104.

У41 Дислокации в гетероэпитаксиальных структурах КРТ на подложках ориентации (310) и возможности снижения плотности дислокаций в рабочей области фотодиодов

Сидоров Ю.Г., Варавин В.С., Труханов Е.М., Сабина И.В., Лошкарев И.Д., Якушев М.В., Ремесник В.Г.

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

Изготовление гетероструктур с относительно высокой разностью параметров кристаллических решеток сопрягаемых материалов и низкой плотностью прорастающих дислокаций является важнейшей задачей полупроводникового материаловедения. В полной мере эта проблема стоит и при выращивании КРТ на подложках из арсенида галлия и кремния. Для гетероэпитаксиальных слоев дефекты кристаллического строения и, в первую очередь, дислокации несоответствия (ДН), являются необходимым равновесным элементом структуры, который обеспечивает релаксацию напряжений. Поэтому в большинстве случаев избежать генерации дислокаций при гетероэпитаксии невозможно, а иногда и нецелесообразно, поскольку это может привести к сильной макродеформации эпитаксиального слоя, вплоть до его разрушения. В связи с этим, одной из важных проблем гетероэпитаксии является не устранение дефектов структуры вообще, а создание их оптимального распределения по объему гетеросистемы. Прежде всего, под этим понимается максимальное уменьшение количества структурных дефектов в рабочей области гетеросистемы, которые в наибольшей мере ухудшают электрофизические и оптические свойства материала.

Упругие деформации или смещения (смещения атомов относительно положений в невозмущенной кристаллической решетке) вызывают напряжения. С увеличением толщины пленки запасенная в ней энергия упругих напряжений растет. Минимальная толщина псевдоморфной пленки, при которой становится энергетически выгодным введение дислокаций несоответствия, называется критической толщиной.

При зарождении Zn Te на подложке GaAs или Si несоответствие параметров сопрягаемых решеток так велико, что критическая толщина псевдоморфного слоя оказывается порядка межплоскостного расстояния. В этом случае дислокации несоответствия образуются непосредственно в гетеропереходе. По мере роста пленки ZnTe, а затем и Cd Te (на гетерогранице ZnTe /CdTe образуются новые дислокации несоответствия) прорастающие участки дислокаций удлиняются, при этом увеличивается возможность взаимодействия их друг с другом, вследствие чего между дислокациями протекают различные реакции.

Исследование плотности дислокаций по толщине буферных пленок CdTe(301), выращенных на подложках из арсенида галлия и кремния, обнаруживает различное поведение прорастающих дислокаций. Плотность дислокаций, определяемая как плотность ямок травления (EPD), в буферных пленках CdTe(301) при толщине 6-7 мкм спадает до 10^7 см^{-2} при росте на Si и до 10^6 см^{-2} при росте на GaAs.

При осаждении КРТ на буферном слое теллурида кадмия также формируется сетка дислокаций несоответствия большой плотности, несмотря на небольшое рассогласование параметров решеток – рисунок 1.

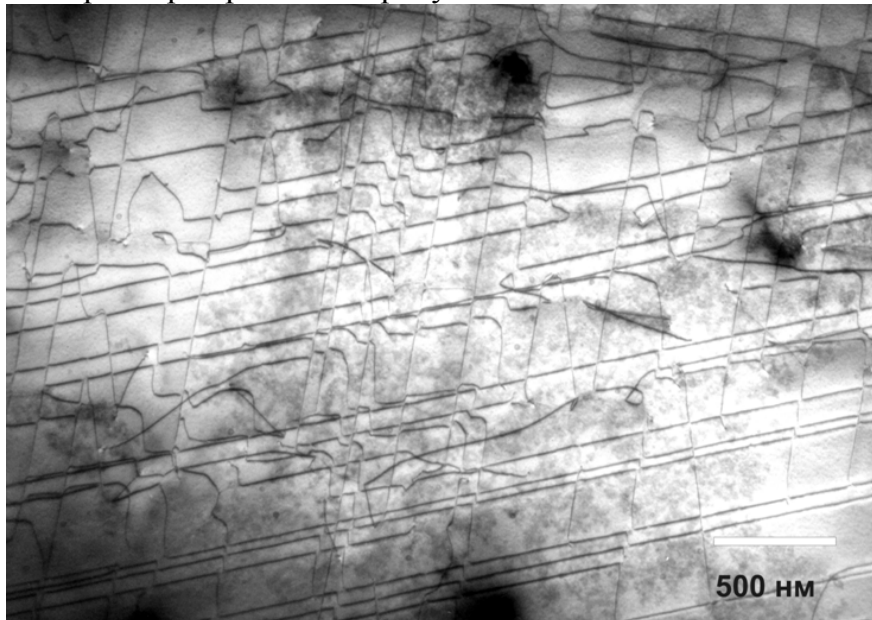


Рисунок 1. Электронно-микроскопическое изображение на просвет сетки ДН на границе буферного слоя CdTe ориентации (310) и пленки $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$

В результате на границе КРТ с буферным слоем CdTe плотность прорастающих дислокаций превышает величину 10^8 см^{-2} . Уменьшение плотности дислокаций за счет взаимодействия между ними или в результате выхода дислокаций на боковые поверхности пленки может требовать введения или выведения материала (атомов, строящих кристаллическую решетку). Оптимальные условия для ввода и вывода из кристаллической решетки различных компонентов полупроводникового соединения отличаются. С увеличением активности компонента вероятность его ввода в кристаллическую решетку растет, а с понижением – увеличивается вероятность выхода атомов компонента из решетки. Для бинарного соединения активности компонентов связаны константой равновесия $K = a_{\text{Te}} \cdot a_{\text{Me}}$, откуда следует, что увеличение активности одного компонента при постоянной температуре приводит к уменьшению активности другого компонента. Одновременно создать оптимальные условия для всех процессов невозможно. Тогда, видимо, необходимо менять условия в процессе термической обработки, поочередно создавая благоприятные условия для протекания различных процессов.

Наиболее эффективный процесс снижения плотности дислокаций может быть обеспечен при циклическом изменении температуры отжига при постоянном давлении паров ртути. Если в последовательности циклов отжига менять температуру образца КРТ от 300°C до 500°C , отношение $a_{\text{Te}}/a_{\text{Hg}}$ будет меняться от 0,0027 при температуре образца 300°C до величины 38 при температуре образца 500°C , что обеспечит условия эффективного ввода и вывода атомов теллура и ртути. Эффективность циклических отжигов показана в работе [1]. На рисунке 2 для гетеросистемы КРТ/CdTe/(310)Si представлено изменение плотности EPD по толщине пленки КРТ, определенное в результате ее химического утонения. Исследовались образцы непосредственно после

выращивания и после циклического отжига из 4 циклов, в которых температура образца менялась от 300⁰С до 500⁰С. Продолжительность цикла составляла 20 мин.

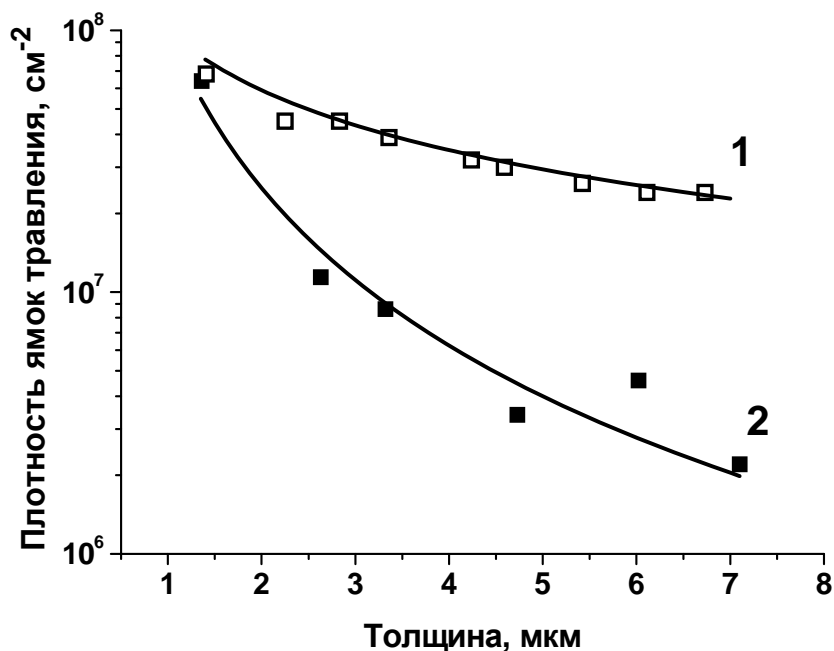


Рисунок 2 - Профили EPD по толщине: 1) до циклирования; 2) после циклирования.

Как следует из рисунка 2, циклический отжиг позволяет на порядок снизить плотность дислокаций в верхнем слое пленки КРТ, в котором располагается активная область фотодиодов. Снижение плотности дислокаций подтверждается рентгеновскими исследованиями. На рисунке 3 представлены карты распределения интенсивности отраженного рентгеновского излучения в обратном пространстве вблизи узла (6 2 0). Запись карт проводили методом двух кристалльной рентгенодифрактометрии используя монокристалл Ge (004) в качестве монохроматора и Cu Ka излучение. Щель перед детектором применялась в качестве анализатора с угловой апертурой 100 угловых секунд. На картах видны пики от пленки КРТ (верхний узел) и от буферного слоя CdTe (нижний узел). На карте от образца КРТ после роста (рисунок 3.а) отчетливо виден пик, находящийся между узлами КРТ и CdTe. Это пик от варизонного слоя на поверхности гетероструктуры, который уширен вдоль оси q_z , что свидетельствует об изменении параметра решетки слоя, т.е. изменении состава. Положение этого пика по оси q_y совпадает с положением пика КРТ, следовательно, кристаллическая решетка варизонного слоя строго наследует ориентацию слоя КРТ. Однако на карте заметно отклонение узла Cd Te по оси q_y от узла КРТ, что свидетельствует о наличии разориентации (малоугловой границы) между этими слоями. Малоугловая граница формируется сеткой ДН в области границы раздела КРТ/CdTe. После циклического отжига (рисунок 3. б) пик от варизонного слоя исчезает, т.е. варизонный слой размывается диффузией. Смещение узла CdTe по оси q_y сохраняется. Полная ширина на полувысоте (ПШПВ) пика от слоя КРТ после роста равна 148 угл. с., после циклического отжига – 91 угл.с. в симметричном отражении (6 2 0). ПШПВ в данном случае служит интегральной характеристикой качества эпитаксиальной пленки.

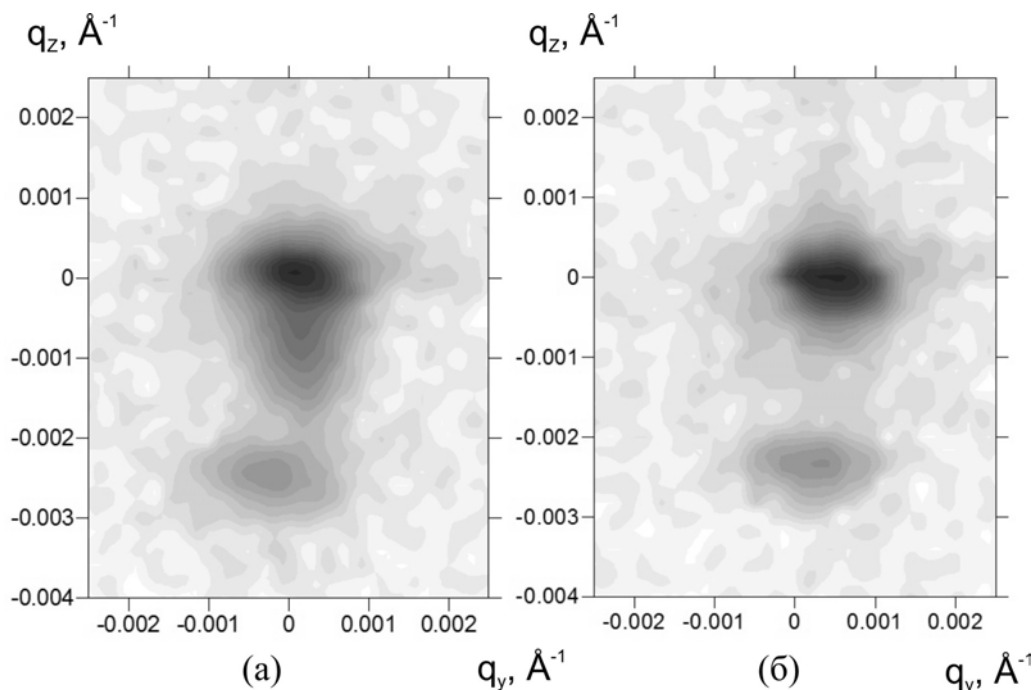


Рисунок 3 - Карты распределения интенсивности отраженного рентгеновского излучения в обратном пространстве вблизи узла (6 2 0) от образца КРТ/Si 2-121214 после роста (а) и после циклического отжига (б).

Заключение. В гетероструктурах КРТ на подложках из кремния и арсенида галлия имеют место скачки плотности дислокаций на гетерограницах Zn Te/Si (ZnTe/GaAs), CdTe/ZnTe и КРТ/CdTe, причем плотность прорастающих дислокаций в активной области фотодиодов определяется в основном сеткой дислокаций несоответствия, формирующейся на гетерогранице КРТ/CdTe. По мере роста пленки КРТ плотность прорастающих дислокаций в ней падает до величины порядка 10^7 см^{-2} . Для дальнейшего снижения плотности прорастающих дислокаций использован циклический отжиг, в котором температура образца меняется от 300°C до 500°C при постоянном давлении паров ртути. При изменении температуры активности компонентов КРТ меняются, что усиливает неконсервативное движение дислокаций и их плотность в активной области фотодиодов снижается до величины $2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$.

1. S. Farrell, Mulpuri V. Rao, G. Brill, Y. Chen, P. Wijewarnasriya, N. Dhara, D. Benson, and K. Harris. Effect of Cycle Annealing Parameters on Dislocation Density Reduction for HgCdTe on Si. *J. Electron. Mater.* **40**(8), 1727 (2011).

У42 Пленки PbSnTe:In для сверхдальнего ИК (свыше 30 мкм) и ТГц диапазонов

Акимов А.Н., Ищенко Д.В., Климов А.Э., Пашин Н.С., Шерстякова В.Н., Шумский В.Н., Эпов В.С.

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

В настоящее время потребности в фотоприемных устройствах (ФПУ) ИК диапазона, включая матрицы большого формата, практически полностью обеспечиваются кремнием (ближний ИК диапазон), антимонидом индия (средний ИК диапазон) и теллуридами ртути-кадмия (дальний ИК диапазон). За пределами окна прозрачности атмосферы (свыше примерно 13-14 мкм) известно использование малоформатных или одиночных фотоприемников (ФП) на основе примесных кремния и германия. В терагерцовом диапазоне длин волн ($\lambda \approx 100\text{-}1000 \text{ мкм}$) в настоящее время существует довольно большое разнообразие ФП, использующих разные физические

принципы. Это связано, в частности, с тем, что этот диапазон осваивается сравнительно недавно, а также со значительными принципиальными с точки зрения физических подходов сложностями в создании как источников, так и ФП данного диапазона, особенно многоэлементных ФП большого формата.

Хотя окно прозрачности атмосферы в дальнем ИК диапазоне простирается до 13-13,5 мкм, красная граница чувствительности ФПУ большого формата на основе CdHgTe, как правило, не превышает $\lambda \approx 11$ мкм. Это связано, главным образом, с существенным ухудшением однородности элементов ФПУ при уменьшении ширины запрещенной зоны CdHgTe. Вместе с тем, «информационная емкость» оптического канала $\lambda = 11-13,5$ мкм для задач дистанционного зондирования Земли представляется достаточно высокой.

Таким образом, интерес представляет анализ возможностей использования PbSnTe «на краю» дальнего ИК диапазона ($\lambda = 11-13,5$ мкм), в сверхдальнем ИК (свыше 30 мкм и вплоть до 100 мкм) и ТГц диапазонах длин волн (свыше 100 мкм).

Разработка технологий p-n переходов на основе PbSnTe для дальнего ИК диапазона была практически прекращена к началу 80-х годов прошлого века, когда большинством разработчиков ИК техники по ряду причин был сделан выбор в пользу фотодиодов (ФД) на основе CdHgTe. И хотя на тот момент имелись отдельные публикации по созданию ФД на PbSnTe для дальнего ИК (вплоть до 13 мкм) диапазона с параметрами, близкими к ограничению фоновыми потоком при $T \approx 80$ К, анализ возможностей ФД для решения этих задач не входят задачи данной работы.

Известно, что легирование индием твердого раствора PbSnTe определенного состава приводит к резкому увеличению его удельного сопротивления вплоть до гелиевых температур, при котором он становится практически изолятором. При этом темновые токи ФП резистивного типа на его основе могут составлять доли пикоампера при очень большой фоточувствительности, достигаемой за счет большого времени жизни генерируемых светом неравновесных носителей заряда. Необходимо отметить, что сказанное реализуется при рабочих температурах, по крайней мере, не выше 30 К, а предельные параметры - при температурах ниже примерно 10 К (мощность, эквивалентная шуму, менее 10^{-18} Вт·Гц^{0,5}). Именно ФП и ФПУ этого типа и являются предметом анализа в настоящей работе.

Анализ перспектив PbSnTe:In для указанных выше целей можно условно разбить на следующие подразделы:

1. «Край» дальнего ИК диапазона (11-13,5 мкм). Основой для анализа являются полученные ранее результаты для линейчатого ФПУ формата 2x128 элементов спектрального диапазона до $\lambda \approx 20$ мкм. Предельные параметры получены при рабочей температуре около 7 К. Анализируются возможности увеличения формата ФПУ и перспективы их использования с учетом необходимости использования криогенных систем на сверхнизкие температуры.

2. Сверхдальний ИК диапазон с краем чувствительности свыше 30 мкм. Как было указано, низкие темновые токи в PbSnTe:In и высокие параметры ФПУ на его основе до сих пор реализовывались в определенном диапазоне составов, соответствующих красному краю чувствительности не более $\lambda_{кр.} \approx 20-25$ мкм. Анализируются экспериментальные результаты для гетероэпитаксиальных пленок PbSnTe:In/BaF₂ с составом, соответствующим $\lambda_{кр.} > 30$ мкм, и перспективы дальнейшего увеличения $\lambda_{кр.}$

3. Терагерцовый (субмиллиметровый) диапазон длин волн. Анализируются возможности «прямого» и «непрямого» детектирования излучения. В первом случае речь идет о поглощении ТГц излучения непосредственно в пленках PbSnTe:In с появлением фотосигнала. В отличие от п.1 и п.2, в данном случае появление фотосигнала связано не с межзонной генерацией излучением электронно-дырочных

пар, а с переходом носителей зарядов с уровней в запрещенной зоне в разрешенные зоны. Отличительной особенностью PbSn Te:In по сравнению с другими полупроводниками является как раз наличие таких уровней с различной энергией, соответствующей именно ТГц диапазону длин волн. Под «непрямым» детектированием подразумевается схема с преобразованием излучения ТГц диапазона в тепловое с последующей его регистрацией ФПУ дальнего ИК диапазона на основе Pb SnTe:In с высокими пороговыми параметрами.

Литература

- [1] Rogalski A., Infrared Detectors, Taylor and Francis Group: NY, 2nd
- [2] Sizov F.F. Opto-electronics Review, v.18, no. 1, pp. 10 – 36 (2010).
- [3] Zogg H., John J. Opto-electronics Review, v.6, no. 1, pp. 37 – 46 (1998).
- [4] Климов А.Э., Шумский В.Н. Многоэлементные фотоприемные устройства дальнего ИК-диапазона на основе гетероэпитаксиальных пленок PbSnTe, легированных In, на ВаF₂.-Гл. 6 в «Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона», «Наука», Новосибирск, 2001.

У43 **Плазмохимическое травление слоев Al_xGa_{1-x}N в смеси газов BCl₃/Ar/N₂**

Протасов Д.Ю., Вицина Н.Р., Валишева Н.А., Гаврилова Т.А., Дульцев Ф.Н.,
Малин Т.В., Журавлев К.С.

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

При изготовлении приборных структур на нитридах III группы периодической системы травление этих химически стойких материалов, в основном, проводится в хлорсодержащей плазме высокочастотного (ВЧ) разряда [1]. Установлено, что из-за низкой скорости травления собственного оксидного слоя на поверхности слоя Al_xGa_{1-x}N при травлении только в плазме хлора наблюдается задержка травления в течение нескольких минут [2]. Поэтому в газовую смесь обычно добавляют BCl₃, который очень эффективно стравливает естественный окисел [2]. Скорость травления GaN при оптимальном соотношении потоков BCl₃ и Cl₂ (обычно BCl₃ около 30%) лежит в диапазоне 300÷1000 нм/мин [2-4]. В нашей работе исследовано травление слоев Al_xGa_{1-x}N в смеси газов BCl₃/Ar/N₂, которое, несколько уступая по скорости травления среде BCl₃/Cl₂, позволяет упростить и удешевить сам процесс травления, отказавшись от использования хлора.

Травление изучалось на нелегированных гетероструктурах Al_xGa_{1-x}N толщиной ~1 мкм, выращенных на сапфировых подложках с ориентацией (000 1) методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке CBE RIBER 32. Содержание Al в исследуемых образцах изменялось от 0 до 1. Травление образцов проводили в ВЧ на установке Oxford PlasmaLab100 в смеси BCl₃ с аргоном и азотом. Варьированием соотношения компонентов газовой среды, давления в реакторе и мощности плазмы был выбран режим, обеспечивающий получение гладкой поверхности нитридных структур после травления: соотношение BCl₃:Ar:N₂= 15:17:6 ст. см³/мин, давление – 3 мТорр, мощности RF – 150 W и ICP – 500 W без нагрева образцов. Внешний вид и высоту меза-структур, сформированных плазмохимическим травлением, контролировали при помощи сканирующего электронного микроскопа LEO-1430.

Из рис.1а видно, что слой фоторезиста в качестве маски при формировании топологического рисунка в используемом нами режиме травления Al_xGa_{1-x}N в плазме BCl₃ не обладает требуемой стойкостью, особенно при длительном (≥10 мин) травлении слоев Al_xGa_{1-x}N на большую глубину. Из-за локального травления фоторезистивной маски на поверхности меза-структуры появились многочисленные ямки травления (в

том числе и на напыленном перед травлением золотом контакте). Повреждение фоторезистивной маски происходит за счет интенсивного воздействия на фоторезист плазмы BCl_3 , состоящей из более тяжелых ионов BCl^{+2} и BCl^{+3} , по сравнению с плазмой чистого хлора, содержащей ионы Cl^+ [4]. Боковая поверхность меза-структуры неровная, что можно объяснить растеканием слоя фоторезиста в агрессивных условиях плазмохимического травления в BCl_3 .

Достаточной стойкостью к травлению в BCl_3 обладает маска из хрома определенной толщины с подслоем двуокиси кремния. Слои хрома наносили термическим напылением, слои SiO_2 синтезировали в реакторе пониженного давления при 220°C или в удаленной плазме ВЧ-разряда при окислении моносилана кислородом при 240°C . Маска из хрома формировалась методом прямой и обратной фотолитографии. Толщина хрома задавалась предварительно определенной селективностью травления слоев GaN и хрома, которая составляет $(6\div 7):1$ и глубиной меза-структуры. На рис.1б показано изображение тестового *p-i-n* диода на $\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{N}$ с глубиной меза-структуры $1.5\ \mu\text{m}$.

Для определения скорости травления слои $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ с нанесенной маской делились на части, которые затем травилась разное время. Средняя скорость травления рассчитывалась как отношение общей толщины стравленного слоя к времени травления: $v = h/t$. Полученные таким образом зависимости скорости травления от времени травления для образцов с разным содержанием Al показаны на рис. 2а.

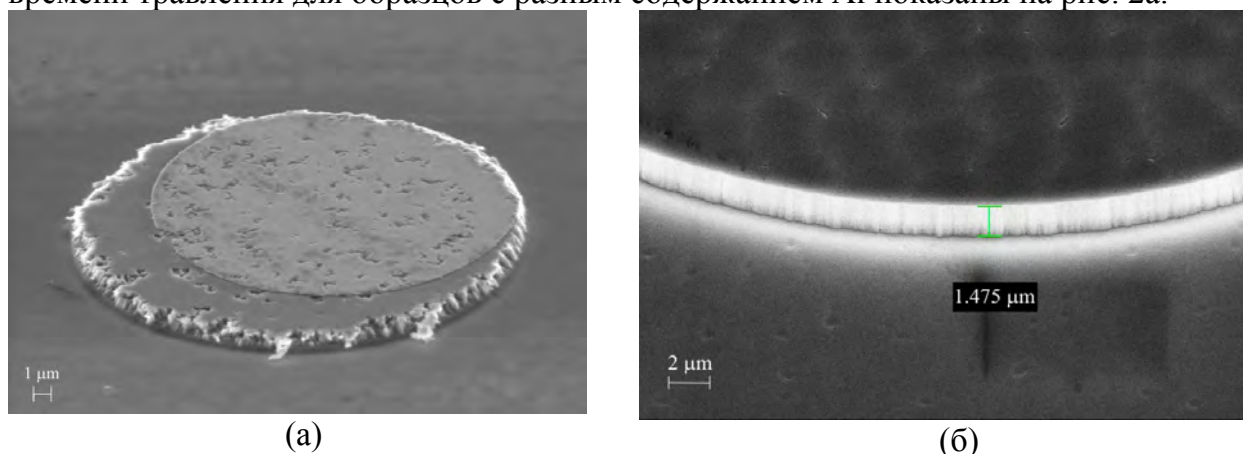
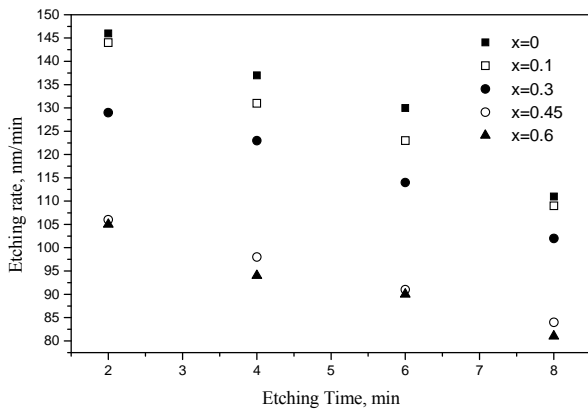
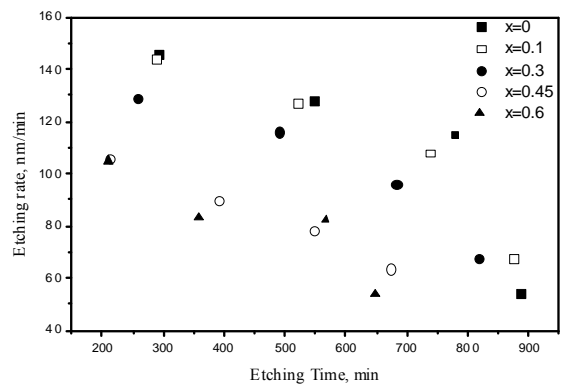


Рис. 1. Травление $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ в плазме ВЧ разряда при использовании а) фоторезистивной маски; б) составной маски SiO_2/Cr . Изображения получены при помощи сканирующего электронного микроскопа LEO-1430

Как и в случае травления в смеси газов BCl_3/Cl_2 [5,6], скорость травления слоев AlGaN уменьшается при увеличении доли алюминия в гетероструктуре вследствие увеличения энергии связи атомов в слое. В отличие от BCl_3/Cl_2 , процесс травления замедляется при увеличении времени травления. Это становится особенно заметным, если на основании данных рис. 2а рассчитать дифференциальную скорость травления: $v_d = \Delta h/\Delta t$. Рассчитанная зависимость приведена на рис. 2 б. Например, для GaN дифференциальная скорость травления после 8 минут травления уменьшается более чем в два раза по сравнению с начальной скоростью. Для объяснения этого эффекта исследовано влияние зарядки образцов в процессе травления на скорость травления.



(a)



(б)

Рис. 2. Профиль скорости травления слоев AlGaIn: а) средняя; б) дифференциальная.

Работа частично поддержана грантом РФФИ 14-02-91371.

1. H. Morkoç, Handbook of Ni tride Semiconductors and Devices Vol. 2, WILEY-VCH Verlag GmbH, 2008
2. D. Buttari et al, Appl. Phys. Lett., **83**(23), 4779 (2003).
3. S. Zhou et al, Appl. Phys. A, **105**, 369 (2011)
4. D. S. Rawal et al, IEEE Trans. Plasma Sci., **40**(9), 2211 (2012).
5. L. Chen et al, Proc. of SPIE, **6621**, 66211A-1 (2008).
6. A. P. Shah et al, AIP Conf. Proc. **1512**, 494 (2013);

У44 Влияние термического отжига на состав и оптические свойства тонкопленочных твердых растворов системы CdS-PbS

Форостяная Н.А., Маскаева Л.Н., Марков В.Ф.

УрФУ им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

Тройные соединения, системы CdS-PbS являются потенциальными материалами для широкого спектра применения в оптоэлектронике при производстве фотодетекторов, фотоэлектрических устройств, фотоэлектрохимических ячеек, лазеров, ИК – устройств, солнцезащитных покрытий, солнечных элементов. Преимуществом твердых растворов в системе PbS-CdS является возможность регулирования ширины запрещенной зоны путем изменения состава, а, следовательно, оптических и электрофизических свойств. В виде тонких пленок эти материалы могут быть получены с помощью различных методов, таких как электроосаждение, спрей – пиролиз [1], осаждение в вакууме [2] и гидрохимический синтез [3, 4].

В данной работе рассматривается возможность получения твердых растворов $Pb_xCd_{1-x}S$ методом модификации гидрохимически осажденных пленок сульфида кадмия в водном растворе соли свинца. Предполагалось получить материал с высокой долей замещения, при использовании более дешевого метода гидрохимического синтеза, не требующего дорогостоящего оборудования, создания глубокого и сверхглубокого вакуума или высоких температур, в отличие от традиционно применяемых эпитаксиальных технологий и методов термического вакуумного испарения. Исследовались морфологические и оптические свойства свежесоздаваемых и термообработанных тонких пленок с использованием растровой электронной микроскопии, рентгено– спектрального метода анализа и спектрофотометрии.

Объектами исследования являлись тонкие пленки сульфида кадмия, полученные методом химического осаждения из реакционной смеси, содержащей хлорид кадмия $CdCl_2$, цитрат натрия $Na_3C_6H_5O_7$, водный раствор аммиака NH_4OH и тиокарбамид

$\text{CH}_4\text{N}_2\text{S}$. Осаждение вели в течение 120 мин при температуре 353 К на предварительно обезжиренные ситалловые подложки марки СТ-50. Для оптических исследований в качестве подложечного материала использовали предметное стекло.

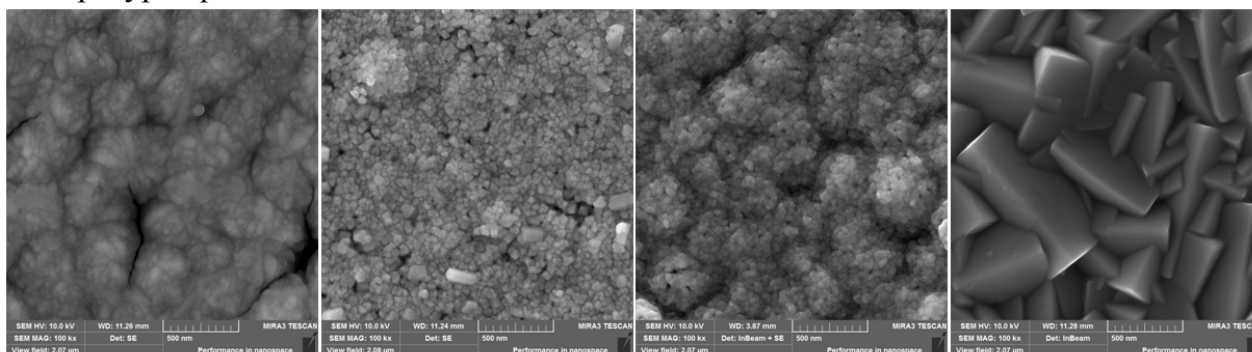
Модифицирование поверхности сульфида кадмия осуществляли путем выдерживания гидроксидически осажденной пленки CdS в растворе соли свинца(II), в качестве которой использовали ацетат $\text{Pb}(\text{CH}_3\text{COO})_2$. Продолжительность выдержки синтезированных слоев CdS в водном растворе $\text{Pb}(\text{CH}_3\text{COO})_2$ при температуре 368 К варьировалась от 1 до 9 часов.

Термический отжиг пленок проводился в электропечи «ПМ–1.0–7» в режиме нагрева образца в печи до температуры 573 К и затем ее самопроизвольного остывания до комнатной температуры. Пленки подвергались нагреву со скоростью 3,5 град/мин.

По результатам растровой электронной микроскопии (рис. 1) был сделан вывод о значительных изменениях в морфологии модифицированных образцов по сравнению с исходными пленками. С увеличением продолжительности ионообменного процесса на поверхности тонких пленок происходит формирование частиц с характерной для сульфида свинца огранкой, размеры которых значительно меньше, чем для чистого PbS. Формирование такой структуры указывает на образование твердого раствора на основе сульфида свинца. Для образцов, подвергнутых термической обработке такая структура все еще сохраняется, однако становится менее явной.

Данные элементного анализа пленки, свидетельствуют о том, **что** увеличение продолжительности ионного обмена приводит к росту содержания свинца и уменьшению содержания кадмия в пленке, содержание серы при этом меняется незначительно, в пределах

ошибки анализа (рис. 2 а). Так максимальное количество свинца в составе тонкой пленки составило 42,6 ат.%. Это значение было достигнуто выдерживанием пленки сульфида кадмия в водном растворе ацетата свинца в течение 5 40 мин при температуре процесса 368 К.



а *б* *в* *г*

Рис. 1. Электронно–микроскопические изображения пленок CdS (*а*), PbS (*г*) и CdS, выдержанных в растворе соли свинца при 363 К в течение 540 мин свежесажженной (*б*) и термообработанной (*в*)

Количество свинца в образце, соответствующем 60-ти минутному ионообменному процессу при той же температуре, составило 8,27 ат.%, т.е. при увеличении времени контакта тонкой пленки CdS с раствором соли свинца, содержание свинца в составе пленки возросло более, чем в пять раз.

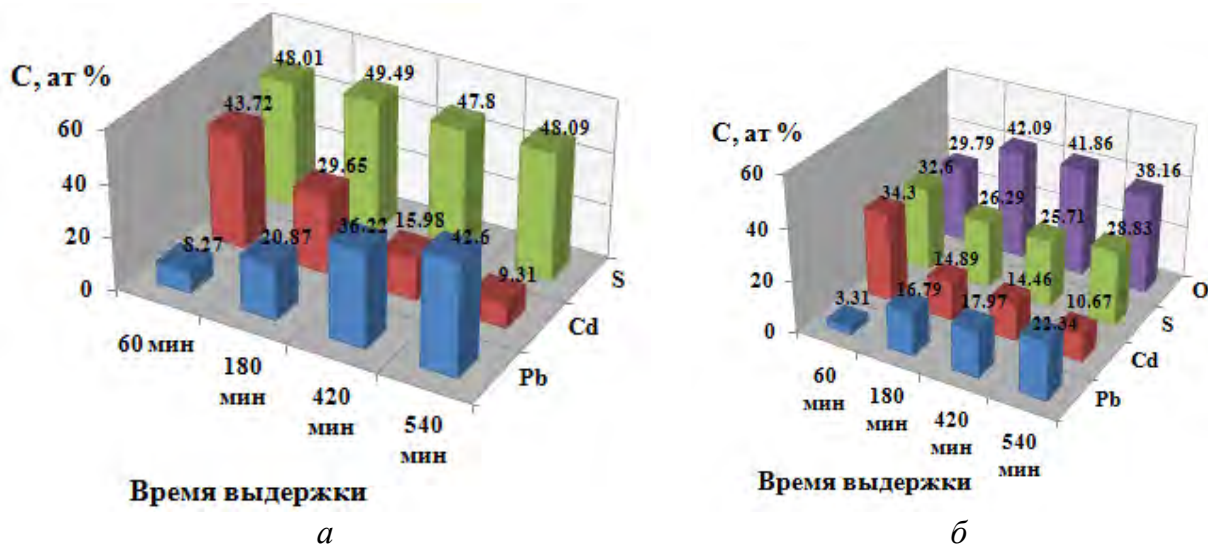


Рис. 2. Результаты элементного анализа тонких пленок сульфида кадмия, выдержанных в растворе ацетата свинца в течение различного времени для свежесаженных (а) и термообработанных (б) пленок

После проведения термического отжига наблюдается значительное снижение доли свинца в составе пленки (рис.2б). Так содержание свинца после отжига для образца, модифицированного в водном растворе $PbAc_2$ в течение 540 мин, при этом уменьшилось почти в два раза с 42.6 ат.% до 22.34 ат.%. Из чего можно заключить, что термообработка при температуре 573 К способствует выходу свинца с поверхности пленки и, вследствие этого, разрушению твердого раствора. Кроме того, отмечается присутствие в пленке оксидных фаз, что является весьма характерным явлением для термически-обработанных пленок, содержание кислорода при этом достигает 42.09 ат.%.

Исследование оптических свойств модифицированных тонких пленок выполнено на спектрофотометре ПЭ-5300ВИ в диапазоне длин волн 325-1000 нм. С использованием соотношения Бардина $\alpha hv = A(hv - E_g)^n$, где $n=0.5$ для ширины запрещенной зоны с прямым переходом в случае CdS, графически были определены величины оптической ширины запрещенной зоны для исследуемых образцов (рис. 2).

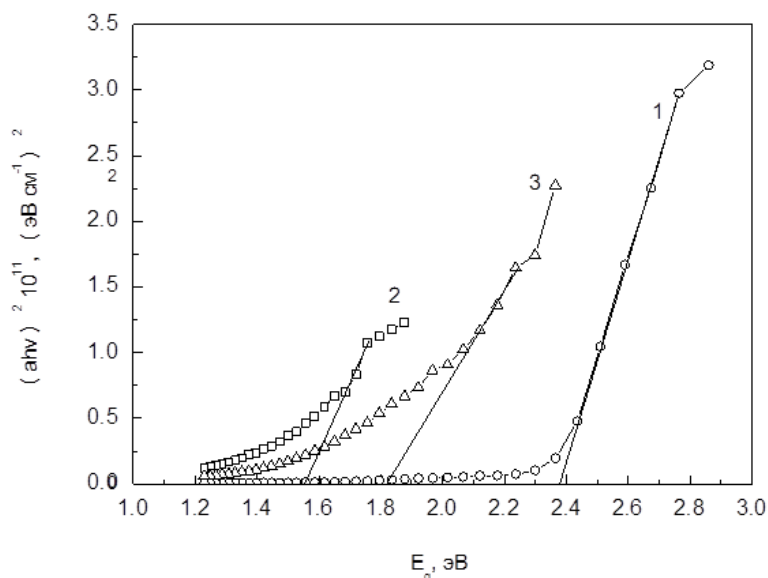


Рис. 3. Зависимость величины $(\alpha hv)^2$ от энергии E_g для исходной тонкой пленки CdS (1), а также для модифицированного сульфида кадмия при $T=368$ К в течение 540 мин свежесаженного (2) и термообработанного (3)

На рисунке 3 представлена зависимость величины $(\alpha h\nu)^2$ от значений энергии фотонов, для пленки CdS, выдержанной в водном растворе соли свинца в течение 540 мин при температуре 368 К до и после термической обработки, а также для исходной пленки сульфида кадмия. Как видно из графика, для пленки CdS, модифицированной в растворе ацетата свинца, величина ΔE_g заметно уменьшилась по сравнению с исходным сульфидом кадмия с 2.38 эВ до 1.58 эВ. Изменение ширины запрещенной зоны при увеличении содержания свинца в составе тонкой пленки может быть связано с преобразованием ее структуры из гексагональной, характерной для чистого сульфида кадмия, в кубическую B1 свойственную сульфиду свинца. Допуская, что величина запрещенной зоны линейно зависит от состава твердого раствора системы CdS-PbS, можно предположить, что образцу, модифицированному в растворе ацетата свинца в течение 540 минут соответствует соединение состава $Cd_{0.59}Pb_{0.41}S$. Термическая обработка тонкой пленки способствовала увеличению ширины запрещенной зоны с 1.58 эВ до 1.8 эВ, что может быть вызвано изменением структуры образца вследствие образования оксидных соединений, а также уменьшения доли замещения твердого раствора системы CdS-PbS. Что подтверждает предположение о разрушении твердого раствора в процессе термической обработки при 573 К.

Таким образом, в ходе работы была разработана простая методика управлением величиной ширины запрещенной зоны, что является важным показателем для оптоэлектронных приборов, а также было показано влияние на свойства исследуемых образцов термической обработки при 573 К.

Список литературы:

1. Kamruzzaman M., Dutta R., Podder J. Synthesis and characterization of the as-deposited $Cd_{1-x}Pb_xS$ thin films prepared by spray pyrolysis technique // Физика и техника полупроводников. 2012. Т. 46. В. 7. С. 979 – 983.
2. Роках А.Г., Стецюра С.В., Сердобинцев А.А. Гетерофазные полупроводники под действием излучений // Изв. Саратовск. ун-та. Сер. Физика. 2005. Т. 5. В. 1. С. 93-102.
3. Маскаева Л.Н., Марков В.Ф., Морозова И.М., Полюдова Н.С. Изменение состава и морфологии пленок $Cd_xPb_{1-x}S$ при предварительном температурном воздействии на раствор ацетата свинца // Ж. Перспективные материалы. 2008. № 2. С. 81 – 86.
4. Barote M. A., Yadav A. A., Vsumdar E. U. Effect of deposition parameters on growth and characterization of chemically deposited $Cd_{1-x}Pb_xS$ thin films // Chalcogenide letters. 2011. V. 8. № 2. P. 129 – 138.

У45 **Химическое осаждение из растворов тонких полупроводниковых пленок In_2S_3 для солнечных преобразователей**

Туленин С.С., Марков В.Ф.

УрФУ им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

Сульфид индия(III) нашел широкое применение в опто- и микроэлектронике, солнечной энергетике как материал, обладающий рядом уникальных свойств. Так, например, благодаря ширине запрещенной зоны 2.03 эВ он выступает близким аналогом CdS при использовании в качестве буферного слоя в тонкопленочных солнечных элементах. Одновременно сульфид индия(III) является основой для халькопиритных тонкопленочных структур - перспективных материалов для солнечных преобразователей.

Первым в ряду халькопиритных полупроводников стоит дисульфид меди(I) и индия(III) $Cu_2S-In_2S_3$. Совокупность таких свойств, как высокий коэффициент

абсорбции α солнечного излучения ($\sim 10^{-5} \text{ см}^{-1}$) [1], оптимальная ширина запрещенной зоны (1.5 эВ) [2], сравнительно высокий КПД преобразования ($\sim 13\%$) [3], радиационная стойкость [4], потенциально низкая себестоимость изготовления фотопреобразователей и экологическая безопасность для окружающей среды обусловили применение данных полупроводников при изготовлении солнечных элементов. Более того, контролируемое легирование с помощью различных химических элементов Ga, Zn, Fe, Se [5, 6] является одним из способов модифицирования оптических свойств тонких пленок $\text{Cu}_2\text{S-In}_2\text{S}_3$.

Существуют различные методы получения полупроводниковых материалов в системе $\text{Cu}_2\text{S-In}_2\text{S}_3$. Среди них высокоскоростное магнетронное распыление в вакууме, пульверизация водных растворов с пиролизом на нагретой подложке, физическое осаждение из газовой фазы, молекулярно-лучевая эпитаксия, сульфидизация отдельных слоев Cu-In, электрохимическое осаждение, химическое осаждение из водных сред.

Привлекательность метода гидрохимического осаждения заключается не только в простоте его технологического оформления, отсутствии необходимости вакуума и высоких температур, но и в возможности получения пересыщенных твердых растворов в тонкопленочном виде, гибкости управления свойствами наносимых слоев, чего добиться другими методами крайне сложно или практически невозможно. Однако главным условием формирования твердого раствора является возможность осаждения тонких пленок индивидуальных сульфидов металлов. Поэтому ключевой целью работы стало отыскание оптимальной рецептуры осаждения сульфида индия(III) как наиболее интересного материала.

В ходе экспериментов пленки In_2S_3 осаждали согласно разработанной рецептуре на предварительно обезжиренные ситалловые подложки марки СТ-50-1, которые закрепляли в специально сконструированных держателях и погружали в стеклянные ректоры с реакционной смесью. Синтез проводили в термостатируемых условиях из водного раствора, содержащего нитрат индия $\text{In}(\text{NO}_3)_3$, тиоацетамид CH_3CSNH_2 с добавлением винной кислоты $\text{C}_4\text{H}_6\text{O}_6$ и гидроксилamina солянокислого $\text{NH}_2\text{OH}\cdot\text{HCl}$ в интервале температур 343-368 К. Проведенные эксперименты показали возможность устойчивого получения высокоадгезионных слоев сульфида индия(III) на ситалловых подложках. Толщина полученных пленок сульфида металла находилась в пределах от 285 до 756 нм. С ростом температуры в интервале 343-368 К толщина монотонно возрастала, а цвет слоев изменялся от светло-желтого до красновато-оранжевого.

Кристаллическую структуру и фазовый состав изучали при комнатной температуре на рентгеновском дифрактометре Shimadzu XRD-7000 в $\text{CuK}_{\alpha 1,2}$ -излучении в интервале углов 2θ от 20 до 65° с шагом $\Delta(2\theta) = 0.03^\circ$ и экспозицией 20 с в точке. Микроструктуру, химический состав и размер зерен изучали методом растровой электронной микроскопии на приборе Mira-3-LMU с приставкой для энергодисперсионного (EDX) анализа JED 2300. Анализ химических форм элементов, составляющих пленки сульфида индия(III), выполняли методом РФЭС на электронном спектрометре ESCALAB MK II (VG Scientific, Великобритания) с магниевым катодом $\text{MgK}\alpha$ (1253.6 эВ). Для интерпретации типа химических связей элементов по сдвигу полос в РФЭС-спектрах в качестве калибровочной использовали линию углерода $\text{C}1s$ с энергией связи 284.5 эВ.

Проведенные рентгеновские исследования синтезированных пленок сульфида индия(III) показали, что они кристаллизуются в кубической структуре, что согласуется с литературными данными [7]. Об этом свидетельствуют дифракционные отражения (311), (400), (422) и (440), наблюдаемые на типичной рентгенограмме пленки In_2S_3 (рис. 1а), полученной на ситалловой основе при 353 К (толщина 700 нм). Здесь же приведена для сравнения рентгенограмма подложки (рис. 1б). Стоит отметить, что линии с наименьшими кристаллографическими индексами отсутствуют на рентгенограмме

пленки по причине наличия сильного фона от подложечного материала, и в тоже время из-за несформированной четкой кристаллической структуры соединения.

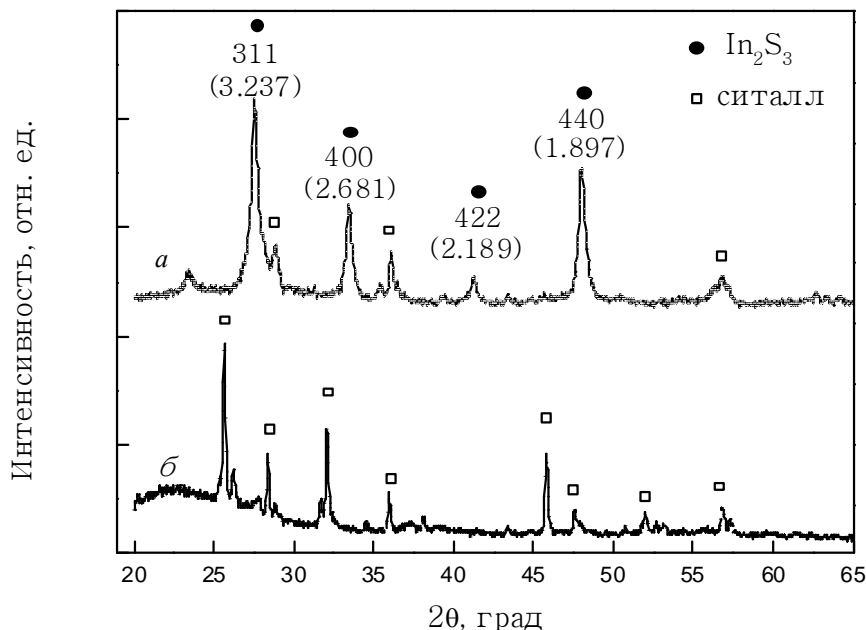


Рис. 1. Рентгенограммы пленки сульфида индия(III), полученной при 353 К (а), и ситалловой подложки (б).

Данные проведенного EDX- анализа свидетельствуют о том, что поверхность пленки состоит преимущественно из индия и серы, содержание которых в среднем по нескольким измерениям составило 37.95 и 53.98 ат. % (без учета кислорода) соответственно. Содержание кислорода в среднем колеблется около 8 ат. %. Полученные результаты близки к соотношению указанных элементов как 2 : 3 в In_2S_3 с незначительным избытком по индию, что хорошо согласуется с литературными данными по составу этого индивидуального соединения [8 , 9] . Выявленные отклонения от средней концентрации индия и серы в пленке не превышают 2-3 ат. %.

Электронно-микроскопические исследования свежесозданных пленок сульфида индия(III) показали, что при температурах синтеза 343-353 К (рис. 2а) слои имеют выраженную мелкокристаллическую структуру со средним размером кристаллитов 70-120 нм. На поверхности пленки имеются также более крупные образования того же состава, включающие несколько десятков микрокристаллов. Размер таких агрегатов достигает 800 нм. Аналогичные результаты были получены в работах [10] при некотором повышении рН реакционной смеси. Дальнейшее увеличение температуры синтеза ведет к изменению поверхностной морфологии [11] и возникновению сетчатой фрактальной структуры пленки (рис. 2б). При температуре 368 К наблюдается образование пространственных нитевидных агрегатов, включающих в себя несколько кристаллитов со средними размерами 90-150 нм.

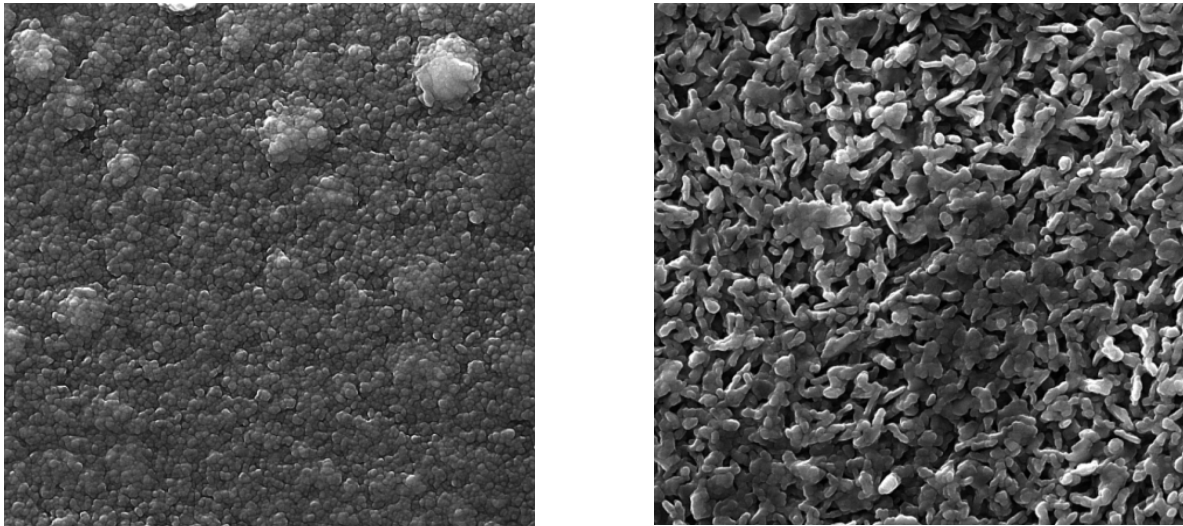


Рис. 2 Электронно-микроскопические изображения свежесоздавленных пленок сульфида индия(III), полученных при температуре синтеза, К: 343 (а), 368 (б).

Измерение оптических свойств и пропускания пленок In_2S_3 проводилось в области от 300 до 1000 нм. Для этого были получены слои на фотостекле при тех же условиях, что и пленки на ситалле, толщиной около 300 нм. Слои сульфида индия показали высокий процент пропускания в видимой области спектра (до 70%), что говорит о качественной незагрязненной поверхности (рис. 3а, вставка).

По соотношению Бардина для определения края поглощения, коэффициент поглощения материала α связан с энергией падающих на него фотонов $h\nu$ следующим уравнением:

$$\alpha h\nu = A(h\nu - E_g)^n,$$

где A - коэффициент зависящий от пропускающей способности пленки и ее толщины d , E_g - оптическая ширина запрещенной зоны, n - коэффициент равный 0.5 для прямого перехода в случае In_2S_3 .

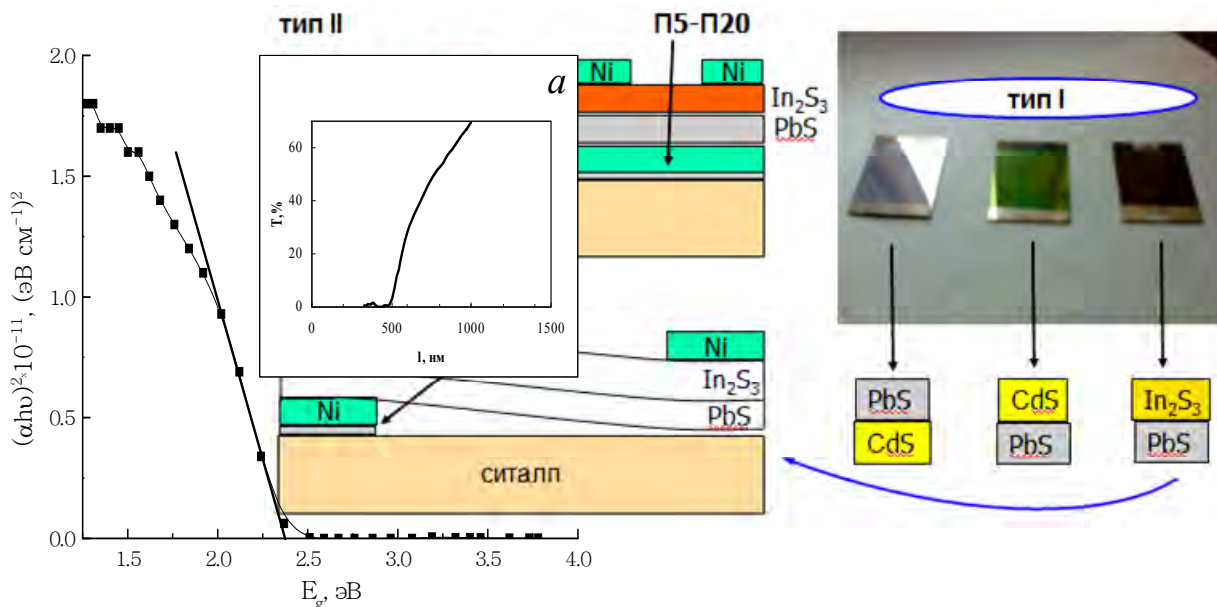


Рис. 3. Зависимость $(\alpha h\nu)^2$ от энергии падающих фотонов $h\nu$ (а) со спектром пропускания на вставке и различные типы гетероструктур (б).

Для определения оптической ширины запрещенной зоны была построена зависимость величины $(\alpha h\nu)^2$ от энергии падающих фотонов $h\nu$. Проекция касательной к построенному графику на ось абсцисс определила значение E_g для тонкой пленки

In_2S_3 , величина которой для свежееосажденных образцов составила 2.35 эВ, что вполне соответствует литературным данным. Увеличенное значение оптической ширины запрещенной зоны по сравнению с 2.03 эВ для объемного материала In_2S_3 можно объяснить меньшим размером гранул (до 70 нм при толщине порядка 300 нм) пленки и возникновением на них квантово-размерных эффектов с одной стороны, и химическим составом пленки с другой. Согласно проведенным ED X и РФЭС исследованиям на поверхности пленок содержится кислород, который свидетельствует о наличии окисного слоя, включающего, в том числе, и In_2O_3 , который в свою очередь увеличивает значение E_g , сдвигая край поглощения в коротковолновую область спектра.

Еще одной целью работы стало создание действующих гетероструктур (ГС) в качестве солнечных преобразователей на основе синтезированных пленок сульфидов с целью их сравнения и выявления наиболее лучшей. На данный момент были исследованы три вида ГС созданных по типу I (рис. 3б), когда на подложечный материал - ситалл - последовательно наносился нижний односторонний никелевый контакт поверх него слой узкозонного материала (такого как PbS), а затем слой широкозонного (CdS или In_2S_3). В конце наносился верхний Ni-контакт. Данный тип ГС, однако, является менее эффективным в сравнении с типом II, где нижний и верхний контакт существенно отличаются. Измерение основных характеристик полученных ГС до и после сушки (при 361 К в течение 240 мин) выполнялось на установке УКИ-1. Площадь отдельного элемента составила 4.8 см². Данные измерений представлены ниже в таблице.

Опыт	Переход	Электrofизические свойства			
		I, мА U,	млВ R,	Мом C,	нФ
Лампа 75 Вт					
1	CdS-PbS(м*) 0.01		0.9	3.3	-
	CdS-PbS(с**) 0.01		40	6.4	0.08
2	PbS-C dS(м) 0.01		1.5	0.011	0.03
	PbS-C dS(с) 0.01		100	0.0	0.01
3	PbS-In ₂ S ₃ (с) 0.01		190	40	0.07
Солнце					
1	CdS-PbS(с) 0.01		38	6.2	0.083
2	PbS-C dS(с) 0.01		15/120	1.2	0.088
3	PbS-In ₂ S ₃ (с) 0.01		80/150	40	0.071

* - мокрый, ** - сухой, x/y - слабое / сильное солнечное освещение

Видно, что лучшими характеристиками среди различных гетероструктур обладает PbS- In_2S_3 , что еще раз подтверждает перспективность In_2S_3 как широкозонного буферного слоя для солнечных преобразователей.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 11-03-00063-а).

Список литературы:

1. Xu X.H. et. al. // Solar Energy Materials and Solar Cells. 2011. V.95. P.791-796.
2. Новоселова А.В. Физико-химические свойства полупроводниковых веществ. М. : Наука, 1979. 339 с.
3. Fiechter S. // Phys. stat. sol. (b). 2008. V.245. № 9. P.1761-1771.
4. Maier E. et. al. // Solar Energy Materials and Solar Cells. 2011. V.95. P.1354-1361.
5. Yanfeng Cui et. al. // Solar Energy Materials and Solar Cell. 2011. V.95. P. 2136-2140.

6. Otto K., Katerski A., Mere A. et. al. // Thin Solid Films. 2011. V. 519. P. 3055 – 3060.

7. Yahmadi B., Kamoun N., Bennaceur R. et. al. // Thin Solid Films. 2005. V. 473. P. 201–207.

8. Коровин С.С., Дробот Д.В., Федоров П.И. Редкие и рассеянные элементы. Химия и технология. М.: МИСИС, 1999. 461 с.

9. Бондарь И.В., Полубок В.А., Рудь В.Ю. и др. // ФТП. 2003. Т.37. Вып. 11. С.1346-134.

10. Туленин С.С., Марков В.Ф., Маскаева Л.Н. // Бутлеровские сообщения. 2012. Т. 29. № 3. С. 79-85.

11. Lokhande C.D., Ennaoui A., Patil P.S. et. al. // Thin Solid Films. 1999. V. 340, No. 1. P. 18–23.

У46 Влияние параметров границы раздела полупроводник – диэлектрик на ток охранного кольца кремниевых фотодиодов

Демидов С.С.¹, Климанов Е.А.^{1,2}

¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

²МГТУ МИРЭА, Москва, Россия

Одним из способов снижения влияния периферийных токов утечки, вызванных инверсионными слоями, на темновые токи и шумы фоточувствительных элементов (ФЧЭ) является использование двух типов охранных колец: кольца, изолирующие периферию за счет высокой концентрации основных носителей (p⁺-типа на подложке p-типа) и кольцевые p-n переходы, включенные в цепь, параллельную сигнальной цепи ФЧЭ [1,2,5,6]. Целью настоящей работы является исследование факторов, влияющих на ток охранного кольца второго типа (I_k).

Если величина тока охранного кольца определяется генерационным током, возникающим в области пространственного заряда инверсионного слоя, то его величина определяется выражением [3]:

$$I_k^2 = \left[\frac{n_i \mu_s \epsilon \epsilon_0 kT}{2\tau} P^2 \exp\left(\frac{q\phi_s}{kT}\right) \right] V \quad (1)$$

где μ_s , ϕ_s , P , V - подвижность электронов в инверсионном слое, поверхностный потенциал, периметр охранного кольца и напряжение, приложенное напряжению соответственно.

В случае инверсии на границе раздела также справедливо соотношение [4]:

$$Q_{ss} = \sqrt{\frac{2kTn}{\epsilon \epsilon_0}} \exp\left(\frac{q\phi_s}{kT}\right) \quad (2),$$

где Q_{ss} – величина заряда на границе раздела полупроводник-диэлектрик, n - концентрация электронов в объеме полупроводника.

Отсюда, используя (1,2), получаем выражение для тока охранного кольца:

$$I_k^2 = \left[\frac{\mu_s (\epsilon \epsilon_0)^2}{2\tau} \left(\frac{n}{n_i}\right) Q_{ss}^2 \right] V \quad (3)$$

Экспериментальные вольт-амперные характеристики (ВАХ) охранного кольца для нескольких кремниевых фотодиодов, приведенные на рис.1, качественно подтверждают зависимости I_k от V , Q_{ss} и n , следующие из (3): $I_k \sim V^{0,5}$, $I_k \sim Q_{ss}$. Генерационная природа I_k подтверждается также температурной зависимостью тока охранного кольца. Справедливость зависимости $I_k \sim n^{1/2}$ следует из сравнения ВАХ охранного кольца для ФД с концентрацией в подложке $p_0 \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (2,3,4) и $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (1). Наблюдаемые отклонения от приведенных зависимостей [5] могут быть связаны с

распространение инверсионного слоя с высокой проводимостью (малым $R_{и}$) до периферии кристалла.

Следовательно, для снижения тока охранного кольца и его вклада в темновой ток фоточувствительных площадок необходимо увеличивать время жизни носителей в ОПЗ инверсионного слоя и снижать величину Q_{ss} на границе раздела. Увеличение концентрации основных носителей в приповерхностной области ограничивается требуемой величиной рабочего напряжения.

Для уменьшения влияния тока кольца на темновой ток (I_d), протекающий через нагрузку ФЧЭ, шумы и коэффициент фотоэлектрической связи (k) на величину сопротивления инверсионного слоя $R_{и}$ накладываются следующие ограничения:

$$R_{и} > R_{н}, R_{к}, \quad (4a), \quad R_{и} > 2kT/I_d \quad (4б) \quad R_{и} > |z_{и}|[(1/k)-1] \quad (4в),$$

где $R_{н}, R_{к}$ – нагрузки в цепях ФЧЭ и кольца, $|z_{и}|$ - модуль эффективной нагрузки ФЧЭ. Обычно второе условие является наиболее жестким. Величина $R_{и}$ зависит от Q_{ss} и напряжения на ФЧЭ и охранном кольце V , что подтверждается экспериментальной зависимостью, показывающей значительное возрастание $R_{и}$ с увеличением напряжения смещения V (рис.2) и, соответственно, уменьшение влияния инверсионного слоя на параметры ФД.

Наблюдаемые в работе [5] отклонения ВАХ охранного кольца от приведенной зависимости (3) могут быть связаны с распространение инверсионного слоя с высокой проводимостью (малым $R_{и}$) до периферии кристалла.

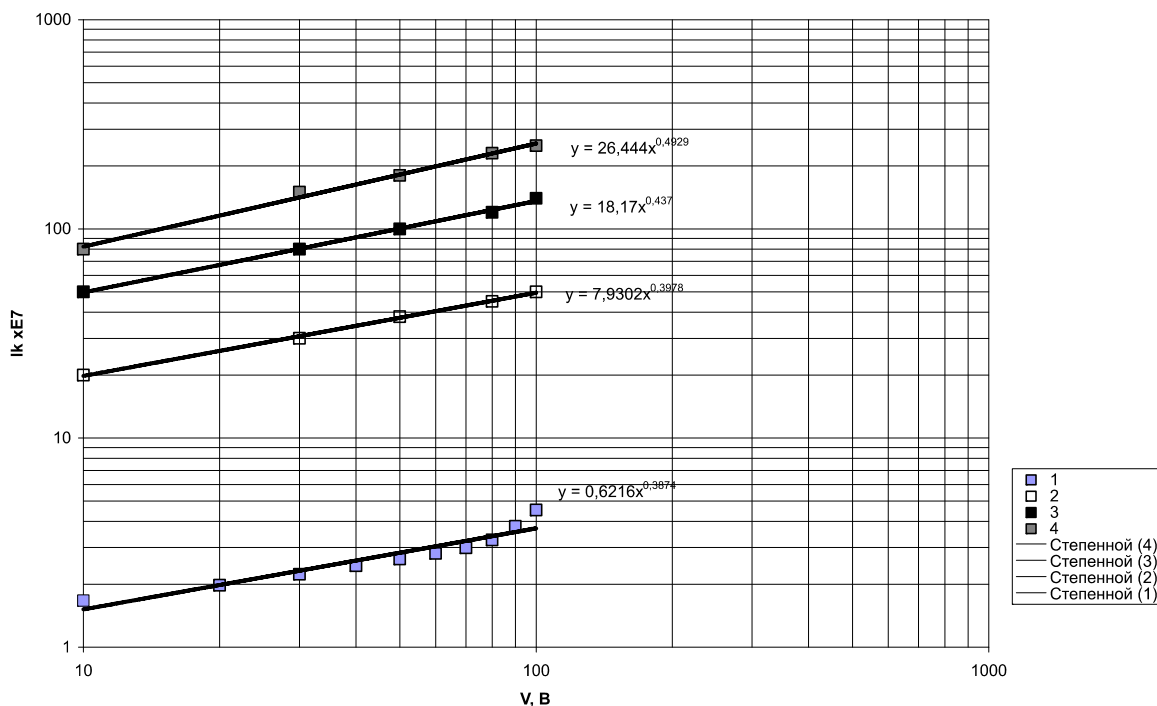


Рис.1 ВАХ охранного кольца при различной плотности фиксированного заряда Q_{ss} и концентрации в подложке: $Q_{ss}/q=4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (4), $2,5 \cdot 10^{11}$ (3), $4 \cdot 10^{10}$ (2), $p_0=10^{12} \text{ см}^{-3}$; 1 - $p_0=10^{15} \text{ см}^{-3}$

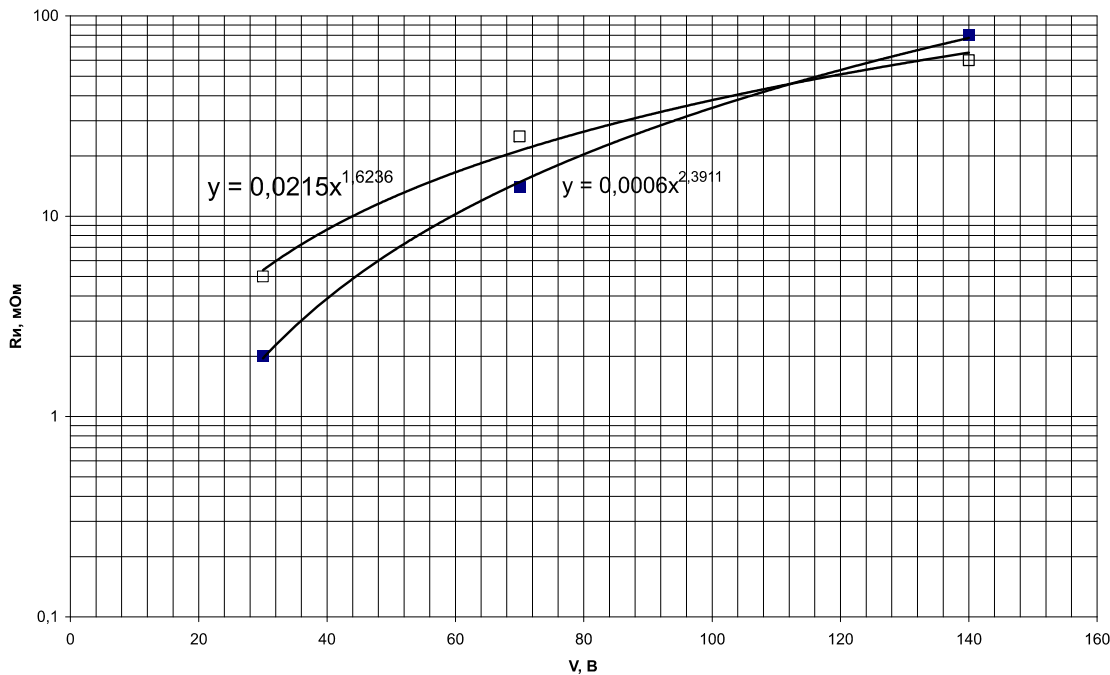


Рис.2. Зависимость сопротивления инверсионного слоя $R_{и}$ от напряжения V .

Литература.

1. P. Wendland, Silicon Photodiodes, Electro-optical systems design, №8,1970.
2. Е.А. Климанов, А.В. Кулыманов, В.П. Лисейкин, В.М. Юнгерман. О вольт-амперной характеристике кремниевого р-і-п фотодиода большой площади, работающего в режиме полного истощения. Радиотехника и электроника, 1976, т.ХХІ, №9, с.1967-1974.
3. J.C. Inkson, An investigation of inversion layer induced leakage current in abrupt p-n junctions. Solid-State Electronics, 1970,v.13, p.1167-1174.
4. Н.Ф.Кофтонюк, Электронные элементы на основе структур полупроводник – диэлектрик, М., «Энергия», 1976, с.183.
5. Астахов В.П., Гиндин Д.А., Карпов В.В., Сорокин К.В. О влиянии сопротивления поверхностного канала на темновой ток квадрантных р-і-п фотодиодов. Прикладная физика, 1999, №2, с.79-85.
6. В.П. Астахов, И.А. Болесов, Д.А. Гиндин, В.В. Карпов, К.В. Сорокин, О влиянии поверхностных и контактных явлений на характеристики фотодиодов на п-кремнии, Прикладная физика, 2002, №1,с.48-55.

У47 **Temperature Dependent Hall Effect Studies on the $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ MSM Infrared Photodetectors**

Tarık Asar*, Mehmet Kasap, Tofig Memmedli and Süleyman Özçelik
Department of Physics, Faculty of Science, Gazi University, Ankara, Turkey
Photonics Application and Research Center, Gazi University, Ankara, Turkey

The electro-transport properties of the InGaAs/InP MSM infrared photodetectors were determined by temperature dependent Hall Effect measurements. The MSM devices were fabricated on the MBE grown samples. The important experimental and theoretical parameters of optoelectronic devices such as mobility, carrier density, recombination lifetime and diffusion length were maintained for characterization of the photodetectors.

Keywords: InGaAs/InP , MSM Infrared Photodetector, MBE, HALL.

1. Introduction

In our previous work, the growth and structural properties of InGaAs/InP samples, and the fabrication of the InGaAs/InP MSM photodetectors were discussed [1]. As known, the InGaAs alloys have been studied for the development of novel photodetector applications [2-7]. They are also grown with lattice matched on InP substrate [2,8] by epitaxial techniques such as MOCVD and MBE [9-11]. The InGaAs based semiconductor devices such as metal-semiconductor-metal (MSM) photodetectors could be fabricated for any wavelength within a spectral range of 0.85-3.60 μm [12-14]. InGaAs short-wave infrared (SWIR) detectors are preferred due to having good material, dopant, advanced technology, low dark current, noise and operating at room temperature [15-17]. The performance of optoelectronic devices include InGaAs/InP MSM infrared photodetector is critically dependent on some important parameters such as mobility, carrier density, recombination lifetime and diffusion length [18].

In this work, the mobility (μ) and carrier density (N) were obtained by the variable temperature (30-300 K) Hall measurements. Theoretical calculations were done for obtaining recombination lifetime (τ) and diffusion length (L) with Hall measurements results.

2. Experimental

The three n-In_xGa_{1-x}As thin films were grown on n-type InP substrates with changing In alloy composition by using a V80H solid source molecular beam epitaxy (MBE) system. The In_xGa_{1-x}As/InP structures were called PD1, PD2, and PD3. To obtain different indium contents in each structure, indium beam equivalent pressure (BEP) was changed while the gallium BEP was kept at a constant value during growth. All of the BEP values and Si cell temperatures are shown in Table 1.

Table 1. Si temperatures and BEPs for the In_xGa_{1-x}As/InP structures.

Structure Number	BEP of Ga (mbar)	BEP of In (mbar)	Temp. of Si Cell (°C)
PD1 3.5	$\times 10^{-7}$ 7.4	$\times 10^{-7}$ 1050	
PD2 3.5	$\times 10^{-7}$ 7.5	$\times 10^{-7}$ 1100	
PD3 3.5	$\times 10^{-7}$ 7.8	$\times 10^{-7}$ 1100	

All samples were fabricated after the growth. Subsequent to the fabrications, the variable temperature (30-300 K) Hall measurements were performed at a constant (0.4 T) magnetic field for obtaining the mobility and carrier density of the structures. The recombination lifetime and diffusion length were calculated with the theoretical model equations and Hall measurement results.

3. Results and Discussion

InGaAs/InP MSM photodetectors were characterized by variable temperature Hall Effect measurements as a function of the temperature (30-300 K) at a constant (0.4 T) magnetic field.

Figs. 1 and 2 show the temperature-dependent Hall carrier density and mobility graphs of the devices.

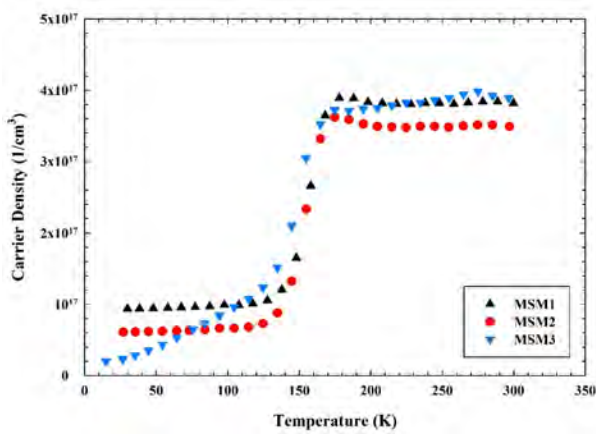


Figure 1. Temperature dependence of measured Hall carrier density graph

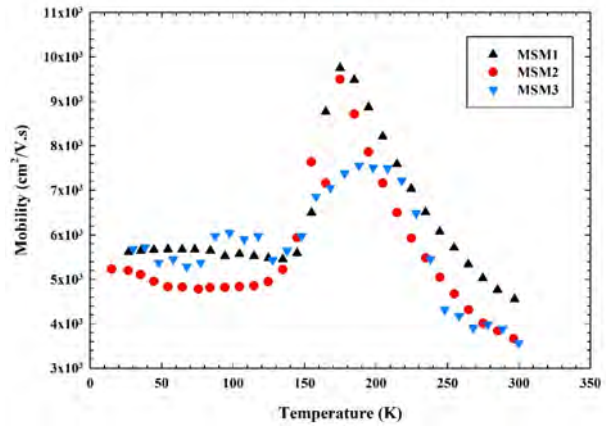


Figure 2. Temperature dependence of measured Hall mobility graph

After obtained the mobility data by Hall Effect measurements, we suggested a theoretical model to calculate recombination lifetime (τ) and diffusion length (L) for InGaAs/InP structures at our previous work [1]. The carrier density-carrier lifetime and carrier lifetime-diffusion length graphs were drawn with the temperature dependence results and given Figs. 3 and 4.

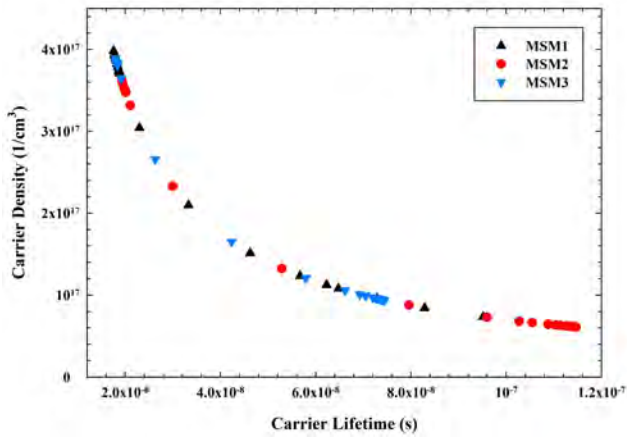


Figure 3. The graph of carrier density-carrier lifetime

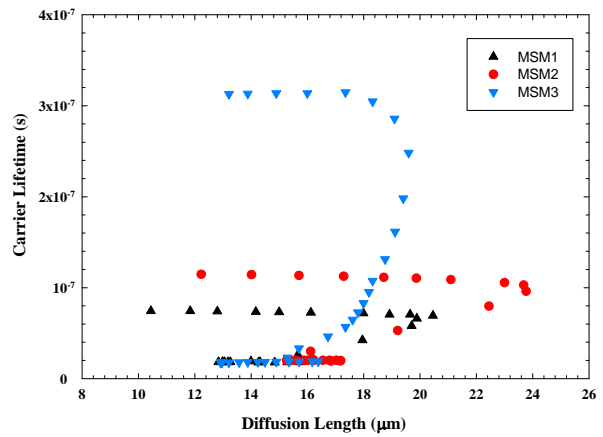


Figure 4. The graph of carrier lifetime-diffusion length

4. Conclusions

As seen in the carrier density-temperature graph, the carrier densities at low temperatures were lower than that at the 170 K-300K temperature region. In addition to temperature dependence behavior of carrier density, the mobility of the carriers were decreasing in the same region. Consequent of the theoretical modeling, the carrier lifetime and diffusion length can be derived from the mobility and carrier density. As seen in the carrier density-carrier lifetime graph, the carrier lifetime was decreasing with the increasing of carrier density. When the carrier density was increasing, the carriers were colliding with each other. So, they can spend their energies and thus may be reduced lifetime. The carrier lifetimes were staying at constant and then decreasing at the carrier lifetime-diffusion length graph. This result can be explain that the carriers deplete their energies to certain diffusion lengths and so the diffusion lengths were becoming shorter.

Acknowledgments: This work is supported by the Ministry of Development of Turkey (2011K120290).

References

1. T. Asar, S. Özçelik, E. Özbay, *Structural and Electrical Characterizations of $In_xGa_{1-x}As/InP$ Structures for Infrared Photodetector Applications*, Journal Applied Physics, 115, (2014).
2. J. Kaniowski, J. Piotrowski, *InGaAs for Infrared Photodetectors. Physics and Technology*, Opto-electronics Review, 12(1), 139-148 (2004).
3. C. L. Tsai and K. Y. Cheng, S. T. Chou, S. Y. Lin, *InGaAs Quantum Wire Infrared Photodetector*, Appl. Phys. Lett., 91, 181105 (2007).
4. S. Ozer, U. Tumkaya, C. Besikci, *Large Format AllInAs-InGaAs Quantum-Well Infrared Photodetector Focal Plane Array For Midwavelength Infrared Thermal Imaging*, IEEE Photonics Technology Letters, 19 (18), 1371-1373 (2007).
5. J. Piotrowski, J. Kaniowski, *Optimisation of InGaAs Infrared Photovoltaic Detectors*, IEE Proc.-Optoelectron., 146 (4), 173-176 (1999).
6. J. Piotrowski, J. Kaniowski, K. Reginski, *Modeling and Optimization of InGaAs Infrared Photovoltaic Detectors*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 439, 647-650 (2000).
7. J. Yuan, B. Chen, A.L. Holmes, *Near-Infrared Quantum Efficiency of Uncooled Photodetectors Based on InGaAs/GaAsSb Quantum Wells Lattice-Matched to InP*, Electronics Letters, 47 (20), (2011).
8. H. J. Lee, W. A. Anderson, H. Hardtdegen, H. Lüth, *Barrier Height Enhancement of Schottky Diodes on $n-In_{0.53}Ga_{0.47}As$ by Cryogenic Processing*, Appl. Phys. Lett., 63, 1939-1941 (1993).
9. J. Schlee, H. Rodilla, N. Wadefalk, P. Å. Nilsson, J. Grahn, *Cryogenic Noise Performance of InGaAs/InAlAs HEMTs Grown on InP and GaAs Substrate*, Solid-State Electronics, 91, 74-77 (2014).
10. Y. Yasuda, S. Koh, K. Ikeda, H. Kawaguchi, *Crystal Growth of InGaAs/InAlAs Quantum Wells on InP(110) by MBE*, Journal of Crystal Growth, 364, 95-100 (2013).
11. A. Jasik, A. Wnuk, A. Wojcik-Jedlinska, R. Jakiela, J. Muszalski, W. Strupinski, M. Bugajski, *The Influence of the Growth Temperature and Interruption Time on the Crystal Quality of InGaAs/GaAs QW Structures Grown by MBE and MOCVD Methods*, Journal of Crystal Growth, 310, 2785-2792 (2008).
12. R. Chen, J. Fu, D. A. B. Miller, J. S. Harris, *Spectral Shaping of Electrically Controlled MSM-Based Tunable Photodetectors*, IEEE Photonics Technology Letters, 17 (10), 2158-2160 (2005).
13. K. C. Song, M. A. Matin, B. Robinson, J. G. Simmons, D. A. Thompson, P. Mascher, *High performance InP/InGaAs-Based MSM Photodetector Operating at 1.3-1.5 μm* , Solid State Electronics, 39 (9), 1283-1287 (1996).
14. N. Debbar, A. Rudra, J. F. Carlin, M. Ilegems, *High-speed InP/GaInAs Metal-Semiconductor-Metal Photodetectors Grown by Chemical Beam Epitaxy*, Appl. Phys. Lett., 65 (2), 228-230 (1994).
15. A. Rogalski, *Infrared Detectors: Status and Trends*, Progress in Quantum Electronics, (27), 59-210 (2003).
16. N. K. Dhar, R. Datt and A. K. Sood, *Advances in Infrared Detector Array Technology- Chapter 7*, DOI: 10.5772/51665.
17. C. D. Tran, *Infrared Multispectral Imaging: Principles and Instrumentation*, Applied Spectroscopy Reviews, 38 (2), 133 - 153 (2003).
18. W. K. Metzger, M. W. Wannlass, R. J. Ellingson, R. K. Ahrenkiel and J. J. Carapella, *Auger Recombination in Low-Band-Gap*, Applied Physics Letters, 79 (20), 3272-3274 (2001).

У48 Устройства считывания многоэлементных ИК ФПУ третьего поколения

Ли И.И.

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

В начале 90 годов прошлого столетия были сформулированы задачи для ИК ФПУ второго поколения: освоить производство ИК ФПУ мегапиксельного формата [1]. По мере совершенствования технологии и уменьшения топологических норм, появлялась возможность уменьшать шаг расположения ИК фотоприемных элементов, увеличивать формат и совершенствовать устройства считывания. К началу 2000 года эти задачи успешно решены: реализованы ИК ФПУ различных форматов вплоть до 2048x2048 и сформулированы задачи на следующее, третье поколение, для которого основной задачей является не увеличение формата, а повышение вероятности обнаружения и идентификации целей, снижение габаритных размеров, потребляемой мощности и стоимости многоэлементных ИК ФПУ [2].

Следует отметить, что к настоящему времени, в основном решены большинство материаловедческих и технологических проблем ИК ФПУ третьего поколения [3, 4]:

- технологические проблемы создания мультиспектральных многоэлементных ИК ФПУ [5, 6];

- налажено производство неохлаждаемых болометрических ИК ФПУ с шагом 17-25 мкм мегапиксельного формата с NETD ~30 мК [3, 7];

- налажено производство мегапиксельных ИК ФПУ в спектральном диапазоне 5-12 мкм с шагом 10-15 мкм, то есть геометрические размеры пикселя уже приближаются к дифракционному пределу [3, 8, 9];

- удалось поднять температуру работы ИК ФПУ. В длинноволновом спектральном диапазоне 8-10 мкм на Hg CdTe до температуры 120-130 К, а в спектральном диапазоне 3-5 мкм до температуры 170 К [8 10]. Разработаны новые типы фотоприемников, например, фотодиодов с монополярной проводимостью (гетеропереходы типа полупроводник-барьер-полупроводник) [11], сверхрешеток второго типа InAs/GaSb. Работа ИК ФПУ при более высоких температурах позволяет повысить энерго-эффективность криоохлаждаемых машин и, следовательно, снизить габаритные параметры, потребляемую мощность и стоимость ИК ФПУ;

- в спектральном диапазоне 1-5 мкм разработаны многоэлементные ИК ФПУ на основе лавинных фотодиодов с коэффициентом лавинного умножения 10-100, с шум фактором $F \sim 1.5-2$. Показана возможность создания многоэлементных ИК ФПУ обеспечивающих в условиях низкого уровня фона работу в режиме счета фотонов [12, 13].

Несмотря на впечатляющие достижения в технологии изготовления многоэлементных ИК фотоприемников, большинство исследователей подчеркивают, что функциональные возможности ИК ФПУ третьего поколения в основном будут определяться прогрессом в области кремниевых устройств считывания [2, 3, 14]. В тепловизионных системах следующих поколений задачи формирования ИК видеосигналов и решение части задач по обработке видеосигналов, распознавания образов и т.д. должны решаться кремниевыми устройствами считывания в цифровой форме.

Важно отметить, что достижения в области устройств считывания ИК ФПУ базируется на результатах многолетних разработок цифровых К-МОП приемников изображения видимого диапазона. Их разработкой, с середины 90 годов, в виду огромного потребительского рынка таких ФПУ (мобильные телефоны, фотоаппараты, охранные системы и т.д.), интенсивно велась всеми ведущими фирмами [15,16]. За это время ФПУ видимого диапазона прошли путь от простейших устройств считывания

обеспечивающих лишь считывание фотосигналов в аналоговой форме и их мультиплексирование на общий выход до специализированных цифровых видеопроцессоров, на выходе которых формируются видеосигналы в цифровой форме. Найдены схемотехнические решения позволившие снизить уровень шумов ФПУ видимого диапазона до 3-4 электронов. Совершенствовалась структура и были разработаны базовые схемо-топологические (библиотечные) элементы таких видеопроцессоров:- многоканальные, многоразрядные АЦП (14 разрядные АЦП на столбец), принципы формирования видеосигналов, формирования управляемых источников питания и т.д., при жестких ограничениях по площади и потребляемой мощности.

Разработка устройств считывания второго поколения, решающих только задачу считывания массивов фотосигналов в аналоговой форме могла решаться силами одного, двух разработчиков, с использованием относительно дешевой КМОП технологии с топологическими нормами до 0.6 мкм, с одним или двумя слоями металлизации. При переходе к устройствам считывания третьего поколения кардинально возрастает трудоемкость разработки и стоимость их изготовления, так как необходимо:

- переход к цифровой обработке сигналов требует разработки видеопроцессоров на структурном уровне;

- предварительно разработать схемо-топологическую библиотеку базовых функциональных элементов с привязкой к конкретной технологии;

- использовать К-МОП кремниевую технологию с топологическими допусками 90-180 нм, при этом требования к уровню технологии для реализации аналоговых ИС существенно выше, чем к технологии при изготовлении чисто логических ИС. В частности, принципиальное значение имеет разброс пороговых напряжений (для многих схемотехнических решений необходимо, чтобы разброс пороговых напряжений не превышал нескольких милливольт), однородность топологических размеров компонент, возможность использовать в локальных областях повышенных напряжений питания и ряд других дополнительных требований.

Несомненно, что появление таких ИК ФПУ качественно изменит возможности и тактико-технические характеристики тепловизионных систем.

К числу наиболее значимых достижений в области устройств считывания третьего поколения следует отнести разработку ИК ФПУ форматом 320 x256, с 15-разрядными АЦП в каждом пикселе [1 7]. Ячейка устройства ввода содержит компаратор, 1 5 разрядный счетчик, 15 битное ОЗУ, всего более 230 К-МОП транзисторов. Благодаря увеличению эффективной зарядовой емкости устройств считывания более чем на два порядка, появилась возможность полностью использовать падающее на фотоприемник излучение в течении всего кадрового времени ~5-20 мс, то есть увеличить время накопления в 50-200 раз и, тем самым повысить в 5-10 раз, до ~2-3 мК, до теоретического предела температурное разрешение ИК ФПУ в спектральном диапазоне 8-10 мкм. В коротковолновом спектральном диапазоне активно ведутся разработки многоэлементных ИК ФПУ, в том числе на основе лавинных фотодиодов, в которых одновременно с формированием тепловизионных изображений определяется дальность до объектов изображения в каждом пикселе, то есть в ИК ФПУ формирует трехмерное изображение [18-20].

В работе приводятся примеры структурных схем построения устройств считывания третьего поколения:- устройства считывания для линейчатых ИК ФПУ с режимом ВЗН [2 1, 2 2], устройства считывания обеспечивающего формирование трехмерных изображений [23].

Заключение.

Разработка современных устройств считывания обеспечивающих обработку в режиме реального времени огромных массивов информации для ФПУ в видимом и ИК диапазоне формируется в самостоятельное научно – техническое направление. Успешное решение основных задач для ИК ФПУ третьего поколения будут определяться прогрессом в области кремниевых устройств считывания и, поэтому, разработка кремниевых устройств считывания становится одним из основных приоритетов для всех фирм занимающихся разработкой тепловизионных систем. Эти работы должны поддерживаться целевыми программы, так как с усложнением архитектуры, необходимости использовать технологии с топологическими нормами 0.90-0.18 мкм, кардинально увеличивает трудоемкость, время и стоимость их разработки.

Список литературы.

1. A. Rogalski. Infrared Detectors.-Gordon and Breach Science Publishers, Canada, 2000.
2. P.R. Norton. Infrared detectors in the next millennium// Proc. SPIE, 3698, 652-665, 1999.
3. A. Rogalski. History of Infrared detectors// Opto–Electronics Review, Vol. 20, No.3, p.279-308, 2012.
4. P.Tribolet, G.Destefanic. Third generation and multi-color IR FPA developments: a unique approach based on DEFIR// Proc. SPIE, vol. 5783, p.350-365.
5. E.Smith, A.Gallagher et al. Large format HgCdTe focal plane arrays for dual-band long-wavelength infrared detection.// Proc.SPIE, Vol.7298, 72981Y, 2009.
6. M.Walter, R.Rehm, et al. InAs/GaSb type II superlattices for advanced 2nd and 3rd generation detectors.// Proc. SPIE, vol. 7608, 76081Z, 2010.
7. S.Black, T.Gordon, et al. Uncooled detector development at Raytheon// Proc. SPIE, Vol. 012, 80121A-1-12, 2011.
8. Y. Reibel, L. Rublado, et al. Latest developments in advanced MCT infrared cooled detectors// Proc. of SPIE Vol. 8185, 818503, 2011.
9. M.Vuillermet, D. Bilion-Lanfrey, et al. Status of MCT focal plane arrays in France// Proc. of SPIE, Vol.8353, 83532K, 2012.
10. G.Gershon, A.Aibo, M.eylon, et.al. Mega-pixel InSb Detector with 10 pitch// Proc. of SPIE, Vol.8704, 870438-1.
11. P. Klipstein, YGross, D.Aronov, et.al. Low SWaP MWIR detector based on XBn Focal Plane Array// Proc. of SPIE, Vol.8704, 87041S-1.
12. А.М.Филачев, И.И.Таубкин, М.А.Трищенко. Твердотельная электроника. Фотодиоды.- М.;Физматкнига, 2011.
13. J.Rothman, G.Perrais, et al. HgCdTe APD-focal plane array development at CEA Leti-Minatec// Proc. of SPIE, Vol.6840, 69402M, 2008.
14. Ли И.И. Многоканальные устройства предпроцессорной обработки сигналов для многоэлементных ИК ФПУ// Прикладная физика, №2, стр. 69-79, 2009.
15. L.Kozlowsky. Noise minimization via deep submicron system-on-chip integration in megapixel CMOS imaging sensors// Opto – Electronics Review, Vol. 14, No.1, p.11-18, 2006.
16. S.Matsue, T.Dales et al. 8.9 – megapixel video image sensor with 14-b column – parallel SA-ADC// IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.56, No.11, 2009, p.230-2389.
17. S. Bisottoa, et.al. A 2.5µm pitch LWIR staring focal plane array with pixel-level 15-bit ADC ROIC achieving 2mK NETD// Proc. of SPIE, Vol. 7834, 78340J-1, 2010.
18. И.И.Ли, В.М. Базовкин, Н.А. Валишева, и другие. Фотоприемное устройство на основе матрицы МДП-фотодиодов на InAs для регистрации импульсных оптических сигналов// Прикладная физика, №2, стр.68-72, 2007.

19. F. Gu ellec, M. Tchagaspanian, E. de Bor niol, et . al. Advan ced pi xel desi gn for infrared LADAR imaging// Proc. of SPIE, Vol. 6940, 69402M, 2008.

20. E.Borniol, P.C astelein, F.Guell ec, et al, A 320x256 Hg CdTe avalanche photodiode foca pane a rray for passi ve and act ive 2D a nd 3D i maging, Proc. of SPI E, vol.8012, 801232, 2011.

21. И.И.Ли. Устройство считывания для ИК ФПУ с режимом ВЗН// Автометрия, №4, стр.56-62, 2007

22. И.И. Ли. Устройство считывания с временной задержкой и накоплением сигналов с многоэлементных ИК фотоприемников// Патент РФ, №2465684 приоритет от 21.06.2011.

У49 **Нейронная схема формирования изображения для ФПУ с микросканированием**

Жегалов С.И.¹, Соляков В.Н.^{1,2}

¹ ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

² МФТИ (Государственный университет), Долгопрудный, Россия

Коррекция неоднородности и дефектов является основным содержанием обработки сигналов матричных и многорядных фотоприемных устройств (МФПУ), определяющим качество формируемого изображения [1,2].

Метод градиентной коррекции обеспечивает простую схему формирования скорректированного изображения для МФПУ с микросканированием. Метод обеспечивает коррекцию неоднородности сигналов и исключение влияния дефектных элементов. Неоднородность по смещению устраняется при формировании матриц разностей (градиентов), получаемой вычитанием сигналов МФПУ, соответствующих последовательным микросканам в различных направлениях. Неоднородность по чувствительности устраняется двумерным суммированием (накоплением) градиентов.

Рассмотренная ранее [3 ,4] схема двумерного накопления предполагает назначение нулевого элемента изображения, скорректированный сигнал которого полагается равным нулю, и последовательного определения значений элементов изображения через градиенты скорректированных сигналов МФПУ.

Недостатком двумерного накопления с назначенным нулевым элементом является радиальная неоднородность выходного изображения, выраженная в появлении лучей различной яркости, исходящих из нулевого элемента. Установлено, что повтор двумерного накопления с нулевыми элементами в разных областях изображения и суммированием результатов улучшает качество изображения. Так как выбор нулевого элемента изображения может быть произвольным, естественно предположить, что улучшение качества коррекции может быть достигнуто при одновременном назначении всех элементов изображения нулевыми.

В настоящей работе рассмотрена схема коррекции неоднородности сигналов МФПУ и формирования изображения без назначения нулевого элемента с параллельным накоплением градиентов. Математически предложенная схема идентична схеме метода [1], отличие состоит только в алгоритме накопления градиентов. При этом, предлагаемая схема обработки аналогична нейронной сети [5,6].

Схема формирования изображения представлена на Рис.1. Микросканирование состоит в последовательных сдвигах сцены относительно элементов МФПУ в различных направлениях (например – вверх/вниз и влево/вправо). Сдвиг может осуществляться на величину одного шага матрицы или половину шага матрицы МФПУ. В общем случае, шаг и направления сдвига могут быть любыми, но дальнейшее рассмотрение будем вести для схемы сдвига вверх-вниз и влево-вправо.

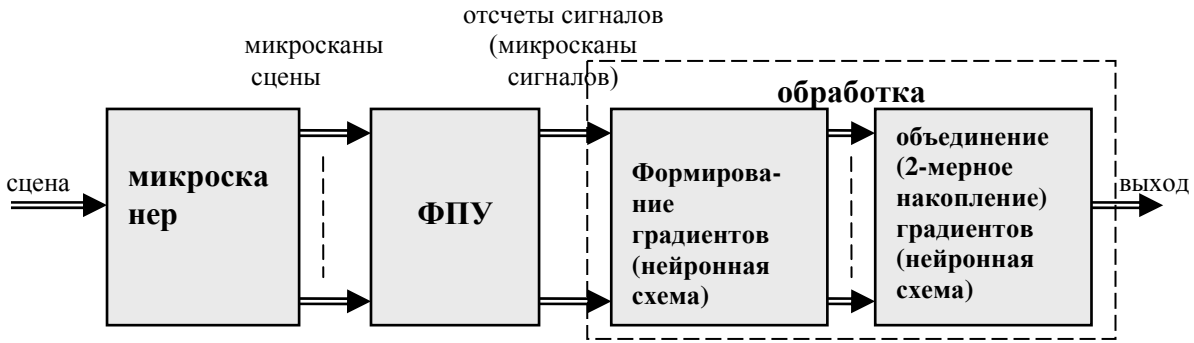


Рис. 1. Общая схема формирования изображения для ФПУ с микросканированием

Градиенты формируются как попиксельные разности сигналов МФПУ при различных положениях микросканера (микросканов). Для определенности один из микросканов полагаем основным и из него по очереди вычитаем остальные. Для микросканирования по 4 направлениям получаются 5 матриц (кадров) сигналов МФПУ (микросканов), из которых формируются 4 кадра градиентов.

Каждый пиксел всех градиентов содержит 3 аддитивные составляющие:

- информационную (градиент потока сцены);
- геометрический шум (градиент потока сцены, умноженный на отклонение чувствительности пиксела относительно средней чувствительности пикселов);
- временной шум (разность значений временного шума соседних пикселов).

Информационная составляющая - градиент потока сцены, строго говоря, меняется от микроскана к микроскану. Эту изменчивость трактуем как одну из составляющих шума.

Проявление неоднородности по смещению удаляется при формировании градиентов – вычитании микросканов друг из друга. Это вычитание попиксельное, и в каждой разности участвует пара сигналов с одного и того же элемента.

Неоднородность по чувствительности устраняется накоплением градиентов.

Структура накопления градиентов настроена на систему сдвигов сцены и в отсутствие шумов дает истинное значение сцены. Для неизменной сцены понятие истинного значения очевидно, для меняющейся - ее среднее по микросканам.

В присутствии шумов накопление градиентов дает сумму истинного значения сцены и сумму шумов.

Так как шумы не коррелированы с системой сдвигов (значит, и с системой накопления), то результат их накопления случаен и по мере накопления значимость шумов убывает в сравнении с истинным значением сцены.

Для построения и анализа нейронной схемы использовались методы, приведенные в [5,6].

На рис. 2 приведена общая схема нейрона.

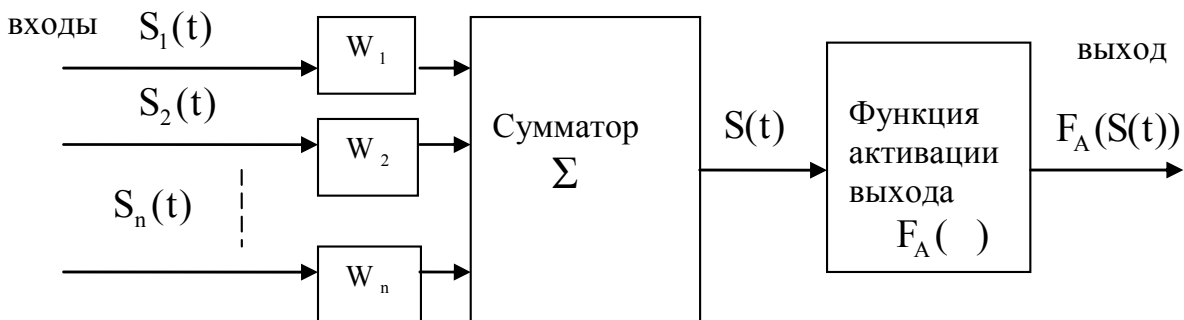


Рис. 2. Общая схема нейрона

Выходной сигнал сумматора $S(t) = \sum_{i=1}^n S_i(t) \cdot w_i$, где w_i - веса, n - число входов

нейрона.

В излагаемом методе использованы нейроны с функцией активации, состоящей в умножении сигнала с сумматора на единицу, т.е., выходы нейронов равны выходу сумматоров.

Нейронная схема блока формирования градиентов достаточно очевидна – это попиксельная разность пар кадров.

Нейронная схема накопления градиентов заключается в следующем.

Формирование из градиентов очередного ($t = 1, 2, \dots$) выходного $S_{it}^K(t)$ кадра изображения осуществляется последовательным выполнением N_{it} итераций, $it=0, 1, 2, \dots, N_{it}$, it - номер итерации:

- полагается $S_0^K(t) = 0$, значения всех пикселей выходного изображения устанавливаются в 0;

- последовательно, для $it=0, 1, 2, \dots, N_{it}$, выполняется процедура:

определяется значение каждого элемента (n, m) выходного изображения $S_{it, n, m}^K(t)$

на итерации it , как сумма:

$$S_{it, n, m}^K(t) = \frac{1}{V_{\{n+, m+\}}} \cdot \sum_{\{n+, m+\}} [S_{it-1, n+, m+}^K + \frac{1}{2} \cdot (dS_{n, m/n+, m+} - dS_{n+, m+/n, m})] , \quad (1)$$

где $\{n+, m+\}$ - множество соседних элементов (n, m) -элемента;

$V_{\{n+, m+\}}$ - число соседних элементов;

$dS_{n, m/n+, m+}$ - градиент сигнала по направлению от элемента (n, m) к $(n+, m+)$ -элементу;

$dS_{n+, m+/n, m}$ - градиент сигнала по направлению от элемента $(n+, m+)$ к (n, m) - элементу.

В нейронной схеме накопления задействованы NM нейронов (сумматоров) – по одному на каждый элемент выходного изображения. Каждый нейрон организован в соответствии с (1) - по входам связан с выходами нейронов - соседей по входу и градиентами, а выход связан с входами нейронов – соседей по выходу.

Соответствующую схеме накопления нейронную сеть иллюстрирует рис. 3.

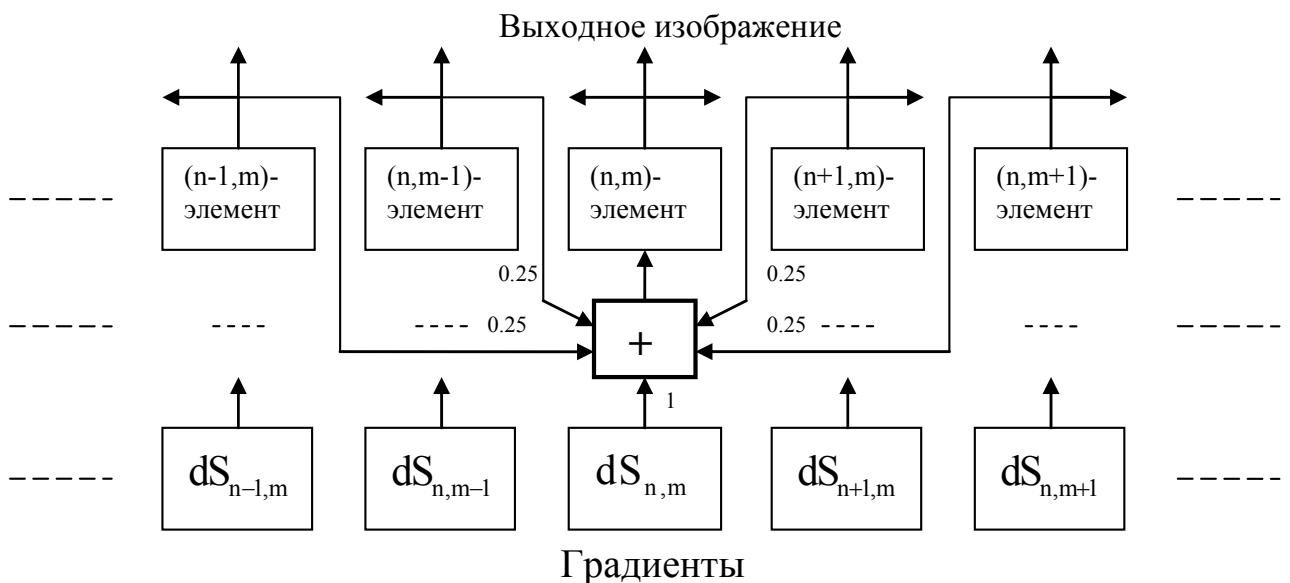


Рис. 3. Фрагмент нейронной сети

Изображен фрагмент нейронной сети – в области (n, m) - элемента. Сеть построена с учетом приведения (1) к виду,

$$S_{it; n, m}^k(t) = \frac{1}{V_{\{n+, m+\}}} \cdot \sum_{\{n+, m+\}} S_{it-1; n+, m+}^k + dS_{n, m},$$

где величину $dS_{n, m}$ называем градиентом элемента (n, m) ,

$$dS_{n, m} = \frac{1}{V_{\{n+, m+\}}} \cdot \sum_{\{n+, m+\}} \frac{1}{2} \cdot (dS_{n, m/n+, m+} - dS_{n+, m+/n, m}).$$

На рис. 3 числа у связей означают веса входов нейрона.

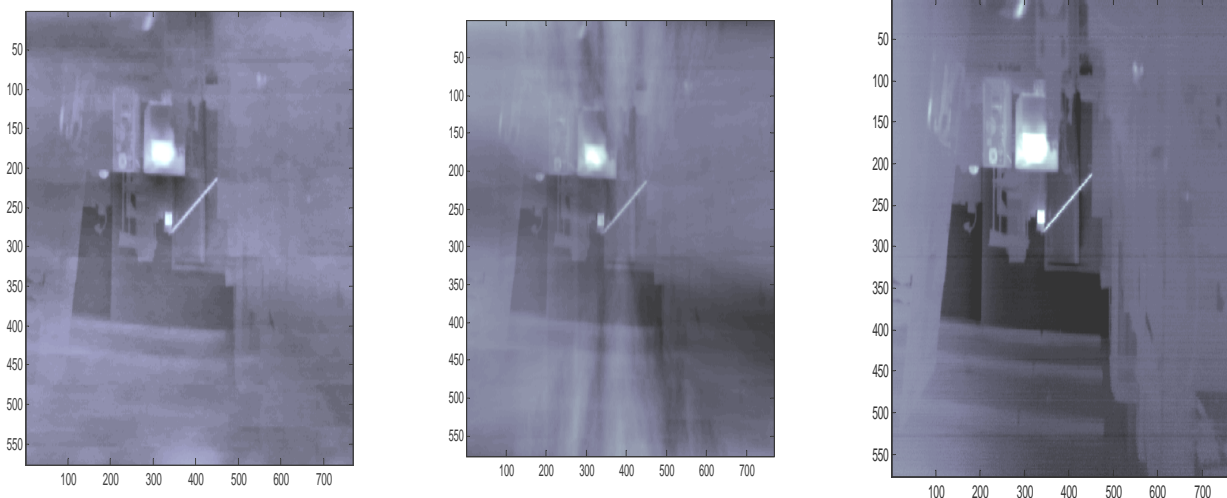
Разработанная схема накопления обладает основными признаками, которые позволяют ее считать нейронной:

- однородность элементов сети – состоит из сумматоров с весовыми входами;
- однородность связей – структура связей всех сумматоров идентична;
- однородность вычислительного процесса – на каждой итерации выполняются одни и те же операции;
- параллельность вычислений – в каждой итерации задействованы все сумматоры и происходит улучшение всех элементов изображения.

Нейронную сеть можно приспособить и для выполнения двумерного накопления [3] – посредством изменения связей. При этом сохранится однородность элементов, но вычислительный процесс будет последовательным, не распараллеленным.

Разработанная нейронная схема улучшает качество изображения в сравнении с исходным методом [3] и обеспечивает параллельную обработку.

На рис. 4 представлены результаты коррекции сигналов со сканирующего ФПУ 4x288. Оптико-механическая схема обеспечивает два последовательных скана изображения со сдвигом в направлении линейки на половину шага линейки МФПУ. При сканировании выборки сигналов в направлении сканирования проводятся с таким же пространственным периодом. Таким образом, массив отсчетов сигналов формата 576x768 рассматривался как четыре матрицы микросканов формата 288x384. Из этих матриц формировались матрицы градиентов, по которым проводилась процедура коррекции с использованием предложенной в настоящей работе схемы (Рис. 4.а) и с использованием ранее предложенной последовательной схемы (Рис. 4.б). Для сравнения приведены результаты, полученные с применением традиционной двухточечной коррекции по опорным источникам (Рис. 4.в)



а) нейронная схема

б) последовательная схема

в) 2-х точечная коррекция по опорным сигналам

Рис. 4. Коррекция сигналов с ФПУ 4x288

Число тактов работы нейронной схемы равно 4608. Корреляция с изображением, полученным с использованием двухточечной коррекции по опорным сигналам, составляет 0.64.

Последовательная схема требует $576 \times 768 = 442368$ тактов по числу элементов изображения. Корреляция составляет 0.52.

Заключение

Предложенная схема коррекции неоднородности сигналов МФПУ с микросканированием с использованием параллельной обработки, аналогичной нейронной сети, позволяет заметно повысить качество коррекции и быстродействие схемы коррекции неоднородности

Литература

1. D.A. Scriber at al., Nonuniformity correction for starring IR focal plane arrays using scene-based techniques. – Proc. of SPIE, 1990, vol. 1308, p. 224-233
2. Liquan Dong at al., Scene-based nonuniformity correction algorithm for MEMS-based un-cooled IR image system. – Proc. of SPIE, 2009, vol. 7419, p. 74190Y-1 - 74190Y-12.
3. Жегалов С.И., Соляков В.Н., Фетюхина В.Г. «Градиентная коррекция неоднородности фотоприемных устройств с микросканированием», Прикладная физика, 2011, № 6.
4. Жегалов С.И., Пиголкина А.М., Соляков В.Н., Фетюхина В.Г. «Исследование свойств градиентной коррекции неоднородности фотоприемных устройств с микросканированием», тезисы докладов XXII Международной конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения, Москва, 2012.
5. Саймон Хайкин «Нейронные сети. Полный курс» 2-е издание, пер. с англ., Москва - Санкт-Петербург – Киев, 2006.
6. Б.Уиндрю, С.Стирнз «Адаптивная обработка сигналов», пер. с англ., Москва, «РАДИО И СВЯЗЬ», 1989.

У50 Компьютерная модель процесса регистрация точечных источников излучения многорядными ФПУ с режимом ВЗН

Соляков В.Н.^{1,2}, Козлов К.В.^{1,2}, Кузнецов П.А.¹

¹ ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

² МФТИ (Государственный университет), Долгопрудный, Россия

В процессе разработки тепlopеленгационного оборудования возникает ряд проблем, связанных с выбором оптимальных параметров изделия. Данные параметры должны наилучшим образом учитывать особенности источника полезного сигнала, характер паразитной фоновой облученности и т. д. Абсолютно необходимой является оценка допустимого разброса значений параметров в процессе эксплуатации. Некоторые из описанных выше проблем решаются с помощью несложных расчетов в широко распространенных вычислительных средах. Однако комплексный подход требует создания специализированного программного обеспечения (ПО), моделирующего выходные характеристики изделия рассматриваемого типа. Основу модели должны составлять простые физические закономерности, выходные характеристики должны иметь практическую значимость для разработчиков аппаратуры. В данной работе представлен вариант комплексного решения проблемы выбора оптимальных параметров многорядного ФПУ с режимом временной задержки и накопления (ВЗН-МФПУ), предназначенного для регистрации точечных источников излучения. Инструментом исследования служит компьютерная модель процесса

регистрации точечного источника с помощью ВЗН-МФПУ, позволяющая определить выходные сигналы изделия при различных входных воздействиях оптического излучения. Главное окно компьютерной модели представлено на рисунке 1. Каналы, состоящие из ряда ФЧЭ, представлены протяженными полосами, яркость которых пропорциональна уровню сигнала на их выходе. Пятно изображено с учетом пространственного распределения его интенсивности. На рисунке 2 представлен сигнал с одного из каналов ФПУ с ВЗН при наличии на входе пятна оптического излучения с радиусом, равным размеру нескольких фоточувствительных элементов (ФЧЭ). Положительные фронты прямоугольных сигналов на графике соответствуют моменту “включения” излучения и моменту совпадения центра пятна излучения с центром первого ФЧЭ канала. По горизонтальной оси отложено количество периодов дескритизации. Так как в данном случае количество ФЧЭ в составе каждого канала было задано равным 10, а количество выборок при перемещении пятна между соседними ФЧЭ (oversampling) – 3, то центр распределения на временной зависимости расположен на расстоянии 28 периодов дескритизации от момента совпадения центров пятна и первого ФЧЭ.

Данные исследования производились в двух режимах работы ФПУ: с включенными (АС) и отключенными (DC) фильтрами верхних частот во входных ячейках большой интегральной схемы (БИС) считывания. В режиме АС производится устранение неинформативной фоновой составляющей входных сигналов, что в ряде случаев позволяет избежать процедуры двухточечной коррекции в процессе эксплуатации изделия.

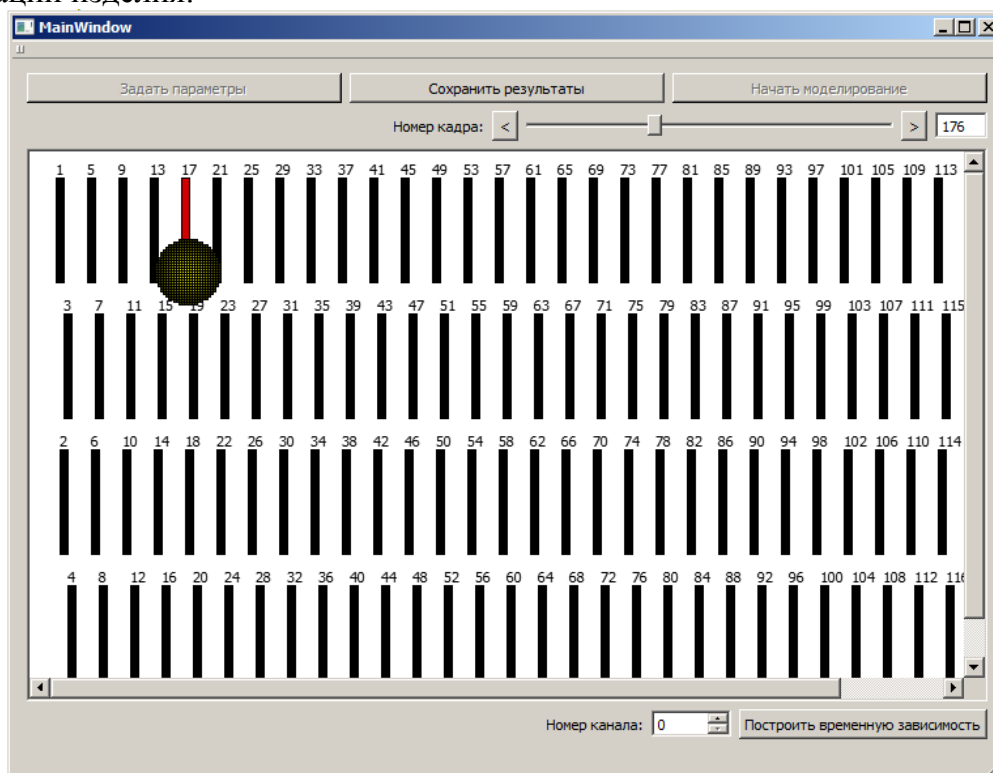


Рисунок 1. Главное окно компьютерной модели

На основании результатов моделирования реакции системы на засветку точечным источником излучения, были получены следующие зависимости:

- отношения сигнал/шум на выходе ФПУ от размера ФЧЭ в направлении сканирования и в направлении, перпендикулярном сканированию при различных параметрах внешнего фонового излучения
- амплитуды выходного сигнала от величины рассогласования частоты опроса и скорости сканирования

- пространственной разрешающей способности изделия от размера ФЧЭ.
- пространственной разрешающей способности изделия от величины нестабильности скорости сканирования
- Глубины модуляции в направлении сканирования и в направлении, перпендикулярном сканированию от параметров топологии матрицы ФЧЭ

Произведен сравнительный количественный анализ ВЗН-системы с ФПУ «смотрящего» типа аналогичного формата на предмет способности обнаружения точечных источников оптического излучения. Сравнение произведено по пунктам:

- отношение сигнал/шум
- модуляционные характеристики

Смоделированы модуляционные характеристики и получены предельные значения регистрируемых сигналов для изготовленного в ОАО «НПО «Орион» с ВЗН-МФПУ. Предложены алгоритмы пеленгации точечного источника излучения при различных параметрах цели и фонового сигнала, использующие:

- пространственное дифференцирование
- медианную фильтрацию
- различные виды линейной фильтрации

Проведен анализ эффективности предложенных алгоритмов.

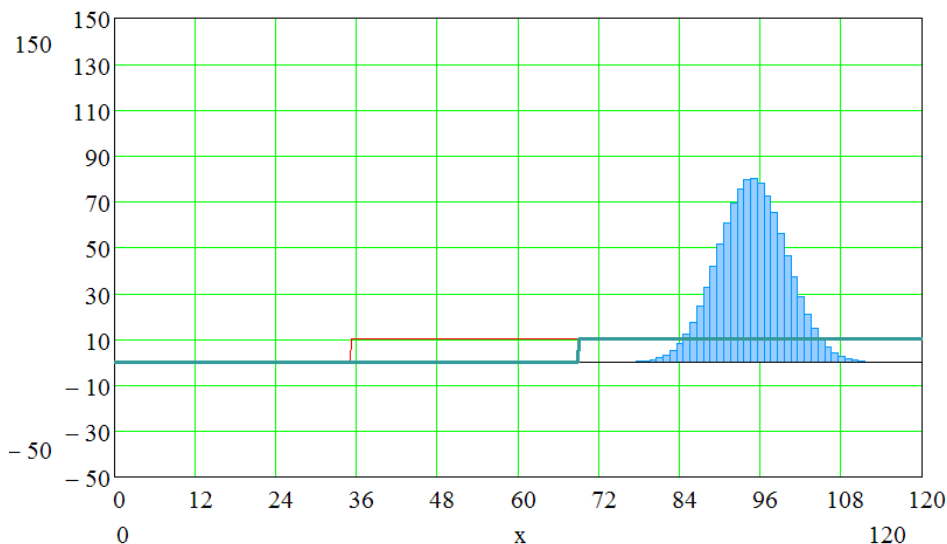


Рисунок 2. Выходная характеристика одного из каналов ФПУ с ВЗН

Заключение

Результаты компьютерного моделирования процесса регистрации точечного источника излучения с использованием ВЗН-МФПУ позволяют оптимизировать параметры фоточувствительного элемента для конкретных условий применения и определить пороговую чувствительность, модуляционную характеристику и другие характеристики аппаратуры применения.

Литература

1. *В.Н. Соляков.* Оптимизация топологии многорядных матричных фотоприемных устройств при использовании их в тепловизионных системах с режимом ВЗН. - XVI Международная научно-техническая конференция по фотоэлектронике и приборам ночного видения, Москва, Россия, 2000 г., тезисы докладов, с. 125-127.

2. *Винецкий Ю.Р.* Предельные возможности «смотрящей» ИК-матрицы в режиме тепlopеленгации: оптимальный размер пиксела и ассоциированный инвариант обнаружения. – X XI Международная научно-техническая конференция по

фотоэлектронике и приборам ночного видения. Тезисы докладов, с.67, М., 2010 г.

3. *Винецкий Ю.Р., Герасимов И.В.* Как выбрать размер пиксела ИК матрицы тепловизора при произвольной функции рассеяния оптической системы. – XXI I Международная научно-техническая конференция по фотоэлектронике и приборам ночного видения. Труды конференции, с.85-86, М., 2012 г.

4. *Соляков В.Н. Дрожников Б.Н. Хамидуллин К.А. Лазарев П.С. Таубкин И.И. Коцавцев Н.Ф.* // Применение фотоприемных устройств с режимом ВЗН для регистрации точечных источников излучения // Прикладная физика, 2013, №6, с. 506.

У51 Использование технологий CUDA и OpenCL для отработки сложных алгоритмов обработки изображения в комплексных оптико-электронных системах

Журов Г.Е., Цивинский М.Ю.

Филиал ИФП СО РАН «КТИПМ», Новосибирск, Россия

Современные комплексные оптико-электронные приборы характеризуются большими и постоянно возрастающими требованиями к подсистеме обработки входных потоков данных. Эти требования обусловлены следующими факторами:

- высокое разрешение современных и перспективных приемников излучения в используемом спектральном диапазоне; в данном случае под разрешением приемника понимается количество пикселей приемника

- высокая частота кадров

- тенденция к увеличению числа параллельно обрабатываемых каналов, особенно для мультиспектральных и гиперспектральных систем

- необходимость использования сложных и ресурсоемких алгоритмов цифровой обработки сигналов

- необходимость реализации значительной части вычислений в масштабе реального времени

- высокие требования к вычислительной системе с точки зрения уменьшения энергопотребления

Исходя из требований к подсистеме обработки входного потока данных, задаваемых вышеприведенными пунктами, а также из анализа существующих и перспективных решений тепловизионных и многоканальных систем, можно сделать вывод, что удельная сложность подсистемы обработки данных в таких приборах существенно возрастает и при превышении некоторого порога требует перехода к новым принципам построения вычислительной системы прибора [1,2].

Решение таких задач с помощью процессоров общего назначения, а также цифровых сигнальных процессоров, становится нереализуемым как по причине невозможности обеспечить требуемую вычислительную мощность, так и по причине невозможности обеспечить требуемое энергопотребление (не выше некоторого заданного).

В альтернативном подходе основной объем вычислений выполняет реконфигурируемая система, состоящая из набора функциональных модулей, выполненная, например, на базе F PGA (Field-Programmable Gate Array) или ASIC (Application Specific Integrated Circuit).

В состав ряда функциональных модулей типичной системы (Рисунок 1) входят в частности следующие компоненты:

Модуль предобработки сигналов с приемников различных спектральных диапазонов.

Модуль функциональной обработки потока видеоданных. Его назначение – обработка потока данных с учетом специфических особенностей прибора, например, с

учетом особенностей микроболометрических матриц. Данный модуль может формировать наряду с потоком первичных видеоданных ряд потоков вторичных (информационных) видеоданных, используемых для отображения меню, данных телеметрии и т.п. на экране наблюдателя.

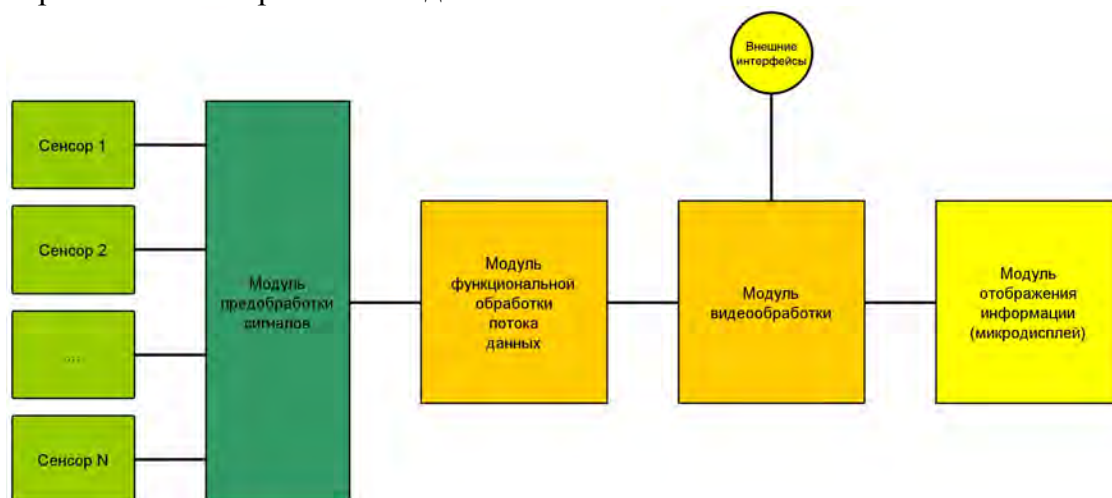


Рисунок 1

Модуль видеобработки предназначен для обработки изображения без привязки к конкретному спектральному диапазону и подготовки видеопотока для вывода на устройство отображения.

Реализация алгоритмов для встроенной вычислительной системы прибора (особенно, если это реконфигурируемый вычислитель) может потребовать значительно большего времени, чем реализация того же самого алгоритма для обычного компьютера. Если речь идет об исследовании семейства перспективных алгоритмов, то разница во времени на разработку будет еще большей. Кроме того, ряд характеристик и параметров алгоритма очень трудно или даже невозможно контролировать при отладке непосредственно на самом приборе.

Таким образом, мы приходим к пониманию того, что необходимо сначала реализовать (за относительно короткое время) и исследовать алгоритм на внешней вычислительной системе, далее при необходимости доработать алгоритм или вообще выбрать более подходящий (сколько таких итераций потребуется для подбора оптимального решения очень часто заранее неизвестно) и только потом уже реализовать финальную версию алгоритма на целевой вычислительной платформе прибора.

Данный подход не является новым и в большинстве случаев (для большинства задач) не вызывает проблем. Использование при этом специализированных математических пакетов (MATLAB, Octave, MathCAD) еще более ускоряет процесс разработки и отладки алгоритмов.

Но для ряда задач такой подход в привычном виде неприменим или применим с существенными ограничениями.

Нам требуется, чтобы алгоритм на отладочной платформе мог работать в реальном времени, т. е. производить обработку сигнала в темпе его поступления. Так как сигнал у нас — видеопоток, а сложность алгоритма может быть весьма высокой, то при превышении некоторого порога «сложность алгоритма + темп поступления данных» обычный компьютер просто не в состоянии будет решить требуемую задачу.

Это требование (обработка в реальном времени) обуславливается следующими причинами:

- Для ряда случаев и алгоритмов необходим сигнал, поступающий в реальном времени с прибора, а не записанный заранее, который можно обрабатывать

относительно медленно.

- Для ряда основных алгоритмов необходимо использование результатов обработки сигнала в канале управления прибором, т. е. внешняя вычислительная система не только должна обрабатывать поступающий сигнал в темпе с реальным временем, но и производить процесс управления прибором (по результатам обработки входной информации) также в масштабе реального времени.

Практический опыт и анализ литературы [3], [4] показывает, что вычислительная система на базе типового процессора (пусть и достаточно производительного) плохо справляется с подобной задачей, даже при использовании простейших алгоритмов. Дело в том, что процессор с классической архитектурой в большей степени ориентирован на выполнение последовательных алгоритмов и вычислений. Многоядерные системы (число ядер в таких системах не превышает 6-8) проблемы не решают, т. к. число пикселей даже в одном кадре составляет порядка 10^6 , при том, что темп поступления данных в 100-200 кадров в секунду является для многих приложений типовым. Именно поэтому все операции с графикой в современных компьютерах выполняет не центральный процессор, а специализированный вычислитель — графическая карта (GP U). Следует отметить, что даже простейшие алгоритмы (с точки зрения математики) типа «умножение всех пикселей кадра на константу» или «смешивание нескольких видеоканалов с учетом прозрачности» являются достаточно «тяжелыми» для процессоров с классической архитектурой.

Это обстоятельство усугубляется тем, что нам для моделирования и исследования алгоритмов на этапе разработки, необходим существенный запас по вычислительной мощности. Такой запас требуется для того, чтобы на этапе исследования можно было сосредоточиться целиком именно на самой задаче исследования, а не на преждевременной и вынужденной оптимизации конкретной реализации алгоритма, т. к. оптимизация сама по себе является отдельной сложной задачей.

Представленные в предыдущих разделах задачи позволяют эффективно решать технология CUDA (Com puter Uni fied D evice Archit ecture) — программно-аппаратная архитектура параллельных вычислений.

Аппаратная платформа, на которой базируется подход с использованием CUDA — графические процессоры общего назначения (GP U) на ядрах фирмы NVI DIA, которые представляют собой высокопроизводительную систему с массовым параллелизмом, подходящую для решения широкого круга задач, в том числе для обработки видео. В отличие от современных универсальных CPU, GPU предназначены для параллельных вычислений с большим количеством арифметических операций. И значительно большее число транзисторов GPU работает по прямому назначению — обработке массивов данных, а не управляет исполнением немногочисленных последовательных вычислительных потоков.

Чтобы программировать CUDA или аналогичную систему (GPU других фирм) на низком или среднем уровне требуется полное понимание конкретной архитектуры, исходный код при этом будет непортативным между различными платформами. Это обстоятельство делает чрезвычайно затруднительным переход с одной платформы на другую.

Для того чтобы устранить эту проблему и сделать возможным портативность кода как на уровне языковых конструкций, так и на уровне программной архитектуры, был разработан и активно внедряется стандарт Op enCL, который позволяет в перспективе писать платформенно-независимый код и легко портировать его с одной платформы на другую.

Этот стандарт поддерживается консорциумом ведущих фирм производителей GPU, в частности NVIDI A, AM D, Int el и т.д. Программирование с использованием

OpenCL предполагает более высокий уровень абстракции, чем подходы аналогичные уровню CUDA.

На рисунке 2 показана общая структурная схема системы в составе оптико-электронного прибора (показан слева) и внешней вычислительной системы с использованием подхода CUDA/OpenCL (показана справа).

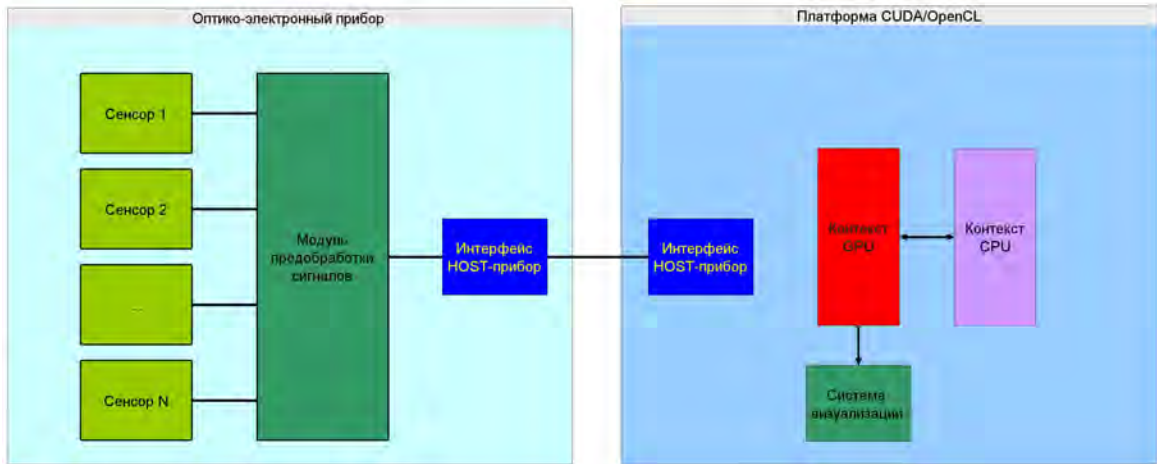


Рисунок 2

Система, представленная на рисунке выше, позволяет производить разработку, реализацию и тестирование в реальных условиях алгоритмов в гораздо более короткие сроки, чем при реализации алгоритмов непосредственно в финальном варианте прибора.

Список литературы

- 1.Scott Hau ck, Andre Dehon (Ed.). Reconfigurable computing: the theory and practice of FPGA-based computation. – Elsevier, Burlington, MA, USA, 2008.
- 2.Raytheon Develops World's First Polymorphic Computer. Military Embedded Systems [Electronic resource] – Англ. – Режим доступа: <http://www.mil-embedded.com/news/db/5784/>.
- 3.Rob Farber. CUDA Application Design and Development, 2011, Morgan Kaufmann.
- 4.David B. Kirk. Programming Massively Parallel Processors: A Hands-on Approach, 2011, Morgan Kaufmann.

У52 Результаты лабораторных экспериментов по обработке изображений, содержащих фрагменты с периодически изменяющейся яркостью

Первинкин И.А. Прилепский Б.В.
ОАО «Швабе-Исследования», Москва, Россия

В работе рассматриваются результаты обработки экспериментов, в которых регистрировались изображения сцен, содержащих фрагменты с периодически изменяющейся яркостью. Регистрация изображений проводилась ПЗС камерой, обеспечивающей высокую частоту кадров (от 200 Гц до 3000 Гц). Обработка изображений проводилась методом попиксельного синхронного детектирования.

Появление в изображениях фрагментов, с периодически изменяющейся яркостью, может вызываться двумя причинами:

- 1.Некоторый объект наблюдаемой сцены сам меняет свою яркость;

2. Некоторый объект наблюдаемой сцены периодически меняет свое положение в пространстве. При этом на границе объект/фон возникают периодические изменения фона, на котором наблюдается объект.

В каждом из перечисленных выше случаев, частота изменения яркости наблюдаемого фрагмента сцены может быть заранее не известна. Кроме того, для эффективной работы синхронного детектора необходима информация о законе модуляции (в случае модулирующей функции произвольной формы) или о фазе колебаний (в случае гармонической модуляции). Так как в общем случае данная информация отсутствует, при обработке данных необходим поиск фазы, обеспечивающий максимум выходного сигнала. Данный поиск осуществляется по некоторой области, в пределах которой для каждого изображения видеопоследовательности яркости пикселей суммируются. В результате получаем временную последовательность, для которой, используя БПФ, строится зависимость спектральной плотности мощности от частоты. Анализ этой зависимости позволяет определить наличие периодических изменений яркости в рассматриваемой области и характерную частоту изменений.

В зависимости от условий наблюдений в наших экспериментах размер этой области менялся от полного кадра до одиночного пикселя. Обработке синхронным детектором подвергается последовательность видеосигналов для каждого пикселя изображения.

Эксперименты проводились в два этапа. На первом этапе регистрировалась видеопоследовательность в виде несжатого *avi* файла, на втором этапе полученная видеопоследовательность обрабатывалась методом попиксельного синхронного детектирования.

На рисунке 1 представлено окно программы с результатами обработки сцены, представляющей собой вид из окна лаборатории. Объект с периодически изменяющейся яркостью, представляет собой зашторенное окно в соседнем здании, за которым включена лампа накаливания. Изображение этого объекта показано в левой верхней части программы. В нижней части окна программы показан результат БПФ временной последовательности, представляющей собой сумму пикселей по всему изображению для каждого изображения видеоряда. Данный объект выделяется методом синхронного детектирования при контрасте менее 0.5% от максимальной яркости (менее 1 от 255 градаций яркости) на частоте 100 Гц. Результат обработки изображений методом попиксельного синхронного детектирования показан в левой верхней части окна программы обработки.

На рисунке 2 показаны результаты обработки сцены, на которой макет самолета подсвечивался последовательностью импульсов излучения лазера. Результат попиксельного синхронного детектирования позволяет получить изображение, на котором макет самолета легко обнаруживается.

На рисунке 3 приведены результаты обработки сцены, содержащей макет самолета с вращающимися винтами. В результате обработки легко выделяются области, содержащие винты макета самолета. В этих экспериментах частота изменений яркости априорно не известна. Она определяется по результатам БПФ видеосигнала, полученного описанным выше способом.

Если частота изменения яркости объекта превышает кадровую частоту фотоприёмного устройства, но не кратна кадровой частоте, то периодические изменения яркости можно идентифицировать на разностных частотах сигнала и гармоник кадровой частоты (стробоскопический эффект). Например, сигнал с частотой 100 Гц может быть зарегистрирован камерой с кадровой частотой 30 Гц на частоте $100 - (30 \cdot 3) = 10$ Гц или на частоте $(30 \cdot 4) - 100 = 20$ Гц. Однако, так как последняя частота выше, чем $30/2 = 15$ Гц, она не будет обнаружена при спектре мощности видеосигнала.

На рисунке 4 приведены результаты обработки видеофайла в эксперименте, в котором сцена представляет собой опору высоковольтной ЛЭП. Изображение сцены получено в ночное время при наблюдении с помощью ЭОП и регистрацией *avi* файла с экрана ЭОПа вебкамерой (частота кадров 30 Гц). На частоте 10 Гц наблюдается четкий пик, вызванный периодическими изменениями яркости коронного разряда на элементах опоры, которые происходят на частоте 100 Гц. Попиксельное синхронное детектирование видеоряда для этой сцены позволяет выделить и идентифицировать области, в которых происходит коронный разряд.

Проведенные эксперименты показывают, что использование метода попиксельного синхронного детектирования для обработки видеопоследовательностей, содержащих изображения сцен с фрагментами, яркость которых периодически изменяется, может стать основой для решения весьма разнообразных практически важных задач. Однако не всегда результаты такой обработки имеют ясную физическую природу и поэтому целесообразность использования метода попиксельного синхронного детектирования при обработке видеопоследовательностей, полученных быстрыми приемниками изображения, в каждом конкретном случае необходимо подтверждать прямым экспериментом.

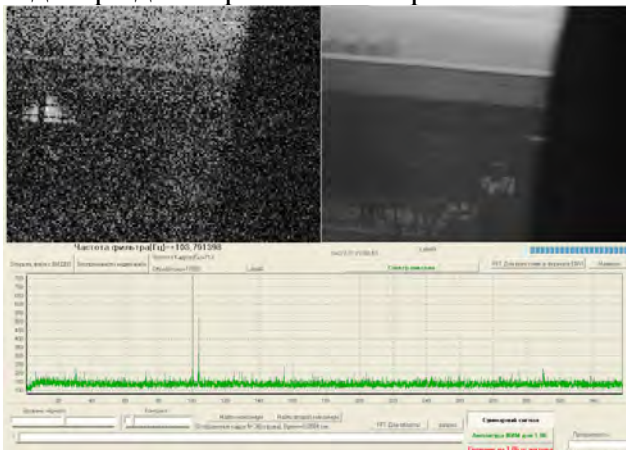


Рисунок 1

Результаты обработки сцены с зашторенным окном

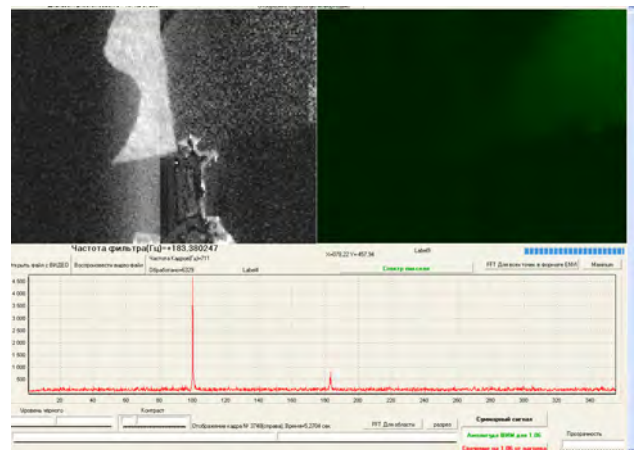


Рисунок 2

Выделение макета самолета подсвеченного последовательностью лазерных импульсов

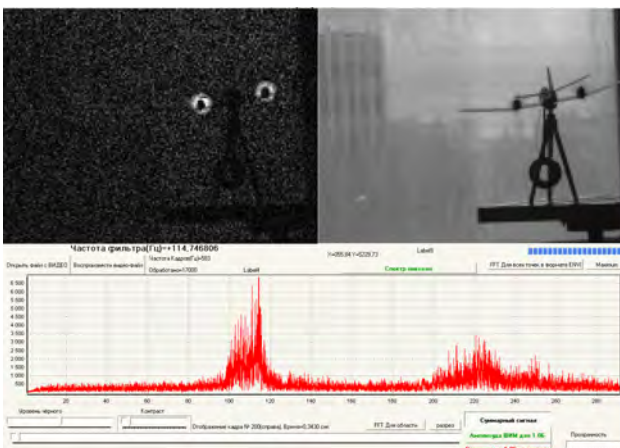


Рисунок 3

Выделение вращающихся винтов на макете самолета попиксельным синхронным детектированием

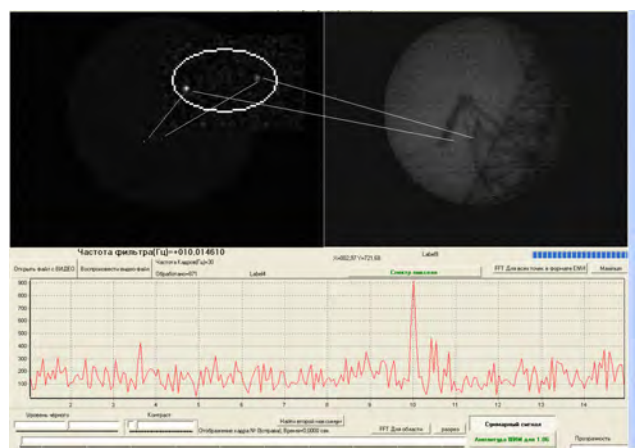


Рисунок 4

Обнаружение коронного разряда на изоляторах высоковольтной ЛЭП

У53 Столбцевой АЦП последовательного приближения для КМОП матричных фотоприемников

Шнякин А.А.¹, Бородин Д.В.², Балбеков А.О.¹, Горбоконенко П.А.¹, Зинис К.А.¹,
Осипов Ю.В.², Певцов Е.Ф.¹, Скрылев А.С.²

¹МГТУ МИРЭА, Москва, Россия

²ОАО «НПП «Пульсар», Москва, Россия

Современные тенденции разработок матричных приемников излучения ориентированы на совмещение в одном кристалле или в одном корпусе функций преобразования излучения в электрические сигналы, их оцифровки и цифровой обработки. Существуют три основных подхода к размещению АЦП в кристалле интегральной схемы считывания: АЦП уровня кристалла, АЦП в каждом столбце матрицы и АЦП в каждой ячейке считывания (пикселе). Столбцевое АЦП может иметь сложную архитектуру и сочетать в себе различные методы аналого-цифрового преобразования, так как ограничено только в одном измерении, и не ограничено в другом. Скорость работы таких АЦП сравнима с частотами опроса строк ИС считывания, что положительно сказывается на потребляемой мощности. Таким образом, столбцевое АЦП предлагает компромисс между скоростью работы, точностью преобразования, рассеиваемой мощностью и занимаемой площадью [1].

В данной работе описывается решение задачи проектирования и тестирования сложнофункциональных блоков АЦП, предназначенных для многократного использования в составе семейств матриц КМОП-приемников видимого излучения. Главными факторами, определившими полученные схемотехнические и топологические решения были: реализация не менее двенадцати разрядов преобразования с производительностью 77000 оп./с при условии минимизации площади, занимаемой узлами АЦП и потребляемой мощности.

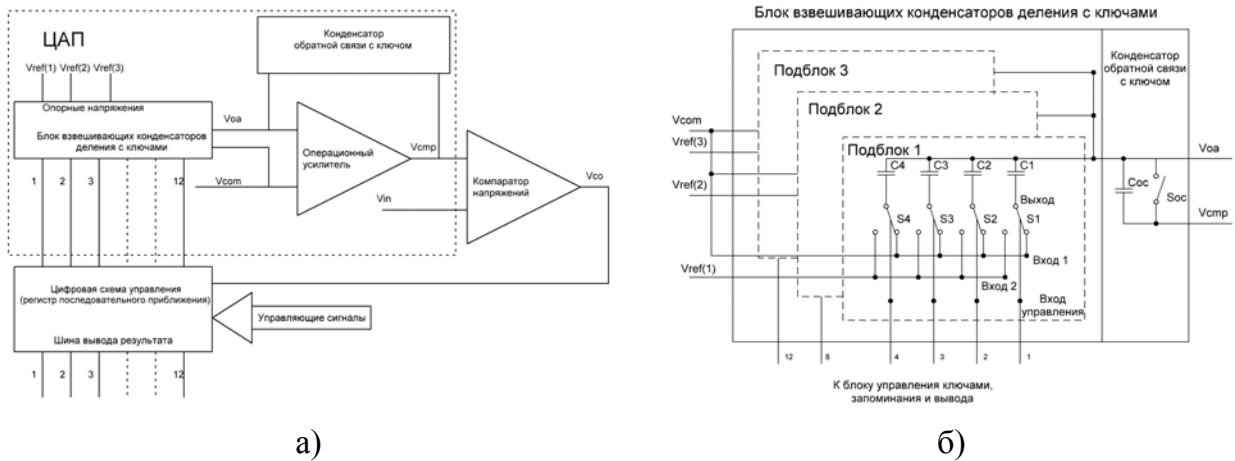
Одним из известных решений для АЦП в составе КМОП-приемников служит схема АЦП последовательного приближения на основе ЦАП на коммутируемых конденсаторах с суммированием заряда. Главным недостатком такого решения является большая площадь конденсаторных структур, кратно увеличивающаяся с ростом разрядности преобразования. Соответственно, значительно возрастают токи, требующиеся для их перезарядки, а следовательно - рассеиваемая мощность АЦП. В данной работе предпринята попытка создания АЦП, пригодного для многоканального применения, в котором реализована возможность масштабирования и мультиплицирования. При решении данной задачи также выполнен комплекс работ по разработке и изготовлению макета стенда для измерений характеристик АЦП и управления режимами его работы.

Особенность предложенного варианта АЦП, структурная схема которого представлена на рисунке 1а, заключается в том, что схема ЦАП выполнена с тремя подблоками взвешивающих конденсаторов, причем на каждый подблок подаются различные опорные напряжения, значения которых соответствует определенному диапазону разрядности преобразования [2]. В многоканальном исполнении опорные напряжения могут задаваться одновременно для всех каналов.

Блок взвешивающих конденсаторов деления с ключами ЦАП (см. Рисунок 1б) конструктивно разделен на три идентичных подблока, каждый из которых состоит из четырех конденсаторов с емкостями $C_1, C_2, C_3,$ и C_4 . При этом отношение емкостей конденсаторов определяется выражением ($k=1, \dots, 4$):

$$C_k = 2^{k-1} \cdot C_1, \quad (1)$$

Устройство работает следующим образом. На вход V_{in} компаратора подается входное преобразуемое напряжение. Пусть преобразуемые входные напряжения АЦП находятся в диапазоне от $V_{min}=2.5В$ до $V_{max}=3.5В$. Тогда на вход общего опорного напряжения АЦП подается напряжение $V_{com}=V_{min}=2.5В$. Цикл работы АЦП начинается с установки регистра последовательного приближения в начальное состояние, при котором все биты регистра хранят значение логического нуля. Каждый период работы АЦП, компаратор напряжений производит сравнение входного сигнала с напряжением сравнения, генерируемым ЦАП.



а) Структурная схема АЦП последовательного приближения, б) Блоки взвешивающих конденсаторов деления с ключами и конденсатор обратной связи с ключом.

В этом случае опорные напряжения первого, второго и третьего подблоков конденсаторов ЦАП должны иметь, соответственно, следующие значения:

$$\begin{aligned}
 V_{ref}(1) &= V_{min} - \frac{V_{max} - V_{min}}{2} = 1.500В, \\
 V_{ref}(2) &= V_{min} - \frac{V_{max} - V_{min}}{16} = 2,438В, \\
 V_{ref}(3) &= V_{min} - \frac{V_{max} - V_{min}}{256} = 2,496В.
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

Результат сравнения подается в блок управления ключами, запоминания и вывода. Напряжение на выходе ЦАП генерируется в две фазы. В первой фазе ключи S_1, \dots, S_{12} всех подблоков находятся в положении 1, замыкая выход с шиной общего опорного напряжения V_{com} . Ключ S_{oc} замкнут. При этом все конденсаторы разряжены.

Во второй фазе ключ S_{oc} размыкается. Для всех подблоков, если k -й бит d_k входного n -разрядного слова, генерируемого цифровой схемой управления, равен логической единице ($d_k=1$), то соответствующий ключ S_k переключается в положение 2, подключая нижнюю обкладку конденсатора к источнику опорного напряжения $V_{ref}(1)$, $V_{ref}(2)$, или $V_{ref}(3)$ в соответствии с номером подблока, или остается в положении 1, если $d_k=0$.

По окончании всего цикла работы АЦП, цифровое представление входного сигнала подается на шину вывода результата.

Моделирование работы электрической схемы АЦП в сборе с учетом влияния паразитных параметров топологии проводилось с использованием моделей приборов, входящих библиотеку параметризованных ячеек, ориентированную на КМОП технологию с нормами проектирования 0,35 мкм. Как и следовало ожидать, основное влияние на погрешность преобразования АЦП оказывает точность установки напряжения на выходе операционного усилителя ЦАП (рисунки 2а). В результате

моделирования схемы с учетом паразитных параметров получены данные о наличии систематической ошибки, зависящей от номера разряда ЦАП (рисунок 2б).

На основе полученных проектных решений и GDS -файлов топологии столбцевых АЦП последовательного приближения, предназначенных для размещения на кристалле с КМОП фотоматрицей в режиме “foundry” изготовлены опытные образцы тестовых кристаллов АЦП. По сравнению со стандартным решением на взвешенных конденсаторах, предложенное решение позволяет уменьшить занимаемую площадь на кристалле приблизительно в 300 раз.

Для проведения исследований тестовых кристаллов СФ-блока АЦП и КМОП фотоматриц разработан программно-аппаратный комплекс, позволяющий в автоматическом режиме снимать динамические и статические характеристики исследуемых приборов и их узлов. Структурная схема испытательного стенда представлена на рисунке 3а.

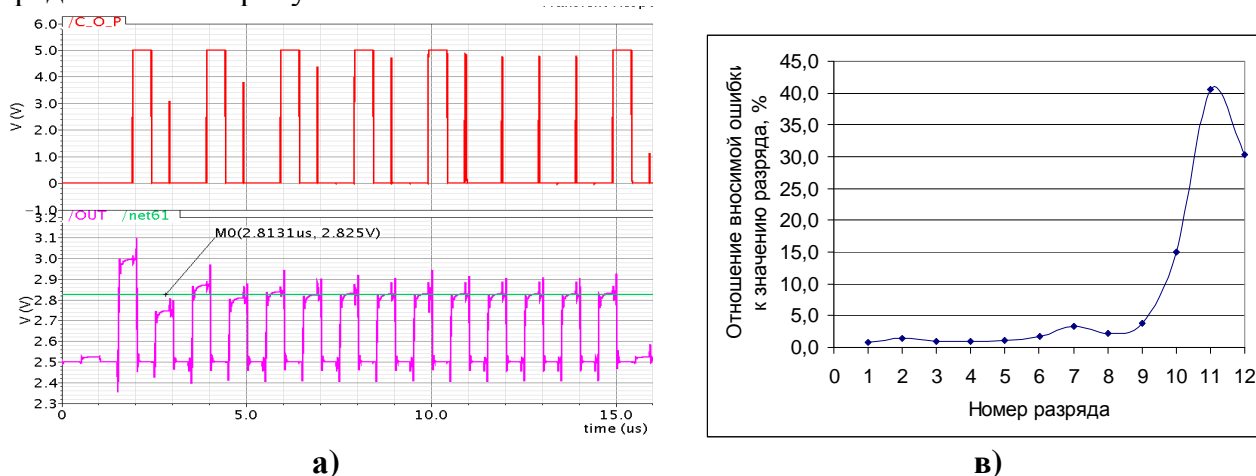


Рисунок 2 – а) Моделирование работы компаратора, и установление выходного напряжения ЦАП ($V_{in}=2,825V$), б) Систематическая ошибка ЦАП, вносимая разрядами преобразования.

Как показали результаты моделирования различных схемных решений, учитывающих оптимизацию сроков проектирования и стоимости разработки, оптимальным является схема с прецизионными 20-ю битными дельта-сигма ЦАП DAC1220. Разрешение устройства может быть запрограммировано на 20 бит с точностью установки выходного напряжения до 0,003% в течение 15 мс. Главным элементом стенда является управляющий контроллер, выполненный в виде прошивки микросхемы FPG A семейства Spartan 3 E. Основные функции контроллера: 1) управление ЦАП; 2) сбор данных с тестируемого АЦП; 3) формирование тактовой диаграммы и выдача сигналов для синхронизации внешнего АЦП, служащего для измерения параметров тестируемого устройства. Для описания поведенческой модели контроллера использовался язык VHDL и стандартные библиотеки XILINX. Фотография макета испытательного стенда, позволяющего в автоматическом режиме проводить измерения характеристик СФ-модулей АЦП и КМОП матриц, представлена на рисунке 3б. Комплект программного обеспечения для тестирования АЦП обеспечивает настройку опорных напряжений, создание описания тактовой диаграммы и ее загрузку в память генератора, прошивку ПЛИС, сбор данных и их отображение. Программное обеспечение включает: программу задания режимов и измерения параметров ПЗС, редактор тактовой диаграммы, инструменты управления работой внешнего АЦП InSys ADM216x100M и отображения полученных данных [3].

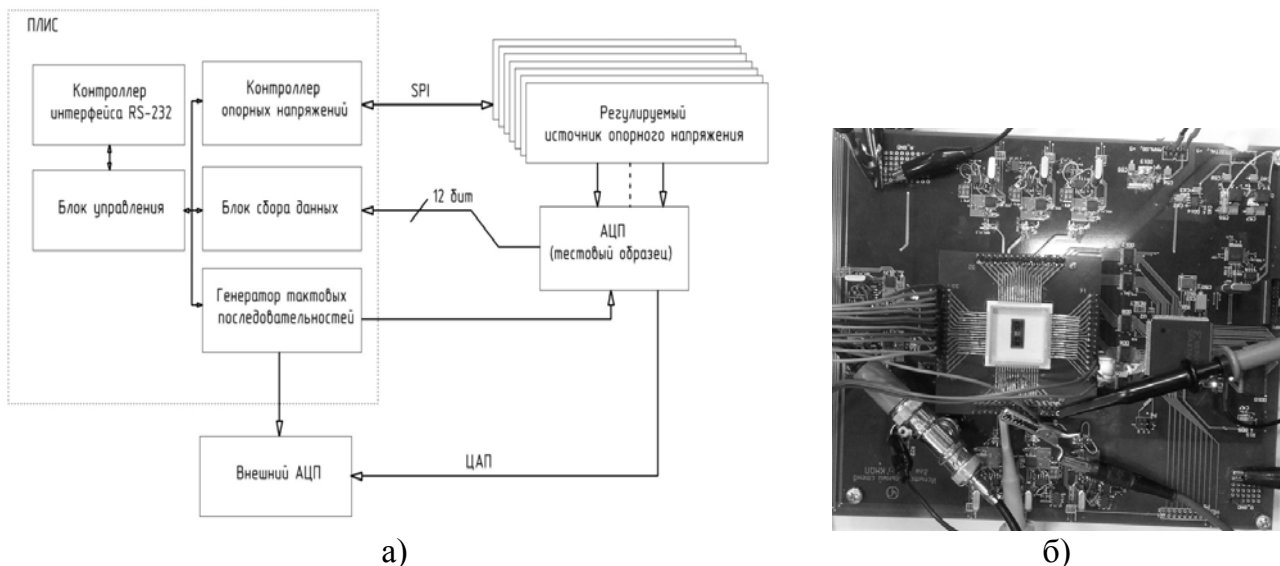
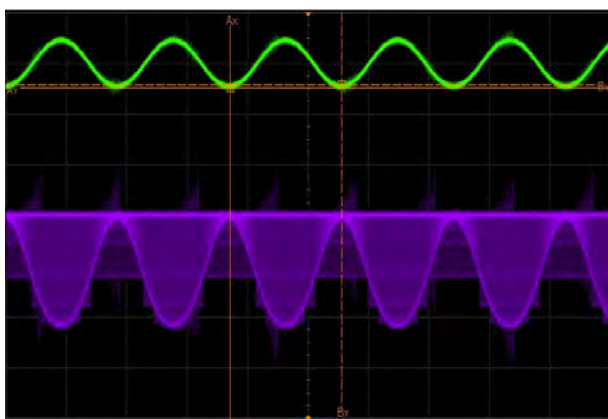


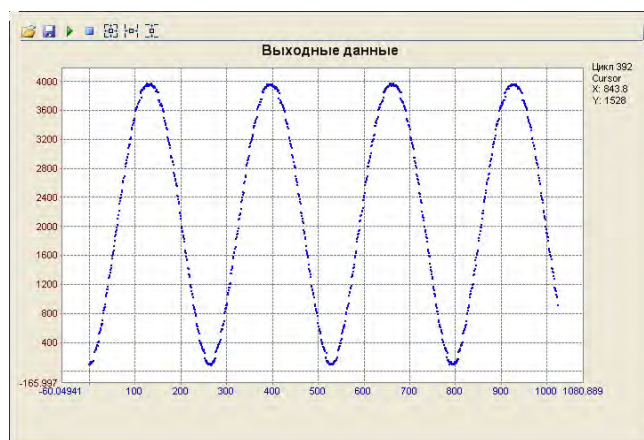
Рисунок 3 – а) Структурная схема стенда, б) Испытательный стенд с тестируемым АЦП.

Исследование тестовых кристаллов СФ-блока АЦП проводилось следующим образом. Прежде всего, была подтверждена работоспособность каждого из образцов путем последовательного включения каждого из трех блоков ЦАП как блока старших разрядов, в то время как оставшиеся блоки были отключены. Подавая поочередно на каждый исследуемый блок в качестве опорного напряжения 1.5 В, в качестве общего опорного напряжения 2.5В, на вход АЦП напряжения с ЦАП испытательного стенда в диапазоне от 2,5316 В до 3,43785 В с шагом 0,0156В, на контрольной точке на выходе ЦАП тестируемого АЦП наблюдались одинаковые в пределах измерительной погрешности результаты для каждого тестируемого блока. Данные с цифровых выходов АЦП так же были идентичны. Это позволяет делать выводы о работоспособности и хорошей воспроизводимости параметров в пределах одного устройства.

Была проведена также проверка работоспособности АЦП при нормальном включении всех трех конденсаторных блоков с расчетными опорными напряжениями из выражений (2) при входном сигнале, изменяющимся во всем диапазоне входных напряжений. На рисунке 4а представлен вид сигнала на входе АЦП и контрольной точке на выходе ЦАП. На рисунке 4б приведены данные с цифровых выходов АЦП.



а)



б)

Рисунок 4 – а) Сигнал на входе АЦП и контрольной точке на выходе ЦАП, б) Данные с цифровых выходов АЦП.

Выводы: В полном объеме получены проектные решения и GDS- файлы топологии столбцевых АЦП, предназначенных для использования в качестве СФ-

блоков КМОП фотоматриц. По сравнению со стандартным решением на взвешенных конденсаторах, предложенное решение позволяет уменьшить занимаемую площадь на кристалле приблизительно в 300 раз. Разработан и изготовлен испытательный стенд, предназначенный для тестирования встраиваемых модулей АЦП и для проверки работоспособности КМОП матриц, содержащий 8 аналоговых и 40 цифровых каналов управления, среднеквадратичное значение низкочастотной шумовой составляющей аналоговых сигналов не превышает 30 мкВ, а максимальная частота тактовой диаграммы для задания режимов работы составляет 30 МГц. Разработана методика тестирования и измерения параметров АЦП последовательного приближения, предназначенных для размещения на кристалле с КМОП фотоматрицей.

1. Plan E., Shiloah N. and others. A 3 mpixel ROIC with 10 μm pixel pitch and 120 Hz frame rate digital output. // Proceeding of SP IE. – 2013. – Vol. 8659. – P. 0A -1-0A-6. DOI:10.1117/12.2002845.

2. Заявка на изобретение - Аналого-цифровой преобразователь. - №2013139249 дата приоритета 23 августа 2013г.

3. Горбоконенко П.А., Зинис К.А., Певцов Е.Ф., Чернокожин В.В. Программируемый генератор тестовых последовательностей // «Электронная техника». Сер. 2 Полупроводниковые приборы., 2012. – вып.2 (229) – С. 97-103.

У54 Схемотехника скоростного матричного фотоприёмника 1386НК01Н4 формата 256×256 с кадровой частотой 10 кГц

Володин Е.Б.

ОАО «Ангстрем», Зеленоград, Россия

Разработана новая интегральная схема скоростного фотоприёмника с шагом пикселей 25 мкм. По радиационно стойкой Опто-КМОП технологии в ОАО «Ангстрем» изготовлена партия фотоприёмников видимого диапазона формата 256x256 с общим потоком выводимых данных до 10 Гбит в секунду. Ячейка содержит 5 транзисторов и может переключаться в режимы единичного или повышенного усиления по напряжению. Коэффициент заполнения фоточувствительной областью составляет 40%. Схема ячейки при подключении к столбцовой части образует операционный усилитель со 100% отрицательной обратной связью, обеспечивающей воспроизведение на выходе с высокой точностью напряжения на фотодиоде или на затворном узле внутреннего усилителя ячейки. Кристалл ИС, как показано на рис.1 и 2, разделён по оси на две части: прямую и зеркальную. Эти части в свою очередь разделены на 16 полос-субматриц по 32 столбца в субматрице. Каждый из 512 столбцов имеет ЦАП на коммутируемых конденсаторах, двухсекционный АЦП последовательных приближений с межсекционным усилителем и два 7- разрядных цифровых ОЗУ, из которых цифровой коммутатор направляет коды последовательно на 7-разрядный LVDS выходной канал. Один аналоговый выход и один цифровой канал обслуживают субматрицу 128x32. Всего таких субматриц 16.

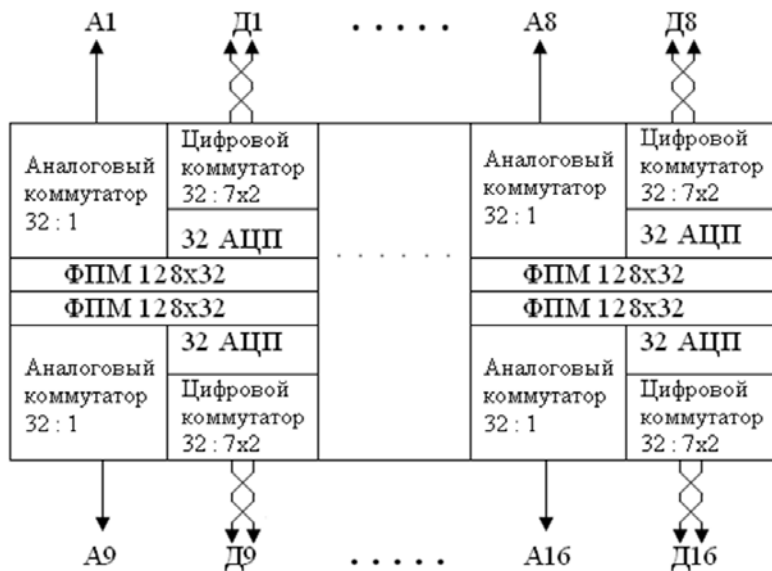


Рис.1 Расположение блоков функциональной схемы фотоприёмника на кристалле

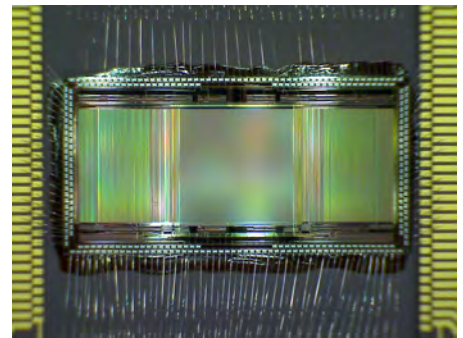


Рис.2 Внешний вид кристалла в испытательном корпусе

Схемы управления в двух частях кристалла одинаковы и работают параллельно от одних и тех же управляющих сигналов. В них используются по 4 сдвиговых регистра, обслуживающих параллельно все 16 субматрицы: для считывания 128 строк, для аналогового считывания 32 столбцов, для цифрового считывания 7 разрядных кодов из 32 столбцов с удвоенной частотой, для формирования временных диаграмм управления. В каждый из 512 столбцов помещён регистр последовательных приближений своего АЦП. 16 аналоговых выходов формируются мощными операционными усилителями, 112 цифровых парафазных выходов формируются LVDS схемами на 224 контактных площадках.

Распределённые по столбцам микромощные АЦП, ЦАП, усилители, цифровые ОЗУ создают равномерное по кристаллу распределение потребляемой мощности без больших температурных градиентов. Мощные выходные операционные усилители также достаточно распределены, а 124 схемы LVDS, расположенные по периметру кристалла, питаются напряжением 0,8 В и поэтому не вызывают перегревов.

Основные параметры ИС: кадровая частота до 10 кГц, частота считывания строк до 1,25 МГц, частота считывания на аналоговых выходах до 40 МГц, на цифровых до 80 МГц, шаг ячеек 25 мкм, чувствительность ФПМ 7 В/люкс сек., количество аналоговых выходов 16 (по 8 с каждой половины ФПМ), количество цифровых парафазных выходов 16 по 7 разрядов (по 8x7 с каждой половины ФПМ), уровень насыщения аналоговых сигналов на выходах и на входах АЦП до 3, 2 В, разрядность АЦП – переключаемая 14 или 12, напряжения источников питания 5 В, для LVDS 0,8 В, общий ток потребления менее 200 мА.

На основе данной ИС возможно создание опции скоростного ИК фотоприёмника путём сборки с ФЧЭ типа n на p через индиевые контакты.

У55 Схемно-конструктивные особенности сверхдлинных интегральных многорядных фотоприёмных линеек 5532ХИ1Н4, 5532ХИ2Н4 форматов 3072×128 и 6144×128 с ВЗН

Володин Е.Б.

ОАО «Ангстрем», Зеленоград, Россия

Разработана новая схемная архитектура интегральных многорядных сверхдлинных (на всю пластину) фотоприёмных беззачерных линеек с шагом пикселей

12,5 мкм и количеством рядов ВЗН 128. По радиационно стойкой Опто-КМОП технологии в ОАО «Ангстрем» изготовлена партия линеек видимого диапазона форматов 3072 x128 и 6144 x128 прямой и зеркальной конструкции, состоящих из расположенных беззазорно друг около друга модулей 1536 x128. Модуль имеет предельную длину для стандартной КМОП технологии. При изготовлении, как показано на рис.1, он мультиплицируется в прямой и зеркальной ориентациях по всей пластине.

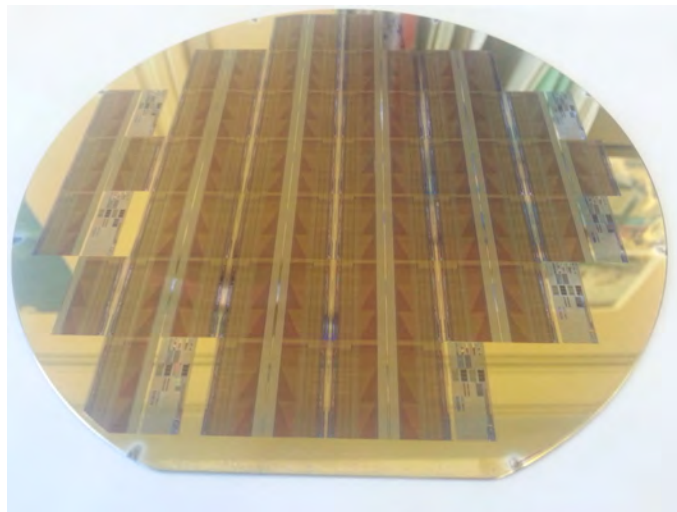


Рис. 1

Электрически все модули изолированы друг от друга и могут работать параллельно независимо друг от друга. Зазор между прямой и зеркальной фоточувствительными линейками не превышает 140 мкм. Все контактные площадки модуля расположены на одной стороне, противоположной ФПМ, не мешая беззазорному расположению и автоматизированному монтажу соединений модулей на коммутационную плату при любой длине линейки. Данная архитектура открывает также возможность создания длинных ИК линеек с ВЗН на платформе такой СБИС путём соединения кристаллов коротких ИК линеек с ФЧЭ длинной кремниевой линейки через индиевые контакты в виде «колен-вала» с перекрытием звеньев. В зеркальном модуле фоточувствительная матрица разделена на две части по 64 строки. Одна часть сдвинута относительно другой вдоль линейки на полшага, в результате чего вдвое увеличивается разрешение, выражаемое эквивалентным числом пикселей в линейке. Это видно из рис.2, на котором приведены модуляционные характеристики строк этих частей.

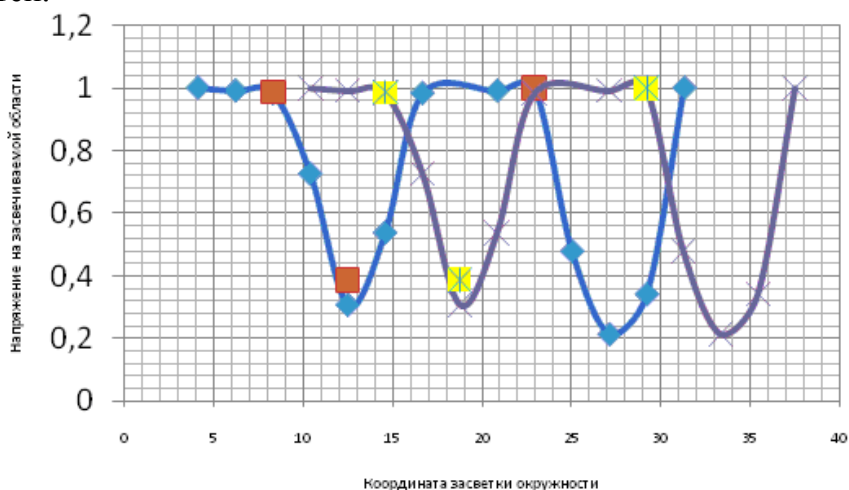
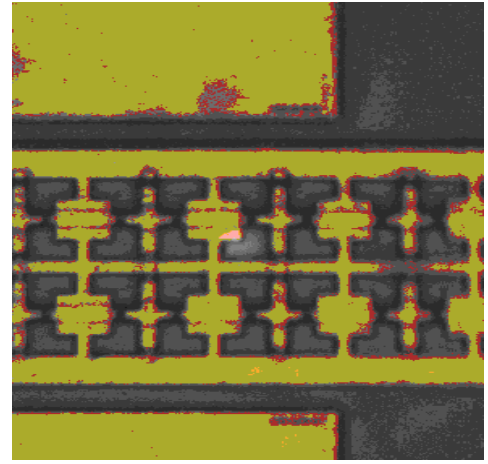


Рис.2а Модуляционные характеристики сдвинутых на полшага строк (шаг 12,5 мкм). Напряжение 0,2 В/деление, координата 5 мкм/деление, диаметр светового пятна 4,2 мкм, чувствительность фотодиода 0,5 пкА/люкс.



2б

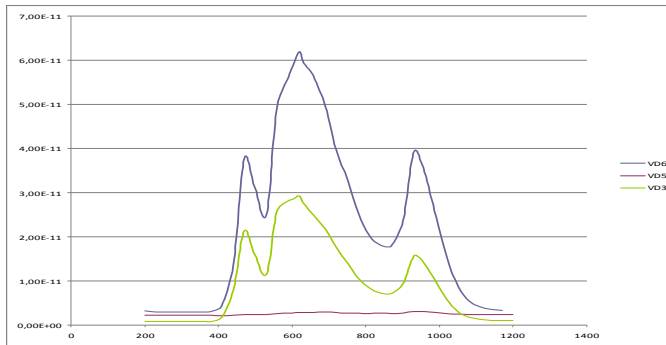


2в

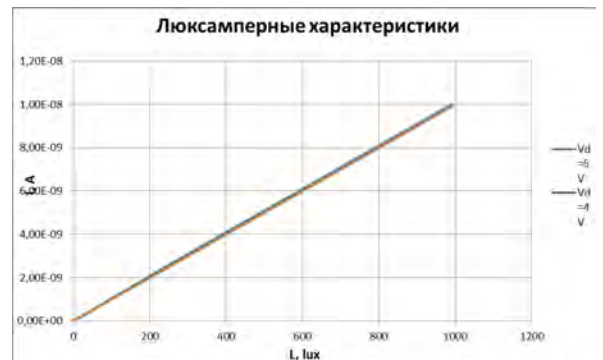
Рис.2 б,в Световой зонд для снятия модуляционной характеристики; б) на 3-ей строке в окружении затененных строк; в) на 2-ой из 4-ёх незатенённых строк; диаметр светового пятна 4,2 мкм.

Максимальная длина линейки на пластине диаметром 150 мм может составить 7 модулей или 10752 пикселей в линейке прямой конфигурации и 21504 в зеркальной конфигурации, а на пластине 200 мм – 9 модулей или 13824 и 27648 пикселей соответственно. Прямая и зеркальная линейки могут вырезаться из пластины вместе или раздельно. Реально длина линейки определяется количеством годных беззачерно расположенных модулей в пределах соседних прямого и зеркального рядов вплоть до «колен-вала» на всём протяжении или на отдельных участках.

При изготовлении таких интегральных линейек возникает проблема получения приемлемого выхода годных участков пластины с большим количеством рядом расположенных модулей. Разработанная схемная архитектура обеспечивает устойчивость этих СБИС к дефектам как технологическим, так и полученным при эксплуатации, например, от спецвоздействий.



а)



б)

Рис.3. а) Спектральные зависимости: тока фотодиодов (верхняя кривая), тока соседних затенённых фотодиодов (нижняя кривая); тока охранной области (средняя кривая). Ток 10 пкА/деление, длина волны 200 нм/деление. Неравномерность характеристики соответствует неравномерности излучателя с галогенной и дейтериевой лампами. б) Люксамперная характеристика 20 параллельно включённых фотодиодов; ток 2 нА/деление; освещённость 200 люкс/деление; напряжения на фотодиоде 1,2,3,4,5 В

В основе принципов дефектозащищённости лежит аппаратная избыточность, присущая методу ВЗН, по которому формирование изображения производится с использованием сканирования каждого пиксела изображения по большому количеству ФЧЭ с последующим суммированием их сигналов. Если для получения требуемых параметров используется ВЗН по N бездефектным ячейкам, то, введя, например, ВЗН

по $2N$ ячейкам, можно построить архитектуру считывания таким образом, что безвредными станут N (полвина) дефектных ячеек. Дефектные строки (содержащие хотя бы один дефектный пиксел из 1536) обходятся как в МФП, так и в АОЗУ при произвольной адресации по информации предварительной диагностики. Так как остальные части кристалла слабо изменяются при увеличении N , то вероятность годности кристаллов значительно возрастает. Второй используемый принцип – коммутация передачи ВЗН-сигналов через два канала обработки последовательно половинными порциями. При негодности одного канала вторая часть информации пройдёт через годный соседний канал и сможет быть восстановлена с небольшой потерей в отношении сигнала к шуму (в $1/2^{0,5}$ раз) на основании диагностической информации. Этот принцип позволяет функционировать линейке с половиной не рядом расположенных дефектных столбцов. В схемную архитектуру помимо фоточувствительной матрицы с одностранзисторными ячейками входят столбцы, в каждом из которых расположены: преобразователь напряжения в ток, аналоговое АОЗУ ёмкостью 128 ячеек, в которых накапливаются заряды по ВЗН алгоритму (или по любому другому алгоритму), схемы коммутации напряжений из столбцовых АОЗУ на два аналоговых выхода, столбцовый АЦП счётного типа со ступенчато нарастающим эталонным напряжением, два секционных цифровых запоминающих устройства оцифрованных кодов. В схеме управления используются счётчики и дешифраторы в коде Грея, не создающие низкочастотную сетку помех. Считывание строк из фотоматрицы и АОЗУ, а также запись в АОЗУ осуществляется по произвольным адресам в кодах Грея. Столбцовые АЦП – двухсекционные с межсекционными усилителями. Цифровые сигналы выводятся через два 7-разрядных параллельных выхода. Коэффициенты усиления усилителей и преобразователей напряжения в ток регулируются постоянным напряжением. Распределённые по столбцам микромощные АЦП, усилители, АОЗУ и ЦОЗУ создают равномерное по кристаллу распределение потребляемой мощности без больших температурных градиентов.

Основные параметры СБИС: частота считывания строк из ФПМ до 1,25 МГц, частота считывания строк из АОЗУ до 10 кГц, записи – до 1,25 МГц, частота считывания на выходах до 20 МГц, минимальное время прохождения элементом изображения фотодиода при сканировании 100 мкс, время накопления в ячейках АОЗУ при ВЗН до 12,8 мс, пространственная частота Найквиста 80 мм^{-1} для линейки прямой конфигурации (ВЗН по 128), 160 мм^{-1} - для зеркальной линейки (ВЗН по 64), шаг ячеек 12,5 мкм, количество аналоговых выходов 2 (по одному с левой и правой половин каждого модуля 768 : 1), количество цифровых выходов 2 по 7 разрядов (по одному порту с левой и правой половин каждого модуля 768: 7), размах ступенчатого эталонного напряжения АЦП 3,2 В, разрядность АЦП – 14, (7 при коррекции неоднородности смещений).

Как видно из рисунка 4, вблизи темнового уровня наблюдается большая неоднородность видеосигнала по столбцам, что ограничивает усиление, поэтому для достижения высокой чувствительности (при высоком усилении) предусмотрен режим коррекции темновых смещений на входах усилителей путём оцифровки темновых смещений первой секцией АЦП, запоминания их 7-разрядных кодов в ЦОЗУ и при дальнейшей работе вычитания из входных сигналов с использованием встроенного ЦАП



Рис.4 Выходные сигналы: а) в темноте, б) при равномерном освещении; левые части строчных сигналов – считывание строки в процессе ВЗН-накопления, правые – считывание строки после накопления; Кусилителей=35 (Vрегулир.=0,59В).

На рис.5 показан фотоприёмник **5532ХИ2Н4 6144x128** в поставочном измерительном корпусе (справа) с блоком управления (слева), содержащим ПЛИС с программой работы фотоприёмника с учётом диагностированных дефектов. На рис.6 представлены сигналы детектирования фотоприёмником зарядов, возникающих в пикселах, при воздействии тяжёлых заряженных частиц криптона или ксенона.

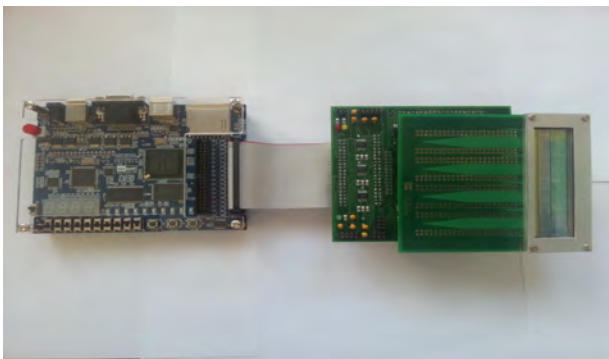


Рис. 5

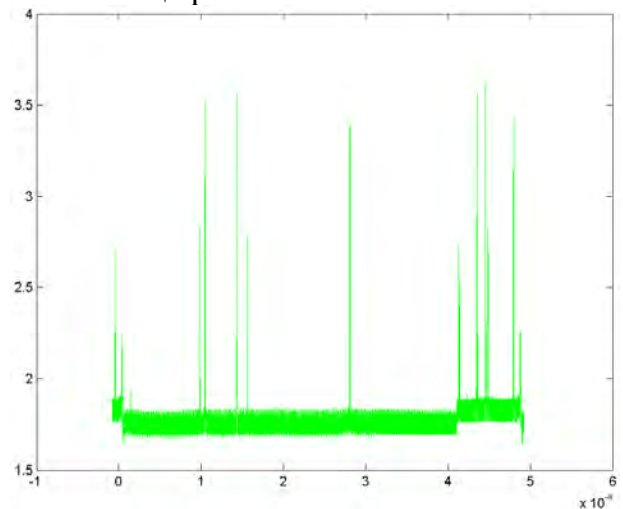


Рис. 6

У56 Метрологическое обеспечение оптико-электронных приборов, работающих по некогерентному оптическому излучению

Шкуркин А.П., Плотников А.В., Шарганов К.А.

ФГБУ «ГНМЦ» Минобороны России, Мытищи Московской области, Россия

На сегодняшний день оптико-электронные приборы, работающие по некогерентному оптическому излучению (далее - ОЭП), широко применяются для обеспечения наблюдения, прицеливания, охраны объектов, таможенного контроля, поиска пострадавших во время стихийных бедствий, разведки, добычи и транспортировки полезных ископаемых, строительно-монтажных и ремонтных работ, вождения транспорта в сложных условиях видимости, экологического мониторинга и пр.

В процессе производства, испытаний и эксплуатации ОЭП определяется целый ряд параметров и характеристик, влияющих на их работу [1-3].

Для достижения требуемой точности методов и результатов измерений данных параметров и характеристик ОЭП в процессе производства и испытаний необходимо

использовать эталоны низших разрядов (далее – ЭНР), рабочие средства измерений (далее – РСИ) и испытательное оборудование (далее – ИО), работающие как с конечного расстояния, так и с имитацией на бесконечность, обладающие определенными метрологическими характеристиками (далее – МХ), подтверждаемыми в процессе эксплуатации [4-6].

Учитывая высокую стоимость и цену ошибки при функционировании ОЭП, контрольно-проверочная аппаратура, разрабатываемая совместно с каждым конкретными образцами ОЭП и используемая для их технического обслуживания в процессе эксплуатации, также должна иметь законный статус ЭНР, РСИ или ИО и опираться на соответствующую нормативно-техническую базу.

В докладе представлены результаты деятельности по метрологическому обеспечению ОЭП, работающих в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областях спектра, включающие применение существующей эталонной аппаратуры, аппаратно-методические решения, позволяющие расширить ее возможности, а также предложения по модернизации и развитию в части измерений:

- энергетической яркости и радиационной температуры (рис. 1);
- разности радиационных температур и разности энергетических яркостей (рис. 2);
- световых и энергетических величин в видимой области спектра (рис. 3);
- энергетических величин в ультрафиолетовой области спектра (рис. 4).

Данные результаты позволяют придать техническим устройствам, предназначенным для определения параметров и характеристик ОЭП, законный статус ЭНР, РСИ и ИО и определять их МХ в процессе эксплуатации с требуемой точностью, а их совершенствование и развитие создает предпосылки для решения новых перспективных задач и внедрения современных измерительных технологий для обеспечения единства измерений параметров и характеристик ОЭП.



Рис. 1 Метрологическое обеспечение ОЭП в части измерений энергетической яркости и радиационной температуры



Рис. 2 Метрологическое обеспечение ОЭП в части измерений разности радиационных температур и разности энергетических яркостей

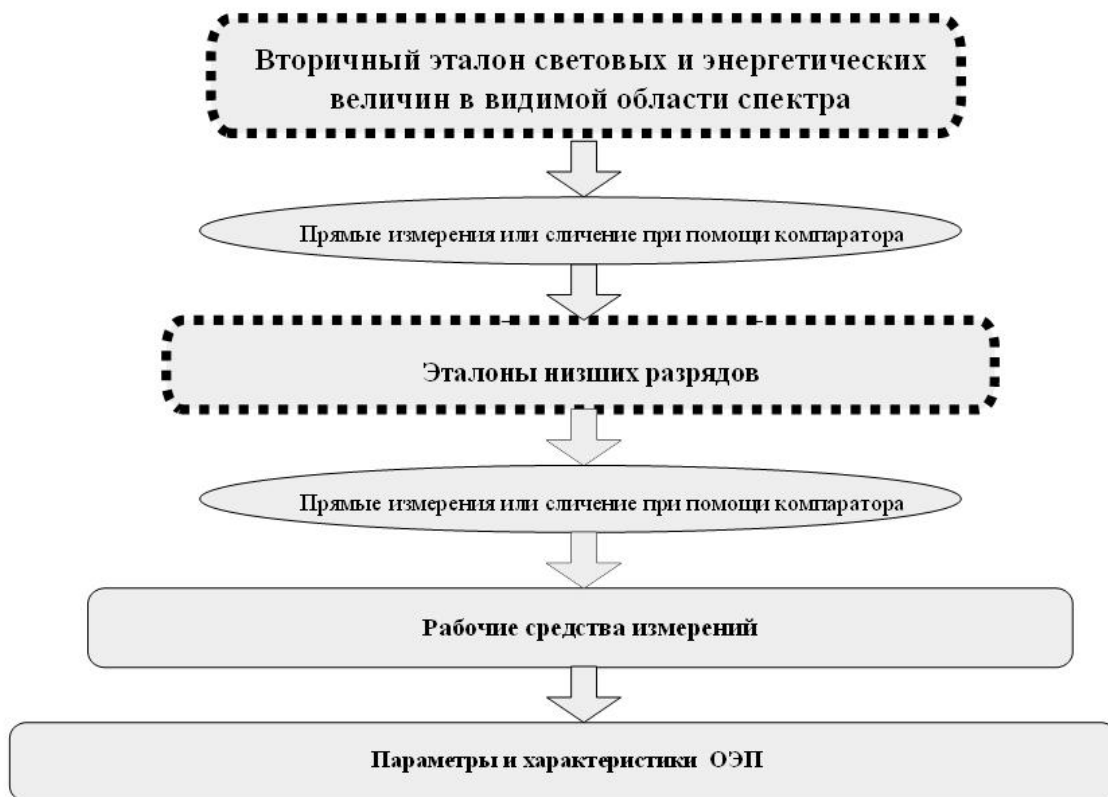


Рис. 3 Метрологическое обеспечение ОЭП в части измерений световых и энергетических величин в видимой области спектра



Рис. 4 Метрологическое обеспечение ОЭП в части измерений энергетических величин в ультрафиолетовой области спектра

Литература

1. ГОСТ 21934-83. Приемники излучения полупроводниковые фотоэлектрические и фотоприемные устройства. Термины и определения.
2. ГОСТ 27675-88. Приборы тепловизионные. Термины и определения.
3. ГОСТ 21815.0-86. Преобразователи электронно-оптические. Общие требования при измерении энергетических и оптических параметров.
4. Рекомендации по проведению первичной и периодической аттестации и подготовке к утверждению эталонов единиц величин, используемых в сфере государственного регулирования обеспечения единства измерений.
5. ПР 50.2.006-94. Государственная система обеспечения единства измерений. Порядок проведения поверки средств измерений.
6. ГОСТ Р 8.568-97. Государственная система обеспечения единства измерений. Аттестация испытательного оборудования. Основные положения.

У57 Особенности определения точностных характеристик лабораторных дифференциальных инфракрасных коллиматорных стенов, предназначенных для испытаний тепловизионных наблюдательных приборов

Шарганов К.А., Шкуркин А.П.

ФГБУ «ГНМЦ» Минобороны России, Мытищи Московской области, Россия

Процесс производства, испытаний и эксплуатации тепловизионных наблюдательных приборов (ТНП) сопровождается определением целого ряда параметров, влияющих на их работу [1-4].

Как правило, в качестве лабораторного испытательного оборудования для определения параметров ТНП используются дифференциальные инфракрасные

коллиматорные стенды (ДИКС), представляющие собой зеркальные или линзовые инфракрасные коллиматоры (ИКК), в фокальной плоскости которых устанавливаются тепловые тест-объекты (ТТО) различной конфигурации с возможностью задания им требуемых значений разности температур с помощью излучателя в виде модели черного тела (МЧТ) [1-4].

В соответствии с требованиями [5] ДИКС должны обладать определенными нормированными точностными характеристиками, полученными на этапе их создания и подтверждаемыми в процессе метрологической аттестации.

На сегодняшний день проблема аттестации ДИКС заключается в том, что их производители нормируют в основном температурный контраст, воспроизводимый МЧТ и ТТО [1-4], который, следуя определению закона Планка, не всегда будет соответствовать радиационному контрасту, воспринимаемому ТНП [1].

Для устранения столь паразитного для испытаний ТНП следствия закона Планка ДИКС при аттестации целесообразно нормировать по разности радиационных температур (РРТ), т.е. по разности температур протяженного объекта и фона при определенной температуре окружающей среды, излучающих как абсолютно черные тела, создающей тот же радиационный контраст, что и наблюдаемые объект (ТТО) и фон (МЧТ) [6].

До недавнего времени РРТ на выходе ИКК ДИКС определялась каждой заинтересованной организацией по своим методикам измерений косвенными расчетно-экспериментальными методами (рис. 1), отягощенными большими погрешностями [7].

В докладе представлена разработанная авторами на основе действующей схемы метрологического обеспечения ОЭП (рис. 2) методика аттестации ДИКС по РРТ, воспроизводимой на выходе ИКК, с требуемой погрешностью методом прямых измерений при помощи специального эталона-переносчика (ЭП) для температуры окружающей среды $(20 \pm 2)^{\circ}\text{C}$ – нормальной температуры испытаний ТНП. Приведены результаты аттестации, которые показали, что данная методика позволила впервые свести результаты воспроизведения РРТ типовых ДИКС в пределах допускаемых отклонений.

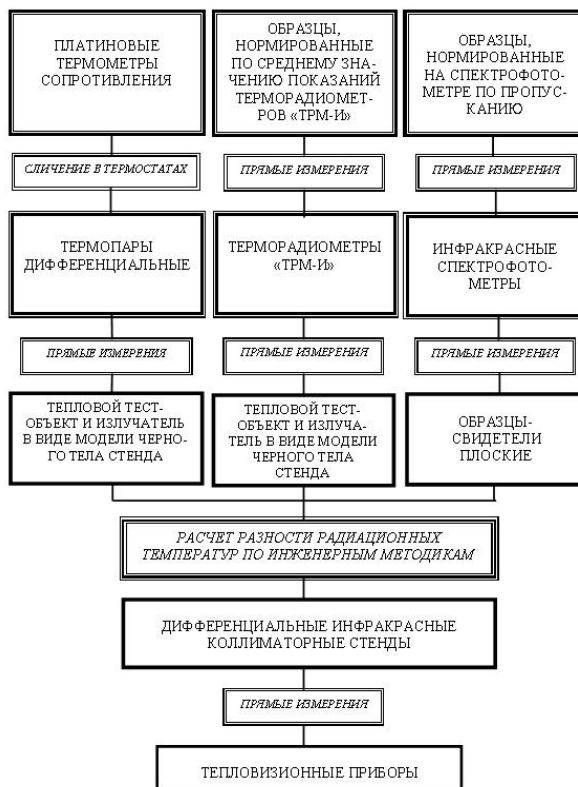


Рис. 1 Схема определения разности радиационных температур дифференциальных инфракрасных коллиматорных стендов косвенными расчетно-экспериментальными методами

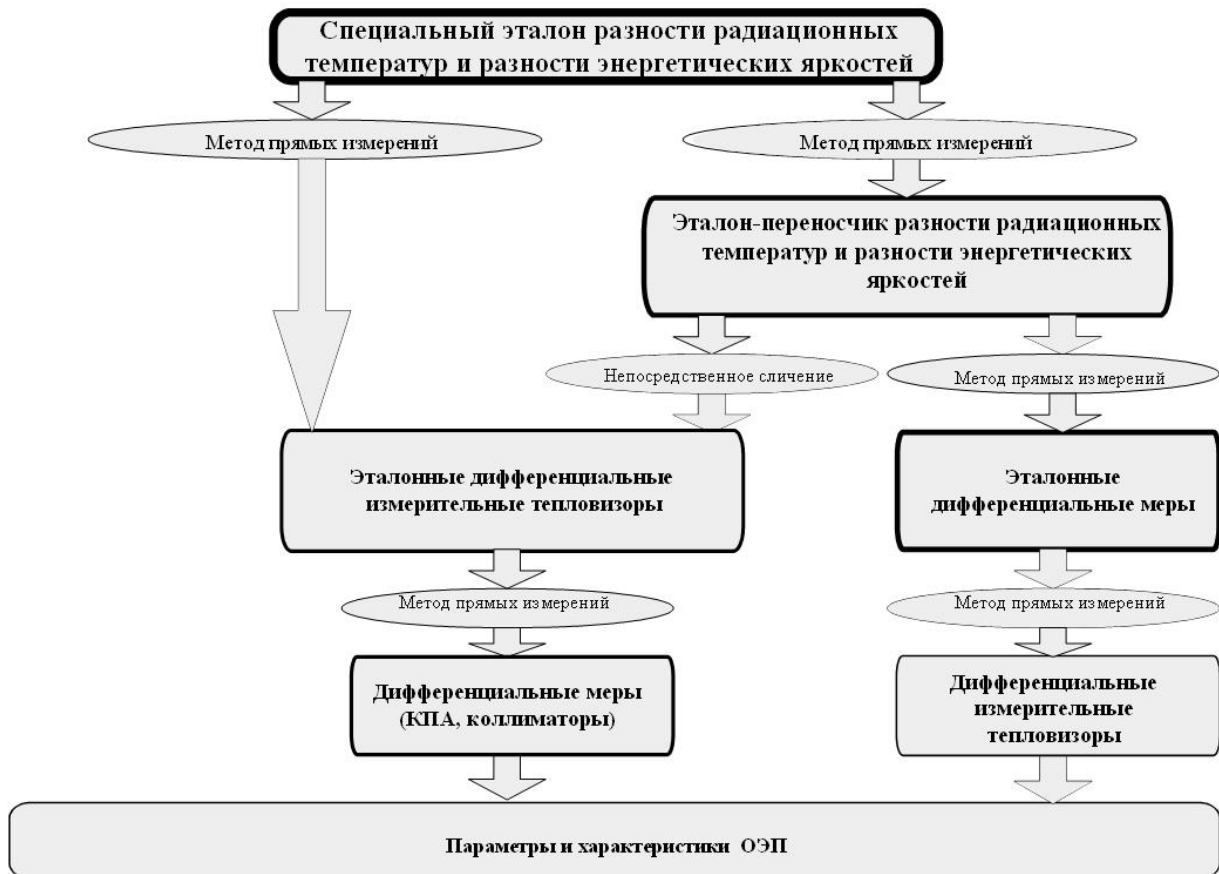


Рис. 2 Схема метрологического обеспечения ОЭП в части измерений разности радиационных температур и разности энергетических яркостей

Литература

1. <http://www.sbir.com>
2. <http://www.CI-systems.com>
3. <http://www.inframet.com>
4. <http://www.npogipo.ru>
5. ГОСТ Р 8.568-97. ГСИ. Аттестация испытательного оборудования. Основные положения.
6. Бугаенко А.Г., Иванов В.П., Омелаев А.И., Тевяшов В.И., Филиппов В.Л. Физические основы и техника измерений в тепловидении/ Под ред. В.Л. Филиппова).- Казань: Отечество, 2003.
7. Алешко Е. И., Курт В. И., Рахимова Л. Р. Калибровка дифференциальных коллиматорных стенов по разности радиационных температур. //Оптический журнал. – 2007. – том 74. – № 3. – С. 13.

У58 Исследование фотоэлектрической связи ультрафиолетового МФПУ

Кононов М.Е.^{1,2}, Семенченко Н.А.^{1,3}, Селиванов А.С.¹, Хамидуллин К.А.¹
¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия
²НИУ «МЭИ», Москва, Россия
³МГТУ МИРЭА

Фотоэлектрическая связь в фотодиодных матрицах, созданных по КМОП-технологии, выражается в появлении фотосигнала на фоточувствительном элементе при засветке соседнего. Появление фотоэлектрической связи ведет к падению качества изображения, выражаемую через ухудшение модуляционной передаточной

функции, или МПФ [1, 2] . Устранение влияние фотоэлектрической связи является важной задачей, особенно для цветных RGB фотоприемников, поскольку фотоэлектрическая связь ведет к ухудшению цветопередачи.

В связи с вышесказанным, актуальной является задача измерения фотоэлектрической связи. Подобные измерения требуют оптической системы, способной обеспечить засветку единичного фоточувствительного элемента [3]. Поэтому, с ростом длины волны и уменьшением шага фоточувствительного элемента, измерение становится все более сложной задачей.

Некоторые авторы пошли по пути экранирования [4] фоточувствительных площадок для предотвращения засветки соседних. Однако, такое решение ограничивает возможности исследования.

При работе в ультрафиолетовом диапазоне спектра появляется возможность осуществить засветку единичного фоточувствительного элемента без использования специальных средств, если его размеры не превышают 20 мкм. Это связано с тем, что с уменьшением длины волны размер диска Эйри оптической системы также уменьшаются [5].

В ОАО «НПО «Орион» разработано матричное фотоприемное устройство (МФПУ) на основе гетероструктур AlGaIn/ GaN формата 320 x256 для ультрафиолетового диапазона спектра с размером ФЧЭ 20 мкм и шагом 30 мкм [6].

Было произведено измерение коэффициента фотоэлектрической связи разработанного МФПУ. Схема измерения приведена на рисунке 1.

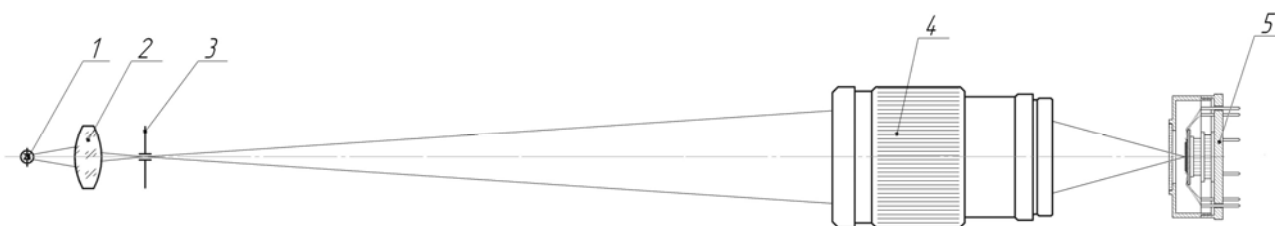


Рисунок 1. Схема измерения фотоэлектрической связи УФ МФПУ

1 – светодиод; 2 – конденсор; 3 – точечная диафрагма; 4 – оптический зонд; 5 – МФПУ

В качестве источника излучения использовался светодиод UVTOP355BL фирмы SETI, имеющий спектральный диапазон излучения 355-365 нм. Светодиод освещает точечную диафрагму диаметром 20 мкм.

Оптический зонд формирует в плоскости фоточувствительных элементов МФПУ изображение точечной диафрагмы.

Оптический зонд, используемый в установке, имеет следующие характеристики: фокусное расстояние 70 мм; относительное отверстие 1: 2.5; спектральный диапазон 270-400 нм.

Используемое МФПУ является видимо-слепым и имеет спектральный диапазон работы 295 нм – 370 нм.

Для расчета коэффициента фотоэлектрической связи была разработана программа, внешний вид интерфейса которой приведен на рисунке 2.

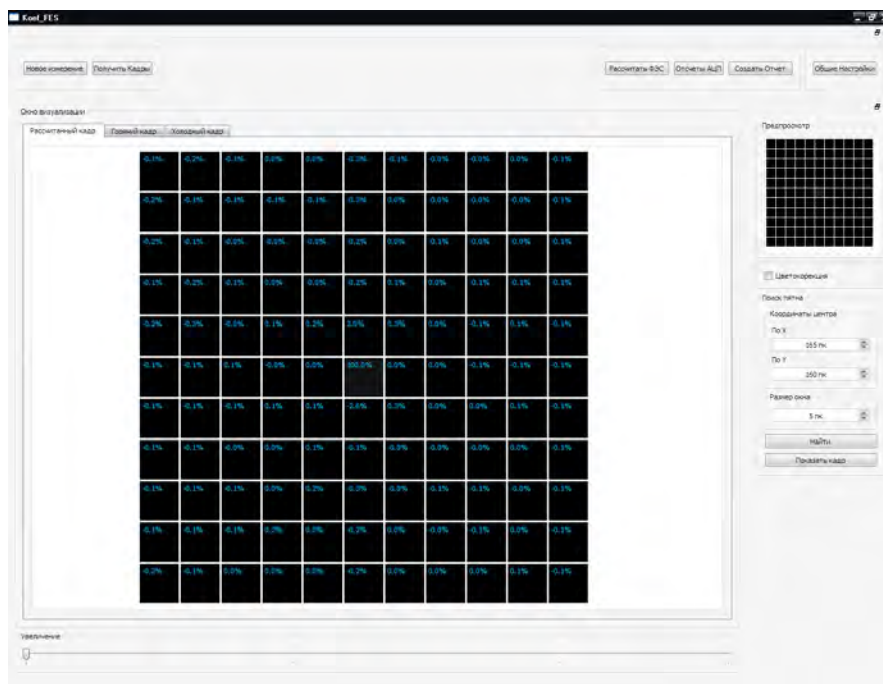


Рисунок 2. Программа для измерения фотоэлектрической связи

Программа считает среднее значение по 1000 кадров для каждого ФЧЭ при засветке от источника излучения и без нее, а затем вычитает одно из другого. Таким образом, устраняется влияние темного «пьедестала» и шума.

Фоновой засветки в данном диапазоне в эксперименте не наблюдалось.

По расчетам, качество используемого объектива позволяет обеспечивать измерение фотоэлектрической связи. Однако, было выявлено несколько обстоятельств, из-за которых необходимо принимать меры к уменьшению изображения диафрагмы.

Во-первых, порядок типового значения коэффициента фотоэлектрической связи оказался сравним с погрешностью, вносимой несовершенством оптического зонда.

Во-вторых, реальное изображение диафрагмы всегда больше расчетного, что связано с погрешностями изготовления оптического зонда, неточностью его установки относительно диафрагмы и МФПУ, а также иными факторами [7].

В процессе измерения было произведено диафрагмирование объектива до значения относительного отверстия 1:8.5.

Использование светодиода с узким спектром помогло избежать полихроматических aberrаций, а диафрагмирование – монохроматических aberrаций и влияния рассеянного света. При малых значениях относительного отверстия объектива его качество ограничено дифракционными явлениями [8].

Была проведена серия измерений коэффициента фотоэлектрической связи разных фоточувствительных элементов. Типовые результаты измерения приведены на рисунке 3.

-0.1	-0.1	-0.1	0.1	0.0
-0.2	-0.3	-0.3	-0.1	0.1
0.1	0.0	100.0	-0.5	0.2
-0.2	-0.1	-3.4	0.3	0.0
0.0	-0.2	-0.1	0.1	0.0

Рисунок 3. Коэффициент фотоэлектрической связи, в процентах

Анализ показал, что отрицательная величина коэффициента фотоэлектрической связи не является ошибкой эксперимента. Это явление представляет интерес и требует дальнейшего обсуждения. Его можно объяснить взаимодействием ультрафиолетового излучения с мультиплексором, либо падением напряжения в подложке в области облученного фоточувствительного элемента, вызывающим снижение уровня темного «пьедестала» у соседних фоточувствительных элементов.

Литература

1. *M. Estriebeau, P. Magnan*, Pixel Crosstalk and Correlation with Modulation Transfer Function of CMOS Image Sensor. (2005) In: SPIE Electronic Imaging 2005, 18 January 2005, San Jose, United States

2. *А.В. Полесский, В.Н. Соляков, К.А. Хамидуллин*. Влияние фотоэлектрической взаимосвязи в матричных фотоприемных устройствах на модуляционную передаточную функцию // Труды 54-й международной конференции МФТИ. 2011 г. стр. 121-125.

3. Приемники излучения полупроводниковые фотоэлектрические и фотоприемные устройства. Методы измерения фотоэлектрических параметров и определения характеристик, ГОСТ 17772, 1988 г.

4. *M. Estriebeau, P. Magnan*, «CMOS pixels crosstalk mapping and its influence on measurements accuracy for space applications», 12-th SPIE International Symposium Remote Sensing, 19-22 September 2005, Bruges, Belgium

5. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. – М.: Наука, 1973 г., 721 с.

6. *Н.И. Яковлева, Н.В.Кравченко, М.В. Седнев, Д.В. Смирнов, Н.А. Иродов*, Матричные фотоприемные модули ультрафиолетового диапазона спектра на основе гетероэпитаксиальных структур AlGaIn. Успехи прикладной физики, 2013, №3, стр. 344-349

7. *В.И. Демидов, А.А. Колесова, А.В. Полесский, Е.А. Смирнова, К.А. Хамидуллин*, Разработка оптического зонда для стенда измерения фотоэлектрической связи, Успехи прикладной физики, 2013, №5, стр. 625-629

8. *Н.П. Закаэнов, С.И. Кирюшин, В.И. Кузичев*, Теория оптических систем. – 3-е изд, перераб. доп. – М.: Машиностроение, 1992. – С.448.

У59 Автоматизированная установка измерения отношения сигнал-шум ЭОП на основе методов цифровой обработки изображения

Чистов О.В., Широков Д.А., Макеев Л.П.

ОАО НПО «Геофизика-НВ», Москва, Россия

Измерение отношения сигнал-шум ЭОП с помощью аппаратуры и метода предложенного в ГОСТ 21815.19-86 является долгим и трудоемким процессом, требующим серьезной подготовки оператора производящего измерение. От оператора во многом зависит повторяемость и точность получаемого результата, т.к. оператор вручную фокусируется на экран ЭОП для проведения измерения.

В предлагаемой автоматизированной установке (см. Рис.) в качестве приемника изображения с ЭОП используется не яркомер (как в ГОСТ 21815.19-86), а цифровая ТВ камера позволяющая легко автоматизировать процесс фокусировки на экран ЭОП и обеспечить высокую повторяемость результатов. Использование цифровой ТВ камеры дает также следующие преимущества:

- возможность измерения отношения сигнал-шум в различных полосах частот без изменения конфигурации установки;

- возможность измерения отношения сигнал-шум с площадок различного диаметра без существенного изменения конфигурации установки.

Метод измерения основан на методе, используемом в ГОСТ 21815.19-86. Для сравнения получаемых результатов был произведен ряд измерений (более 100 ЭОП разных поколений и различных производителей) сравнение которых показало, что результаты, получаемые по ГОСТ 21815.19-86, и результаты получаемые с помощью предлагаемой установки, отличаются в среднем не более чем на 5%, что учитывая погрешность измерения оговоренную в ГОСТ 21815.19-86, является несомненно малым различием.

Время на проведение одного измерения ЭОП с помощью предлагаемой установки составляет две-три минуты, тогда как время затрачиваемое на проведение одного измерения с помощью установки по ГОСТ 21815.19-86 составляет от 15 до 20 минут.

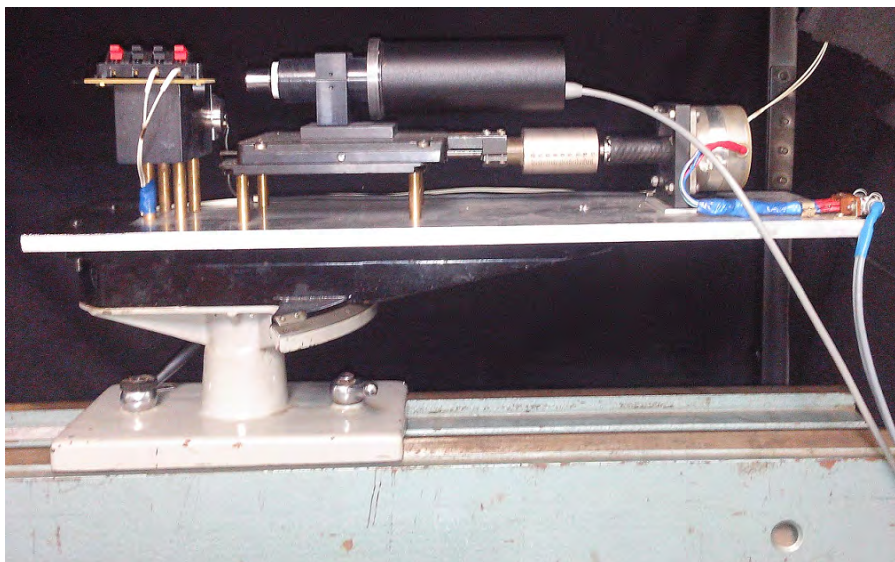


Рисунок. Общий вид макета автоматизированной установки измерения отношения сигнал-шум ЭОП на основе методов цифровой обработки изображения.

У60 Полупрозрачный р-GaN(Cs,O) - фотокатод: происхождение избыточного темнового тока и поперечное распределение эмитированных фотоэлектронов

Горшков Д.В.¹, Рожков С.А.¹, Шайблер Г.Э.¹, Терехов А.С.¹, Курешов В.А.²,
Сабитов Д.Р.², Мазалов А.В.², Падалица А.А.², Долгих А.В.³, Чикинев А.В.³,
Гамзинов С.В.³, Гольдберг И.И.³

¹ *Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия*

² *ФГУП «НИИ Полюс» им. М.Ф. Стельмаха, Москва, Россия*

³ *ОАО «Катод», Новосибирск, Россия*

1. Введение.

Полупрозрачные (ТМ) р-Ga N(Cs,O) - фотокатоды с высокой квантовой эффективностью (QE) в УФ области спектра являются многообещающими кандидатами для разработки координатно-чувствительных детекторов большой площади с однофотонной чувствительностью и низким уровнем темнового тока. Такие детекторы перспективны для многих научных и промышленных приложений и задач по обеспечению безопасности. Пороговая чувствительность и предел пространственного разрешения таких детекторов в основном определяется темновым током фотокатода J_{th} и "поперечным" энергетическим распределением $n_e(\epsilon_{tr})$ эмитированных фотоэлектронов, соответственно. Несмотря на практическую важность, эти параметры не изучались ранее. Для устранения пробелов в этой области знаний в данной работе были изучены $n_e(\epsilon_{tr})$ и J_{th} .

2. Приготовление фотокатода.

Фотокатодные структуры состояли из буферного слоя AlN и активного слоя GaN, легированного Mg, которые были выращены на подложках из лейкосапфира с ориентацией (0001). При росте этих слоев источниками Ga и Al являлись триметилгаллий $(\text{CH}_3)_3\text{Ga}$ и триметилалюминий $(\text{CH}_3)_3\text{Al}$, а источником азота являлся аммиак NH_3 . Для получения активных слоев p- типа проводимости использовался бис(циклопентадиенил)магний $(\text{C}_5\text{H}_5)_2\text{Mg}$.

Температура в реакторе поддерживалась в диапазоне от 1000 до 1200 °С. Давление в реакторе изменялось в диапазоне от 100 до 400 мбар. Рост нитридных слоев осуществлялся в атмосфере водорода. Для изготовления фотокатода из исходной эпитаксиальной полупроводниковой структуры вырезался диск, после чего он приваривался на профильный диск из металла или керамики. Для приготовления чистой поверхности GaN фотокатода использовались процедуры, описанные в [1]. Максимальная QE достигалась активированием фотокатода путем одновременного нанесения цезия и кислорода. После приготовления, фотокатоды использовались для сборки планарных фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) или планарных электронно-оптических преобразователей для изучения параметров фотокатодов.

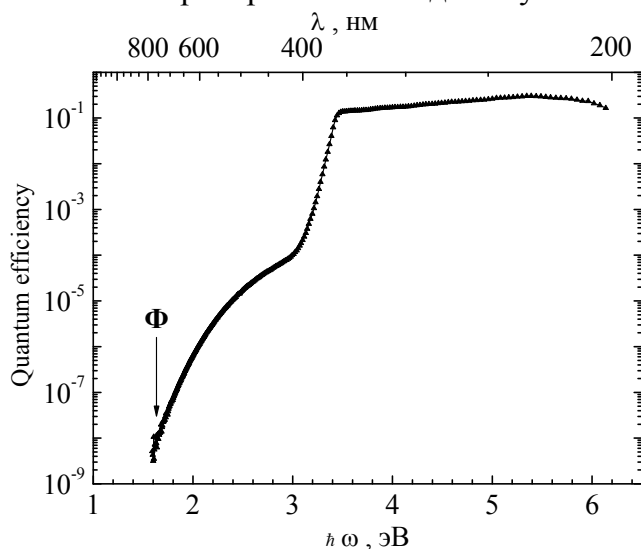


Рис. 1. Спектр QE полупрозрачного p-GaN(Cs,O) – фотокатода

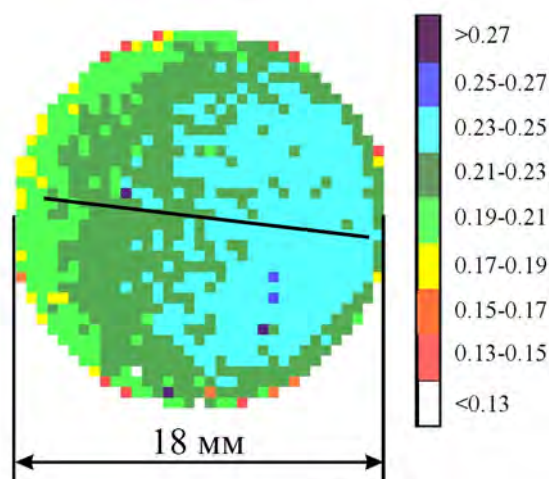


Рис. 2. Пространственное распределение QE p-GaN(Cs,O) – фотокатода по поверхности фотокатода. Длина волны 266 нм

3. Результаты и обсуждение.

Для того чтобы охарактеризовать основные свойства Г М p-GaN(Cs,O) – фотокатода, были измерены спектр QE и пространственное распределение QE по поверхности фотокатода, которые представлены на рис. 1 и рис. 2, соответственно. Видно, что спектр QE качественно похож на спектры, полученные в [2]. При энергиях фотонов меньших, чем ширина запрещенной зоны GaN, в спектре наблюдается протяженный хвост, который связан с фотовозбуждением электронов с заполненных поверхностных состояний, лежащих ниже уровня Ферми. Положение низкоэнергетического порога фотоэмиссии с поверхностных состояний совпадает с работой выхода фотокатода Φ [3]. Квантовая эффективность фотокатода при 275 нм (внутри солнечно-слепого диапазона спектра) близка к 0.22, что превышает типичные значения для CsTe - фотокатода. Пространственное распределение QE по поверхности фотокатода представлено на рис. 2. Как видно, фотокатод достаточно однороден и пригоден для создания координатно-чувствительных детекторов. Из анализа неоднородности QE на рис. 2, мы пришли к выводу, что она обусловлена двумя

причинами. Неоднородность QE вдоль прямой линии (черная линия на рис. 2) обусловлена радиальной неоднородностью эпитаксиальной структуры. Дополнительная неоднородность QE вблизи границы фотокатода связана с краевыми эффектами, которые могут возникать в процессе приготовления фотокатода.

Пороговая чувствительность детектора ограничивается темновым током фотокатода J_{th} , который в основном определяется термоэлектронной эмиссией. Ранее было показано [4], что для p-GaAs (Cs, O) - фотокатода тепловое возбуждение электронов с зону проводимости пренебрежимо мало и доминирующий вклад в J_{th} связан с тепловым возбуждением электронов с заполненных поверхностных состояний, лежащих ниже уровня Ферми, в пустые поверхностные состояния, лежащие выше уровня вакуума. Темновой ток p-GaAs(Cs,O) - фотокатода экспоненциально увеличивается с ростом температуры в соответствии со следующим выражением:

$$J_{th}(T) = AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi}{kT}\right), \quad (1)$$

где Φ - это работа выхода фотокатода. Известно, что концентрация дефектов в объеме эпитаксиальных слоев GaN, выращенных на сапфировой подложке, очень высока [5]. Благодаря этому в запрещенной зоне GaN появляется много локализованных электронных состояний, и эти состояния дают вклад в объемно-индуцированную компоненту тока J_{th} . Для определения вклада дефектных состояний в объеме GaN в величину темного тока фотокатода, была измерена температурная зависимость $J_{th}(T)$. Измерения проводились с использованием ФЭУ с p-GaN(Cs,O) - фотокатодом и с двумя МКП, которые обеспечивали усиление до $\sim 1 \times 10^6$. Перед измерением темнового тока были измерены температурные зависимости QE и коэффициента усиления МКП. Измеренная зависимость $J_{th}(T)$ представлена на рис. 3. Из рисунка видно, что J_{th} растет при увеличении температуры, при этом форма $J_{th}(T)$ может быть описана экспоненциальной функцией. Тем не менее, значение работы выхода, определенное по наклону экспоненты, оказалось равно $\Phi^* \approx 1.34$ эВ, что значительно ниже значения, определенного по низкоэнергетическому порогу $QE(\hbar\omega)$. Для выявления причин возникновения избыточного темнового тока, мы провели отжиг ФЭУ при $T = 80$ °С. Из рис.3 видно, что в процессе отжига J_{th} уменьшился до значения обозначенного звездочкой. Так же видно, что последующее охлаждение ФЭУ до комнатной температуры привело к быстрому падению J_{th} . Зависимость $J_{th}(T)$, измеренная при охлаждении, была описана экспонентой с параметром Φ^{**} , который равнялся 1.66 эВ и близок к Φ . Гистерезис в поведении $J_{th}(T)$ на рис. 3 был объяснен следующим. В процессе нагрева фотокатода $J_{th}(T)$ возрастает из-за одновременной тепловой генерации электронов с поверхностных состояний и с глубоких электронных ловушек в объеме p-GaN. Из-за значительного вклада электронов с глубоких ловушек, Φ^* оказалось меньше чем Φ . Во время отжига фотокатода при $T = 80$ °С, большинство электронных ловушек было опустошено. Поэтому, уменьшение $J_{th}(T)$ в процессе охлаждения на рис. 3 объясняется ослаблением термической генерации электронов с поверхностных состояний, которая определяется работой выхода фотокатода Φ .

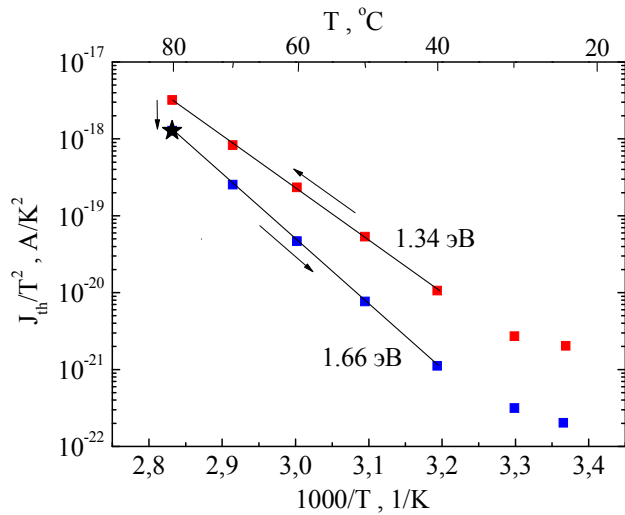


Рис. 3. Температурная зависимость темного тока р-GaN(Cs,O) – фотокатода.

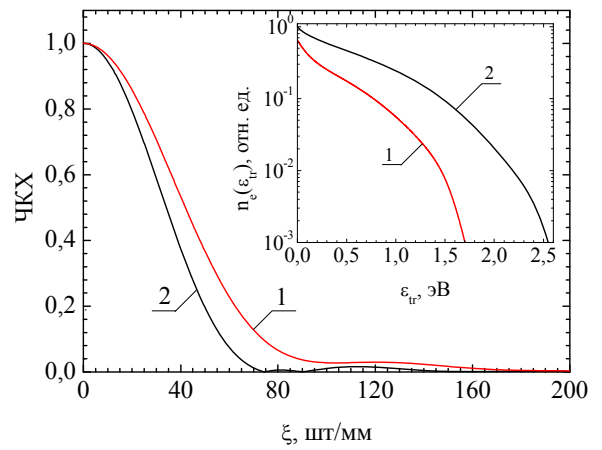


Рис. 4. Рассчитанные ЧКХ для вакуумного промежутка между р-GaN(Cs,O) - фотокатодом и МКП. На вставке изображены распределения $n_e(\epsilon_{tr})$. 1 - $\hbar\omega = 3.4$ эВ; 2 - $\hbar\omega = 4.7$ эВ.

Для оценки эффективности электронной фокусировки в планарном координатно-чувствительном приборе с р-GaN(Cs,O) - фотокатодом, мы определили функцию распределения по поперечным энергиям $n_e(\epsilon_{tr})$ эмитированных фотоэлектронов. Для этого был изготовлен специальный планарный электронно-оптический преобразователь с увеличенным расстоянием d между фотокатодом и МКП. Фотокатод освещался точечным источником света, и с экрана люминофора измерялось изображение этого светового пятна с помощью высококачественной оптики и охлаждаемой цифровой мегапиксельной ПЗС камерой. С учетом азимутальной симметрии изображения, оно характеризовалось радиальным распределением световой интенсивности $\mathbf{J}(\rho)$, которое было определено в динамическом диапазоне 5 порядков. Измерение $\mathbf{J}(\rho)$ - распределений проводилось при нескольких ускоряющих напряжениях U_a между фотокатодом и МКП. Математический анализ набора $\mathbf{J}(\rho, U_a)$ - распределений позволяет нам определить $n_e(\epsilon_{tr})$ - распределения. Для оценки вклада горячих электронов в вид $n_e(\epsilon_{tr})$ - распределения, все измерения проводились при двух энергиях фотонов: при энергии фотона вблизи ширины запрещенной зоны GaN ($\hbar\omega = 3.4$ эВ) и значительно большей энергии фотона ($\hbar\omega = 4.7$ эВ). Полученные распределения представлены на вставке рис. 4. Видно, что полная ширина $n_e(\epsilon_{tr})$ - распределения, измеренного при $\hbar\omega = 3.4$ эВ, близка к 1.5 эВ, что в ~ 10 раз больше, чем для полупрозрачного р-GaAs(Cs,O) - фотокатода [6]. Так же видно, что увеличение энергии фотона приводит к уширению $n_e(\epsilon_{tr})$ - распределения. Дополнительное уширение $n_e(\epsilon_{tr})$ при высокой энергии фотонов происходит из-за значительного вклада горячих фотоэлектронов в фотоэмиссию из р-GaN - фотокатода. Используя $n_e(\epsilon_{tr})$ - распределения были рассчитаны частотно контрастные характеристики (ЧКХ) для вакуумного промежутка фотокатод-МКП. Рассчитанные функции для $d_0 = 0.1$ мм и $U_{a0} = 400$ В представлены на рис. 4. Для того чтобы рассчитать ЧКХ для конкретных значений d и U_a необходимо умножить ось абсцисс на рис. 4 на коэффициент

$$K = \sqrt{U_a/U_{a0}} / d/d_0.$$

4. Заключение и планы.

Изучены основные параметры полупрозрачных р-GaN(Cs,O) - фотокатодов с высокой квантовой эффективностью в УФ области спектра при помощи специально разработанных планарных электронно-оптических преобразователей и ФЭУ

Полученные данные продемонстрировали пригодность разработанных фотокатодов для изготовления координатно-чувствительных детекторов с однофотонной чувствительностью. Будущие исследования будут направлены на дальнейшее повышение квантовой эффективности p-GaN(Cs,O) - фотокатода и его пространственной однородности вместе с понижением темнового тока.

5. Литература.

[1] O.E. Tereshchenko, G.É. Shaibler, A.S. Yaroshevich, S.V. Shevelev, A.S. Terekhov, V.V. Lundin, E.E. Zavarin, A.I. Besyul'kin. Low-temperature method of cleaning p-GaN(0001) surfaces for photoemitters with effective negative electron affinity. *Physics of the Solid State* V. 46, pp. 1949-1953, 2004.

[2] I. Mizuno, T. Nishishi, T. Nagai, M. Niigaki, Y. Shimizu, K. Shimano, K. Katoh, T. Ihara, K. Okano, M. Matsumoto, M. Tachino. Development of UV image intensifier tube GaN photocathode. *Proc. of SPIE* V. 6945, 2008.

[3] A.A. Pakhnevich, V.V. Bakin, G.E. Shaibler, A.S. Terekhov. Emission of ballistic photoelectrons from p-GaN(Cs,O) with the effective negative electron affinity. *Physics of the Solid State* V. 49, pp. 2070-2075, 2007.

[4] R.L. Bell. *Negative electron affinity devices*. Clarendon Press, Oxford, 1973.

[5] M. Razeghi, M. Henini. *Optoelectronic devices: III-Nitrides*. Elsevier, Oxford, 2005.

[6] S. Pastuszka, D. Kratzmann, D. Schwaim, A. Wolf, A. S. Terekhov. Transverse energy spread of photoelectrons emitted from GaAs photocathodes with negative electron affinity. *Appl. Phys. Lett.* V. 71, pp. 2967-2969, 1997.

У61 **Фотоприемные модули с режимом ВЗН для мониторинга земной поверхности в ИК-диапазоне**

Кузнецов П.А., Мощев И.С.

ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

Применяемые для дистанционного мониторинга земной поверхности фотоприемные модули (ФПМ) сканирующего типа имеют ряд преимуществ перед фотоприемными модулями «смотрящего» типа:

-возможность просмотра очень обширных участков земной поверхности без потерь информации;

-использование режима ВЗН, дающего улучшение пороговых характеристик, меньшую неравномерность чувствительности, полное исключение влияния дефектных элементов на качество изображения [1], [2];

-более высокое пространственное разрешение за счет применения безазорной топологии фоточувствительных элементов;

-возможность получения широкого ряда спектральных каналов (до 6-8) за счет комбинирования спектральных фильтров и состава материала фотоприемника[3].

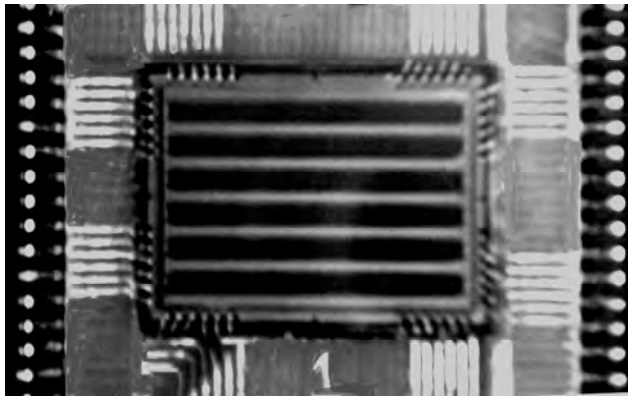
В ОАО «НПО «Орион» были разработаны и изготовлены два типа ФПМ (рис.1). В состав ФПМ входят следующие основные элементы:

-матрица фоточувствительных элементов на основе КРТ фотодиодов с различным стехиометрическим составом;

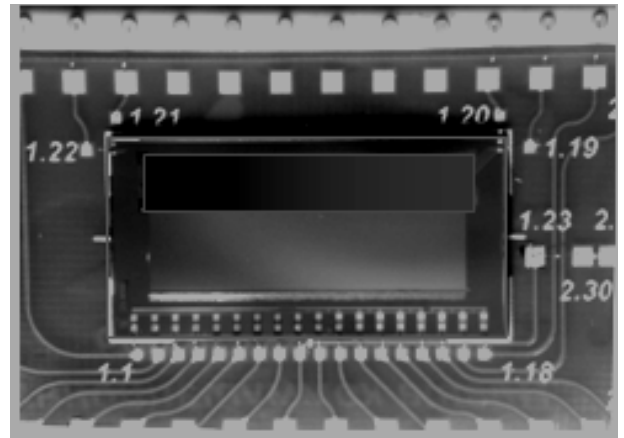
-большая интегральная схема считывания (БИС считывания) фотосигналов;

-коммутирующий растр (основание).

В состав ФПМ могут входить сменные диафрагмы со спектральными фильтрами.



а)



б)

Рис.1 Фотоприемные модули сканирующего типа с режимом ВЗН.

ФПМ 1-го типа (рис.1а) содержит шесть многорядных линеек КРТ фотодиодов формата 576 х4 с шагом поперек сканирования — 28 мкм. Перекрываемый спектральный диапазон составляет 3-12,5 мкм при рабочей температуре 65 К. Режим накопления — IWR, с периодом считывания, равным периоду накопления 250 мкс.

Был рассмотрен следующий вариант распределения спектральных каналов: в диапазоне 3-5 мкм — 1 канал (СВ); в диапазоне 8-11 мкм — 4 канала (ДВ1); в диапазоне 11-12,5 мкм — 1 канал (ДВ2). Расчетное среднее значение удельной обнаружительной способности D^* в максимуме спектральной чувствительности по недефектным ФЧЭ (с учетом режима ВЗН) при угле поля зрения 21° , температуре объекта съемки 300 К и температуре внеапертурного фона не выше 180 К должно быть не менее $1 \times 10^{11} \text{ Гц}^{1/2} \cdot \text{см} \cdot \text{Вт}^{-1}$ — для ДВ1, $7 \times 10^{10} \text{ Гц}^{1/2} \cdot \text{см} \cdot \text{Вт}^{-1}$ — для ДВ2 и $7 \times 10^{11} \text{ Гц}^{1/2} \cdot \text{см} \cdot \text{Вт}^{-1}$ — для СВ. Вывод фотосигналов производится шестью мультиплексорами, интегрированными в едином кристалле БИС считывания. Мультиплексирование производится на 24 информационных выхода, по 4 выхода 576 х1 на каждый спектральный канал. Такая организация позволяет производить внешнее (цифровое) запоминание и суммирование фотосигналов по четырем элементам, т.е. работать в режиме ВЗН. БИС считывания имеет две отличительные особенности:

- время накопления для каждого спектрального канала программируется через единый цифровой вход SERDAT;

- в каждой накопительной ячейке реализуется режим S FA (subframe average)—усреднение 8-ми подкадров накопления [4], с коэффициентом деления накопленного заряда, также программируемым через вход SERDAT.

Усреднение 8-ми подкадров позволяет увеличить в 8 раз зарядовую емкость входных ячеек без увеличения размера накопительной емкости, что особенно актуально для длинноволнового участка ИК спектра.

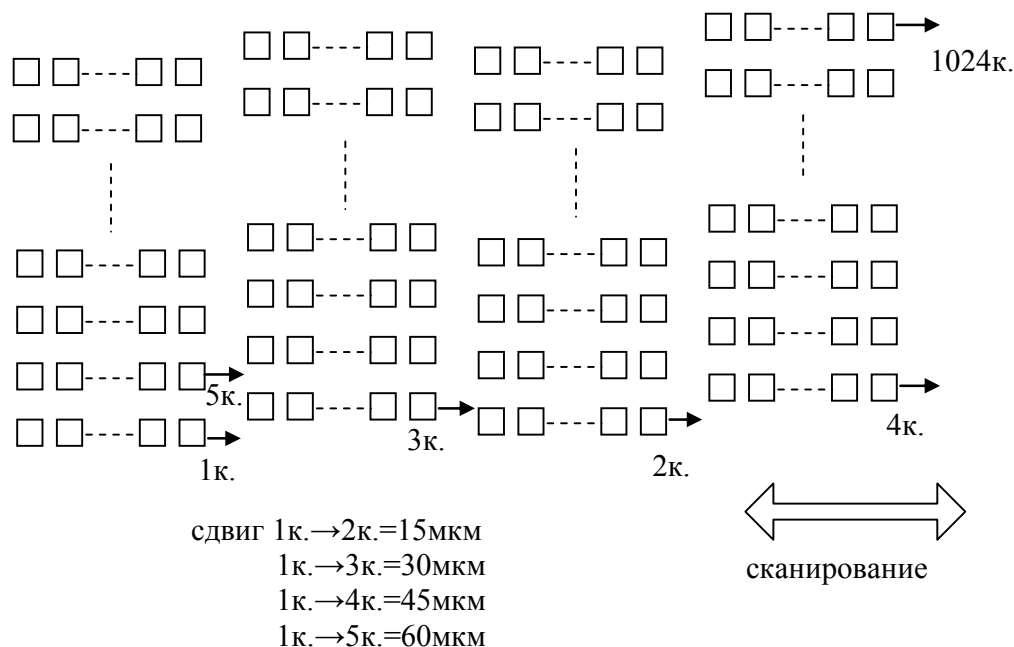


Рис.2 Топология ФЧЭ для ФПМ 2-го типа

ФПМ 2-го типа имеет формат 1024 x10 и предназначен для детектирования сигналов в спектральном диапазоне 1-3 мкм (КРТ ФД с $x=0.39-0.41$). Среднее значение удельной обнаружительной способности D^* в максимуме спектральной чувствительности по недефектным ФЧЭ составляет $5 \cdot 10^{12} \text{ Гц}^{1/2} \cdot \text{см} \cdot \text{Вт}^{-1}$. Отличительными особенностями этого ФПМ являются:

- осуществление режима ВЗН по 10 элементам в аналоговом виде, на кристалле БИС считывания с шагом каналов - 15мкм;
- беззорная топология фоточувствительных элементов (рис.2);
- кристалл ФЧЭ располагается асимметрично относительно кристалла БИС считывания, что дает возможность каскадирования ФПМ при построении сверхмногоканального ФПУ с числом каналов до 12 тыс. (рис.3).

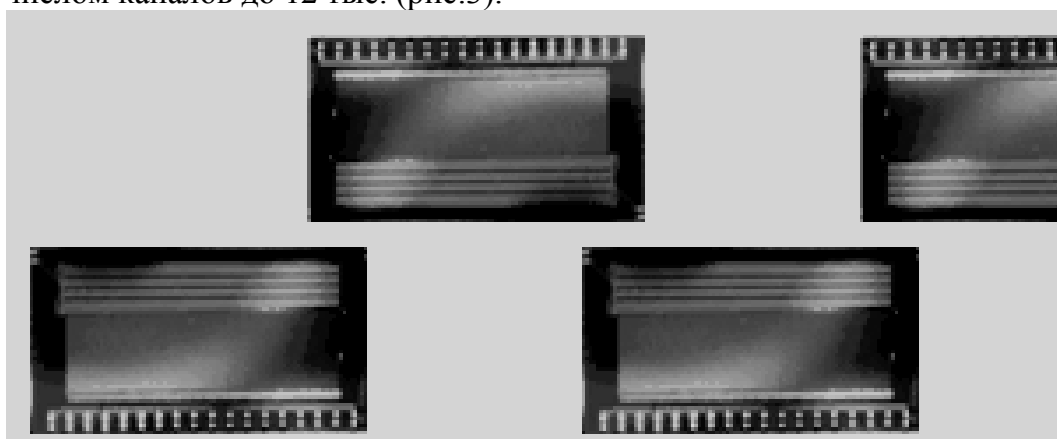


Рис.3 Каскадирование ФПМ 2-го типа

Литература

1. А.М. Филачев, И.И. Таубкин, М.А. Тришенков. Твердотельная фотоэлектроника. Фото-диоды.— М.:Физматкнига, 2011.
- 2.П.А. Кузнецов, С.С. Хромов.« Мультиплексирование фотосигналов матричных ФПУ второго поколения». Успехи прикладной физики, 2013, т.1, вып.3, с.321-326.

3. В.В.Тарасов, Ю.Г. Якушенков. Двух- и многодиапазонные оптико-электронные системы с матричными приемниками излучения.—М.: Университетская книга; Логос, 2007.

4. W.A. Radford, E.A. Patten, D.F. King. «Third Generation FPA Development Status at Raytheon Vision Systems». //Proc. of SPIE Vol.5783, pp331-338, 2005

У62 **Преимущества использования твердотельных фотоприемных устройств на область спектра 1,4-1,7 мкм в приборах ночного видения**

Гусарова Н.И.¹, Кощавцев Н.Ф.², Попов С.В.¹

¹ОАО «Швабе», Екатеринбург, Россия

²Институт машиноведения им. Благодирова РАН, Москва, Россия

В настоящей работе проведена оценка эффективности использования в ПНВ твердотельных фотоприемных устройств, чувствительных в спектральном диапазоне 1,4-1,7 мкм с учетом влияния внешних условий на характеристики приборов.

Внешние условия, включают уровень ЕНО, коэффициенты яркости фонов и целей, пропускание атмосферы, яркость атмосферной дымки. Основной характеристикой внешних условий ночью является освещенность горизонтальной (E_H) и вертикальной (E_B) поверхностей. Ночная освещенность обусловлена излучением верхних слоев атмосферы (высвечивание возбужденных молекул атмосферных газов и гидроксильной группы ОН), зодиакальным светом, прямым и рассеянным излучением звезд и других космических объектов, прямым и рассеянным светом Луны, излучением Солнца, рассеянным в верхних слоях атмосферы. В сумерки основным источником является рассеянный свет Солнца. Уровень освещенности зависит от глубины погружения Солнца за горизонт.

Спектральный состав ЕНО на горизонтальной и вертикальной поверхностях приведен на рис.1.

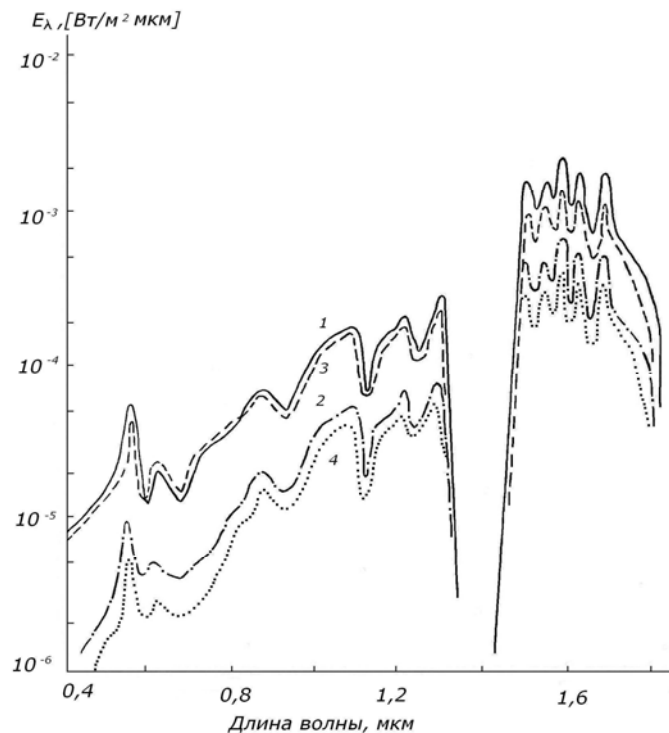


Рис.1. Спектральная плотность горизонтальной (E_H) и вертикальной (E_B) освещенности ночью. 1 - $E_H=1,4 \times 10^{-3}$ лк (ясно), 2 - $E_H=3,5 \times 10^{-4}$ лк (сплошная облачность), 3 - $E_B=1,5 \times 10^{-3}$ лк (ясно, снег), 4 - $E_B=2,5 \times 10^{-4}$ лк (сплошная облачность, зеленый фон).

В заданной области спектра наиболее интенсивными являются линии излучения атмосферного кислорода. Основной вклад в уровень ЕНО обусловлен гидроксильной

группой ОН. При этом уровень освещенности резко возрастает при смещении в инфракрасную область спектра $\lambda > 0,9$ мкм. Интегральный уровень освещенности благодаря свечению гидроксильной группы ОН примерно в 10^3 раз превосходит уровень освещенности, создаваемой всеми остальными составляющими.

Атмосфера ослабляет световой поток вследствие поглощения и рассеяния. Состояние прозрачности атмосферы обычно оценивается метрологической дальностью видимости – S_m . Поглощение светового потока в диапазоне длин волн 0,4 -1,7 мкм в основном обусловлено парами воды, углекислым газом, в значительно меньшей степени основными газами атмосферы (азотом и кислородом). Рассматриваемый спектральный диапазон делится на ряд окон [2], в которых поглощение относительно слабое, а ослабление обусловлено рассеянием на флуктуациях плотности атмосферы и на различных частицах, взвешенных в атмосфере. Рассеяние существенно уменьшается при переходе в область спектра $\lambda > 0,9$ мкм. Особенно значительный выигрыш по пропусканию в этом случае наблюдается при относительно низкой прозрачности атмосферы ($S_m = 2,5$ км). Яркость атмосферной дымки также снижается при переходе в более длинноволновую область спектра.

Зависимости коэффициентов яркости от длины волны для типовых фонов приведены на рис.2.

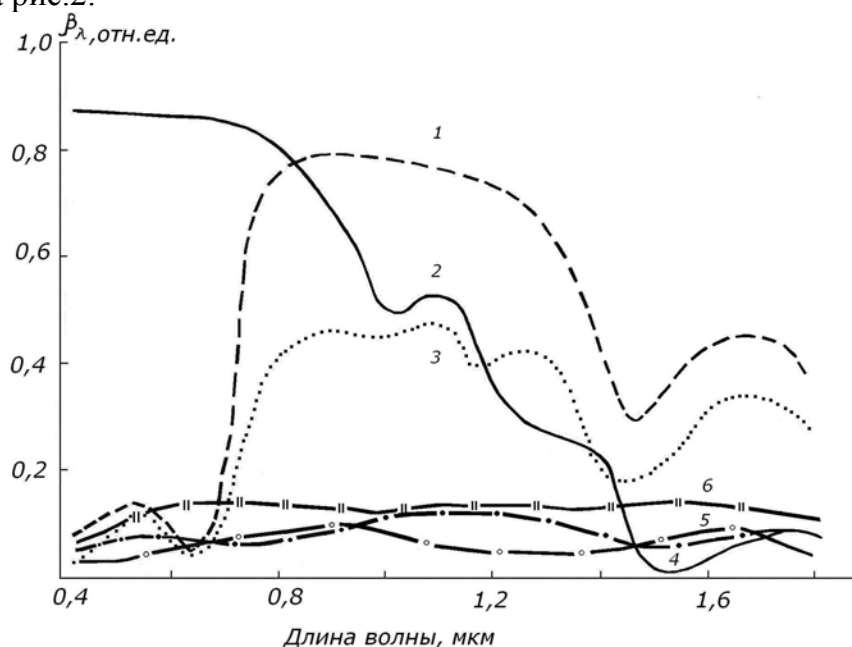


Рис. 2. Спектральное распределение коэффициентов яркости. 1- зеленая трава, 2 – снег, 3 – хвойный лес, 4- чернозем, 5 – американская краска для военной техники, 6 – краска НПФ-10.

На этом рисунке также приведена спектральная зависимость коэффициента яркости краски, используемой для окрашивания военной техники: отечественной НПФ-10 (кривая 6) и американской (кривая 5). Краски имеют низкие коэффициенты яркости, близкие по величине коэффициентам яркости зеленых фонов в видимой области спектра. В инфракрасной области спектра величина коэффициентов яркости красок практически не меняется, в то время как коэффициенты яркости зеленых фонов возрастают.

На основании характеристик внешних условий было рассчитано спектральное распределение контрастов, представленное на рис.3.

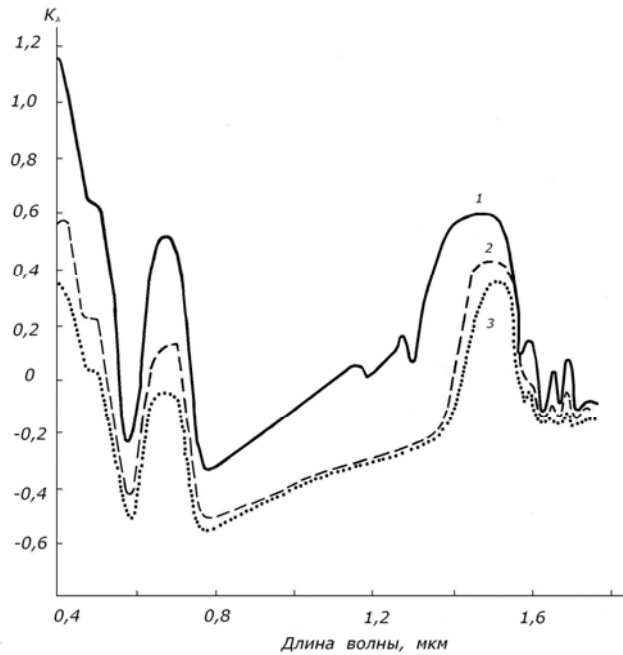


Рис. 4. Спектральный ход контраста поверхности, окрашенной краской НПФ-10 на зеленом фоне в сумерки и ночью. 1- $h_{\text{с}} = -6^\circ$, $E_{\text{г}} = 0,64$ лк, ясно, 2 - $h_{\text{с}} = -9^\circ$, $E_{\text{г}} = 1,3 \times 10^{-1}$ лк, ясно, 3 - $h_{\text{с}} = -12^\circ$, $E_{\text{г}} = 8 \times 10^{-3}$ лк, ясно ($h_{\text{с}}$ - угол погружения Солнца за горизонт).

В видимой и ближней инфракрасной области спектра $\lambda \leq 0,9$ мкм спектральный контраст меняет знак с положительного значения на отрицательное. Интегральный контраст для ПНВ на ЭОП обычно имеет малую величину. В области спектра $\lambda > 0,9$ мкм интегральный контраст либо отрицательный, либо положительный, а для $\lambda > 1,3$ мкм и обычно не знакопеременный.

Из анализа приведенных характеристик внешних условий следует, что спектральный диапазон 1,4-1,7 мкм существенно превосходит спектральный диапазон, 0,4-0,9 мкм, в котором работают ПНВ на ЭОП. Поэтому разработки приборов для этой области спектра являются очень перспективными.

Возможной реализацией ПНВ для спектрального диапазона 1,4-1,7 мкм является использование матричного фотоприемного устройства на *InGaAs*. Характерными преимуществами данных фотоприемных устройств являются малые темновые токи и шумы, а также возможность использования более дешевых систем термоэлектрического охлаждения [2-4].

Была проведена оценка эффективности работы ПНВ в спектральных диапазонах 0,4-0,9 мкм и 1,4-1,7 мкм.

При правильном выборе характеристик оптической системы и низких уровнях освещенности, менее 2×10^{-3} лк, дальность действия прибора будет определяться флуктуационной составляющей углового разрешения $\Delta\alpha$, зависящей от уровня ЕНО, контраста объект-фон и пропускания атмосферы.

Оценка эффективности по дальности действия сравниваемых приборов, имеющих одинаковые оптические системы и отличающиеся спектральными диапазонами работы, в данном приближении, может определяться из отношения [5]

$$(D_1)/(D_2) = (\Delta\alpha_2)/(\Delta\alpha_1) = \left[(2 + K_2)^{1/2} K_1 / (2 + K_1)^{1/2} K_2 \right] \left[\frac{\int_{1,4}^{1,7} E_{\lambda} \tau_{\text{ат}} S_{1\lambda}^0 d\lambda}{\int_{0,4}^{0,9} E_{\lambda} \tau_{\text{ат}} S_{2\lambda}^0 d\lambda} \right]^{1/2},$$

где D_1 , $\Delta\alpha_1$, K_1 , $S_{1\lambda}^0$ - дальность действия, угловое разрешение, контраст и относительная спектральная чувствительность фотоприемника *InGaAs*, работающего в спектральном диапазоне 1,4-1,7 мкм [4], D_2 , $\Delta\alpha_2$, K_2 , $S_{2\lambda}^0$ - дальность действия, угловое

разрешение, контраст и относительная спектральная чувствительность фотокатода A_3B_5 современного ЭОП, работающего в спектральном диапазоне 0,4-0,9 мкм.

Оценка проводилась для $E_r=1,4 \times 10^{-3}$ лк и пропускания атмосферы на трассе длиной 1 км для случаев метеорологических дальностей видимости $S_M=20$ км и $S_M=2,5$ км. Предполагалось, что характеристики оптических систем сравниваемых приборов одинаковые.

Результаты оценки показали, что эффективность работы прибора в спектральном диапазоне 1,4-1,7 мкм при низких уровнях освещенности и метеорологических дальностях видимости $S_M=20$ км и $S_M=2,5$ км, соответственно в 8 и в 13 раз выше, чем в спектральном диапазоне 0,4 - 0,9 мкм.

Оценка эффективности по дальности действия показала, что ПНВ на фотоприемных устройствах на *InGaAs*, при низких уровнях освещенности менее 2×10^{-3} лк, в условиях дымки, слабых туманов и пыли ($S_M=2,5$ км), на порядок превосходят ПНВ на ЭОП.

Приборы на фотоприемных устройствах на *InGaAs*, работающие в спектральном диапазоне 1,4- 1,7 мкм, позволят обеспечить при низких уровнях освещенности существенно большую дальность видения ночью, наблюдение в условиях дымки, слабых туманов и пыли, обнаружение замаскированных объектов, а также видимость объектов, нагретых до температур выше 150° С за счет собственного теплового излучения.

Применение фотоприемных устройств на основе матриц чувствительных элементов из *InGaAs* может быть реализовано не только в приборах ночного видения, но также в медицине, промышленности (для контроля производственных процессов, машинного зрения), в системах космического мониторинга и др.

Литература

1. Радиационные характеристики атмосферы и земной поверхности. // Под ред. чл.-корр. АН СССР Кондратьева К.Я.: Гидрометеорологическое изд.-во, 1969. С.50-80.
2. Андреев Д.С., Гришина Т.Н., Залетаев Н.Б. Трищенко М.А., Чинарева И.В. // Прикладная физика. 2012. № 4. С.86.
3. Горлачук П.В., Мармалюк А.А., Рябоштан Ю.Л. Сарайкин В.В. Хакуашев П.Е., Чинарева И.В. // Прикладная физика. 2012. № 5. С.77.
4. Болтарь К.О., Чинарева И.В., Лопухин А.А., Яковлева Н.И. // Прикладная физика. 2013. №5. С.10.
5. Кощавцев Н.Ф., Кощавцев А.Н., Федотова С. Ф.//Прикладная физика. 1999. № 3. С.66.

У63 **Высокочувствительный солнечно-слепой гибридный телевизионный прибор**

Айнбунд М.Р., Алымов О.В., Андреева Е.Б., Васильев И.С., Левина Е.Е., Пашук А.В., Плахов С.А., Свищёв И.А., Чернова О.В.

ОАО ЦНИИ «Электрон», Санкт-Петербург, Россия

Получение изображения в различных областях оптического диапазона при малых облученностях требуется как для гражданских (охранные системы, системы вождения, экология и т.п.), так и для военных целей (системы переднего обзора военной техники, приборы и прицелы ночного видения, пеленгаторы и т.п.). Весьма распространенными высокочувствительными телевизионными приборами являются твердотельные приборы на основе ФППЗ и приборы с докоммутиационным усилением на основе ФППЗ, сочлененных с ЭОПами.

Гибридными приборами или ЭОПами 5-ого поколения называют вакуумные приборы, в которых твердотельный ППЗ размещен внутри вакуумного объема, содержащего фотокатод (рис. 1). Применяется специально изготовленный ППЗ, утоненный с обратной стороны (электронно-чувствительный ППЗ (ЭЧ ППЗ) – Electron Bombardment Back Side CCD). Облучение утоненной поверхности ЭЧ ППЗ высокоэнергетическими фотоэлектронами (с энергией свыше 3 кэВ) обеспечивает размножение электронно-дырочных пар в кремнии. Усиление в этом случае несколько меньше, чем с микроканальной пластиной (МКП), но с меньшими потерями качества (в отличие от МКП ЭЧ ППЗ полностью принимает сигнальный поток электронов, в ней отсутствуют флуктуации усиления по полю зрения).

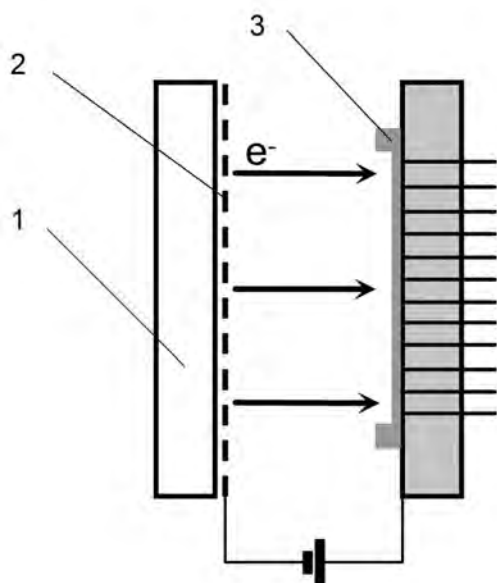


Рис. 1. Схема гибридного прибора.
1 – входное окно. 2 – полупрозрачный фотокатод. 3 - ЭЧ ППЗ

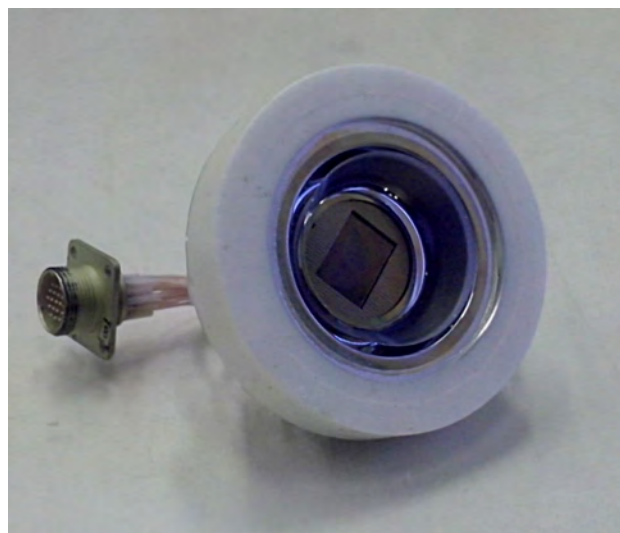


Рис. 2. Внешний вид гибридного прибора

Благодаря усилению фотоэлектронов в ЭЧ ППЗ в несколько сот раз, гибридный прибор обеспечивает чувствительность в 100 и более раз больше по сравнению с ФППЗ.

Таким образом гибридные приборы по чувствительности занимают промежуточное положение по сравнению с приборами на основе ФППЗ и приборами на основе ЭОПов, сочлененных с ФППЗ.

В ОАО ЦНИИ «Электрон» ведутся работы по созданию гибридных приборов на основе матрицы с числом элементов 768×580 , размер чувствительного элемента 17×34 мкм, размер изображения на фотокатоде $13,1 \times 9,8$ мм. Основные проблемы были связаны с конструкцией узлов гибридного прибора, технологией утонения и очувствления ЭЧ ППЗ, вакуумной обработкой прибора и получением высокой чувствительности фотокатода. В настоящее время изготовлены экспериментальные образцы для ультрафиолетового диапазона с TeCs фотокатодом (рис.2).

Достигнута высокая чувствительность фотокатода, превышающая в максимуме спектральной чувствительности 40 мА/Вт (квантовый выход более 20%). Обеспечивается высокая «солнечная слепота» без применения каких-либо светофильтров: чувствительность снижается вдвое к излучению с длиной волны 300 нм и в 10 раз к излучению с длиной волны более 330 нм (рис.3).

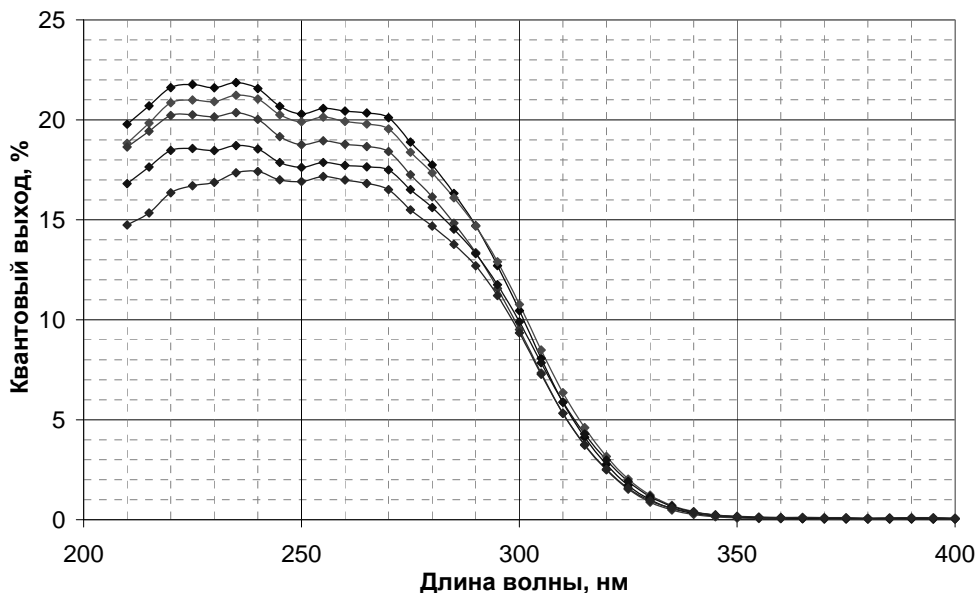


Рис.3. Квантовый выход фотокаатодов в пяти экспериментальных образцах прибора.

При ускоряющем напряжении между фотокаатодом и матрицей 5-6 кВ гибридный прибор с TeC s фотокаатодом обеспечивает следующие основные параметры:

При облученности $3,4 \cdot 10^{-8}$ Вт/см ² ($2 \cdot 10^{-13}$ Вт/элемент):	
выходной сигнал >300	мВ
отношение сигнал/шум >20	
разрешающая способность	≥ 550 твл
При облученности $3,4 \cdot 10^{-9}$ Вт/см ² ($2 \cdot 10^{-14}$ Вт/элемент):	
выходной сигнал >	40 мВ
отношение сигнал/шум >1	
разрешающая способность	≥ 250 твл

Возможно изготовление гибридного прибора с фотокаатодами для других спектральных диапазонов.

У64 Широкоформатный телевизионный фотоэлектронный прибор систем ночного видения

Плахов С.А., Гарбуз А.В., Никулин С.И., Максимова Г.А., Тесля О.А.
ОАО «ЦНИИ «Электрон», Санкт-Петербург, Россия

В последнее десятилетие для решения задач поиска, обнаружения и измерения объектов на сверхбольших расстояниях используются фоточувствительные матрицы с переносом заряда (ФППЗ), сочлененные с электронно-оптическим усилителем яркости с микроканальным усилением (ЭОП).

Применение способов докоммутационного усиления слабых излучений в телевизионных приборах с помощью ЭОПов и последующего считывания с экрана фоточувствительной матрицей дает возможность независимо конструировать и совершенствовать отдельные элементы с помощью волоконной оптики.

Новое поколение ЭОПов с волоконно-оптическим входом и выходом в сочетании с волоконно-оптическим фоконом на входе фотоэлектронного прибора дают хорошее решение для создания модульной системы широкоформатного фотоэлектронного прибора (ФЭП) с фоточувствительной матрицей. Конечно, очень

важно для такого решения выбрать фокон, ЭОП и ФППЗ, которые имели бы оптимальное качество с точки зрения чувствительности, частотно-контрастных характеристик, коэффициента усиления, способности стробирования (активно импульсный режим работы ЭОПа), а их соединение позволило бы получить компактную и прочную конструкцию с высокими эксплуатационными характеристиками. Изучению этих вопросов и посвящена эта работа.

В зависимости от требуемой пороговой чувствительности и рабочего формата входного изображения для решения этих задач использовались следующие направления построения приборов: с одним докоммутационным усилителем яркости или с двумя докоммутационными усилителями с общим докоммутационным усилением. $10^3 \div 10^4$ или $10^5 \div 10^6$ крат соответственно.

Такое решение задачи позволяет в зависимости от назначения системы обеспечить в режиме реального времени высокую пороговую чувствительность, разрешающую способность $450 \div 500$ твл, формат изображения $40 \div 60$ мм, низкие коммутационные шумы, способность стробирования по электронному затвору.

В результате работы были проведены исследования трех модульных образцов широкоформатных фотоэлектронных приборов. Первый фотоэлектронный прибор (ФЭП1) в своем составе имеет на входе фокон диаметром 40 мм, специализированный ЭОП II⁺ поколения с многощелочным низкоомным фотокатодом, обеспечивающий интегральную чувствительность 500 мкА/лм и специально разработанная в ОАО ЦНИИ «Электрон» с большой площадью элемента ФППЗ матрицу. Многощелочные фотокатоды в ЭОПе II⁺ поколения обеспечивают способность стробирования фотоэлектронного прибора с длительностью строба до 10 нс.

Во втором и третьем образцах используется каскадно-докоммутационное усиление на базе двух типовых многощелочных ЭОПов II⁺ поколения с общим докоммутационным усилением $10^5 \div 10^6$, что обеспечивает получение высокой пороговой чувствительности $10^{-6} \div 10^{-7}$ лк, широкого регулируемого светового диапазона $10^4 \div 10^5$ крат, умеренной световой нагрузки на ЭОПы при длительной эксплуатации.

Прямое оптическое сочленение высококачественного фокона, двух ЭОПов и матрицы ФППЗ через волоконно-оптические пластины дает оптимальное согласование по коэффициенту пропускания светового излучения и разрешению. Незначительное увеличение темного фона фотоэлектронного прибора в целом на качество изображения практически не сказывается.

Увеличение или уменьшение интегральной чувствительности фотокатода входного ЭОПа приводит к увеличению или снижению отношения сигнала к шуму, а интегрирующие свойства люминофора ЭОПов могут его только улучшить в 1,5-1,7 раза.

Основные характеристики исследования широкоформатных фотоэлектронных приборов приведены в таблице 1.

Таблица 1

Конструктивные особенности и основные параметры приборов	Приборы		
	ФЭП 1	ФЭП 2	ФЭП 3
Рабочее поле изображения, мм	24×32 (Ø40)	24×32 (Ø40)	36×48 (Ø60)
Масштабирующий фокон, коэффициент масштабирования, М	2,44 2,44		3,66
Усилитель яркости, поколение	II ⁺	II ⁺ + II ⁺ II	+ + II ⁺

Конструктивные особенности и основные параметры приборов	Приборы		
	ФЭП 1	ФЭП 2	ФЭП 3
Интегральная чувствительность ф. катода, мкА/лм	500,0 400/	350	400/350
ФППЗ матрица с кадровым переносом: -число элементов -размер элемента, мкм	760×580 17×34 (578 мкм ²)	760×580 17×34 (578 мкм ²)	760×580 17×34 (578 мкм ²)
Рабочая освещенность, лк 5×10^{-5}	5×10^{-5}	5×10^{-5}	5×10^{-5}
Напряжение сигнала при рабочей освещенности, мВ	$\geq 200,0$	$\geq 200,0$	$\geq 200,0$
Отношение сигнал/шум при рабочей освещенности, раз	$\geq 6,0$	≥ 10	≥ 10
Разрешающая способность при рабочей освещенности, твл	450	≥ 450	≥ 500
Напряжение МКП ЭОП при рабочей освещенности, В	950 650		600
Пороговая освещенность, лк 5×10^{-7}	5×10^{-7}	5×10^{-7}	5×10^{-7}
Разрешающая способность при пороговой освещенности, твс	150	200	250
Регулируемый световой диапазон, крат	10^4	$10^4 \div 10^5$	$10^4 \div 10^5$
Изготовитель ЭОПов	ЭОП-ЭПМ-73 ООО «МЭЛЗ»	ЭОП1,2 ЭПМ111Г ОАО «Катод»	ЭОП1,2 ЭПМ111Г ОАО «Катод»

Таким образом, при оптимальном выборе основных компонентов прибора с фоконом на входе, способствует получению высоких светотехническими характеристиками для ночных оптико-электронных систем наблюдения. Новые широкоформатные фотоэлектронные приборы «Сириус-40» и «Сириус-60» сочетают в себе следующие преимущества: высокую пороговую чувствительность, разрешающую способность $450 \div 500$ твл, надежность, низкие коммутационные шумы и чувствительную матрицу ФППЗ с большой площадью элемента. Каждый компонент прибора подбирается с учетом конкретного применения.

Получение указанных светотехнических параметров требует неременной индивидуальной доработки всех конструктивно независимых на начальном этапе звеньев, входящих в состав модульного прибора. Кроме того, разработанные базовые конструкции обеспечивают оптимальное конструктивно-технологическое исполнение прибора на основе использования высокоточных процессов сочленения контактных поверхностей и герметизации составных частей, их изоляции и крепления. Применение специального технологического оборудования и прецизионной оснастки для выполнения и контроля техпроцесса изготовления прибора обеспечивают высокий уровень параметров, конструктивно-технологических запасов, качества и надежности.

Новые модульные широкоформатные телевизионные фотоэлектронные приборы с двухкаскадным докоммутационным усилением предназначены для модернизации и создания новых оптико-электронных систем поиска, наблюдения объектов и их измерения на сверхбольших расстояниях.

Список литературы

1. XIII научно-техническая конференция, посвященная 50-летию ОАО «ЦНИИ «Электрон», 2006 г.
«Современные проблемы развития телевизионных фотоэлектронных приборов».
2. VII научно-техническая конференция «Системы ДЗЗ «2010», 2010 г.
3. IX международная конференция «Телевидение, передача и обработка изображений»,
Санкт-Петербургский Государственный Электротехнический Университет (ЛЭТИ), 2012 г.

У65 **Одноэлементные и многоэлементные детекторы УФ излучения на основе широкозонных (алмаз и карбид кремния) материалов**

Шепелев В.А.¹, Алтухов А.А.¹, Буробин В.А.², Талипов Н.Х.³, Фещенко В.С.¹

¹ООО «ПТЦ УралАлмазИнвест», Москва, Россия

²ОАО «ЦНИТИ «Техномаш», Москва, Россия

³РВСН им. Петра Великого, Москва, Россия

Введение

Необходимость интенсивного развития фотоприёмной аппаратуры с расширением спектра регистрируемого излучения в УФ область обусловлена применениями в медицине, военной технике, мониторинге чрезвычайных ситуаций и т.д. Совершенствование этой аппаратуры диктует требования к полупроводниковым УФ фотодетекторам, как спектрально-селективным, так и многоспектральным с отдельными каналами для различных спектральных поддиапазонов fotocувствительности. Требования к конструкции элементов данной аппаратуры обуславливают способы интеграции фотодетекторов с кремниевыми схемами считывания.

С точки зрения технологичности интегрирования фотодетектора с кремниевой схемой считывания, подходящее решение заключалось бы в использовании фотодетектора, в котором образование фототока происходило бы в кремниевом же фотоприёмном слое. Однако чувствительность данного слоя к не УФ излучению диктует необходимость использовать специальные светофильтры, накладывающие дополнительные конструкционные сложности и частично подавляющее в том числе и УФ излучение.

Решение данной проблемы может заключаться в разработке и поиске возможностей создания фотодетекторов на основе широкозонных полупроводниковых fotocувствительных слоёв, гибридизированных с интегральными схемами считывания. В данной работе продемонстрированы различные УФ фотодетекторы на основе алмаза, а также уделено внимание возможности создания УФ фотодетекторов на основе SiC.

Одноэлементные УФ фотодетекторы

Одноэлементные УФ фотодетекторы на основе алмаза изготовлены нами в «Производственно-Технологическом Центре «УралАлмазИнвест» по собственной технологии (рис.1а,б). Структуру данного фотодетектора условно можно назвать «сэндвичным» благодаря технологии последовательного создания слоёв металлов на передней и задней сторонах алмазной пластины и как видно из рисунка. Полупрозрачный слой платины на передней пластине выполняет роль переднего электрода и обладает достаточным пропусканием в спектральной области чувствительности УФ фотодетектора. Алюминиевая точка на слое платины служит промежуточным звеном для точечной сварки проволоки от площадки корпуса до

структуры фотодетектора. Алюминиевый слой на задней стороне пластины выполняет роль заднего электрода [1].

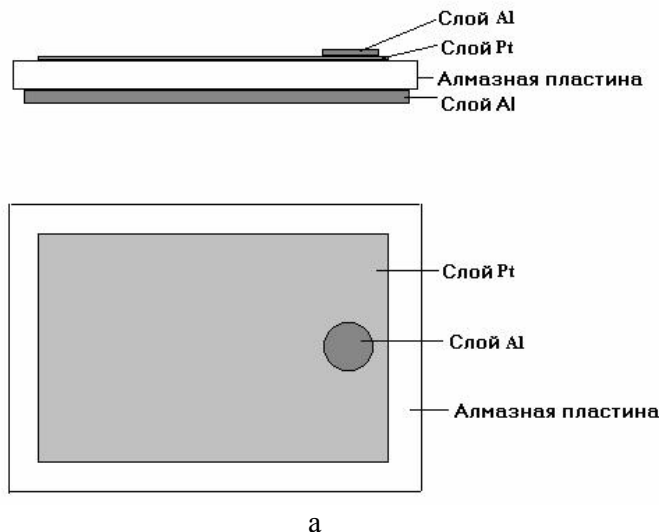
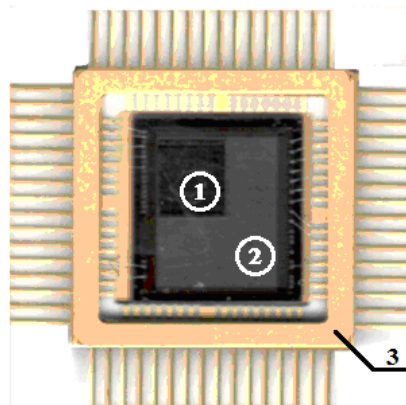
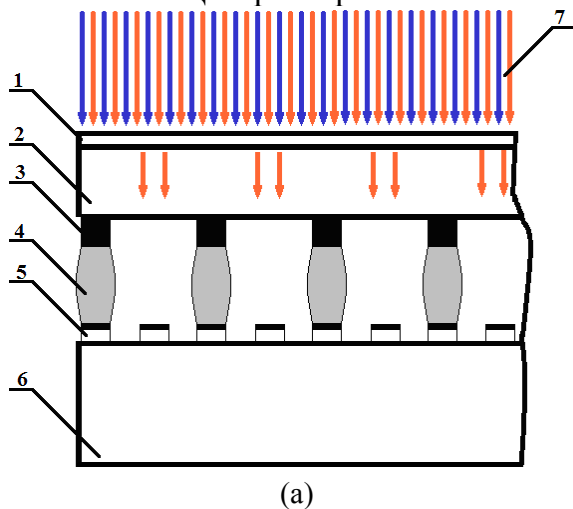


Рис.1 – Схематическое изображение слоёв металлов на алмазной пластине одноэлементного УФ фотодетектора (а) и внешний вид данного фотодетектора (б)

Многоэлементные УФ фотодетекторы. Возможность использования SiC.

Помимо одноэлементных фотодетекторов, на основе алмаза нами также были разработаны и изготовлены многоэлементные УФ фотодетекторы в «Производственно-Технологическом Центре «УралАлмазИнвест» (рис.2а,б).



(цифрами обозначено: 1 – верхний электрод (сетка); 2 – алмаз; 3 – нижние электроды алмазной матрицы; 4 – индиевые контактные столбики; 5 – ячейки кремниевой схемы считывания (мультиплексора); 6 – кремниевый мультиплексор; падающее излучение)

(б) (цифрами обозначено: 1 – алмазная матрица; 2 – схема считывания (мультиплексор); 3 – металлокерамический корпус)

Рис.2 – Структура (а) и внешний вид (б) многоэлементного УФ фотодетектора на основе алмаза

Структура фотодетектора представляет собой интегральную «flip-chip» сборку монокристаллической пластины алмаза с нанесёнными электродами (алмазной матрицы) интегральной схемы считывания (кремниевого мультиплексора). На верхнюю сторону алмазной пластины нанесена электродная сетка, достаточно тонкая для необходимого пропускания излучения УФ диапазона чувствительности фотодетектора в алмаз. На нижнюю сторону данной пластины в шахматном порядке нанесена матрица электродов, необходимых для регистрации УФ фотосигнала. Мультиплексор обладает ячейками, соединёнными посредством индиевых столбиков с данными электродами

алмазной пластины. На рис.2а представлен вариант структуры, при которой мультиплексор также обладает свободными ячейками. Свободные ячейки мультиплексора располагаются в точности под окнами электродной сетки, расположенной на верхней поверхности фотодетектора. В случае реализации детектирования фотосигнала в самом мультиплексоре, представленный многоэлементный фотодетектор является многоспектральным. Фактически, таким образом, многоэлементный многоспектральный фотодетектор и был изготовлен [2].

Помимо использования алмаза в качестве основного материала многоэлементных УФ фотодетекторов, привлекательным также является использование SiC в связи с соображениями совместимости процессов создания его слоёв и кремниевых технологий. Так, использование SiC позволило бы создавать фоточувствительный слой фотодетектора непосредственно на схеме считывания, без использования контактных столбиков для гибридизации [3]. Актуальность фотодетекторов на основе SiC может быть обусловлена характерными спектрами фоточувствительности приборов на его основе. Для оценки возможности использования конкретных пластин SiC в качестве образцов фотодетекторов были экспериментально получены их спектры пропускания, один из которых представлен (рис.3). Наличие поглощения УФ излучения позволяет надеяться на чувствительность фотодетекторов на основе SiC к УФ излучению. Согласно некоторым литературным данным, на основе SiC создавались фотодетекторы, работающие в диапазоне излучения 200-380 нм [4].

Сведения по спектральному диапазону чувствительности алмазных детекторов представлены на спектральных характеристиках (рис.4), экспериментально полученных при подаче различных напряжений смещения на электроды одноэлементного фотодетектора (рис.1а) [1].

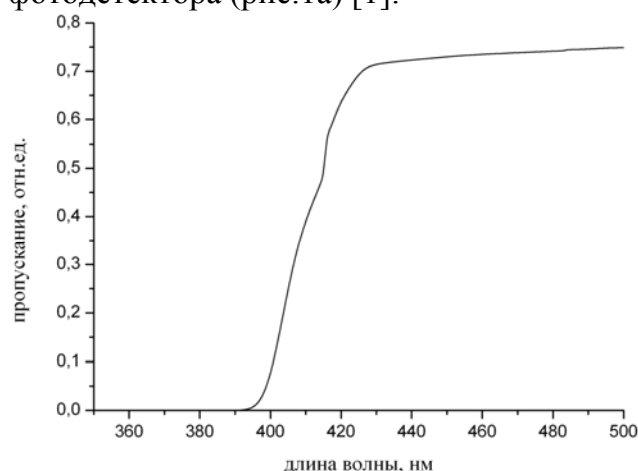


Рис.3 – Спектр пропускания пластины SiC толщиной 0,7 мм

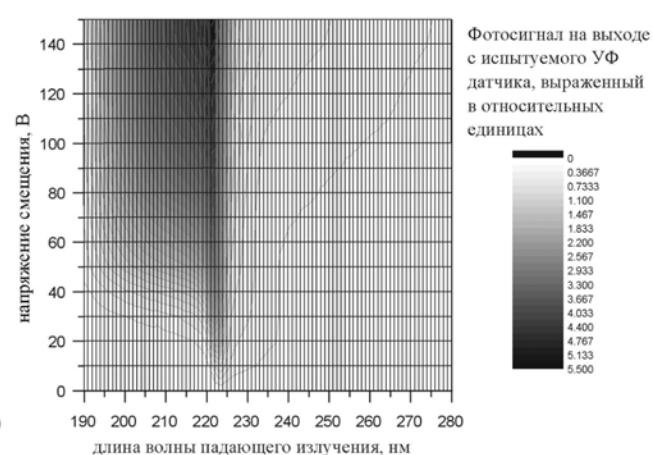


Рис.4 – Спектральные характеристики «сэндвичного» УФ фотодетектора на основе алмаза, полученные при подаче различных напряжений смещения

Заключение

Рассмотрены практические возможности создания детекторов УФ излучения на основе алмаза и SiC. При этом отмечена, привлекательность использования SiC, связанная с совместимостью процессов создания слоёв SiC с кремниевыми технологиями. Привлекательность алмаза связана с успехами создания как одноэлементных УФ фотодетекторов, так и многоэлементных и даже многоспектральных фотодетекторов на его основе.

Представлены спектральные характеристики алмазных УФ фотодетекторов на примере экспериментально полученных для одноэлементных УФ фотодетекторов. Также экспериментально получен спектр пропускания пластины SiC, на котором видно

поглощение в характерном диапазоне чувствительности УФ фотодетекторов на основе SiC. Это позволяет надеяться на успехи в создании УФ фотодетекторов на основе SiC.

Литература

1. Шепелев В.А., Алтухов А.А., Фещенко В.С. Исследование процессов в алмазных датчиках УФ излучения на основе спектрально-вольт-амперных характеристик // Сборник докладов X научно-технической конференции «Молодёжь в науке». – г. Саров. – 2011.

2. Патент РФ № 2504043 Гуляев Ю.В., Митягин А.Ю., Чучева Г.В. и др. Гибридная фоточувствительная схема (ГФС). – Бюл.№1. – 2014.

3. Алтухов А.А., Митягин А.Ю., Талипов Н.Х. и др. О возможности создания комплексированного интегрального матричного фотоприемника для ИК и УФ диапазонов спектра на основе микроболометров и карбида кремния // Известия академии инженерных наук им. А.М. Прохорова. – 2013. – №3. – с.82-86.

4. Monroy E., Omnes F., Calle F. Wide-bandgap semiconductor ultraviolet photodetectors // SEMICONDUCTOR SCIENCE AND TECHNOLOGY. – 2003. – V.18. – R33–R51.

У66 Спектральные характеристики фотоприемников на основе InAs в температурном интервале 80-300 К

Комков О.С.¹, Фирсов Д.Д.¹, Ковалишина Е.А.², Петров А.С.²

¹«ЛЭТИ» им. В.И. Ленина (Государственный университет), Санкт-Петербург, Россия

²ОАО «ЦНИИ «Электрон», Санкт-Петербург, Россия

1. Введение

Дискретные и матричные фотоприемные устройства, чувствительные к излучению в диапазоне 2,0-4,0 мкм находят применение в приборах газового анализа [1], медицинском тепловидении [2], ИК-микроскопах для научных исследований [3], системах лазерной локации, экологического мониторинга и дистанционного зондирования Земли из Космоса [4]. Для работы в этом спектральном диапазоне идеально подходят фотоприемники на основе арсенида индия.

Фотоприемные устройства такого типа представляют собой фотодиоды или МДП-структуры, фотопоглощающим слоем в которых является эпитаксиальный слой нелегированного арсенида индия n- типа проводимости, выращенный на сильно легированной подложке n⁺⁺-InAs [5]. Засветка обычно производится через сильно легированную подложку, край полосы поглощения которой сдвинут в коротковолновую область спектра, что обусловлено эффектом Бурштейна – Мосса. При этом данные о пропускании подложек n⁺⁺-InAs, известные из литературы, имеют заметные отличия [6,7].

В настоящей работе представлены результаты исследования оптического поглощения в пластинах n⁺⁺-InAs, используемых в качестве подложек при эпитаксиальном наращивании, а также в эпитаксиальных слоях n-InAs, в зависимости от температуры и уровня легирования подложки. Произведено сравнение спектральных зависимостей поглощения в эпитаксиальных слоях, освещаемых через подложку, при различных уровнях легирования подложек и температурах.

2. Образцы и методы исследования

Измерение оптического поглощения производилось на монокристаллических пластинах арсенида индия марки ИМЭС(100) толщиной 1,8-2,0 мм, ориентированных в плоскости (100) и легированных серой до концентраций $n = (0,6-3,3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Пластины перед измерениями подвергались химико-механической полировке по методике [8]. Эпитаксиальные слои n-InAs выращивались из газовой фазы по

хлоридно-гидридной методике [5]. Толщина слоев составляла 6-10 мкм, концентрация носителей заряда $2\text{-}3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Измерения проводились на инфракрасном фурье-спектрометре V ERTEx 80 (Bruker Optics), исследуемые образцы помещались в гелиевый криостат замкнутого цикла. Спектры показателя поглощения подложек $a'(\lambda)$ определялись на основе измеренных коэффициентов пропускания $T(\lambda)$ и отражения $R(\lambda)$ по модели, учитывающей многократное отражение зондирующего луча в подложке. Для нахождения спектра показателя поглощения нелегированного слоя проводились измерения коэффициентов пропускания и отражения структуры с эпитаксиальным слоем, нанесённым на подложку с концентрацией носителей $1.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

3. Экспериментальные результаты

Спектры показателей поглощения для образцов с различным уровнем легирования при температурах 83, 120 и 300 К представлены на рис. 1-3. Увеличение уровня легирования расширяет спектральный диапазон пропускания в коротковолновую область спектра. При этом увеличивается поглощение на свободных носителях, что ведет к увеличению поглощения в длинноволновой области спектра.

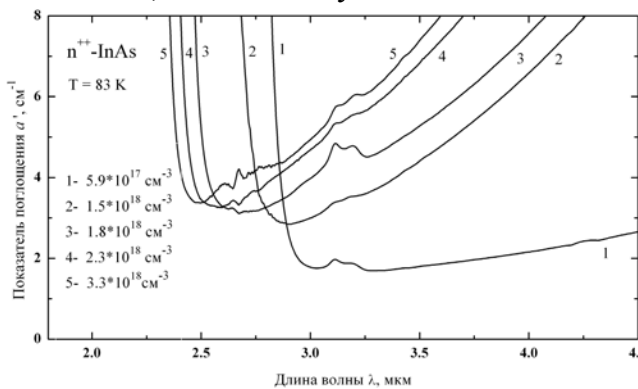


Рис. 1. Спектры показателя поглощения для n^{++} -InAs с различной концентрацией носителей заряда, измеренные при температуре ≈ 83 К

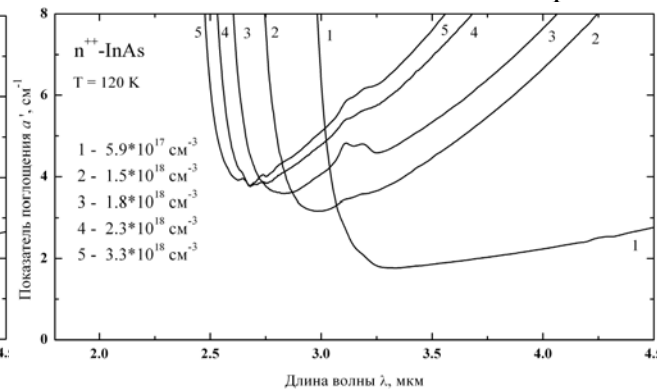


Рис. 2. Спектры показателя поглощения для n^{++} -InAs с различной концентрацией носителей заряда, измеренные при температуре 120 К

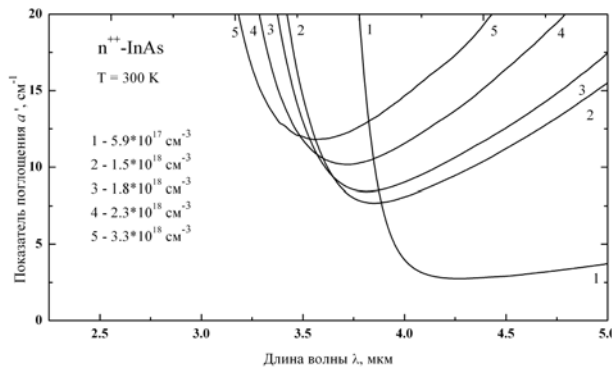


Рис. 3. Спектры показателя поглощения для n^{++} -InAs с различной концентрацией носителей заряда, измеренные при температуре 300 К

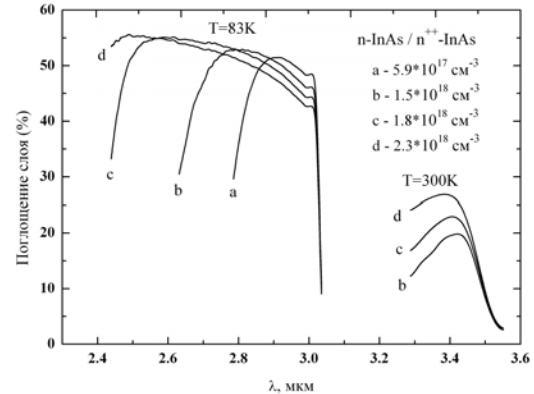


Рис.4. Спектральные характеристики доли падающего излучения, поглощаемой в эпитаксиальном слое n-InAs при облучении со стороны подложки n^{++} -InAs с различным уровнем легирования. Толщина подложки – 400 мкм, толщина слоя – 6 мкм, концентрация носителей в слое $n = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$

На основе полученных спектров были произведены расчеты доли поглощения излучения в эпитаксиальном слое после прохождения излучения через подложки различной толщины и с различным уровнем легирования. Коэффициент отражения от границы “воздух-подложка” принимался равным измеренному коэффициенту отражения структуры, отражением света на границе “подложка-слой” пренебрегалось. Результаты расчетов для двух различных температур представлены на рис.4.

Поглощение в эпитаксиальном слое при температуре 83 К незначительно изменяется при изменении концентрации носителей заряда в подложке. Но при этом наблюдается заметное изменение положения коротковолновой границы поглощения в структуре. При температуре 300 К поглощение в слое снижается за счет снижения пропускания подложки, вызванного размытием края собственного поглощения n^{++} -InAs, смещённого согласно эффекту Бурштейна-Мосса. Абсолютное значение поглощения в слое становится более зависимым от легирования подложки.

4. Выводы

В результате измерения методом фурье-спектроскопии спектров пропускания и отражения подложек n^{++} -InAs определены показатели поглощения в зависимости от температуры и концентрации легирующей примеси. Определены спектральные характеристики поглощения в эпитаксиальном слое n -InAs при освещении через подложку в зависимости от температуры и концентрации легирующей примеси в подложке.

Литература

1. Sotnikova, G. Y.; Gavrilov, G. A.; Aleksandrov, S. E.; Kapralov, A. A.; Karandashev, S. A.; Mateev, B. A.; Remennyu, M. A. // Sensors Journal, IEEE. 2010. V. 10. I. 2. P. 225.
2. Курышев Г.Л. Ковчавцев А.П., Вайнер Б.Г. и др. // Автометрия. 1998. №4. С.5.
3. В.М. Базовкин, А.А.Гузев, А.П.Ковчавцев, Г.Л. Курышев, А.С.Ларшин, В.Г. Половинкин. // Прикладная физика. 2005. №2. С.97.
4. И.И.Ли, В.М. Базовкин, Н.А.Валишева, А.А.Гузев, В.М.Ефимов, А.П.Ковчавцев, Г.Л.Курышев, В.Г.Половинкин. // Прикладная физика. 2007. №2. С.68.
5. Грама Д.М., Петров А.С., Попов С.Д., Степанов Р.М., Чилаева Е.В. // Известия СПбГЭТУ ЛЭТИ. 2008. № 7. С. 13.
6. Несмелова И.М. Оптические свойства узкощелевых полупроводников. Новосибирск: Наука, 1992.
7. З.В.Чижов, Р.А.Радченко, И.И.Таубкин. // ФТП. 1970. Т. 4. № 5. С. 935.
8. Ковалишина Е.А., Нечаев Е.А., Петров А.С. // Физика и химия обработки материалов. 2013. № 1, С. 47.

У67 Приемники ИК-излучения на основе моноселенида галлия

Абдинов А.Ш., Амирова С.И., Бабаева Р.Ф.¹, Рагимова Н.А.

Бакинский государственный университет, Баку, Азербайджан

¹*Азербайджанский государственный экономический университет, Баку, Азербайджан*

Моноселенид галлия (GaSe), ширина запрещенной зоны которого при 77 К для различных образцов в зависимости от их происхождения и технологической предыстории составляет $\epsilon_{g0} \approx 1.80 \div 2.20$ эВ, обладает высокой собственной фотопроводимостью во всем видимом диапазоне оптического спектра [1].

Сложный энергетический спектр, вернее обладание различными локальными уровнями запрещенной зоны [2], обуславливает также обнаружение в этом полупроводнике при низких температурах ($T \leq 250$ К) специфических примесных фотоэлектрических явлений (отрицательной фотопроводимости, оптического или инфракрасного гашения собственной фотопроводимости, индуцированной фоновой подсветкой или внешним электрическим полем примесной фотопроводимости [3]), за счет которых значительным образом можно передвинуть красную границу фоточувствительности его (этого фотопроводника) в более длинноволновую сторону ИК-области оптического спектра.

Хотя к настоящему времени в некоторых работах [1, 2] отмечено об обнаружении отрицательной фотопроводимости (ОФП) и инфракрасного (ИК) гашения собственной фотопроводимости в кристаллах моноселенида галлия, однако подробные систематические исследования этих фотоэлектрических явлений не проводились, а также не выявлены возможности использования кристаллов этого полупроводника для создания фотоприемников света для различных областей оптического диапазона спектра электромагнитного излучения.

В данной работе нами сообщается о результатах, полученных при комплексном экспериментальном исследовании указанных явлений (отрицательной фотопроводимости и инфракрасного гашения собственной фотопроводимости) в чистых (специально нелегированных) и легированных различными редкоземельными элементами (РЗЭ), в частности гольмием (Ho) и диспрозием (Dy) кристаллах моноселенида галлия (p-GaSe), полученных методом медленного охлаждения при постоянном градиенте температуры вдоль слитка и легированного из твердой фазы [3].

В чистых (специально нелегированных) образцах с различным исходным (имеющимся место при 77 К) темновым удельным сопротивлением ($\rho_{TO}=10^3 \div 7 \cdot 10^8$ Ом·см), а также легированных РЗЭ с различным атомарным процентным содержанием ($N_{PЗЭ}=0; 10^{-5}; 10^{-4}; 10^{-3}; 10^{-2}; 10^{-1}$ ат.%) образцах при различных внешних условиях (при различных температурах, напряженностях приложенного к исследуемому образцу внешнего электрического поля, освещенностях) снимались спектральное распределение и кинетика, а также темновые и световые статические вольт-амперные характеристики фотопроводимости.

Измерения проводились в диапазоне температуры 77÷350 К, при длинах волны 0.20÷3.00 мкм падающего на исследуемый образец света под действием света с интенсивностью от предельно слабого, вплоть до $5 \cdot 10^2$ Лк, при напряженностях приложенного к исследуемому образцу внешнего электрического поля от нескольких единиц В/см до напряженности переключения [4].

Перед каждым измерением с целью ликвидации влияния предыстории на полученные экспериментальные результаты, образцы подвергались специальной термической процедуре – сначала в темноте нагревались до ~400 К, а далее (опять же в темноте) резко охлаждались путем погружения в жидкий азот. В результате проведенных измерений установлено, что при бесфоновом возбуждении (когда исследуемый образец освещается лишь одним лучом монохроматического света с варьированной длиной волны) в исследуемых кристаллах p-GaSe проявляется высокая

(при оптимальных условиях $\frac{R_T}{R_{CB}}$ достигает до $10^2 \div 10^3$, где R_T и R_{CB} – темновое и

световое сопротивление исследуемого образца, соответственно) положительная (Δi_{cf}) (рис.1, кр.1) и сравнительно слабая, но имеющая достаточную для научных и

практических целей величину (при оптимальных условиях $\frac{R_{CB}}{R_T}$ достигает до ~10)

отрицательная (Δi_{of}) фотопроводимость (рис.1, кр.2).

Оказалось, что в низкоомных ($\rho_{TO} \leq 10^4$ Ом·см) кристаллах спектр, обнаруженный в области собственного поглощения положительной фотопроводимости охватывает диапазон длины волны $0.35 \leq \lambda \leq 0.70$ мкм и имеет максимум при длине волны $\lambda_{cm}=0.58$ мкм, а отрицательная фотопроводимость наблюдается в области длины волны $0.75 \leq \lambda \leq 1.90$ мкм с максимумом при $\lambda_{om}=0.90$ мкм.

При воздействии фонового освещения, т.е. при освещении исследуемого образца одновременно двумя монохроматическими лучами, длина волны (λ_1) одного из которых варьируется по всему диапазону собственного поглощения (в диапазоне $0.35 \leq \lambda_1 \leq 0.70$ мкм), а другой (λ_2) имеет фиксированную длину волны из области

примесного поглощения ($0.75 \leq \lambda_2 \leq 1.90$ мкм), при прочих одинаковых условиях величина Δi_{CF} значительно уменьшается относительно имеющего место при бесфоновом освещении, т.е. наблюдается оптическое или инфракрасное гашение собственной фотопроводимости (рис. 1, кр.4).

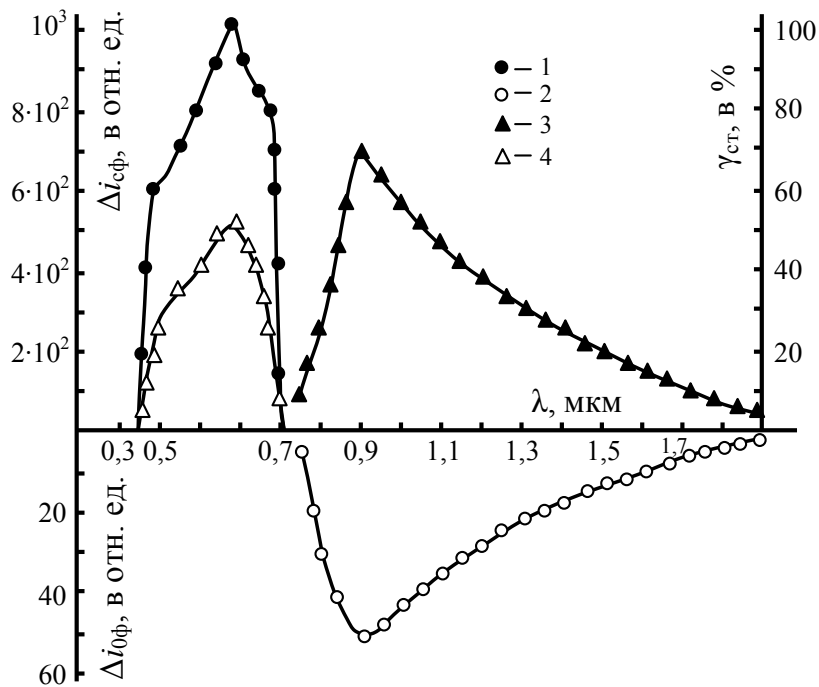


Рис. 1. Спектр фоточувствительности кристаллов моноселенида галлия при различных условиях освещения.

$$T=77 \text{ K}, \rho_{\text{то}}=10^8 \text{ Ом}\cdot\text{см.}$$

Спектр глубины ИК гашения собственной фотопроводимости (зависимости $\gamma_{\text{СТ}}=[(\Delta i_{CF}- \Delta i_{CF})/\Delta i_{CF}]\cdot 100\%$ от λ_2 , где Δi_{CF} и Δi_{CF} - значения собственной фотопроводимости при бесфоновом освещении и в случае, когда одновременно с основным, на исследуемый образец воздействует также и фоновое освещение, соответственно) охватывает диапазон длины волны $0.75 \leq \lambda \leq 1.90$ мкм (рис.1, кр.2) и имеет максимум при $\lambda_{\text{ГМ}}=0.90$ мкм. (При этом для обеспечения высокой эффективности, собственная фотопроводимость создавалась монохроматическим светом с $\lambda_1=0.58$ мкм и умеренной интенсивностью).

При $T \leq 140 \div 160$ К (для различных образцов в зависимости от значения их исходного темнового удельного сопротивления), как абсолютная величина ($|\Delta i_{OF}|$) отрицательной фотопроводимости, так и $\gamma_{\text{СТ}}$ (значение глубины ИК гашения собственной фотопроводимости) от температуры не зависят, а при дальнейшем повышении T , оба они (как $|\Delta i_{OF}|$, так и $\gamma_{\text{СТ}}$) резко уменьшаются. При $T > (200 \div 220)$ К в исследуемых кристаллах ОФП и ИК-гашение собственной фотопроводимости совсем исчезают.

Величины $|\Delta i_{OF}|$ и $\gamma_{\text{СТ}}$ зависят также от интенсивности падающего на исследуемый образец света. Причем эти зависимости имеют сложный характер: при прочих одинаковых условиях величины $|\Delta i_{OF}|$ и $\gamma_{\text{СТ}}$ с ростом интенсивности примесного света ($\Phi_{\text{П}}$) сначала увеличиваются по сублинейному закону ($\Delta i_{OF}, \gamma_{\text{СТ}} \sim \Phi_{\text{П}}^{0.5}$), далее зависимости $\Delta i_{OF}(\Phi_{\text{П}})$ и $\gamma_{\text{СТ}}(\Phi_{\text{П}})$ подчиняются линейному закону с последующим выходом на насыщение и, наконец, при более высоких интенсивностях, с ростом $\Phi_{\text{П}}$ величины Δi_{OF} и $\gamma_{\text{СТ}}$ - резко увеличиваются и заново зависимости $\Delta i_{OF}(\Phi_{\text{П}})$ и $\gamma_{\text{СТ}}(\Phi_{\text{П}})$ выходят на насыщение.

Не менее интересные на наш взгляд оказываются и результаты, полученные при исследовании зависимости $\Delta i_{CF}=\Delta i_{OF}-\Delta i_{OF}$ от интенсивности падающего на изучаемый

образец собственного света (Φ_C), на основе проведенных измерений установлено, что при прочих одинаковых внешних условиях с ростом Φ_C , величина Δi_{CG} увеличивается, а величина γ_{CT} – почти не меняется.

Установлено, что при рассмотренных нами условиях, как отрицательная фотопроводимость, так и ИК гашение собственной фотопроводимости, имеют запоминающий характер. Вернее, после установления стационарного состояния (стационарные значения $|\Delta i_{O\Phi}|$ и $\Delta i_{C\Phi}$), если прекратить воздействие примесного света, исходное значение темновой проводимости (в случае бесфонового возбуждения) и (или) собственной фотопроводимости, при наличии фонового освещения (в случае одновременного воздействия собственного и примесного света, т.е. при ИК гашения собственной фотопроводимости) восстанавливаются медленно – имеют долговременнорелаксирующий характер [5].

Проведенные измерения показали, что при прочих одинаковых условиях кратность (κ), абсолютная величина (Δi_{OP}) и длительность времени релаксации (τ_{OP}) остаточной проводимости [6] оказываются зависимыми от значения исходного темнового удельного сопротивления (имеющегося место при 77К удельного темнового сопротивления – ρ_{T0}), или же от исходной величины (имеющегося место при 77 К) ширины запрещенной зоны (ε_{g0}) исследуемого образца в чистых и уровня легирования РЗЭ (значения $N_{P3Э}$) - в легированных кристаллах, соответственно. При прочих одинаковых условиях значения Δi_{OP} , κ и τ_{OP} с ростом ρ_{T0} (с уменьшением ε_{g0}) увеличиваются, а с $N_{P3Э}$ – меняются немонотонно.

Во втором случае, т.е. в легированных РЗЭ кристаллах, с ростом $N_{P3Э}$ значения Δi_{OP} , κ и τ_{OP} сначала (при $N_{P3Э} \leq 10^{-3}$ ат.%) увеличиваются, а далее (при $N_{P3Э} > 10^{-3}$ ат.%) - уменьшаются.

От ρ_{T0} и $N_{P3Э}$ зависят также положения максимумов и красной границы спектрального распределения, абсолютные величины отрицательной фотопроводимости ($|\Delta i_{O\Phi}'|$) и ИК гашения собственной фотопроводимости (Δi_{Φ}).

Анализ полученных нами экспериментальных результатов позволяет сказать, что как отрицательная фотопроводимость, так и ИК гашения собственной фотопроводимости в обеих группах (как в чистых, так и в легированных РЗЭ) кристаллах моноселенида галлия обусловлены наличием в их запрещенной зоне двух типов центров рекомбинации (т.е. S- центров быстрой и r- центров медленной рекомбинации) [7], а также изменением рекомбинационного канала (заменой процесса рекомбинации через медленные r- центры на быстрые S- центры рекомбинации) при освещении образца примесным светом с энергией $\varepsilon_r \leq h\nu < \varepsilon_g$, где ε_r – энергетическая глубина залегания r- центров, а ε_g – ширина запрещенной зоны полупроводника при рассмотренных внешних условиях.

По длине волны, соответствующей красной границе спектрального распределения отрицательной фотопроводимости ОФП и ИК гашения собственной фотопроводимости для различных образцов (для образцов с различной величиной ε_g и уровнем легирования $N_{P3Э}$), энергетическая глубина залегания r-центров рекомбинации составляет $\varepsilon_r = \varepsilon_c - (0.55 \div 0.60)$ эВ.

Предполагается, что обнаруженный в эксперименте запоминающий характер отрицательной фотопроводимости и ИК гашения собственной фотопроводимости, скорее всего, обусловлены пространственной неоднородностью исследуемых кристаллов моноселенида галлия (наличием в них хаотических, крупномасштабных дефектов), которая в свою очередь, определяет величину ε_{g0} , ρ_{T0} , а сама зависит от происхождения, технологической предыстории, а также уровня легирования (значении $N_{P3Э}$) изучаемого образца.

Обнаруженные в данной работе фотоэлектрические свойства (ОФП и ИК гашение собственной фотопроводимости), а также специфическая слоистая структура

[8], высокоомность ($\rho_{\text{то}} \approx 10^4 \div 10^8 \text{ Ом}\cdot\text{см}$) [9], значительные величины $|\Delta i_{\text{OF}}|$ и $\gamma_{\text{ст}}$, возможность управления характеристическими параметрами отрицательной фотопроводимости и ИК гашения собственной фотопроводимости путем варьирования $N_{\text{РЗЭ}}$ и выбором соответствующего $\rho_{\text{то}}$, стимулируют рекомендовать кристаллы моноселенида галлия, в качестве перспективного полупроводникового материала, пригодного не только для создания высокочувствительных фотоприемников видимого диапазона, но и для создания на их основе двух типов фотоприемников света для ближней ИК-области спектра (для первого «окна» прозрачности атмосферы) – в частности, ИК фоторезисторов с фоновым и бесфоновым воздействием, стабильностью параметров и характеристик, а также чувствительностью, которых можно целенаправленно управлять различными способами, в том числе варьированием интенсивности фонового освещения и уровня легирования РЗЭ, выбором образцов с подходящими исходными удельными темновыми сопротивлениями.

Литература

1. Абдинов А.Ш., Бабаева Р.Ф., Рзаев Р.М., Рагимова Н.А., Амирова С.И. К вопросу об особенностях собственной фотопроводимости кристаллов моноселенида галлия. *Journal of Qafqaz University – physics*. 2013. V.1. p.16-27.

2. Абдинов А.Ш., Мамедов В.К., Салаев Эль.Ю. К вопросу об ИК гашения остаточной фотопроводимости в монокристаллах селенидов индия и галлия. *Изв. АН Азерб. ССР, сер. физ.-тех. и мат. наук*, 1981, №4, с. 85-89.

3. Мехтиев Р.Ф., Абдуллаев Г.Б., Ахундов Г.А. Методика выращивания монокристаллов GaSe и исследование их некоторых свойств // *ДАН Аз. ССР*, 1962, Т. 18, В. 6, с. 11-17.

4. Akhundov G.A., Abdinov A.Sh., Mekhti ev N.M. S-elements based on GaSe-type laminar semiconductors // *Phys. Stat. Solidi (a)*, 1973, 18, № 1, p.k33-k35.

5. Шейнкман М.К., Шик А.Я. Долговременные релаксации и остаточная проводимость в полупроводниках // *Физ. и техн. полупроводников*, 1976, Т.10, №2, с. 209-232.

6. Абдинов А.Ш., Кязым-заде А.Г., Ахмедов А.А. Отрицательная остаточная фотопроводимость (ООП) в монокристаллах p-GaSe // *Физ. и техн. полупроводников*, 1978, Т. 12, № 9, с. 1759-1762.

7. Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М. Наука. 1963. – 494 с.

8. Медведьева З.С. Халькогениды элементов III Б подгруппы периодической системы. М. Наука. 1968. – 214 с.

9. Абдинов А.Ш., Бабаева Р.Ф., Рагимова Н.А., Рзаев Р.М., Амирова С.И. Влияние температуры и легирования редкоземельными элементами на электрофизические параметры кристаллов моноселенида галлия. *Неорганические материалы*. 2014, том 50, №4, с.362-367.

У68 **Длинноволновая фотолюминесценция из HgCdTe наноструктур**
Морозов С.В.^{1,2}, Гавриленко В.И.^{1,2}, Румянцев В.В.^{1,2}, Антонов А.В.^{1,2}, Дубинов А.А.^{1,2},
Кудрявцев К.Е.^{1,2}, Михайлов Н.Н.³, Дворецкий С.А.³

¹*Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия*

²*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Россия*

³*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия*

1. Введение

В следствии инвертированной зонной структуры в HgTe, в твердом растворе CdHgTe можно получить произвольную ширину запрещенной зоны. Это свойство

широко используется для фотоприемников во всем среднем ИК диапазоне[1]. При этом на данный момент наибольшая длина волны HgCdTe лазера, о которой сообщалось в литературе около 5 мкм [2]. В настоящее время основными материалами для длинноволновых лазеров являются полупроводники A3B5. Тем не менее, решеточное поглощение в диапазоне 5 - 15 ТГц, что соответствует области спектра 20 - 60 мкм делает недоступным создание квантовых каскадных лазеров в этом диапазоне даже при низких температурах [4]. Последние технологические достижения в области молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ), позволили растить Hg CdTe структуры с точным контролем их композиционной однородности и толщины слоя [5]. В то же время оптические свойства узкощелевых HgCdTe гетероструктур до сих пор не изучены. В недавних работах мы изучили спектры фотопроводимости и кинетики узкощелевых Hg CdTe эпитаксиальных пленок и структур с квантовыми ямами (КЯ) [6,7] и впервые обнаружили длинноволновую фотолуминесценцию (ФЛ) в объемных структурах [8]. В настоящей работе представлены результаты спектральных и кинетических измерений длинноволновой ФЛ от HgCdTe КЯ структур, которые за счет лучшей пространственной локализации носителей больше подходят для генерации лазерного излучения.

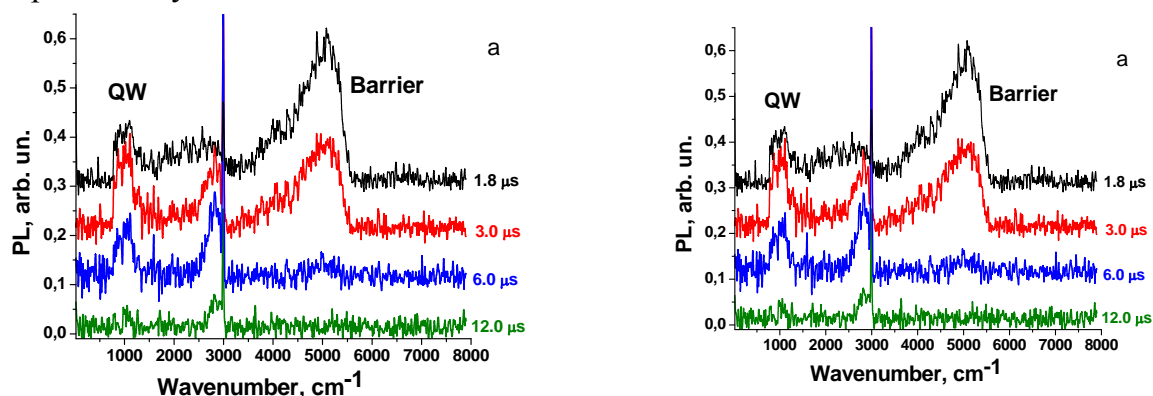


Рис. 1. Спектры ФЛ КРТ структуры с КЯ №100707_1 ($x=0.186$, $d_{QW}=30$ nm) в различные моменты времени при $T=18K$ (a); 3D картина времяразрешенного спектра (b)

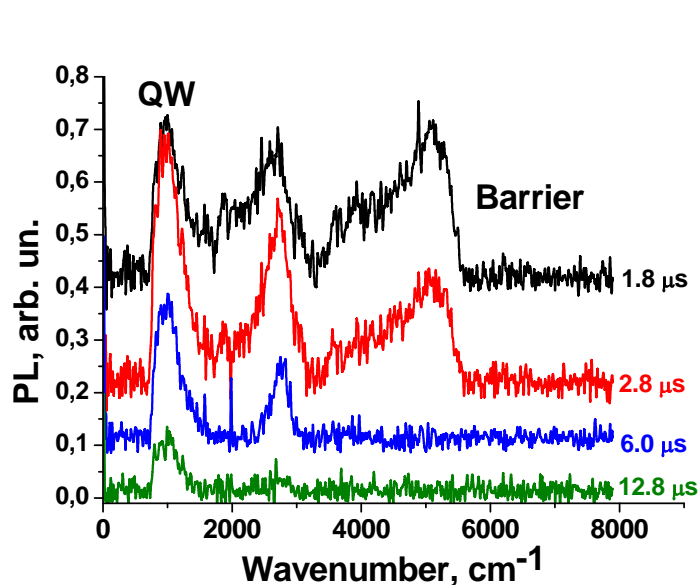


Рис. 2. Спектры ФЛ КРТ структуры с КЯ №100707_1 в различные моменты времени при 100K

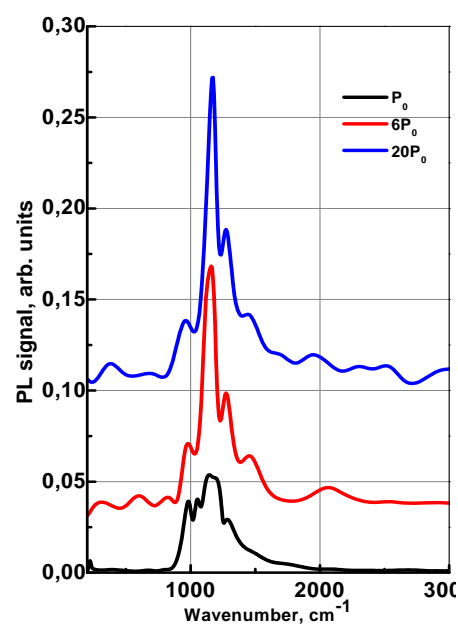


Рис. 3. Спектры ФЛ КРТ объемной структуры №120613 ($Hg_{0.78}Cd_{0.22}Te$) при импульсном возбуждении для различной мощности накачки ($T=100K$)

2. Эксперимент

Исследуемые структуры были выращены методом МПЭ на GaAs (013) подложках и релаксированном CdTe буфере с эллипсометрическим контролем толщины слоя и состава [5]. Активная часть структур с КЯ состоит из нижнего $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ барьера ($x \sim 0,7$), 30 нм КЯ, верхнего $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ барьера (по аналогии с нижним) и тонкого CdTe покровного слоя. В объемных эпитаксиальных образцах толщиной несколько микрометров узкозонный слой $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x \sim 0,2$) был выращен между барьерными слоями переменного состава. Структуры не были намеренно легированных. При исследовании спектров ФЛ образцы располагались на холодном пальце в оптическом криостате замкнутого цикла ($T=18-300$ К). Спектры ФЛ измерялись при наносекундной импульсном оптическом возбуждении YAG: Nd - лазером с помощью Фурье спектрометра Bruker Vertex 80v, работающего в режиме скана. Сигнал ФЛ регистрировался с помощью коммерческого МСТ фотодетектора. Ge фильтр был использован для отсечки YAG: Nd лазерного излучения.

3. Результаты и обсуждение

В гетероструктурах с КЯ HgTe/CdTe при высоком уровне накачки при $T = 18$ и 100К, кроме линии ФЛ от КЯ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в области $800-1000 \text{ см}^{-1}$, были обнаружены две дополнительных спектральные полосы в области 5000 см^{-1} и 3000 см^{-1} (рис. 1, 2). Линия в области 5000 см^{-1} обусловлена ФЛ из широкозонных барьерных слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Полоса в окрестности 3000 см^{-1} на наш взгляд связана с переходами из континуума зоны проводимости барьеров (или электронного уровня в КЯ) на примесные центры акцепторного типа, роль которых, скорее всего, играют вакансии ртути.

Интригующим оказался результат наблюдения на фоне широкой примесной полосы (в области 3000 см^{-1}) узкой, с шириной около 20 см^{-1} , линии ФЛ при 18 К (рис.1). Возникновение такой узкой линии, исчезающей при более высоких температурах, может быть обусловлено стимулированным излучением на примесно-зонном переходе.

Интересно отметить различие релаксации сигнала ФЛ для трех вышеупомянутых линий. В начальный момент времени ($t=2$ мкс) преобладающим является сигнал ФЛ от барьерных слоев в области 5000 см^{-1} , однако уже при $t=6$ мкс наблюдается существенное уменьшение сигнала ФЛ от барьерных слоев, который при $t=12$ мкс становится сравнимым с уровнем шума. В то же время, сигнал межзонной ФЛ от КЯ ($\sim 800-1000 \text{ см}^{-1}$), как и примесной ФЛ ($\sim 3000 \text{ см}^{-1}$) хорошо заметен и при $t=12$ мкс. Как и следовало ожидать, в более широкозонных барьерах время излучательной рекомбинации существенно меньше, чем в более узкозонной КЯ.

Тем не менее, на кинетику ФЛ оказывают влияние все рекомбинационные процессы: излучательная, оже-рекомбинация и рекомбинация через примесные/дефектные центры. При изменении ширины запрещенной зоны зависимости скоростей оже- и примесной/дефектной рекомбинаций обратны зависимости скорости излучательной рекомбинации. В частности, известно, что скорость оже рекомбинации растет с уменьшением ширины запрещенной зоны за счет уменьшения отношения эффективных масс электронов и дырок.

В нашем случае, в более узкозонной (по сравнению с барьерными слоями) КЯ, скорость оже - рекомбинации должна быть существенно выше, чем в барьерных слоях. Мы же наблюдаем противоположную картину, что указывает на основной вклад излучательной рекомбинации, как в барьерах слоев так и в КЯ.

Одной из важных задач работы является исследование возможности создания излучателей ТГц диапазона на основе исследуемых структур. Проведенные расчеты продемонстрировали наличие хорошей локализации ТЕ моды для некоторых из исследуемых структур. Это послужило основанием для проведения цикла

исследований ФЛ при различном, в том числе высоком уровне импульсного возбуждения. В этом случае сигнал ФЛ «собирался» с торца образца, т.к. такая конфигурация оптимальна для наблюдения стимулированного излучения. В результате проведенных исследований с увеличением мощности возбуждения наблюдалось обужение линии межзонной ФЛ от активного слоя в области ~ 8.6 мкм при 100 К (рис. 3), что служит предпосылкой к созданию лазеров на СИК и ДИК диапазона на основе таких структур.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ (№12-02-00932, 13-02-01154, 13-02-97088), РАН, РФ НИШ-4756.2012.2 и «ЦКП ИФМ РАН».

Литература

- [8] A.Rogalski, Rep. Prog. Phys. **68**, p.2267 (2005)
- [9] J. Bleuse et al., J. Cryst. Growth **197**, p.529 (1999).
- [10] L.N. Kurbatov et al., JETP Lett. **37**, p.499 (1983).
- [11] B.S. Williams. Nature Photonics **1**, p.517 (2007).
- [12] S. Dvoretzky et al., J. Electron. Mater. **39**, p.918 (2010).
- [13] V.V. Romyantsev et al., Semicond. Sci. Technol. **28** 125007 (2013).
- [14] V.V. Romyantsev et al., Semiconductors **47**, p.1438 (2013).
- [15] S.V.Morozov et al., Appl. Phys. Lett., accepted (2014).
- [16] D.L.Polla, R.L.Aggarwal, Appl. Phys. Lett. **44**, p.775 (1984).
- [17] V.I. Gavrilenko et al., Proc. 21st Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology", St.Petersburg, 2013, p.252.

У69 **Фотоэлектрические свойства InAs/InAsSbP/InAs/InAsSbP гетерофотодиодов с диаметрами активной области 0.1-2.0 мм для спектрального диапазона 1,5-4,0 мкм**

Андреев И.А., Серебренникова О.Ю., Ильинская Н.Д., Шерстнев В.В., Коновалов Г.Г.,
Куницына Е.В., Яковлев Ю.П.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Спектральный диапазон 1,5-4, 0 мкм представляет значительный интерес для разработчиков аппаратуры, применяемой в лазерной диодной спектроскопии газов и молекул, системах лазерной дальнометрии и локации, медицинской аппаратуре, аппаратуре экологического мониторинга. Диодно-лазерная спектроскопия высокого разрешения и системы лазерной дальнометрии и локации на основе твердотельных лазеров (Но: YAG ($\lambda=2.06$ мкм), Er:YAG:($\lambda=2.94$ мкм) нуждаются в высокоскоростных эффективных фотодиодах среднего инфракрасного спектрального диапазона. Более того, одним из многообещающих применений является высокочастотная связь по открытому атмосферному каналу. Фотодиоды для всех этих применений должны одновременно удовлетворять ряду требований: иметь высокую эффективность, иметь высокое быстродействие и минимальный уровень шумов в рабочей полосе частот.

Сообщается о последних достижениях в разработке p-i-n фотодиодов на основе гетероструктур InAs/InAsSbP/InAs/InAsSbP, изготовленных как методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ), так и методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОГФЭ). Нами разработана широкая гамма фотодиодов с диаметрами фоточувствительной площадки от 0,1 мм до 2,0 мм.

Также представлены основные параметры, достигнутые на высокоэффективных быстродействующих InAs /InAsSbP фотодиодах, выращенных методом МОГФЭ с широкозонным «окном» из In AsSbP (содержание Фосфора ($P \geq 0.5$)) для спектрального

диапазона 2.0-3.6 мкм, так и выращенных методом ЖФЭ с широкозонным «окном» из InAsSbP (содержание Фосфора ($P \geq 0.3$)) для спектрального диапазона 2.5-3.6 мкм

Выращивание фотодиодных гетероструктур методом МОГФЭ осуществлялось в обычном реакторе- камере горизонтального типа при атмосферном давлении. Арсины, фосфины, триметил индия и триметил сурьмы использовались в качестве источников, составляющих полупроводниковое соединение. Гидриды разбавлялись в водороде до 20% концентрации. Температура роста составляла 600°C для InAs и 520°C для твердого раствора $\text{InAs}_{0.27}\text{Sb}_{0.23}\text{P}_{0.50}$, соответственно.

InAs/InAsSbP фотодиоды изготавливались методом стандартной фотолитографии с диаметрами чувствительных меза - площадок в 0.1- 2.0 мм. Чувствительность фотодиодов в максимуме спектральной чувствительности 2.9-3.4 мкм составила величину $S_{\lambda}=1.4 \text{ А/Вт}$ при $T=300 \text{ К}$. Обнаружительная способность изменялась от значения $D^*=3.5 \cdot 10^{11} \text{ см}\cdot\text{Гц}^{1/2}\cdot\text{Вт}^{-1}$ при $T=77\text{К}$ до $D^*=9.0 \cdot 10^9 \text{ см}\cdot\text{Гц}^{1/2}\cdot\text{Вт}^{-1}$ при $T=300\text{К}$.

У70 **Фотодиоды на основе одиночных гетероструктур с активными областями из InAs и InAsSb**

Брунков П.Н.¹, Ильинская Н.Д.¹, Карандашев С.А.¹, Латникова Н.М.², Лавров А.А.¹, Матвеев Б.А.¹, Петров А.С.³, Ременный М.А.¹, Севостьянов Е.Н.², Стусь Н.М.¹, Усикова А.А.¹

¹ *Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*
² *«ЛЭТИ» им. В.И. Ленина (Государственный университет), Санкт-Петербург, Россия*
³ *ОАО «ЦНИИ Электрон», Санкт-Петербург, Россия*

1. Введение

Фотодиоды (ФД) на основе InAs и InAsSb, работающие в спектральном диапазоне, соответствующем первому окну прозрачности атмосферы, перспективны для многих практических приложений, включающих пирометрию [4] и газовый анализ [5]. В работах [6,7] для улучшения характеристик ФД из InAs при температурах ниже комнатной было предложено использовать дополнительный широкозонный слой $p\text{-InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$ ($y \approx 2.2 \cdot x$), выполняющий функцию «окна» для фотонов, проникающих в InAs. Упомянутое улучшение было констатировано во многих теоретических и экспериментальных работах, посвященных изучению ФД на основе одиночных и двойных гетероструктур с ограничивающими слоями из $p\text{-InAsSbP}$ и активными слоями, выполненными из $n\text{-InAs}$ или $n\text{-InAsSb}$, и работающими в широком температурном диапазоне (77-350 К). С другой стороны данных о свойствах гетероструктур, содержащих $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAs}$, по-прежнему недостаточно, ибо в большинстве публикаций, посвященных гетероструктурам InAsSbP/InAs, гетеропереход $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAs}$ отсутствует. Последнее является, по-видимому, следствием диффузии акцепторной примеси (Zn) в низлежащие слои в процессе роста, приводящей к заглоблению $p\text{-n}$ перехода на 5-10 μm так, что между $p\text{-InAsSbP}(\text{Zn})$ и $n\text{-InAs}$ имеется слой $p\text{-InAs}(\text{Zn})$ толщиной 5-10 μm [8].

В докладе приводятся результаты исследований ФД на основе одиночных гетероструктур, выращенных на сильнолегированной подложке $n^+\text{-InAs}$ и содержащих два эпитаксиальных слоя $p\text{-InAsSbP}$ и $n\text{-InAs}$ или $n\text{-InAsSb}$, чувствительных, соответственно, на длинах волн 3 и 4 μm .

2. Образцы и методы исследования

Изопериодные с InAs одиночные гетероэпитаксиальные структуры были аналогичны исследованным нами ранее [9,10] и содержали сильнолегированную подложку $n^+\text{-InAs}$ ($n^+ \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) (100), специально нелегированный активный слой $n\text{-InAs}$ или $n\text{-InAsSb}$ толщиной 4-8 μm и широкозонный слой твердого раствора $p\text{-InAsSbP}_{0.18}(\text{Zn})(E_g=440 \text{ meV})$, толщиной 2-3 μm . Чипы ФД изготавливались с помощью

стандартной фотолитографии и «мокрого» химического травления и были приспособлены для приема излучения при освещении поверхности р-InAsSbP (геометрия «FSI») или поверхности n⁺-InAs (геометрия «BSI»). Чувствительность ФД и их спектральные характеристики измерялись с помощью модели черного тела, нагретого до 573 К. Поскольку в ФД типа BSI (back-side illumination) подложка n⁺-InAs выполняла роль оптического фильтра, то коротковолновый край чувствительности совпадал со спектром пропускания подложки. Для ФД типа FS I (front surface illumination) форма коротковолнового края чувствительности отражает, как проникновение квантов, так и диффузию электронно-дырочных пар к р- n переходу через тонкий слой р-InAsSbP.

Толщина слоя р- InAsSbP, установленная с помощью визуализации интенсивности обратно отраженных электронов от сколотой поверхности (110) одного из образцов составляла 2.3 μm, тогда как толщина переходной области вблизи границы раздела р-InAsSbP /n-InAs не превышала 0.3 μm. Были проведены также измерения рельефа поверхности (110) чипа, смонтированного на держателе с помощью проводящего клея, как было предложено в [11]. Изображение скола структуры в режиме сканирующей микроскопии распределенного сопротивления (Scanning Resistance Microscopy (SSRM)) содержало области с существенно различающейся концентрацией носителей, соответствующих подложке и двум эпитаксиальным слоям. Анализ этих данных позволил сделать вывод о том, что в пределах точности измерений (0.3 μm) положение р-n перехода и границы раздела InAsSbP/InAs совпадают.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Чувствительность слабо менялась с температурой при T<300 К и составляла для ФД с активными областями из InAs and InAsSb значение 0.8-1.2 A/W. В области низких температур 220>T>160 К прямой ток в ФД на основе InAs зависел от приложенного напряжения (U) как ~exp(eU/βkT), где β-фактор идеальности ВАХ, изменяющийся от 1.1 (220К) до 1.4 (160К), k – постоянная Больцмана, T -температура. При комнатной температуре обратный ток в поверхностно облучаемых ФД (FSI PDs) с анодом ограниченной площади с площадью мезы 330x330 μm² имел хорошо выраженную тенденцию к насыщению, в то время как прямой ток не следовал вышеприведенной экспоненциальной зависимости вследствие невысокого динамического сопротивления р-n перехода и вызванного этим обстоятельством сгущения линий тока под анодом. При небольших прямых смещениях (3kT/e < U < 0.1V) в области температур ниже 160 К ток определялся утечками, в то время как при больших смещениях (U>0.1V) ток обуславливался диффузией в квазинейтральных областях и генерацией и рекомбинацией в области р-n перехода. В нашем случае ток имел сильную зависимость от температуры и характеризовался невысоким значением фактора идеальности (β<2), поэтому мы полагаем, что эффекты, связанные с туннелированием, были несущественны.

Обнаружительная способность в максимуме, определенная для поверхностно облучаемых ФД на основе InAs как $D^* = S_1(R_o A / 4kT\Delta f)^{0.5}$, где $R_o = \beta kT / I_o$ при температуре 180 К составляла 4.2·10¹¹ cm Hz^{1/2} W⁻¹ при 180 К, что на порядок больше, чем в ФД на основе гомоструктур р-InAs/n-InAs [12] и на три порядка больше, чем в ФД на основе гетероструктур P-InAsSbP/p-InAs/n-InAs, и сравнимо с данными для BSI ФД на основе двойных гетероструктур [13].

При температурах выше 300 К наблюдалось значительное снижение чувствительности в обоих типах ФД. На Рис.1 представлены значения чувствительности (S₁) и обнаружительной способности (D*), полученные в области температур -20 ...+80°С для сдвоенного ФД, состоящего из кремниевой линзы в виде гиперполусферы (сферы Вейерштрасса) диаметром открытой части 3.2 мм,

сопряженной с поверхностью подложки структуры p- InAsSbP/n-InAs/n⁺-InAs (меза 300 μm) с помощью халькогенидного стекла с высоким показателем преломления (n=2.4). В данной сборке поверхность p-InAsSbP вышеуказанного диода была приклеена к подложке n⁺-InAs второго ФД на основе p -InAsSbP/n-InAsSb/n⁺-InAs с мезой диаметром 230 μm. Одной из наиболее вероятных причин ослабления чувствительности S₁ при повышении температуры является снятие вырождения в сильно легированной подложке, о котором сообщалось ранее в [14]. Температурная деградация значения D* обусловлена также возрастанием тока насыщения I₀ уменьшением динамического сопротивления R_o.

4. Выводы

Фотодиоды на основе одиночной гетероструктуры P -InAsSbP/n-InAs с пиком чувствительности в области 2.8-3.4 μm в области низких температур имели смешанный характер токопрохождения, связанный с рекомбинацией в квазинейтральных областях и генерацией и рекомбинацией в слое объемного заряда. При температуре жидкого азота и в области средних криогенных температур (150-200 К) вышеуказанные ФД обладали характеристиками, превосходящими известные аналоги на основе арсенида индия. При температуре T= 180 К, удобной для ряда практических приложений, значение D* в максимуме составляло 1.4·10¹² cm·Hz^{1/2}·W⁻¹. При комнатной и повышенных температурах прохождение тока в ФД на основе In As InAsSb определялось диффузионным механизмом. В области температур (-20) - (+80)^oС продемонстрирована работа двухволнового модуля на основе InAs и InAsSb на длинах волн 3 и 4 μm.

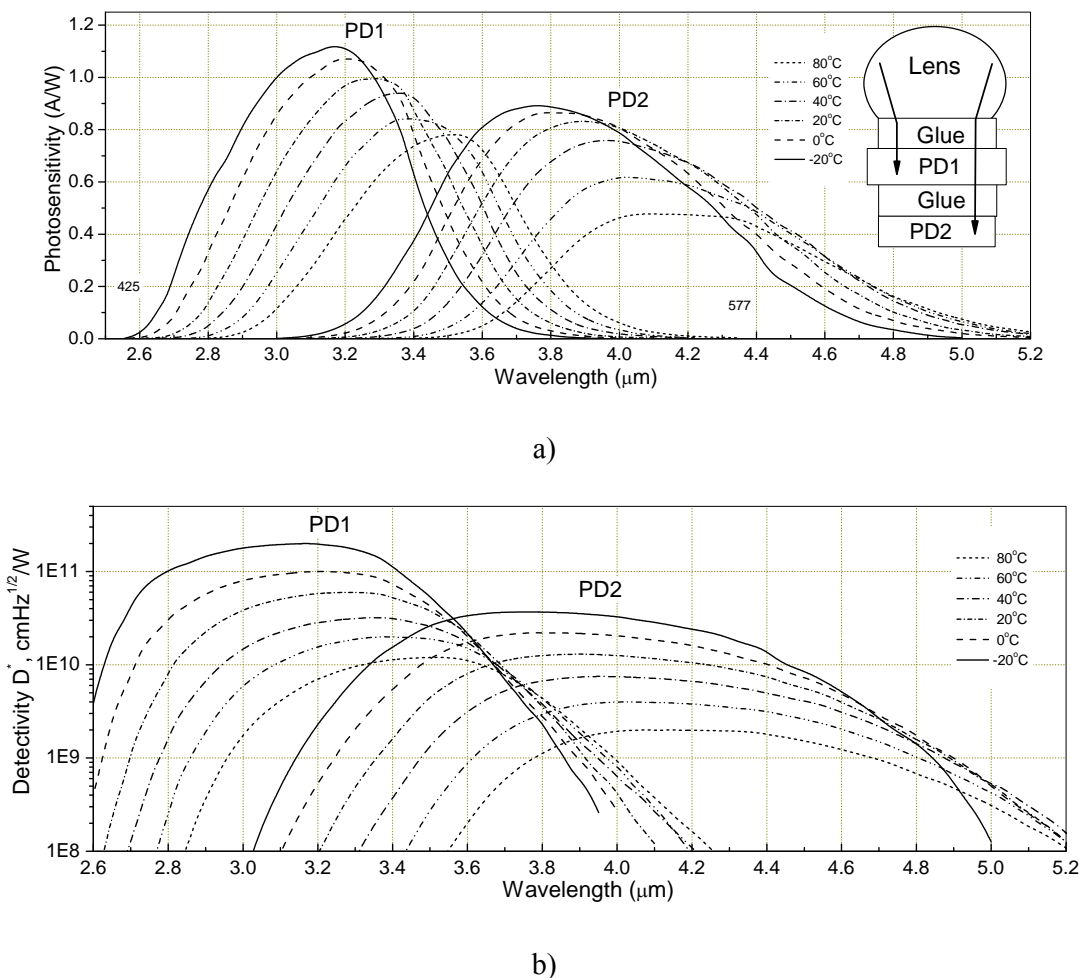


Рис.1 Спектры токовой чувствительности (а) и обнаружительной способности (б) для модуля, состоящего из двух дискретных, освещаемых со стороны подложки ФД (BSI PDs) с активными областями из InAs и InAsSb в области температур -20...+80^oС. На вставке показана схема эксперимента, где стрелками показано направление потока неравновесного излучения.

Авторы выражают благодарность Карпухиной Н.Г. (ООО «ИоффеЛЕД») за помощь в подготовке образцов для исследований, а также региональному ЦКП "Материаловедение и диагностика в передовых технологиях" (ФТИ им. А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург, Россия) за предоставление в пользование специализированного оборудования.

Литература

1. V. V. Vasiliev, A.G Klimenko, I.V. Marchishin, V. N. Ovsiuk, N. Kh. Talipov, T.I Zakhar'yash, A. G. Golenkov, Yu. P. Derkach, V. P. Reva, F. F. Sizov, V. V. Zabudsky. MCT heteroepitaxial 4×288 FPA. Infrared Physics & Technology, v. 44, p. 13-23, 2004
2. S. Hanna, A. Bauer, H. Bitterlich, M. Bruder, M. Haiml, K. Hofmann, K.-M. Mahlein, H.-P. Nothaft, T. Schallenberg, J. Wendler, R. Wollrab, J. Ziegler. Two-dimensional VLWIR arrays for Meteosat 3rd generation, Proc. of SPIE Vol. 7474 747415
3. O. Gravrand, E. De Bornio, S. Bisotto, L. Mollard, G. Destefanis. From LWIR to VLWIR FPAs made with HgCdTe at Defir, Proc. of SPIE Vol. 6361 636118 (2006)
4. G. Yu. Sotnikova, S. E. Aleksandrov and G. A. Gavrilov, "A³B⁵ photodiode sensors for low-temperature pyrometry" Proc. of SPIE Vol. 8073, 80731A (2011), doi: 10.1117/12.886309
5. Sotnikova, G. Y.; Gavrilov, G. A.; Aleksandrov, S. E.; Kapralov, A. A.; Karandashev, S. A.; Matveev, B. A.; Remennyi, M. A. "Low Voltage CO₂-Gas Sensor Based on III-V Mid-IR Immersion Lens Diode Optopairs: Where we Are and How Far we Can Go?" Sensors Journal, IEEE Volume 10, Issue 2, Page(s):225 – 234 (2010), DOI : 10.1109/JSEN.2009.2033259
6. А.В.Пенцов, С.В.Слободчиков, Н.М.Стусь и Г.М.Филаретова, авторское свидетельство по заявке №3207490/31-26 на «Способ получения фотодиодов» с приоритетом от 15.08.1988.
7. V. V. Tetorkin; A. V. Sukach; S. V. Stariy; N. V. Zotova; S. A. Karandashev; B. A. Matveev; N. M. Stus, "p+-InAsSbP/n-InAs photodiodes for IR optoelectronic sensors", Infrared Photoelectronics, Antoni Rogalski; Eustace L. Dereniak; Fiodor F. Sizov, Editors, 5, Proc. of SPIE Vol. 5957, 59570Z, (2005), DOI : 10.1117/12.622181
8. M. Ahmetoglu (Afrailov), "Photoelectrical characteristics of the InAsSbP based uncooled photodiodes for the spectral range 1.6–3.5 μm", Infrared Physics & Technology, V. 53, Issue 1, Pages 29–32, (2010).
9. Н.Д. Ильинская, С.А. Карандашев, Н.М., Латникова, А.А., Лавров, Б.А., Матвеев, А.С. Петров, М.А. Ременный, Е.Н. Севостьянов, Н.М.Стусь, «Охлаждаемые фотодиоды на основе одиночной гетероструктуры II-типа p-InAsSbP/n-InAs», Письма в ЖТФ, 2013, том 39, вып. 18, стр.45-52.
10. А.Л.Закгейм, Н.В.Зотова, Н.Д.Ильинская, С.А.Карандашев, Б.А.Матвеев, М.А.Ременный, Н.М.Стусь, А.Е.Черняков, «Неохлаждаемые широкополосные флип-чип фотодиоды на основе InAsSb ($\lambda_{cut\ off}=4.5\ \mu\text{м}$)», ФТП, 43, №3, 412-417 (2009).
11. S. B. Kuntze, D. Van, E. H. Sargent, Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences, N° 30, 71–124 (2005).
12. P. J. Ker, A.R.J. Marchall, J.P.R. David, C.H. Tan, Phys. Status Solidi, C9, 310-313 (2012) DOI 10.1002/pssb.201100277.
13. P.N. Brunkov, N.D. Il'inskaya, S.A. Karandashev, A. A. Lavrov, B.A. Matveev, M.A. Remennyi, N.M. Stus', A.A. Usikova, "Cooled P-InAsSbP/n-InAs/N-InAsSbP double heterostructure photodiodes", Infrared Physics & Technology 64 (2014) 62–65.
14. Matveev B. A., Zotova N. V., Karandashev S.A., Remennyi M.A., Stus' N.M., Talalakin, G.N., "Backside illuminated In(Ga)As/InAsSbP DH photodiodes for methane sensing at 3.3 μm", Proc. SPIE Vol 4650, p.173-178 (2002).

**У71 Полупроводниковый инжекционный многомодовый лазер
ЛПИ-1000, перспективный для применения в системах активной
импульсной подсветки ТВ камер и ПНВ**

Буничев А.П., Мамонычев Е.А., Микаелян Г.Т., Соколов С.Н.

ОАО "НПП "Инжект", Саратов, Россия

Мощные малогабаритные полупроводниковые инжекционные лазерные излучатели и лазеры ближнего ИК диапазона являются перспективными источниками излучения для широкого круга применений: систем подсветки ТВ камер и ПНВ, дальномеров и высотомеров, оптоэлектронных датчиков и охранных систем, беспроводной оптической связи в свободном пространстве, лазерной и магнитно-лазерной терапии, биофотоники, научных исследований и др.

Для указанных применений полупроводниковый инжекционный лазер должен обладать следующими свойствами:

- иметь длину волны лазерного излучения в спектральном диапазоне: 780-980 нм и максимальную (пиковая) мощность импульсного лазерного излучения свыше 1000 Вт

- иметь регулируемую длительность импульса лазерного излучения и частоту следования тока накачки и выходных лазерных импульсов;

- иметь встроенный ТЭ охладитель для стабилизации температуры ЛД кристалла и термистор;

- обеспечивать работу, как от внутреннего встроенного генератора, так и внешнего запуска;

- иметь широкий интервал рабочих температур;

- корпус излучателя лазера должен быть герметичным.

Для решения этой проблемы в ОАО «НПП «ИНЖЕКТ» разработан специализированный полупроводниковый инжекционный лазерный излучатель Л-13-1000 и на его основе лазер полупроводниковый импульсного режима работы инжекционный ЛПИ-1000. Внешний вид лазера ЛПИ-1000 приведен на рис. 1.



Рис. 1. Внешний вид лазера ЛПИ-1000

Основные технические параметры лазера приведены в таблице ниже.

Параметры	Режим измерения	Значение			Единицы
		Мин.	Ном.	Макс	
Максимальная (пиковая) мощность импульсного лазерного излучения	В диапазоне рабочих температур			1000	<i>Вт</i>
Длина волны лазерного излучения*	при (25+/-10) ⁰ С	780	830	980	<i>нм</i>
Ширина огибающей спектра лазерного излучения (по уровню 0,5 от максимума)				12	<i>нм</i>
Напряжение питания лазера				24	<i>В</i>
Максимальный рабочий ток				0,3	<i>А</i>
Длительность импульса тока накачки (регулируемая)	35		100	120	<i>нс</i>
Частота повторения импульсов (регулируемая)				5200	<i>Гц</i>
Напряжение питания лазера			24		<i>В</i>
Максимальный рабочий ток				0,3	<i>А</i>
Амплитуда импульса внешнего запуска (уровень CMOS)			3,5		<i>В</i>
Длительность входных импульсов			1,0		<i>мкс</i>
Входное сопротивление			5		<i>кОм</i>
Входная ёмкость		100			<i>пФ</i>
Размеры излучающей области лазера (X-Y)				4,6×5,9	<i>мм</i>
Расходимость излучения по уровню 0,5 от максимума в плоскостях, перпендикулярной/ параллельной плоскости активной области ЛД	$\theta (Y)_{\perp} < 40$ $\theta (X)_{\parallel} < 12$				<i>угловой градус</i>
Точность стабилизации температуры ЛД				1	<i>градус</i>
Диапазон рабочих температур		- 40		+ 50	<i>°С</i>
Вес			1200		<i>г</i>
Габаритные размеры корпуса	220×145×55				<i>мм</i>

*- Длина волны излучения может выбираться заказчиком в интервалах длин волн 780-920 нм и обеспечивается конструкцией и составом активной области полупроводниковой лазерной гетероструктуры.

В состав конструкции лазера входит излучатель – ИЛПИ-1000, блок формирования импульса тока накачки, контроллер термоэлектрического охладителя и источник питания. На рис.2 приведена осциллограмма выходного лазерного импульса ЛПИ-1000.

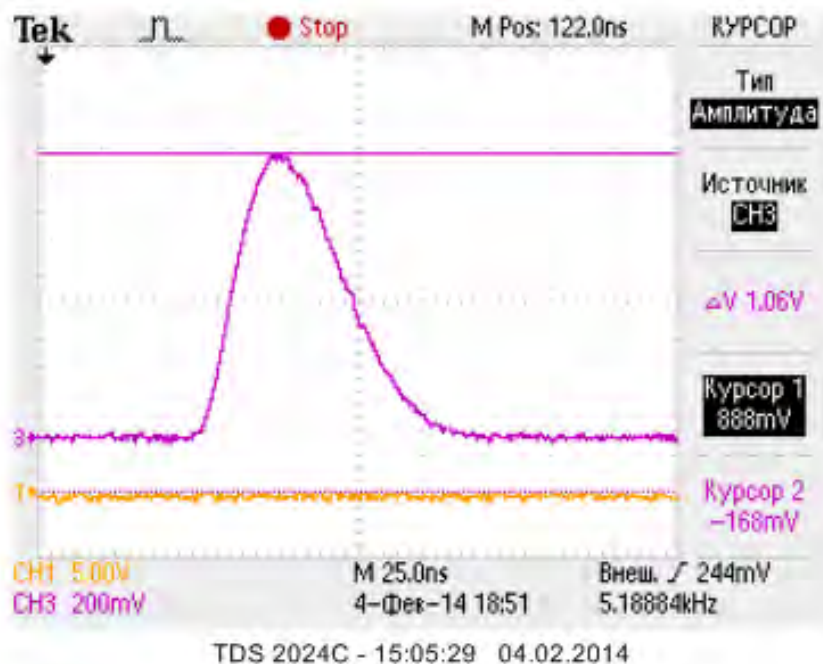


Рис.2 Осциллограмма выходного лазерного импульса ЛПИ-1000, измеренная с помощью кремниевого PIN фотодиода типа E-1110 и осциллографа TDS-2024C при частоте следования импульсов тока накачки $\approx 5,18$ кГц и длительности лазерного импульса (по уровню 0,5) ≈ 50 нс.

В настоящее время проводится модернизация изделия с целью дальнейшей миниатюризации до габаритных размеров 170*80*80 мм (см. рис. 3) и уменьшения длительности лазерного импульса до 10-15 нс.

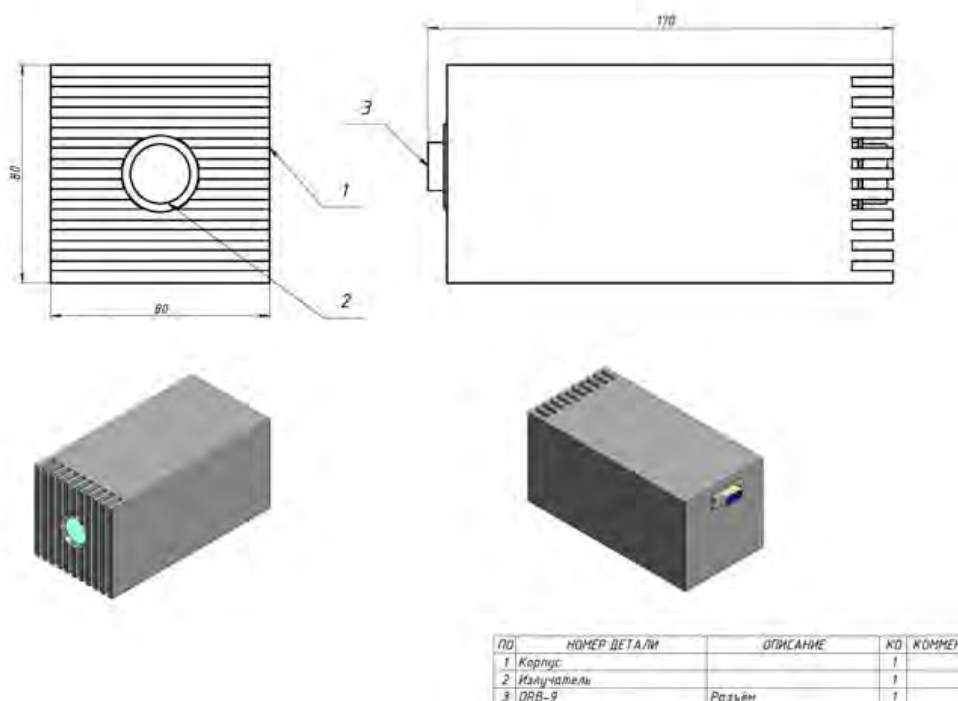


Рис. 3. Внешний вид модернизированного лазера ЛПИ-1000.

Abstract

GaAsP two color light emitting diode (LED) structure was grown on GaP substrate by solid source molecular beam epitaxy (MBE) system. Evolution of LED structure was examined by high resolution X-ray diffraction (HRXRD) measurements. In the HRXRD pattern of sample appeared two GaAsP peaks with two different P concentration values. In addition, the LED device was fabricated and its current-voltage (I-V) characteristics was performed and analyzed.

Introduction

GaAsP ternary alloys are of great technological interest for optoelectronic applications such as solar cell and light emitting diode [1-3]. GaAsP LED devices as depending on the P composition can operate as a light emitter from green to red in the visible region. Epitaxial growth of lattice match GaAsP stacks on the GaP substrate can be achieved by MOVPE, MBE, MOCVD techniques [4, 5]. In this study, tandem two pn-junction GaAsP structure with different P ratio on the GaP substrate was grown by using MBE method for obtaining two color LED structure. In the LED structure phosphorous compositions determined by HRXRD measurements. In addition, after the fabrication of LED device, current-voltage (I-V) characteristics was performed and analyzed.

Experimental

With the goal to grow GaAsP two color LED structure on epitaxially n-GaP (100) substrate was grown by using a solid-source V80H-MBE system. Then pn-GaAs_{1-x}P_x and pn-GaAs_{1-y}P_y layers which will form LED structure two different composition values (x and y) were grown. The growth was completed with a thin GaAs cap layer and schematic structure of LED was given Fig.1. During the growth, GaP compound source and a cracker cell were used to produce P₂ and As₂ molecular beams, respectively. Si and Be were incorporated as n-type and p-type dopands, respectively.

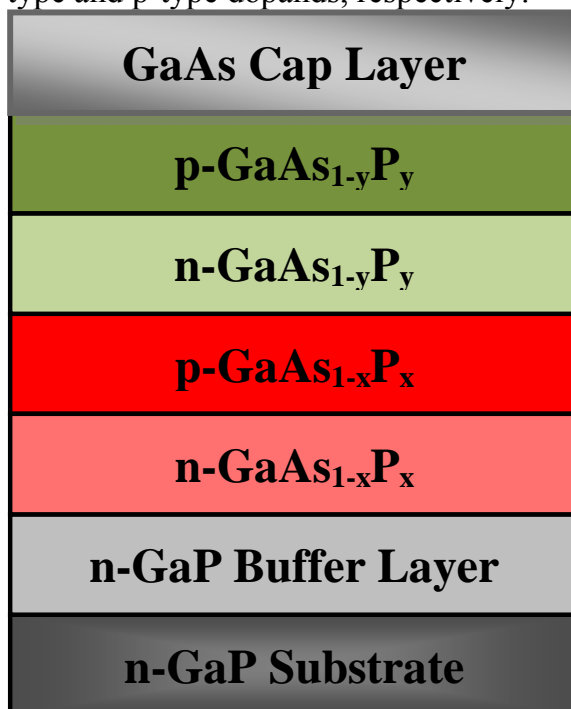


Fig. 1. Schematic structure of LED

X-ray measurement was carried out on a D-8 Bruker high resolution diffractometer by using CuK α 1 (1.5406 Å) radiation, a prodded mirror, and a 4-bounce Ge (220) symmetric monochromator. Its best resolution with the Si calibration sample was 16 arcsec. Current-voltage (I-V) measurement was obtained by using the Keithley 4200-SCS system.

Results and Discussions

The compositions of the grown structure were determined by HRXRD measurements. The obtained HRXRD ω -2 θ scan for the grown LED structure are presented in Fig. 2, which shows that the high-intense peak arises from GaP substrate, and the other two peaks belongs to GaAsP layers. The reflection peaks from the GaAsP layers are clearly seen separate from the GaP peak. The average phosphorous

composition can be calculated from the angular separation of the GaAsP peak with respect to the main GaP peak.

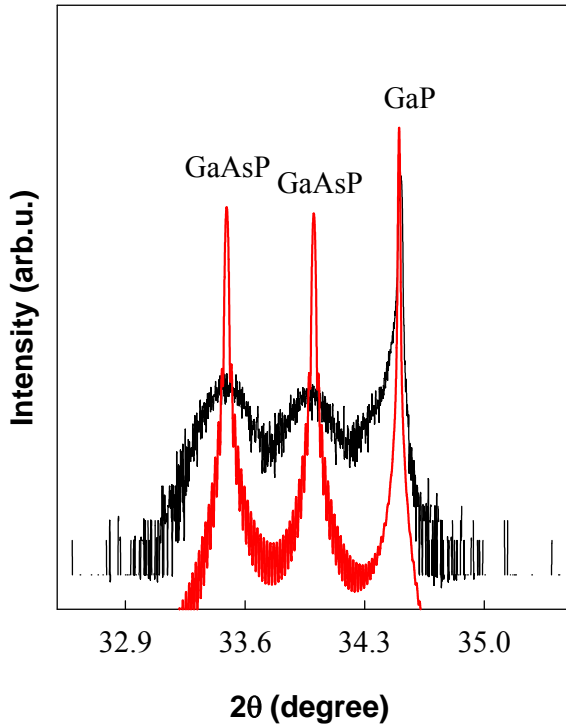


Fig 2. ω -2 θ X-ray diffraction pattern of LED structure

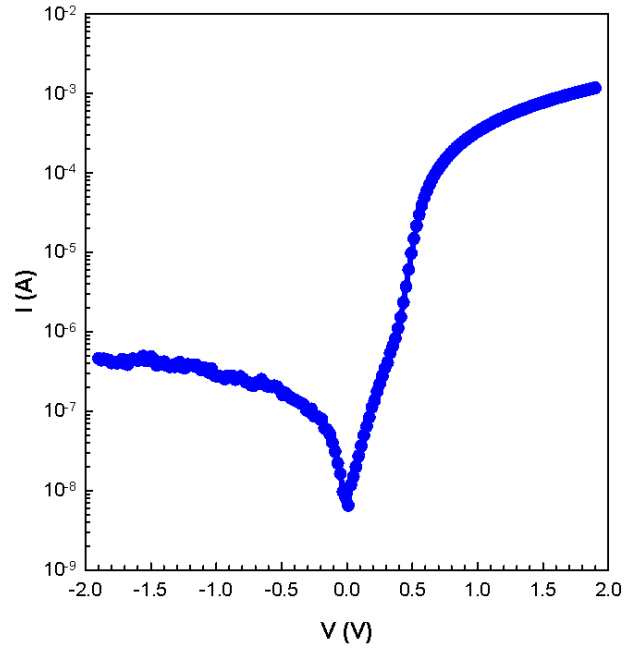


Fig. 3. Semi-logarithmic I-V characteristics of the LED at room temperature

XRD patterns were simulated using the LEPTOS program which is based on the solution of the Takagi-Taupin equations of the dynamical diffraction theory [6, 7]. In the HRXRD pattern of sample appeared two GaAsP peaks with two different alloy concentration values. By evaluating the XRD data, the phosphorous content, x and y , in structure have been found as 63 and 82%, respectively.

The I-V characteristics can be analyzed using thermionic emission (TE) theory model. According to this model, the forward-bias I-V characteristics of diodes for $qV > 3kT$ can be expressed as [8, 9]

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad (1)$$

where V is the applied voltage across to rectifier contact, n is the ideality factor, T is the absolute temperature in K, q is the electronic charge and k is the Boltzmann constant. The ideality factor n is introduced to take the deviation of the experimental I-V data from the ideal TE model into account, and the value of ideality factor should be unity for an ideal contact. I_0 is the saturation current derived from the $\ln(I)$ - V plot as the straight line intercept of the $\ln(I)$ axis at zero bias. The saturation current I_0 is given by

$$I_0 = A A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{B0}}{kT}\right) \quad (2)$$

where A is the rectifier contact area and A^* is the effective Richardson constant of 102 A·cm⁻²·K⁻² for n-type GaP. Φ_{B0} is the zero-bias barrier height and is obtained by rewriting Eq. (2) as:

$$\Phi_{B0} = \frac{kT}{q} \ln\left[\frac{A A^* T^2}{I_0}\right] \quad (3)$$

The ideality factor is a measure of the conformity of the diode current to be pure thermionic emission, and it is calculated from the slope of the linear region of the forward bias $\ln(I)$ - V plot according to Eq.(1)

$$n = \frac{q}{kT} \frac{dV}{d \ln(I)} \quad (4)$$

where $dV/d \ln(I)$ is the slope of linear region of $\ln(I)$ vs V plots.

The forward and reverse bias semi-logarithmic I-V characteristics of GaP based LED at room temperature are shown in Fig. 3. As seen in Fig. 3, the I-V characteristic of the LED shows a good rectifying behavior. Also, the current curve in forward-bias becomes quickly dominated by series resistance from contact wires or bulk resistance of the semiconductor, giving rise to the curvature at high current in the semi-logarithmic $\ln(I)$ - V plot. The experimental values of the barrier height (Φ_{B0}) and the ideality factor (n) for the LED were determined from intercepts and slopes of the forward bias $\ln(I)$ versus V plot. The forward-current in the voltage range of ~ 0.1 V- 0.4 V and ~ 0.4 V- 0.6 V gives two linear regions. For two linear regions, the values of Φ_{B0} and n were found to be about 0.77 eV and 3.29 , and 0.85 eV and 1.96 , respectively. The higher value of ideality factor, compare to ideal value of 1 , shows that the current is influenced by the TE mechanism. The higher value of the ideality factor shows the presence of inhomogeneities of barrier height, the particular distribution of the interface states, generation-recombination currents within the space-charge region and series resistance [10-12].

Conclusion

We have presented the structural and electrical properties of the two color LED structure grown by MBE. In the HRXRD pattern of sample appeared two GaAsP peaks with two different alloy concentration values. The I-V characteristic of the LED shows a good rectifying behavior. The forward-current in the voltage range of ~ 0.1 V- 0.4 V and ~ 0.4 V- 0.6 V gives two linear regions. For two linear regions, the values of Φ_{B0} and n were found to be about 0.77 eV and 3.29 , and 0.85 eV and 1.96 , respectively. The higher value of ideality factor, compare to ideal value of 1 , shows that the current is influenced by the TE mechanism. The higher value of the ideality factor shows the presence of inhomogeneities of barrier height, the particular distribution of the interface states, generation-recombination currents within the space-charge region and series resistance.

Acknowledgements

This work was supported by TÜBİTAK and KB under project Nos. 111T655 and 2011K120290, respectively.

References

- [1] J. L. Jewell, J. P. Harbison, A. Scherer, Y. H. Lee, L. T. Florez, IEEE J. Quantum Electron., 27, 1332 (1991).
- [2] H. C. Kuo, Y. H. Chang, Y. A. Chang, F. I. Lai, J. T. Chu, M. N. Tsai, S. C. Wang, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., 11, 121 (2005).
- [3] A. Bondi, W. Guo, L. Pedesseau, S. Boyer-Richard, H. Folliot, N. Chevalier, C. Cornet, A. Letoublon, O. Durand, C. Labbe, M. Gicquel, A. Lecorre, J. Even, S. Loualiche, A. Moreac, Physica Status Solidi C, 6(10), 2212, (2009).
- [4] C.P.T. Svensson, W. Seifert, M.W. Larsson, L.R. Wallenberg, J. Stangl, G Bauer., L. Samuelson, Nanotechnology 16, 936 (2005).
- [5] S.S. Cetin, B.Kinaci, T.Asar, I. Kars, M.K. Ozturk, T.S. Mammadov, S. Ozcelik, Surface and Interface Analysis, 42, 1252-1256 (2010).
- [6] S. Takaqi, Acta Crystallogr., 15, 1311 (1962).
- [7] D. Taupin, Bull. Soc. Fr. Mineral. Crystallogr., 87, 469 (1964).
- [8] S.M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, 2nd Ed., John Wiley & Sons, New York, 1981.
- [9] E.H. Rhoderick, R. H. Williams, Metal-Semiconductor Contacts, 2nd Ed., Clarendon Press, Oxford, 1988.
- [10] H.C. Card, E.H. Rhoderick, J. Phys. D: Appl. Phys., 4, 1589 (1971).

[11] J. Osvald, Solid State Electron., 50, 228 (2006).

[12] S. Chand, S. Bala, Semicond. Sci. Technol., 20, 1143 (2005).

**Y73 Electrical and Optical Properties of Single Crystal Ge(111) Grown by
Czochralski Technique**

Süleyman Özçelik

Department of Physics, Faculty of Science, Gazi University, Ankara, Turkey

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

1. Корреляция случайных полей концентрации и тока подвижных носителей заряда в гомогенном полупроводнике

Селяков А.Ю.

ОАО «НПО «Орион» Москва, Россия

На основе метода Ланжевена [1] рассчитаны корреляторы случайных полей концентрации и тока подвижных носителей заряда в гомогенном полупроводнике. Показано, что корреляторы равновесных случайных полей концентрации и тока неосновных носителей в полубесконечном слое гомогенного полупроводника n типа $S_p(x_1, x_2)$ и $S_{J_p}(x_1, x_2)$, соответственно, в случае бесконечной скорости поверхностной рекомбинации на грани $x = 0$ имеют вид (см. рис. 1,2):

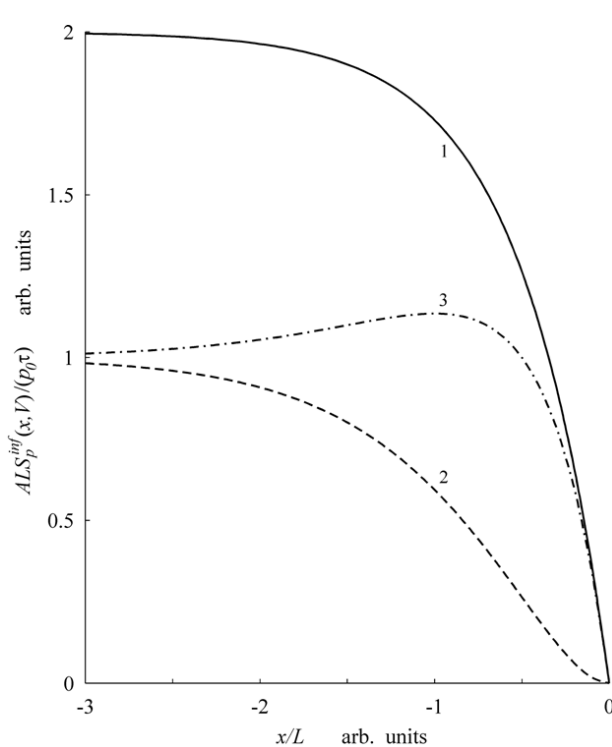


Рис.1. Низкочастотный предел СПФ равновесных случайных полей концентрации неосновных носителей заряда в полубесконечном слое гомогенного полупроводника с бесконечной скоростью рекомбинации на грани $x=0$: сплошная линия (1) – СПФ концентрации, пунктирная (2) – вклад случайного источника, обусловленного случайным характером генерации-рекомбинации, штрих-пунктирная (3) – вклад случайного источника, обусловленного случайным характером рассеяния

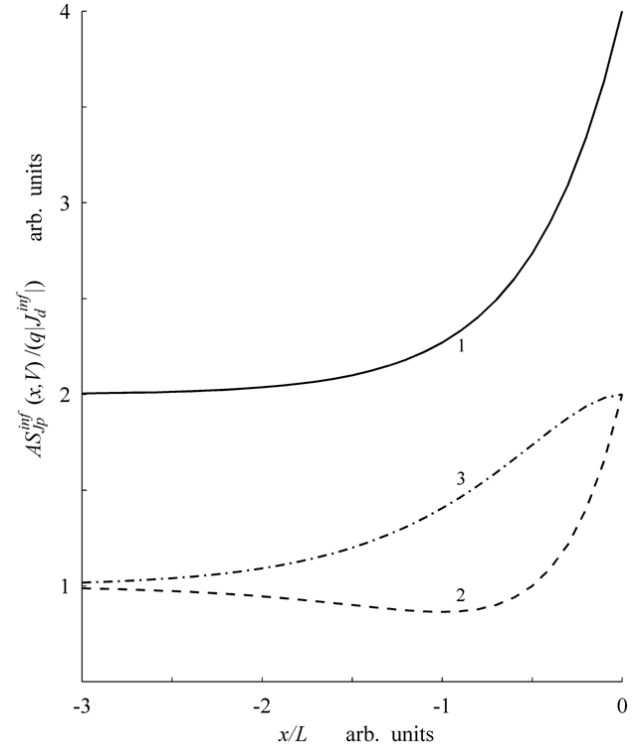


Рис.2. Низкочастотный предел СПФ равновесных случайных полей тока неосновных носителей заряда в полубесконечном слое гомогенного полупроводника с бесконечной скоростью рекомбинации на грани $x=0$: сплошная линия (1) – СПФ тока, пунктирная (2) – вклад случайного источника, обусловленного случайным характером генерации-рекомбинации, штрих-пунктирная (3) – вклад случайного источника, обусловленного случайным характером рассеяния

$$S_p(x_1, x_2) = \frac{2p_0\tau}{AL} \left(1 - \exp\left(\frac{2x_2}{L}\right) \right) \exp\left(\frac{x_1 - x_2}{L}\right),$$

$$S_{J_p}(x_1, x_2) = \frac{4q^2 p_0 L}{A\tau} \exp\left(\frac{x_1}{L}\right) \operatorname{ch}\left(\frac{x_2}{L}\right),$$

где L – диффузионная длина неосновных носителей, τ – время жизни неосновных носителей, q – заряд электрона, p_0 – равновесная концентрация неосновных носителей, A – нормировочная площадь

Рассчитаны также корреляторы равновесных случайных полей концентрации и тока неосновных носителей в слое гомогенного полупроводника толщиной d в случае бесконечной скорости поверхностной рекомбинации на обеих гранях, (при $x=0$ и при $x=-d$), а также в случае бесконечной скорости поверхностной рекомбинации на грани $x=0$ и нулевой скорости поверхностной рекомбинации на грани $x=-d$. Установлено, что и при нулевой, и при бесконечной скорости поверхностной рекомбинации в приповерхностных областях гомогенного полупроводника равновесные случайные поля концентрации и тока подвижных носителей заряда являются неоднородными.

Показано, что в объеме гомогенного полупроводника равновесные случайные поля концентрации и тока подвижных носителей заряда являются однородными в широком смысле и характеризуются экспоненциальной функцией корреляции с радиусом корреляции, равным L .

$$S_p(\Delta x) = \frac{2p_0\tau}{AL} \exp\left\{-\frac{\Delta x}{L}\right\},$$

$$S_{J_p}(\Delta x) = \frac{2q^2 p_0 L}{A\tau} \exp\left\{-\frac{\Delta x}{L}\right\}.$$

В тоже время, в приповерхностных областях гомогенного полупроводника равновесные случайные поля концентрации и тока подвижных носителей заряда являются неоднородными и при нулевой, и при бесконечной скорости поверхностной рекомбинации.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 13-07-00634), а также при государственной поддержке ведущих научных школ (грант НШ-2787.2014.9)

Литература

1. А.М. Филачев, И.И. Таубкин, М.А. Тришенков. Твердотельная фотоэлектроника. Физические основы. – М.: Физматкнига, 2005, 384 с.

2. Корреляционная теория случайных полей концентрации и тока подвижных носителей заряда в ИК фотодиодах

Селяков А.Ю.

ОАО «НПО «Орион» Москва, Россия

На основе точного решения уравнения Ланжевена [1] развита корреляционная теория случайных полей концентрации и тока подвижных носителей заряда в ИК фотодиодах с длинной и короткой базой. Показано, что в низкочастотном переделе, корреляторы случайных полей концентрации и тока подвижных носителей заряда в слабелегированной области p^+n перехода с длинной базой $S_p(x_1, x_2, V)$ и $S_{J_p}(x_1, x_2, V)$, соответственно, имеют вид:

$$S_p(x_1, x_2, V) = \frac{\tau}{AL} \left(1 - \exp\left(\frac{2x_2}{L}\right)\right) \exp\left(\frac{x_1 - x_2}{L}\right) (p_s(x_1, V) + p_s(x_2, V)), \quad (1)$$

$$S_{J_p}(x, V) = \frac{2\tau}{AL} p_s(x, V) \left(1 - \exp\left(\frac{2x}{L}\right)\right), \quad (2)$$

$$S_{J_p}(x_1, x_2, V) = \frac{4kT}{A} \operatorname{ch}\left(\frac{x_2}{L}\right) \left. \frac{\partial J_p(x_1, V)}{\partial V} \right|_{V=0} + \frac{2q}{A} J_p(x_1, V), \quad (3)$$

$$S_{J_p}(x, V) = \frac{4kT}{A} \operatorname{ch}\left(\frac{x}{L}\right) \left. \frac{\partial J_p(x, V)}{\partial V} \right|_{V=0} + \frac{2q}{A} J_p(x, V), \quad (4)$$

где $p_s(x, V)$ и $J_p(x, V)$ – концентрация и плотность тока неосновных носителей в базе, L – диффузионная длина неосновных носителей в базе, τ – время жизни неосновных носителей в базе, q – заряд электрона, p_0 – равновесная концентрация неосновных носителей в базе, A – нормировочная площадь. Так же рассчитаны корреляторы случайных полей концентрации и тока подвижных носителей заряда в слаболегированной области $p^+ - n$ перехода с базой конечной длины (см. рис. 1,2).

Выяснено, что в базе ИК фотодиода равновесные случайные поля концентрации и тока подвижных носителей заряда являются неоднородными даже при нулевом смещении, когда концентрация и ток подвижных носителей заряда в базе не зависят от координаты. Рассчитан коэффициент корреляции фотодиода с коррелированной обработкой сигнала и шума [2]. Показано, что в случае $V=0$, при выполнении условия $d/L < 1$, где d – толщина базы коэффициент корреляции собственных шумов основного и дополнительного $p-n$ перехода фотодиода с коррелированной обработкой сигнала и шума близок к единице.

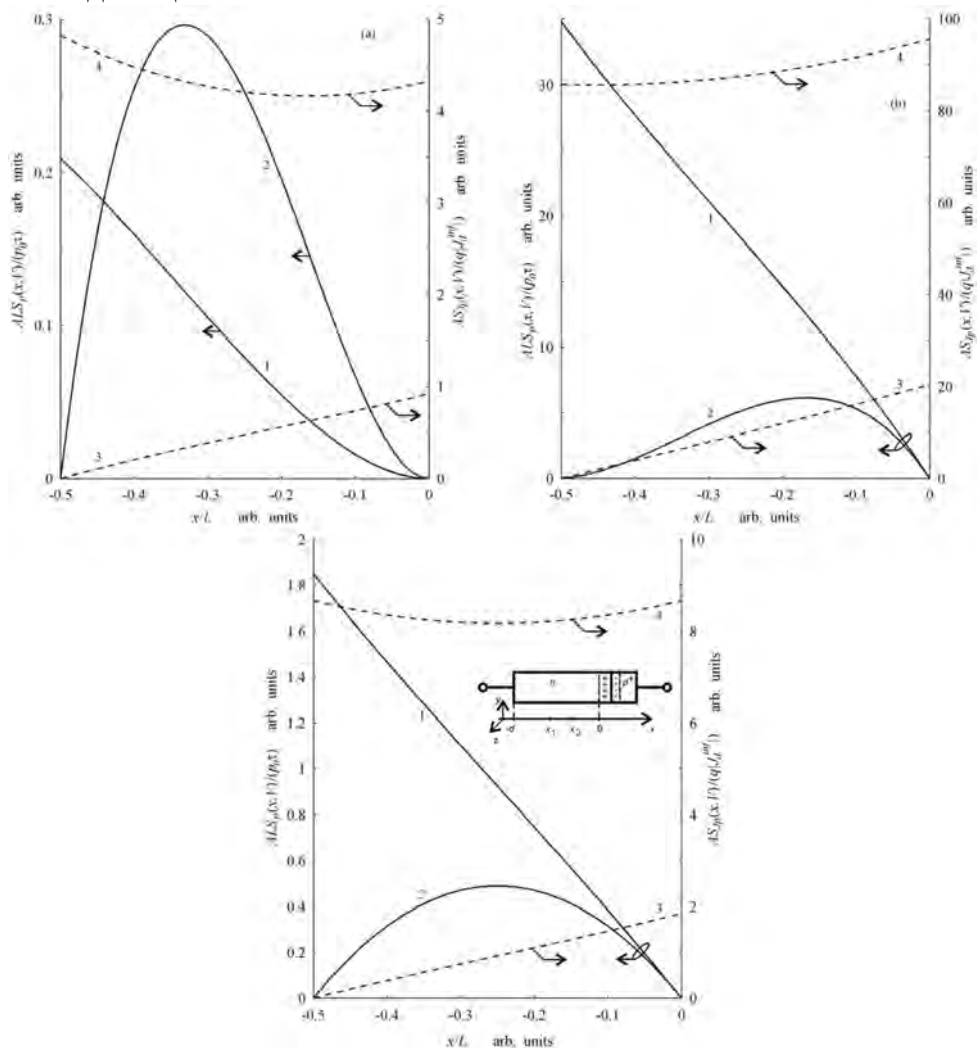


Рис. 1. Низкочастотный предел спектральной плотности флуктуаций случайных полей концентрации тока и неосновных носителей заряда в КНО n типа $p^+ - n$ перехода с короткой базой: сплошные линии – СПФ концентрации, пунктирные – СПФ плотности тока, 1, 3 – блокирующий контакт, 2, 4 – омический, $d/L=0.5$, (а) – $V < 0$, (б) – $V > 0$, (с) – $V = 0$. На врезке – структура $p^+ - n$ перехода

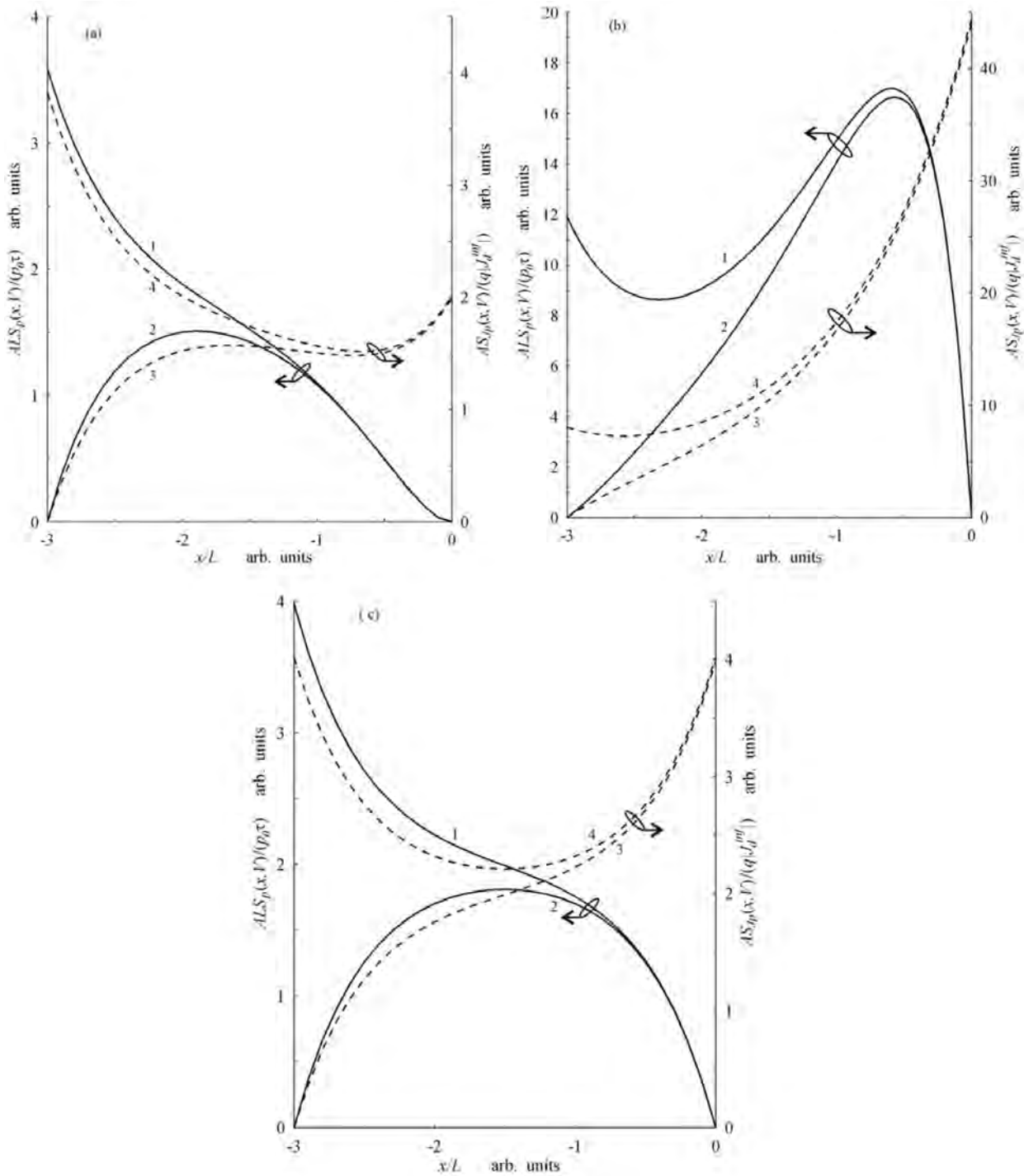


Рис. 2. Низкочастотный предел спектральной плотности флуктуаций случайных полей концентрации тока и неосновных носителей заряда в КНО n типа p^+-n перехода с базой бесконечной длины: сплошные линии – СПФ концентрации, пунктирные – СПФ плотности тока, 1, 3 – блокирующий контакт, 2, 4 – омический, $d/L=3$, (a) – $V < 0$, (b) – $V > 0$, (c) – $V = 0$

Литература

1. А.М. Филачев, И.И. Таубкин, М.А. Трищенко. Твердотельная фотоэлектроника. Физические основы. – М.: Физматкнига, 2005, 384 с.
2. А.Ю. Селяков, И.Д. Бурлаков. ИК фотодиод с высоким отношением сигнал/шум и способ повышения отношения сигнал/шум в ИК фотодиоде. Патент на изобретение № 2456707. Зарегистрирован 20.07.2012.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 13 - 07 - 00634), а также при государственной поддержке ведущих научных школ (грант НШ-2787.2014.9).

3. Шум типа $1/F^\alpha$ в фоточувствительных элементах на основе сульфида свинца

Мирошникова И.Н.¹, Мирошников Б.Н.¹, Мохаммед Х.С.Х.^{1,2}

¹НИУ МЭИ, Москва, Россия

²Университет Фауот, Египет

В 2010 году на аналогичной конференции авторы докладывали о результатах исследований спектральной плотности мощности шума (СПМШ) фоторезисторов (ФР) на основе PbS [1], полученных основными методами – физическим и химическим осаждением. После осаждения слоя пленки подвергались прогреву при температуре до 373 К (химические слои) и до 850 К (физически осажденные слои). Каждая технология имела свои особенности. Теория образования ФЧС при химическом осаждении хорошо описана в [2], а механизмы фотопроводимости этих фоточувствительных слоев (ФЧС) в [3].

Успехи в разработке ФП на основе PbS, работающих при частоте 400-1000 Гц позволили решить насущные проблемы, а тот факт, что во всем частотном диапазоне преобладал шум типа $1/F^\alpha$, воспринимались как данность [4]. Примеры семейства СПМШ типичных ФЧС при различных напряжениях смещения приведены на рисунке 1.

Как видно из рисунка 1, шум типа $1/F^\alpha$ характерен для элементов, полученных как химическим, так и физическим методом. Естественно, что шум этого типа должен быть обусловлен процессами, имеющими широкий набор постоянных времени, такими процессами, например, для фотоприемников на основе монокристаллического полупроводника могут служить захват и освобождение носителей диэлектриком, защищающим их поверхность.

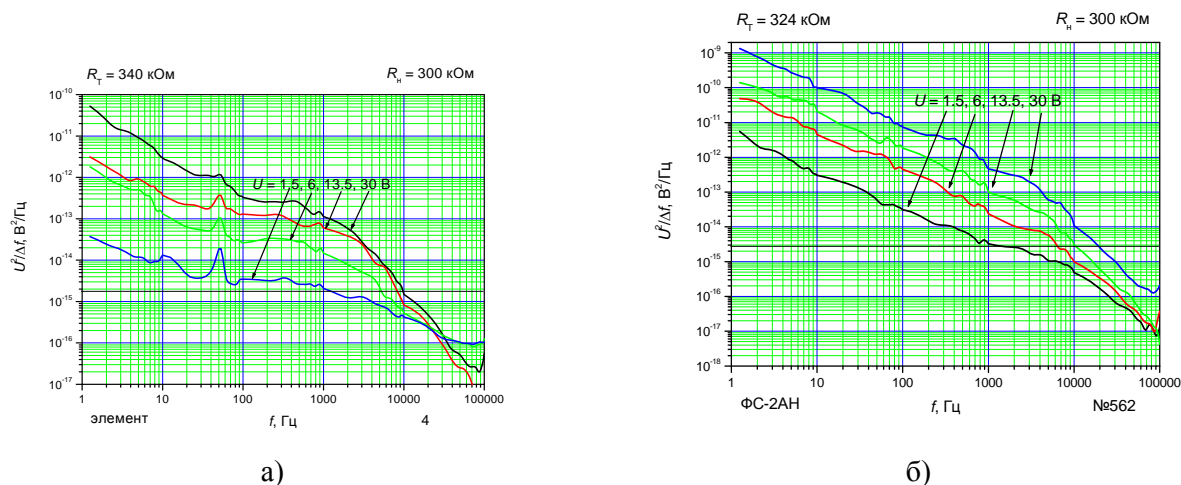
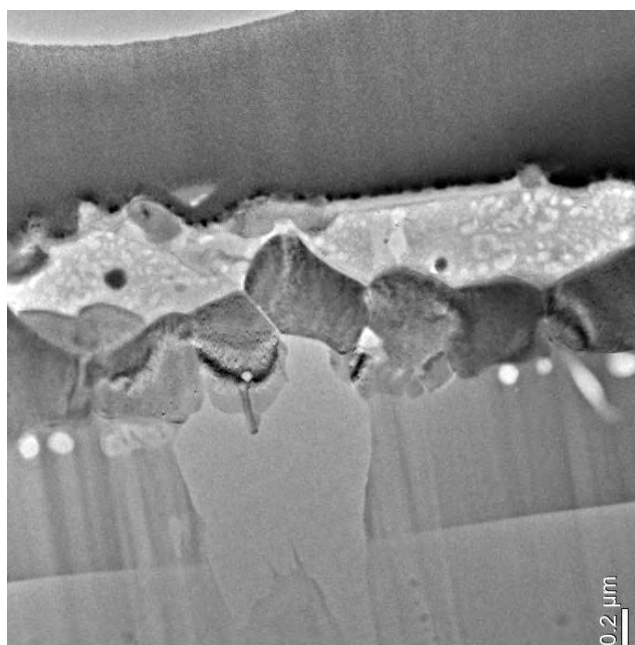
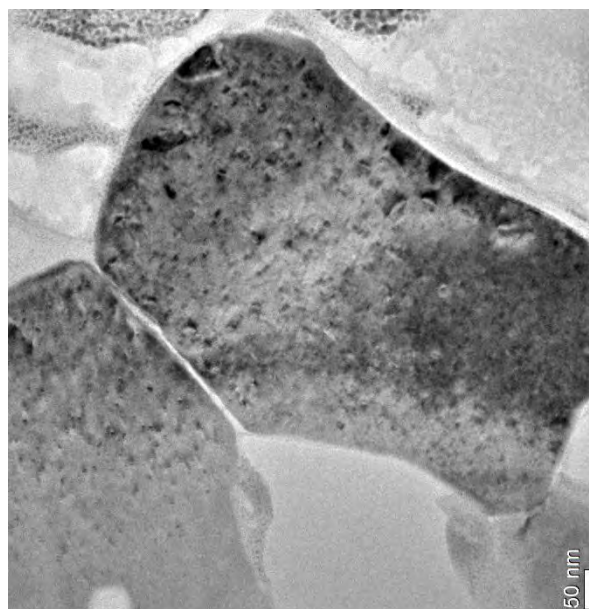


Рисунок 1 – СПМШ типичных химических (а) и физических (б) ФЧС

Для того, чтобы установить возможные причины этого шума в ФР на основе PbS, мы вскрывали исследуемые приборы после проведенных измерений фотоэлектрических параметров и исследовали структуру ФЧС методами просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения (ПЭМВР) (Helios NanoLab 450 и 600). На рисунках 2 и 3 представлены результаты исследований сечения ФЧС, полученные с помощью просвечивающей электронной микроскопии. На фотографиях светлые тона относятся к легким элементам (в первую очередь – кислород), темный цвет показывает атомы с большими номерами (сера, свинец).



а)

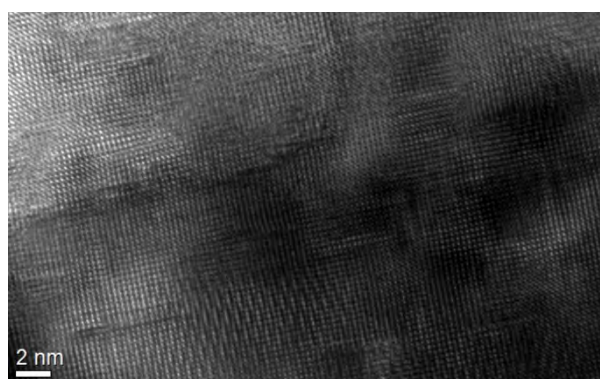


б)

Рисунок 2 – Микрофотографии сечения «физического» фоточувствительного слоя, полученного при помощи ПЭМВР



а)



б)

Рисунок 3 – Микрофотографии сечения «химического» фоточувствительного слоя, полученного при помощи ПЭМВР

На рисунке 2,а видно, что на поликристаллической пленке с размером зерен до 1 мкм расположен слой, состоящий из более легких элементов, который образуется при отжиге структуры и содержит кислород. Нижние слои содержат тяжелые элементы – серу и свинец. По тонким (до 10 нм) трещинам между кристаллитами эти кислородсодержащие соединения проникают вглубь пленки (рисунок 2, б). Сами кристаллиты имеют неупорядоченную, хаотичную структуру.

Химически выращенные структуры имеют лучшую упорядоченность внутри кристаллитов (рисунок 3, б), но сами кристаллиты разделены более толстыми кислородсодержащими прослойками, имеются также области их накопления на границе с подложкой (рисунок 3,а).

Анализ реальных структур позволяет предположить, что в химических слоях на начальном этапе формирования пленки на подложке осаждаются зародыши (центры кристаллизации) на основе гидроксида свинца – $Pb(OH)_2$, затем по мере роста пленки, эти зародыши укрупняются, начинает преобладать структура PbS , а кислородосодержащие примеси (КСП) оттесняются на края кристаллитов и частично замуровываясь у границы с подложкой. Размер кристаллитов и их форма зависит от добавок окислителей и восстановителей (гидразин гидратного, сульфокислоты и т.п.). Кислород, входящий в КСП, обеспечивает свободу передвижения дыркам с концентрацией p_1 и разделяет носители на границе крупных кристаллитов.

Считается, что на поверхности ФЧС (светлая область рисунок 2, а) находится пленка ланаркита $PbO \cdot PbSO_4$, которая препятствует прохождению «несвязанного» кислорода вглубь пленки. В нижних слоях возможно нахождение пленки PbS n -типа, не содержащей КСП. Толщина пленки ланаркита формируется при подборе параметров отжига (время, температура и атмосфера отжига подбираются для оптимизации сопротивления ФП при требуемой рабочей температуре ФЧС). Если эта пленка не имеет дефектов (трещин), при дальнейших технологических операциях КСП не поступают в ФЧС, благодаря чему носители не разделяются, время жизни носителей в физических фоточувствительных элементах много меньше, чем в химических ФП. При образовании трещин в пленке ланаркита КСП попадает вглубь ФЧС, при этом электроны захватываются кислородом (акцептором), сопротивление пленки падает.

Кроме концентрации дырок p_1 необходимо учитывать концентрацию p_2 , которая должна образоваться за счет захвата электронов на состояния, образованные структурным несовершенством *внутри* кристаллитов. Эти дефекты могут захватывать электроны и создавать энергетические состояния по всей запрещенной зоне, тем самым формируя шум типа $1/F^\alpha$. В химически осажденных слоях степень упорядочения несколько выше, благодаря чему в небольшом частотном диапазоне 100-1000 Гц может наблюдаться преобладание генерационно-рекомбинационного шума (рисунок 1, а). Таким образом, сложная структура поликристаллитов фоточувствительных элементов определяет шум типа $1/F^\alpha$, данный шум не является избыточным для ФЧС, а органически им присущ.

Работа проводилась при финансовой поддержке РФФИ (ГРАНТ № 12-07-00706а)

Список литературы

1. Мирошникова И.Н., Комиссаров А.Л., Мирошников Б.Н. Шум фоторезисторов на основе PbS Тез. докладов XXI Международной научно-технической конференции по фотозлектронике и приборам ночного видения. М.: ГНЦРФ ГУП «НПО Орион». - 2010.- С.149.
2. Буткевич В.Г., Глобус Е.Р., Залевская Л.Н. Управление характеристиками химически осажденных пленок сернистого свинца Прикладная физика, 1999, №2.
3. Неустроев Л.Н., Осипов В.В. Физические процессы в фоточувствительных поликристаллических пленках халькогенидов свинца.// Микроэлектроника, 1988, Т. 17, № 5, С. 399-416.
4. Хадсон Р. Инфракрасные системы: Пер. с англ./ Под. ред. Н.В. Васильченко. // М.: Мир.- 1972.- 536 с.

4. Оценка параметров собственного излучения и движения фоновых полей облачности на различных высотах тропосферы

Алленов М.И., Третьяков Н.Д., Фёдоров В.О.

ФГБУ «НПО «Тайфун», Обнинск, Россия

В докладе 22-й Международной конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения сообщалось о программе исследований оптических фонов применительно к адаптации оптико-электронных систем видения различного назначения, в том числе и систем ночного видения [1]. В нем рассматривались перспективы развития работ по параметризации различных природных сред (растительных покровов, почв, водоемов, полей культурных растений, лесных массивов и других элементов ландшафта) для их параметризации, распознавания и оценки экологического состояния [2-5].

В настоящем докладе представлены результаты одновременного определения параметров пространственно-временных структур излучения и движения фоновых полей на различных высотах тропосферы при многоярусном строении облачности.

Измерения проводились в дневное и ночное время с использованием автоматизированной системы параметризации и распознавания форм облачности (АСПРФО) [6-10], и широкоугольной оптико-электронной системы, разработанной на основе многоэлементной ИК-матрицы и вторичного зеркального сферического объектива.

Эта система по многим параметрам превосходит используемую ранее систему на базе сканирующего полусферического радиометра, и прежде всего в том, что в ней отсутствуют движущиеся элементы (модулятор, сканирующее устройство), а также охлаждаемый жидким азотом приёмник на основе CdHgTe. Она позволяет в реальном масштабе времени получать ИК-изображения облачного поля в заданном угле 160° . Внешний вид разработанной системы представлен на рис. 1.



Рис. 1. Внешний вид измерительной оптико-электронной системы на основе ИК-матрицы с дополнительным сферическим зеркальным объективом.

Спектральный диапазон регистрируемых энергетических яркостей от 8 до 13 км. Тип детектора - матрица в фокальной плоскости (F PA), неохлаждаемый микроболометр с разрешением 120x160 икселей.

В процессе обработки облачность условно разбивается на слои энергетической яркости и для каждого слоя программно рассчитываются высота, скорость и направление движения [9]. На рис.2,3 представлены примеры таких программных расчетов для дневных (рис. 2), и ночных (рис. 3) измерений.

Анализ приведенных рисунков позволяет сделать вывод о том, что для дневных измерений (рис.2) характерна многоярусность облачности с разной скоростью движения и, как правило, с различным направлением для разных высот. Для ночных измерений (рис.3) характерна одноярусная облачность с одним преимущественным направлением и скоростью движения.

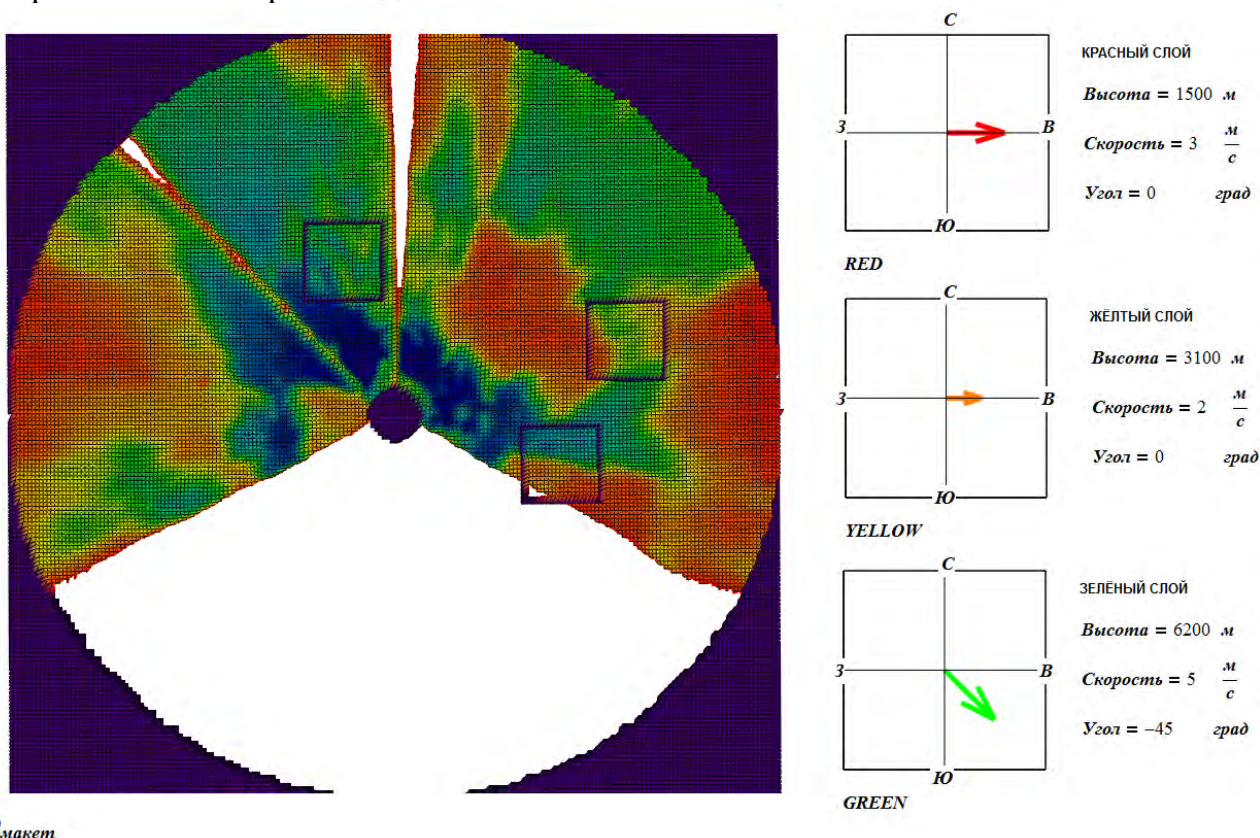
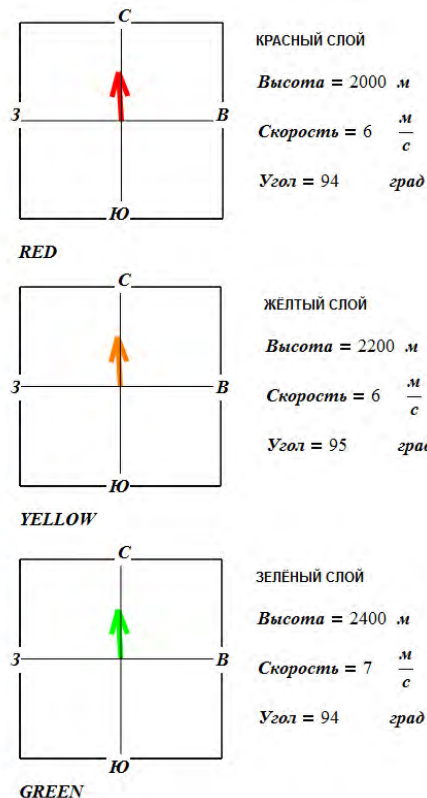
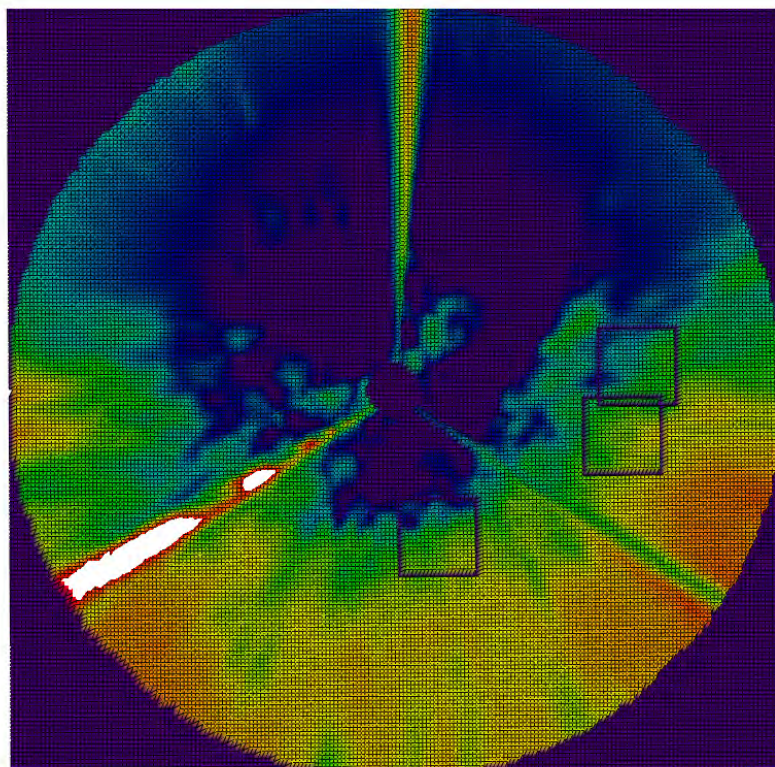


Рис. 2. Обработанный кадр облачности, полученный по данным измерений 07.06.2013 15:30. Квадратные рамки в кадре - наиболее контрастные участки, определённые программно, по которым вычисляются параметры движения облачности, представленные в правой части рисунка.

В правой части рисунка цветными стрелками указаны направления движения облачных слоёв, с соответствующими определёнными программой типами облачности (Cu – кучевая облачность, Ac – высококучевая, Cc – перисто-кучевая, Ci – перистая). Программно определяется и балл облачности. μ – среднее значение энергетической яркости, измеряемое в $Вт \cdot см^{-2} \cdot ср^{-1} \cdot 10^{-3}$.



$Q_{макет}$

Рис. 3. Обработанный кадр облачности ночных измерений, полученный по данным измерений 10.09.2013 02:00 (Sc – слоисто-кучевая облачность).

Литература

1. Алленов М.И., Вольвач В.В., Иванов В.Н., Третьяков Н.Д. Новые методологические аспекты исследований излучения структур оптических фонов в диапазоне 0,25-13 мкм // Труды XXI I Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. М., 22-25. 05. 2012. – С. 109-111.
2. Алленов А.М., Алленов М.И., Иванов В.Н., Соловьев В.А. Стохастическая структура излучения облачности. - С.-Пб.: Гидрометеиздат, 2000. - 176 с.
3. Алленов М.И., Бирюков В.Г., Иванов В.Н. Распознавание природных сред, веществ и их загрязнений. – С.-Пб.: Гидрометеиздат, 2004. – 268 с.
4. Алленов М.И. Параметризация природных сред для их распознавания. – Обнинск, 2011. – 180 с.
5. Алленов М.И., Иванов В.Н., Третьяков Н.Д. Параметризация структур излучения и эволюции облачности. – Обнинск, 2013.- 168 с.
6. Алленов М.И., Иванов В.Н., Третьяков Д.Н., Третьяков Н.Д. Сканирующий полусферический радиометр // Приборы и техника эксперимента. – 2009. - №5. - С. 162-163.
7. Алленов М.И., Иванов В.Н., Третьяков Н.Д. Патент РФ на изобретение № 2331853, G 01J 3/06. Устройство распознавания форм облачности. /. Опубликовано 20.08.2008. – Бюлл. №23.
8. Алленов М.И., Артюхов А.В., В.Н. Иванов, Третьяков Н.Д. Патент РФ на изобретение №2414728, G01W 1/00. Способ определения направления и скорости движения нижней границы облачности. – Оpubл. 20.03.2011, бюлл. №8.
9. Алленов М.И., Иванов В.Н., Третьяков Н.Д., Федоров В.О. Патент РФ на изобретение №2497159, G01W 1/00. Способ определения высоты нижней границы облачности. – Оpubл. 27.10.2013, бюлл. №30.

10. Фёдоров В.О., Алленов М.И., Артюхов А.В., Иванов В.Н., Третьяков Н.Д. Методы и средства измерений скорости и направления движения фонового поля на различных высотах в тропосфере / Труды XXII Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. М., 2012. – С. 111-113.

5. Применение тестовой структуры с экранированными фотодиодами для измерения диффузионной длины электронов в эпитаксиальном слое КРТ р-типа

Предеин А.В.

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

Знание величины диффузионной длины электронов L_n в эпитаксиальном слое p -типа кадмий-ртуть-теллура (КРТ) необходимо для вычисления величины квантовой эффективности и диффузионного темнового тока n -на- p фотодиодов с фоточувствительным (рабочим) слоем p -типа. Кроме того, величина L_n существенно влияет на фотоэлектрическую связь между фотодиодами, пиксели которых не разделены меза-травлением. Также, из величины L_n можно определить время жизни электронов τ_n , если известна их подвижность, а затем и оценить концентрацию дырок p , при известной зависимости p от τ_n . Последнее важно для структур, в которых наряду с рабочим слоем p -типа есть подслой n -типа для уменьшения продольного сопротивления структуры и измерение концентрации дырок методом Холла невозможно.

Целью этой работы является показать возможности первой тестовой структуры «Алекс», разработанной для измерения новым способом [1] диффузионной длины неосновных носителей заряда в слоях фоточувствительных полупроводников. Способ основан на изменении величины фототока диода, при его освещении с лицевой стороны через экранирующие металлические контактные площадки, при изменении величин радиуса p - n перехода r_j диода или радиуса экранирующего контакта $R_{\text{Э}}$. При этом всегда $r_j < R_{\text{Э}}$. Эскиз сечения такого фотодиода приведен на рисунке 1. Как способ работает? Измеряется отношение фототоков n -на- p фотодиодов, имеющих разные величины расстояния экранирования $R_{\text{Э}} - r_j$. Предварительно это отношение теоретически вычисляется в зависимости от величины диффузионной длины L_n в рабочем слое p -типа. По полученным графикам и измеренной величине отношения фототоков определяется величина L_n .

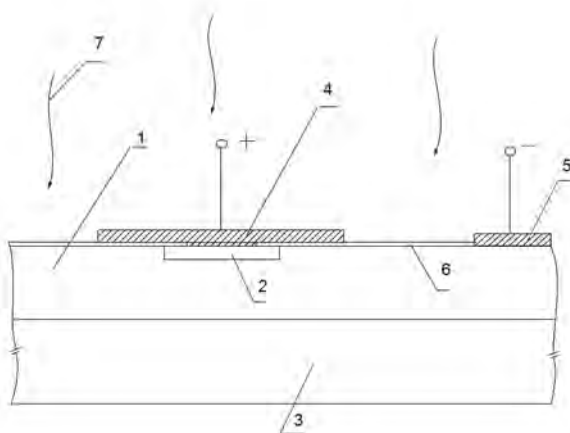


Рисунок 1. Эскиз фотодиода с экранирующим контактом. Обозначения 1- p -слой, 2- область n -типа с радиусом r_j , 3- подложка, 4-экранирующий контакт с радиусом $R_{\text{Э}}$ к области n -типа, 5-контакт на периферии к p -слою, 6-диэлектрик, 7-освещение.

Для расчета величины фототока было численно решено стационарное двумерное уравнение непрерывности для концентрации избыточных электронов в квазинейтральной осесимметричной p -области n -на- p фотодиода при освещении фотодиода со стороны экранирующих контактных площадок потоком ИК излучения, моделирующим поток, используемый в эксперименте.

предположении постоянства подвижности и времени жизни электронов, это уравнение имеет вид:

$$\frac{\partial^2 n'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial n'}{\partial r} + \frac{\partial^2 n'}{\partial z^2} - \frac{1}{L_n^2} \cdot n' = -\frac{g(z,r)}{D_n}$$

где $n' = n - n_{p0}$ - избыточная концентрация неосновных носителей заряда сверх равновесной величины n_{p0} , D_n - коэффициент диффузии электронов в p -области, ось z направлена вдоль оси симметрии фотодиода, $g(z,r)$ - функция, описывающая фотогенерацию носителей заряда при поглощении падающего ИК потока на поверхность рабочего слоя и учитывающая экранирующее влияние контакта к области n -типа.

Фототок фотодиода I вычисляется интегрированием соответствующих плотностей тока по планарной и боковой поверхностям p - n перехода $j_N = qD_n \frac{\partial n'}{\partial z}$, $j_L = qD_n \frac{\partial n'}{\partial r}$, где q - заряд электрона.

Для осуществления этого способа была изготовлена тестовая структура «Алекс», фрагменты которой приведены на рисунке 2 а), б).

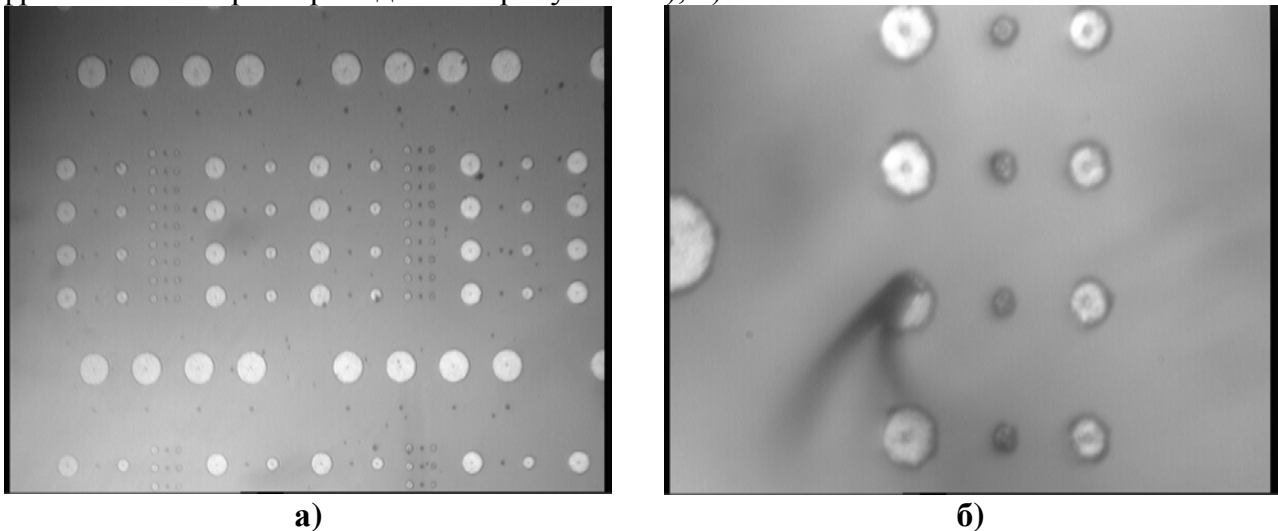


Рисунок 2. Фрагмент тестовой структуры «Алекс»: а) наборы фотодиодов с разными диаметрами контактов, б) контактирование тонким зондом к экранирующему контакту фотодиода.

В этой структуре радиус p - n перехода фотодиодов постоянный, но меняется радиус экранирующего контакта в диапазоне $10 \div 100$ мкм (см. рисунок 2а и таблицу). На периферии вокруг структуры расположен контакт к рабочему слою p -типа. Измерение темновой ВАХ фотодиода и ВАХ с ИК освещением производилось при контактировании зонда к контакту диода (рис. 2б).

На рисунке 3 приведены расчетные графики отношения фототоков диодов с k -м экраном ($k=2 \div 6$) к фототоку диода с экраном 1. Размеры p - n перехода принимались равными: радиус $r_j=6.5$ мкм, глубина $z_j=2$ мкм, а толщина рабочего слоя 8 мкм. Рекомбинация на нижней и верхней поверхности рабочего слоя не учитывалась.

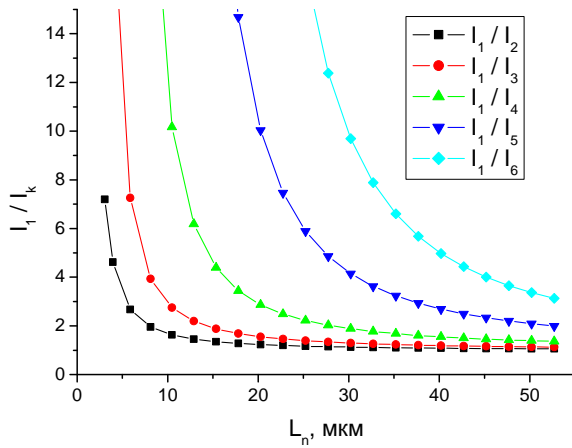


Рисунок 3. Расчетные зависимости отношения фототоков I_1/I_k от диффузионной длины L_n . Видно, что каждая кривая имеет наибольший наклон и соответственно оптимальна для определенного диапазона L_n .

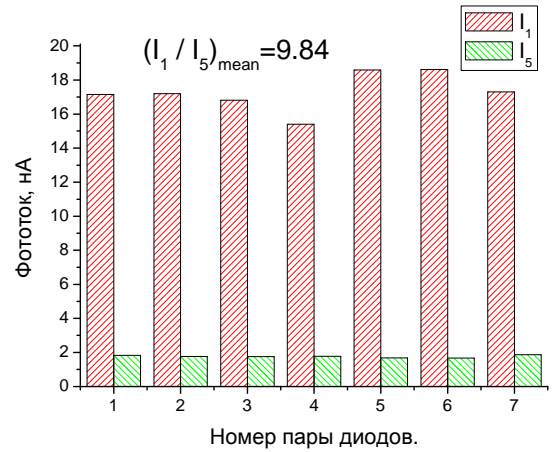


Рисунок 4. Диаграмма фототоков пар фотодиодов с радиусами контактов 10 и 70 мкм

Экспериментально фототоки были измерены в эпитаксиальном слое $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ выращенном на подложке арсенида галлия. Параметры рабочего слоя: толщина 8 мкм, состав $x=0.223$, с подвижность дырок $\mu_p=540 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ и концентрация дырок $p=6.7 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. На нижней и верхней границах рабочего слоя выращены тонкие варизонные слои препятствующие проникновению неосновных носителей заряда к поверхности. Измерения производились при температуре жидкого азота и при освещении тепловым фоном комнаты с температурой 293 К.

На рисунке 4 приведена диаграмма фототоков I_1, I_5 семи пар рядом расположенных фотодиодов с радиусами контактов 10 и 70 мкм. Среднее значение отношения фототоков I_1/I_5 равнялось 9.84. Из соответствующего графика на рисунке 3 определяем величину $L_n=20.5$ мкм при этом отношении фототоков. Измерения отношения фототоков I_1/I_k были произведены и для других рядом расположенных пар диодов с другими радиусами экранирующих контактов. Определенные величины L_n для пар диодов с различным сочетанием размеров экранирующих контактов приведены в таблице. Из таблицы видно, что очень близкие результаты со средней величиной L_n от 20.2 мкм до 20.5 мкм получились для пар диодов с экранирующими контактами радиусом 10 и 24, 10 и 40, 10 и 70 мкм. Результат, полученный из отношения I_1/I_2 , имеет большую неточность, так как соответствующий график на рисунке 4 очень пологий в области значений L_n около 20 мкм.

k R	$\Delta_{\text{эк}}, \text{мкм}$	I_1/I_k	$L_n, \text{мкм}$
1 10		1	
2 17		1.2	22.7 ± 5.3
3 24		1.55	20.4 ± 2.1
4 40		2.88	20.2 ± 0.9
5 70		9.84	20.5 ± 0.8
6 100		23.8	22.8 ± 0.3

Применение самого большого экрана дает погрешность в сторону увеличения L_n из-за поглощения под экраном излучения прошедшего через рабочий слой и частично отраженного от нижней поверхности подложки арсенида галлия. Оценим влияние эффекта отражения. При коэффициенте поглощения 2200 см^{-1} , на длине волны $\lambda=0.9\lambda_{\text{cut}}$, через рабочий слой толщиной 8 мкм пройдет 17% излучения. При коэффициенте отражения 0.27 на границе арсенида галлия с воздухом, получим величину отраженного потока света равную 3.8% от падающего сверху потока на структуру. Оценочно это даст добавку в ток каждого фотодиода около $0.05 I_1$. Можно пренебречь вкладом этой добавки в ток диода с k -м экраном если $0.05 I_1 \ll I_k$ или $I_1/I_k \ll 20$. Из таблицы видим, что для $k=6$ это условие явно не выполняется.

В заключение отметим, что новый метод определения величины диффузионной длины с использованием тестовой структуры «Алекс» показал неплохой результат.

Автор благодарит лабораторию технологии эпитаксии из молекулярных пучков соединений A_2B_6 ИФП СО РАН за предоставленный экспериментальный образец КРТ.

Литература:

А.В. Предеин, В. В. Васильев. Способ измерения диффузионной длины неосновных носителей заряда в полупроводниках и тестовая структура для его осуществления// Патент RU 2501116 С1 по заявке № 2012124443/28, 13.06.2012

6. Двумерный анализ фотодиода МФЧЭ на основе ГЭС КРТ

Предеин А.В.

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

В ИФП СО РАН им. А.В. Ржанова, разработана технология выращивания кадмий-ртуть-теллура (КРТ) на подложках арсенида галлия и кремния методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Матрицы n -на- p фотодиодов формата 320×256 и более изготавливаются на основе гетероэпитаксиальных структур (ГЭС) КРТ с поглощающим ИК-излучение вакансионно-легированным слоем p -типа (рабочим слоем). Объективным критерием качества приборов для формирования изображения является величина разности температур эквивалентной шуму -NETD. Приведенное в обзорной статье [1] выражение для NETD, учитывая только тепловой шум Джонсона, связанный с сопротивлением p - n перехода фотодиода при нулевом смещении R_0 и фотонный шум от излучения фона, можно записать так:

$$NETD = \frac{1}{\tau C (\eta A_d t_{int} Q_B)^{1/2}} \eta_{BLIP} = \frac{1}{\tau C (\eta A_d t_{int} Q_B)^{1/2}} \left(1 + \frac{2kT}{qR_0 I_{ph}} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где η_{BLIP} - отношение комбинированного шума фокальной матрицы к шуму фотонов фона, t_{int} - время интегрирования тока фотодиода, Q_B - плотность потока фотонов, падающих на чувствительную площадку фотодиода-детектора A_d , C - температурный контраст, τ - спектральный коэффициент пропускания оптики, η - квантовая эффективность фотоприемника выраженная как отношение фототока I_{ph} фотодиода к числу падающих фотонов за секунду на площадь детектора:

$$\eta = I_{ph} / q A_d Q_B \quad (2)$$

Из анализа формул (1)-(2) видно, что для увеличения чувствительности нужно увеличивать квантовую эффективность, время накопления и сопротивление R_0 . Для идеального фотодиода величина R_0 и темнового диффузионного тока насыщения I_s фотодиода связаны так: $R_0 = kT/qI_s$. Время интегрирования тока на накопительной емкости мультиплексора обратно пропорционально общему току фотодиода $t_{int} \sim 1/(I_{ph} + I_s)$. Поэтому, для достижения минимальной величины η_{BLIP} и максимальной величины t_{int} , необходимо чтобы $I_s \ll I_{ph}$. Хорошо известные формулы для диффузионного тока одномерного фотодиода не подойдут для реального фотодиода матрицы фоточувствительных элементов (МФЧЭ), так как размеры p - n перехода в латеральном направлении могут быть в 2-3 раза меньше размера рабочего слоя p -типа. Кроме того нужно учитывать то, что соседние фотодиоды МФЧЭ тоже работают, а значит оттягивают электроны на себя. Таким образом, задача расчета диффузионного темнового тока и фототока одного фотодиода работающей МФЧЭ, при варьировании толщины и концентрации дырок рабочего слоя, является актуальной.

В данной работе проведено вычисление диффузионного темнового тока и фототока для осесимметричного n -на- p фотодиода, при различной толщине и уровне

легирования рабочего слоя p -типа. Радиус рабочей области фотодиода $R_{pd}=16.8$ мкм выбран так, чтобы площадь фотодиода была равна площади пиксела МФЧЭ размером 30×30 мкм². При проведении вычислений считалось, что через границы фотодиода отсутствуют потоки неосновных носителей заряда. Поэтому результаты расчетов можно применить для оценки диффузионных токов p - n переходов в одновременно работающих фотодиодах МФЧЭ. Для вычисления токов было численно решено стационарное двумерное (2- D) уравнение непрерывности для концентрации n' избыточных электронов в осесимметричной p -области n -на- p фотодиода, показанной на рисунке 1, при освещении фотодиода со стороны подложки потоком ИК излучения от модели черного тела и при отсутствии освещения.

$$\frac{\partial^2 n'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial n'}{\partial r} + \frac{\partial^2 n'}{\partial z^2} - \frac{1}{L_n^2} \cdot n' = -\frac{g(z)}{D_n},$$

где D_n -коэффициент диффузии и L_n –диффузионная длина электронов в p -области, $g(z)$ - функция фотогенерации носителей заряда. Уравнение и граничные условия подробно описаны в статье [4]. Рекомбинация на нижней и верхней поверхности рабочего слоя не учитывалась, так как рабочий слой расположен между слоями КРТ с увеличивающейся к поверхности шириной запрещенной зоны. Также учитывалась добавка к фототоку, связанная с поглощением фотонов областью n -типа.

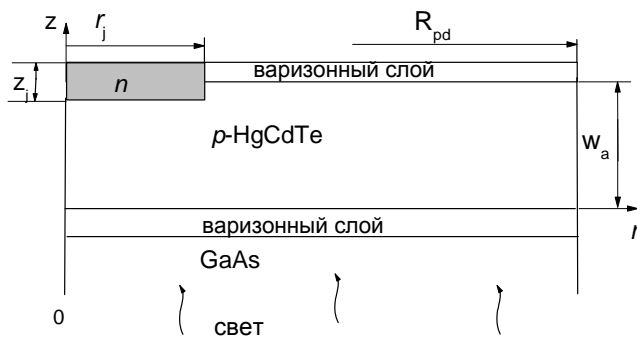


Рисунок 1. Двумерная (2-D) расчетная область фотодиода

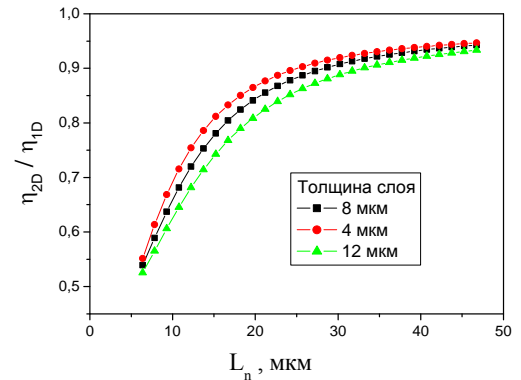


Рисунок 2. Отношение квантовых эффективностей 2-D и 1-D фотодиодов в зависимости от электронной диффузионной длины

Расчеты были произведены при размерах перехода $r_j=6.5$ мкм, $z_j=2.5$ мкм, толщине варизонного слоя 0.5 мкм. В расчетах предполагалось, что температура образца $T=78$ К облучение производится от АЧТ с температурой 300 К, используется средневолновый фильтр с отсечкой 8 мкм и пропускание подложки GaAs равно 70 %. Параметры $Hg_{1-x}Cd_xTe$ рабочего слоя: $x=0.225$, подвижность электронов 6.7×10^4 см²/В·с, зависимость времени жизни электронов от концентрации дырок $\tau_n \sim 1/p^{1.92}$ в вакансионно-легированном КРТ взята из статьи [2]. Величины других параметров КРТ находились по формулам из монографии [3].

На рисунке 2 приведены результаты расчета квантовой эффективности для 2-D фотодиода в сравнении с расчетами по формулам для одномерного (1-D) фотодиода с рабочим слоем p -типа.

Использование графиков рисунка 2 позволяет легко пересчитать результаты, полученные по формулам одномерного фотодиода, для реального фотодиода МФЧЭ с размером пикселя 30×30 мкм².

На рисунке 3 приведены результаты расчета квантовой эффективности η и отношения темнового диффузионного тока к фототоку для 2-D фотодиода в зависимости от толщины рабочего слоя и при разных значениях p и L_n .

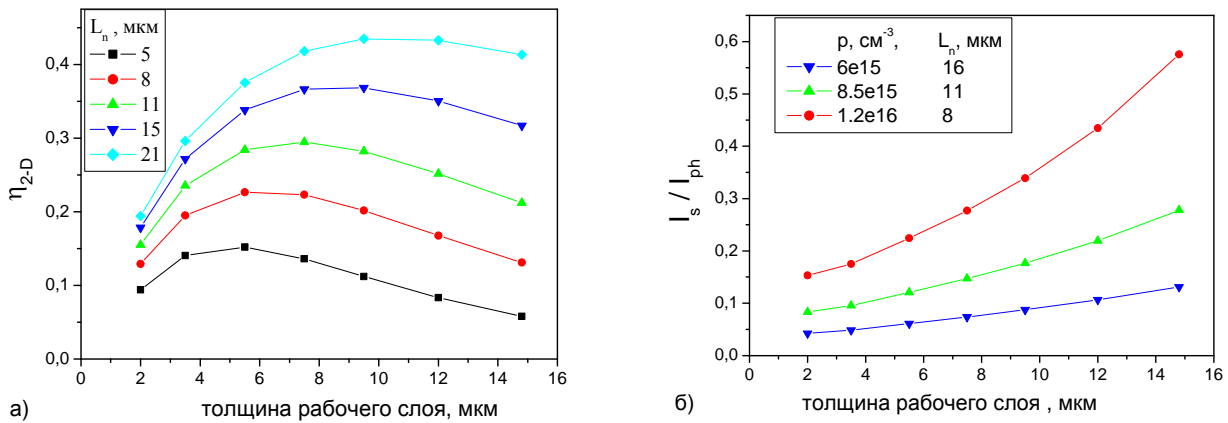


Рисунок 3. Параметры 2-D фотодиода в зависимости от толщины рабочего слоя: а) квантовая эффективность при разных величинах L_n , б) отношение диффузионного темнового тока к фототоку (считалось, что время жизни меняется как $\tau_n \sim 1/p^{1,92}$).

В расчетах не учитывалось наличие индиевого столбика –контакта к области n -типа. Учет поглощения излучения прошедшего через рабочий слой и отраженного от индиевого столбика диаметром 14 мкм приведет к добавке к величине квантовой эффективности. Эта добавка уменьшается с увеличением толщины рабочего слоя и равна оценочно 14 % для толщины 2 мкм и 7 % для толщины 4 мкм при величине $L_n=21$ мкм в рабочем слое. Рассмотрим графики рис.3. Очевидно, что имеет смысл уменьшать концентрацию дырок в рабочем слое, так как при этом уменьшается отношение I_s/I_{ph} и увеличивается L_n и η . Далее, из графиков рисунка 3а видно, что для каждой величины L_n есть оптимальная толщина рабочего слоя, при которой достигается максимум квантовой эффективности. С другой стороны, из графиков рисунка 3б следует, что уменьшение толщины рабочего слоя ведет к уменьшению отношения токов I_s/I_{ph} . Уменьшение квантовой эффективности с уменьшением толщины слоя можно компенсировать увеличением времени накопления тока, так как $NETD \sim (\eta t_{int})^{-1/2}$ и время накопления для фотодиодов МФЧЭ длинноволнового ИК-диапазона обычно много меньше времени кадра фотоприемного устройства. Поэтому, пока вклад диффузионного тока значительно превышает все другие вклады в темновой ток фотодиода и шум фотоприемника определяется падающим потоком фотонов на фотодиод, уменьшение толщины рабочего слоя будет давать уменьшение NETD. Теоретически дробовой шум уменьшается при подаче на диод обратного смещения, однако на практике это труднодостижимо [3]. Поэтому, был произведен расчет NETD для фотодиода с темновым диффузионным током I_s , но с использованием формулы (1), то есть считалось, что шум диода такой же как при нулевом смещении. На рисунке 4 приведена зависимость отношения $NETD/(NETD)_0$ от толщины рабочего слоя вычисленная по формуле (1) для 2- D фотодиода. Вычисления производились с использованием зависимостей, приведенных на графиках рисунка 2 и при изменении времени интегрирования как $t_{int} \sim 1/(I_{ph}+I_s)$. Величина $(NETD)_0$ - это NETD вычисленная при $I_{ph} \gg I_s$.

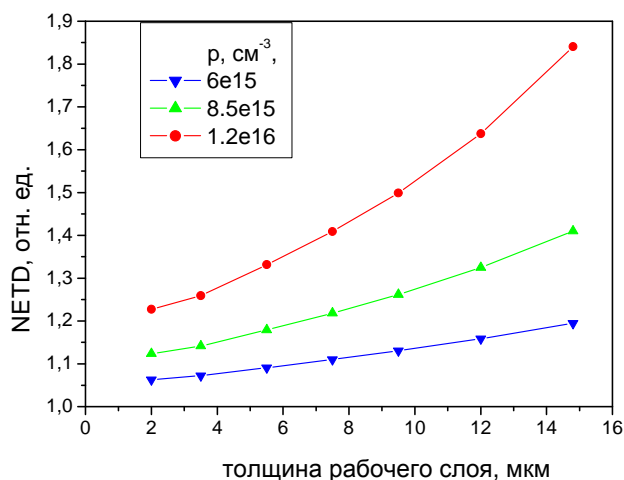


Рисунок 4. Величина $NETD/(NETD)_0$ в зависимости от толщины рабочего слоя. $(NETD)_0$ – это NETD вычисленная при $I_{ph} \gg I_s$.

и толщины рабочего слоя. Но для вакансионно-легированного КРТ р-типа, как видно из графиков рисунков 3б и 4, повышение проводимости слоя, то есть увеличение произведения $p \cdot w_a$, приведет к увеличению отношения I_s/I_{ph} и к увеличению NETD.

Литература.

1. Рогальский А. Третье поколение ИК-приемников на базе HgCdTe. Прикладная Физика. 2003, № 4, с. 54.
2. M.A. Kinch, F. A. qariden, D. Chandr a, P- K. Li ao, H. F. S chaake, H .D. Shi h. «Minority carrier lifetime in p-HgCdTe». J. Electron. Mater. , vol. 34, No. 6, 2005.
3. Рогальский А. Инфракрасные детекторы.- Пер. с англ./ Под ред. А.В.Войцеховского. – Новосибирск: Наука, 2003.
4. В.В. Васильев, А.В. Предеин. Влияние потенциального барьера варизонного Р-р-гетероперехода на характеристики трехмерного фотодиода на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$. Прикладная физика, №6, (2005).

7. Расчет фотоэлектрической связи в фотодиодной матрице на основе эпитаксиальных структур $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с р-Р гетеропереходом

Предеин А.В.

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

Одной из тенденций развития фотодиодных матриц фоточувствительных элементов (МФЧЭ) длинноволнового инфракрасного (ДВИК) диапазона является уменьшение размеров пикселя для получения лучшего пространственного разрешения. Перекрестные помехи между фотодиодами приводят к размытию изображения, получаемого с помощью МФЧЭ. Фотоэлектрическая связь (ФЭС) между фотодиодами в МФЧЭ возникает из-за диффузии фотогенерированных носителей заряда от освещенного фотодиода к окружающим. Растекание фототока по фоточувствительному (рабочему) слою от фотодиодов к базовому контакту, расположенному по периметру МФЧЭ, приводит к падению напряжения в рабочем слое и изменению величины смещения на фотодиодах. Этот процесс является причиной электрических перекрестных помех между фотодиодами МФЧЭ. Рабочий вакансионно-легированный слой р-типа гетероэпитаксиальных структур кадмий-ртуть-теллура (ГЭС КРТ) в МФЧЭ ДВИК диапазона имеет высокое продольное сопротивление, а токи фотодиодов

Из графиков на рисунке видно, что минимальные значения NETD достигаются при уменьшении толщины рабочего слоя и концентрации дырок в нем.

Отметим еще один вывод по результатам проведенных расчетов. При работе МФЧЭ большого формата в длинноволновом ИК диапазоне, высокое продольное сопротивление рабочего слоя р-типа может приводить к изменению напряжения смещения на фотодиодах от центра к краям матрицы. Одним из вариантов решения этой проблемы является увеличение концентрации дырок

МФЧЭ ДВИК диапазона велики, поэтому разница величины смещения на фотодиодах в центре и у краев матрицы может достигать сотен милливольт. Уменьшения токов фотодиодов, а следовательно и электрической перекрестной связи в МФЧЭ, можно добиться применяя структуру с варизонным p - P гетеропереходом [1], в которой узкозонный p -слой предназначен для поглощения фотонов, а p - n переходы располагаются в более широкозонном P -слое. С другой стороны возник вопрос, не увеличит ли наличие гетероперехода величину фотоэлектрической связи между фотодиодами?

В данной работе представлены вычисления фотоэлектрической связи между n -на- p фотодиодами МФЧЭ на основе ГЭС КРТ с рабочим слоем p -типа содержащим p - P гетеропереход с величиной ступеньки состава $\Delta x = 0.005 \div 0.02$. Для расчета коэффициента фотоэлектрической связи $k_{ФЭС}$ нужно вычислить отношение фототока I_0 фотодиода, освещенного пятном ИК к фототоку I_1 соседнего не освещенного фотодиода: $k_{ФЭС} = I_1/I_0$. Для приближенного расчета $k_{ФЭС}$ исходная трехмерная (3-D) задача была сведена к двумерной (2-D) задаче. Для этого области n -типа восьми фотодиодов вокруг центрального фотодиода были заменены на одну область n -типа в форме кольца. Пусть радиус области n -типа фотодиода равен r_j , а шаг между диодами равен a . Радиус кольца был принят равным среднему расстоянию от центрального до

соседних диодов: $r_{j1} = \frac{a + a\sqrt{2}}{2}$, ширина кольца Δr_{j1} была выбрана так, чтобы площадь

кольца была равна площади восьми областей n -типа фотодиода: $2\pi r_{j1} \cdot \Delta r_{j1} = 8\pi r_j^2$. Точно так же были заменены области n -типа соседних 16-ти фотодиодов 2-го порядка близости второй областью n -типа в форме кольца. Кроме того считалось, что p - n переходы поверхностные, то есть глубина областей n -типа много меньше толщины рабочего слоя. Исходная и полученная в результате преобразования области приведены на рисунке 1.

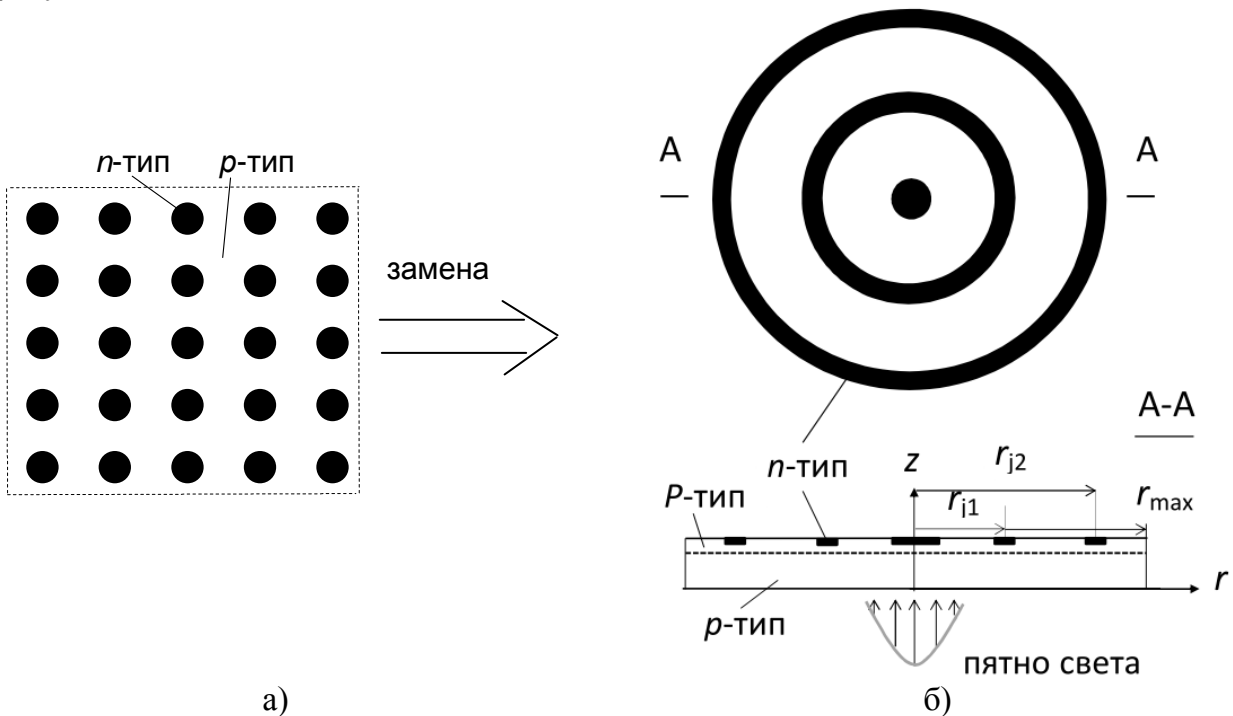


Рисунок 1. Область для расчета ФЭС при освещении диода пятном света: а) исходная область из 25 диодов матрицы, вид сверху; б) соответствующая 2-D область- вид сверху и сечение.

Далее было численно решено стационарное двумерное уравнение непрерывности для концентрации фотогенерированных электронов $n'(r,z)$ в осесимметричной p -области $0 < r < r_{max}$, $0 < z < H$ с поверхностными кольцевыми

p - n переходами и при освещении центрального фотодиода с тыльной стороны пятном ИК излучения. В уравнении учитывалось наличие «встроенного» электрического поля в варизонной области p - P гетероперехода [1]. По найденному численно решению $n'(r, z)$ определялись фототоки центрального I_0 и двух кольцевых p - n переходов I_1, I_2 путем численного интегрирования плотности фототока $j_N = qD_n \frac{\partial n'}{\partial z}$ на поверхностях p - n переходов (здесь D_n -коэффициент диффузии электронов в p -области, q - заряд электрона).

Расчеты проводились для указанной рабочей области при $H=8$ мкм, $r_{\max}=88.5$ мкм. Радиусы и ширина p - n переходов $r_j=6.5$ мкм, $r_{j1}=36$ мкм, $r_{j2}=72$ мкм, $\Delta r_j=4.5$ мкм рассчитывались исходя из размера пиксела $a=30$ мкм. Сначала уравнение было решено при условии однородной засветки структуры потоком света $Q=2 \times 10^{16}$ фотон $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$, на длине волны $\lambda=0.9\lambda_{\text{cut}}$, где λ_{cut} -длина волны отсечки для рабочего слоя с $x=0.22$. Параметры КРТ при температуре 78 К, необходимые для расчетов, вычислялись по формулам, приведенным в монографии [2]. Величина электронной диффузионной длины L_n менялась от 15 до 25 мкм. График полученного распределения по расчетной области концентрации фотогенерированных носителей заряда $n'(r, z)$ при $L_n=20$ мкм приведен на рисунке 2.

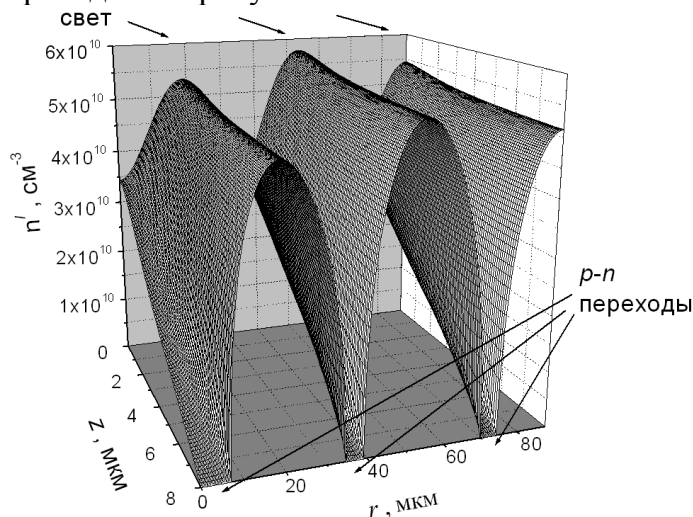


Рисунок 2. Распределение концентрации фотогенерированных носителей заряда $n'(r, z)$ в рабочей области структуры при равномерной засветке и $\Delta x=0$

Величины вычисленных фототоков центрального и кольцевых p - n переходов и их отношения таковы $I_0=11.36$ нА, $I_1=100$ нА, $I_2=200$ нА, $I_1/I_0=8.803$, $I_2/I_0=17.606$. Ток первого кольцевого перехода на 10 % больше чем ток 8 центральных переходов, а ток второго кольцевого перехода на 10 % больше чем ток 16 центральных переходов. Точно такое же соотношение получается при $L_n=15$ мкм и 25 мкм. Повышенный в 1.1 раза ток диодов окружающих центральный диод есть результат замены 3- D области на 2-D область. Далее уравнение решалось при условии освещения центрального диода пятном света

при изменении величины ступеньки состава Δx p - P гетероперехода и величины L_n . На графиках рисунка 3 приведены результаты вычислений $n'(r, z)$ при $\Delta x=0$ и $\Delta x=0.01$, $L_n=20$ мкм, $R_{sp}=15$ мкм.

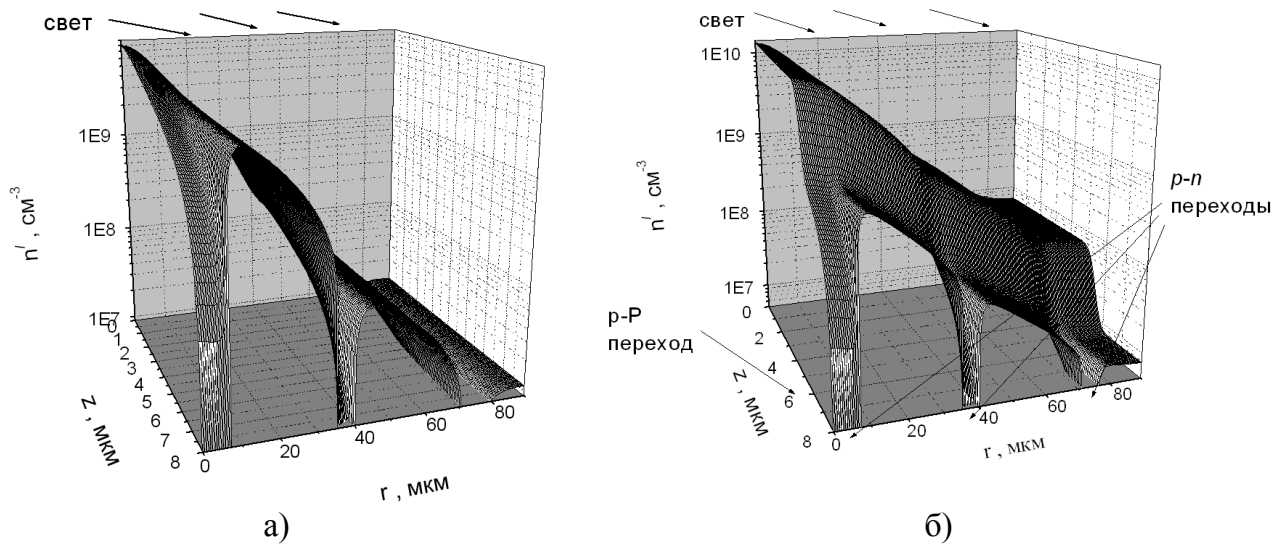


Рисунок 3. Распределение $n'(r,z)$ в рабочей области структуры при $L_n=20$ мкм и засветке центрального диода пятном света с $R_{sp}=15$ мкм: а) при $\Delta x=0$; б) при $\Delta x=0.01$

Граница гетероперехода располагалась на глубине 2 мкм от поверхности расчетной области и $p-n$ переходов. Распределение потока света в пятне, как при дифракции Фраунгофера на круглом отверстии, приведено на рисунке 4. Интенсивность в максимуме первого светлого кольца составляет около 2 % от интенсивности в центре пятна. С учетом поправки на 10 %, полученной из решения с равномерной засветкой, коэффициент фотоэлектрической связи далее вычислялся по формуле $k_{ФЭС} = I_1 / (8.8 I_0)$, так как первый кольцевой $p-n$ переход замещает 8 фотодиодов окружения центрального фотодиода.

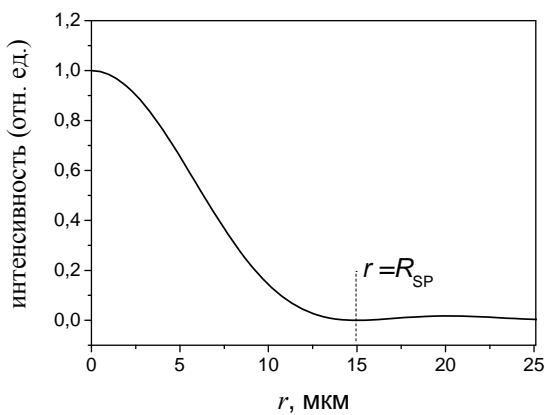


Рисунок 4. Распределение интенсивности освещения в пятне при $R_{sp}=15$ мкм

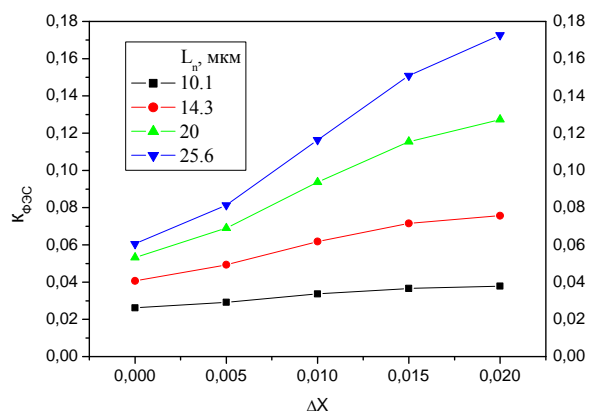


Рисунок 5. Коэффициент фотоэлектрической связи $k_{ФЭС}$ для разных диффузионных длин в зависимости от величины ступеньки состава Δx

Гетеропереход является барьером для фотогенерированных электронов на пути к $p-n$ переходам, поэтому их концентрация n' перед гетеропереходом повышается, а за ним значительно падает. Причем перед гетеропереходом носители заряда «расплываются» в радиальном направлении, по сравнению с ситуацией без гетероперехода, что видно из сравнения графиков n' на рисунках 3а и 3б при $z=0$. Исходя из рассчитанных распределений $n'(r,z)$ вычислялись фототоки переходов и величины коэффициента фотоэлектрической связи $k_{ФЭС}$. Графики $k_{ФЭС}(\Delta x)$ показаны на рисунке 5.

Графики показывают увеличение $k_{\text{ФЭС}}$ с увеличением Δx . Очевидно, что это связано с отмеченным выше «расплыванием» n' перед гетеропереходом. Отметим также, что чем больше величина диффузионной длины L_n , тем увеличение $k_{\text{ФЭС}}$ более велико.

Таким образом, структуры с p - P гетеропереходом проблематичны для применения с целью уменьшения перекрестных помех в МФЧЭ. Отметим также, что значения $k_{\text{ФЭС}}=0.026 \div 0.06$, полученные для описанной выше расчетной области при $\Delta x=0$ и $L_n=10 \div 25$ мкм, можно считать хорошей оценкой для $k_{\text{ФЭС}}$ фотодиодных МФЧЭ на основе ГЭС КРТ без гетероперехода с размерами пикселя 30 мкм.

Литература.

1. В.В. Васильев, А.В. Предеин. Влияние потенциального барьера варизонного P - p -гетероперехода на характеристики трехмерного фотодиода на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Прикладная физика, №6, (2005).

2. Рогальский А. Инфракрасные детекторы.- Новосибирск: Наука, 2003.

8. Программное обеспечение создания и верификации юридически значимых цифровых фотоснимков на основе квалифицированной электронной подписи, формируемой в цифровом фотоаппарате

Гаценко О.Ю., Баушев С.В., Буторин Н.В.

ОАО «НИИ программных средств», Санкт-Петербург, Россия

В настоящее время существует проблема, связанная с относительной легкостью и простотой подделки изображения, полученного с помощью цифрового фотоаппарата, а также сопутствующих служебных данных (время съемки, координаты, тип фотокамеры и др.). Если ранее свидетельство достоверности фотоснимка реализовывалось предъявлением его негатива на фотоплёнке, то с появлением цифровых фотоаппаратов проблема усложнилась в связи с доступностью редактирования фотоснимка с помощью редакторов изображений.

В настоящее время специальные технические способы свидетельства достоверности фотоснимка, сделанного цифровой фотокамерой, отсутствуют.

Известны ряд способов, в той или иной мере направленных на решение указанной проблемы, к основным из которых следует отнести:

- о способ подтверждения авторства фотоснимка, а точнее, художественного изображения, основанный на внесении в цифровое изображение, так называемых, цифровых водяных знаков, представляющий собой разновидность стеганографической обработки данных [1];

- о способ криптообработки любых цифровых данных, в том числе и цифрового изображения, средствами компьютерной техники, в результате которого, например, по ГОСТ Р 34.10-2012 [2] и ГОСТ Р 34.11-2012 [3] данные изображения подписываются, так называемой, электронной цифровой подписью (ЭЦП);

- о в судебно-экспертной практике получили распространение алгоритмы расчета хеш-значения, в частности, MD5, SHA-1 [5] или ГОСТ Р 34.11-2012 [3]. Для сообщения (электронного документа) средствами ЭЦП вычисляется по известному алгоритму дайджест сообщения, который затем передается вместе с сообщением. Получатель сообщения в свою очередь рассчитывает дайджест сообщения для полученного электронного документа и сравнивает его с имеющимся. Если они совпадают, то сообщение (электронный документ) при передаче не изменилось. В электронном документообороте дайджест сообщения служит эталоном для сравнения, в результате которого подтверждается неизменность сообщения;

○ программно-реализуемый цифровой способ защиты от подделок, основанный на выполнении определенных программ в компьютерной системе, для формирования цифровым методом зашифрованных или кодированных изображений символов в напечатанном виде;

○ способ повышения информативности и достоверности изображения цифровых данных формируемого фотоснимка за счет дополнения его некоторыми служебными данными, характеризующими условия съемки. Так, например, стандарт JEITA CP-3451 (EXIF) [6] (EXIF - англ. Exchangeable Image File Format) позволяет добавлять к изображениям и другим медиафайлам дополнительную информацию (метаданные), комментирующую этот файл и описывающую условия и способы его получения, авторство и т. п. Стандарт EXIF позволяет также сохранить полученные с приёмника GPS координаты места съёмки и допускает широкое развитие.

Всем указанным существующим способам присущ общий основной недостаток – существует некоторый интервал времени, в течение которого цифровой оригинал может быть подвергнут искажениям, которые затем будут «утверждены» и представлены в защищенных от подделки копиях. В свою очередь, это ставит под сомнение юридическую значимость представляемых документов.

Следовательно, существует актуальная потребность разработки способа формирования юридически значимых цифровых фотоснимков и реализующего его устройства, исключающих возможность модификации данных изображения и служебных данных, то есть создающих в цифровом фотоаппарате защищенный файл цифрового изображения в процессе его формирования.

Для устранения этого недостатка предлагается способ, устройство и программное обеспечение для его реализации, совмещающее функции цифровой фотосъемки и подписания фотоснимков квалифицированной или усиленной электронной цифровой подписью. При этом формирование ЭЦП и подписание фотоснимка производится в оперативной памяти устройства после его считывания с фотосенсора (ПЗС-матрицы) и обработки процессором устройства до момента его сохранения в виде файла на внутренний или внешний носитель информации.

Целью разработки является повышение доверия к цифровым фотоснимкам путем защиты их от подделки и обнаружения фотомонтажа, а также разработка устройства и программного обеспечения, реализующих соответствующее техническое решение.

Для этого между этапами формирования совокупных данных - служебных данных и данных изображения – и сохранения их на встроенный или внешний носитель информации в виде графического файла общепринятого формата, например, JPEG дополнительно включен этап обработки в оперативной памяти полученных служебных данных и цифрового изображения фотоаппарата для его подписания квалифицированной ЭЦП [2]. Этого добиваются тем, что состав программного и/или аппаратного обеспечения фотоаппарата дополняется специальным программным или аппаратно-программным, например, в виде специализированного сопроцессора, модулем, под управлением которого процессор фотоаппарата рассчитывает хеш-функцию [3] файла и формирует ЭЦП [2].

Подписанный файл записывается на внешний или встроенный носитель информации фотокамеры согласно одному из выбранных способов привязки ЭЦП, представленных в табл.1.

Таблица 1

№ п/п	Способ привязки ЭЦП к файлу изображения	Описание способа	Недостатки способа
1	Внедрение в тело файла	ЭЦП может быть внедрена в одно из полей EXIF-сегмента или иного сегмента служебной информации	Требует заполнения используемого поля заранее заданным значением перед подсчетом хэш-функции файла как при формировании подписи, так и при ее проверке
2	Включение в название файла	ЭЦП может быть включена в имя файла с учетом требований и ограничений используемой файловой системы	Не может использоваться для файловых систем с ограничением длины имени файла меньше длины подписи
3	Использование внешнего контейнера	ЭЦП может быть помещена в контейнер, содержащий подписанный файл, например в архив zip	Затрудняет просмотр содержимого файла стандартными средствами
4	Раздельное хранение	ЭЦП может храниться отдельно от подписанного файла	Затрудняет организацию хранения, передачи и использования файлов и их ЭЦП

При создании ЭЦП задействуется механизм несимметричного шифрования, когда секретный ключ прописан в специальном программном обеспечении, реализующем создание цифрового фотоснимка. Несекретный ключ может быть получен и использован любым пользователем (человеком или организацией), желающим удостовериться в истинности как изображения, так и сопутствующих ему данных. Закрытый и открытый ключи, а также параметры схемы ЭЦП, реализующие процедуру шифрования в соответствии с государственными стандартами, выдаются уполномоченными органами, в частности, удостоверяющими центрами.

Для реализации предлагаемого способа разработано аппаратно-программное устройство, представляющее собой цифровой фотоаппарат или смартфон, функционирующие под управлением операционной системы Андроид, в состав ПО которого в качестве приложений установлено программное средство «Создатель ЭЦП», созданное с использованием Android A PI. При включении фотоаппарата это программное средство перехватывает управление процессором фотоаппарата (смартфона), не позволяя сохранять данные на внешние или внутренние устройства хранения. Для каждого экспонированного фотоснимка в оперативной памяти устройства запускается обособленный асинхронный процесс (рис.1), выполняющий внесение в него данных о месте и времени съемки, формирование ЭЦП и последующую запись сформированного подписанного электронного документа в виде файла формата JPEG на носитель. В разработанном аппаратно-программном устройстве для привязки ЭЦП к графическому файлу используется способ 4 (табл.1), где к стандартному имени файла добавляется ключ «_ECK_S1_S2», где S1 и S2 – шестнадцатеричные представления пары чисел, составляющих ЭЦП [2]. По окончании записи файла процесс автоматически завершается и высвобождает оперативную память устройства.

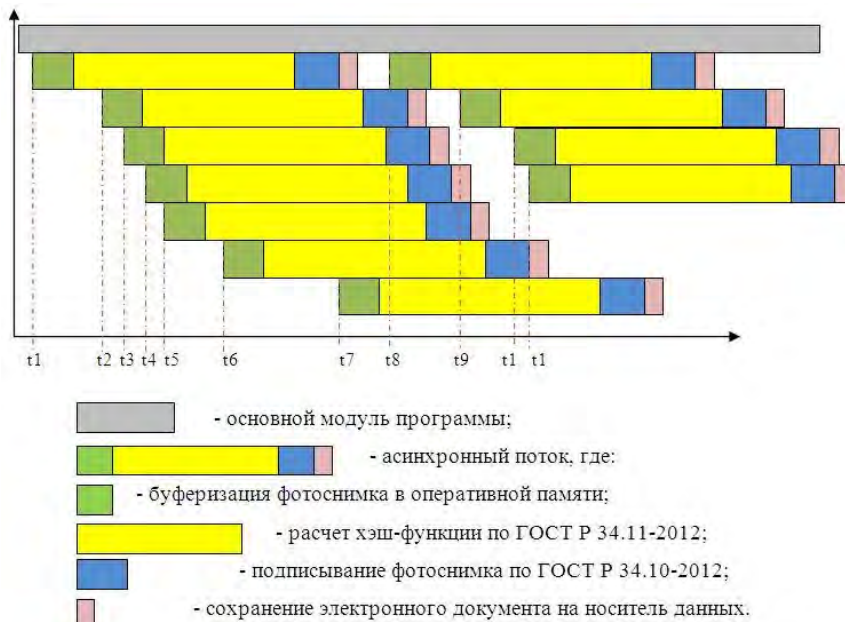


Рисунок 1

Асинхронность позволяет устранить ожидание завершения обработки текущего фотоснимка перед съемкой следующего. Количество одновременно работающих асинхронных процессов определяется объемом оперативной памяти смартфона, разрешением фотоснимков, быстродействием ЦПУ и скоростью записи на носитель данных. Временная диаграмма работы программы при выполнении в моменты времени $t1, \dots, t11$ нескольких, например, одиннадцати параллельно-последовательных снимков представлена на рис.1.

На рис.2 представлен вид экрана смартфона с запущенной программой, на которой цифрами 1-5 обозначены: (1) кнопка вывода в поле дополнительных данных (5) параметров структуры ЭЦП; (2) кнопка запуска команды на выполнение снимка; (3) поле вывода навигационной информации о месте и времени съемки; (4) поле предпросмотра фотоснимка.

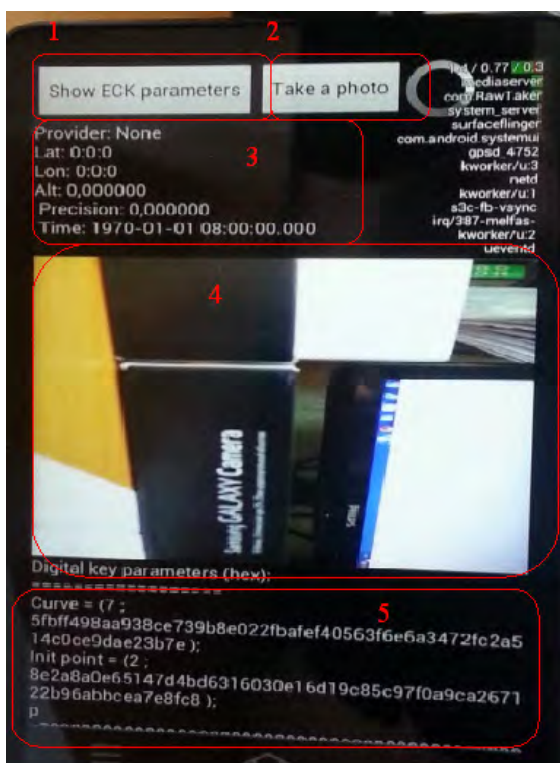


Рис. 2

Полученный файл доступен для копирования и просмотра стандартными средствами, поддерживающими файловую систему носителя информации и формат JPEG. Любое изменение (редактирование, переименование, изменение размера, и разрешения снимка, преобразование в другой графический формат и прочие) содержимого файла, включая внесенную дополнительную информацию и элементы подписи, приводит к компрометации ЭЦП.

Для верификации неискаженности изображения и сопутствующих данных в паре с

программой «Создатель ЭЦП» разработана программа «Верификатор», которая, в частном случае, написана на языке Java, запускается на ПЭВМ под управлением MS Windows и при предъявлении на верификацию фотодокумента либо подтверждает достоверность заявленной ЭЦП, либо отрицает ее, а также выводит хранящуюся в фотоснимке информацию о месте и времени съемки.

Литература

1. *Грибунин В.Г., Оков И.Н., Туринцев И.В.* Цифровая стеганография – М.: СОЛОН-ПРЕСС. – 2009. – 265 с. ISBN: 5-98003-011-5
2. ГОСТ Р 34.10 - 2012 – Процессы формирования и проверки электронной цифровой подписи.
3. ГОСТ Р 34.11-2012 - Информационная технология. Криптографическая защита информации. Функция хэширования.
4. Патент РФ 2176823 G09C5/ 00, G06K19/00, H 04N1/44 Программно-реализуемый цифровой способ защиты от подделок и устройство для осуществления способа
5. *Шалькевич В.В.* Обеспечение достоверности цифровых фотоснимков // Законность и правопорядок, 2008, №1(5) (http://www.law.bsu.by/pub/11/shalkevich_1.pdf)
6. Standard of Japan Electronics and Information Technology Industries Association JEITA CP-3451. Exchangeable image file format for digital still cameras: Exif Version 2.2. - 2002. (<http://www.exif.org/Exif2-2.PDF>).

9. Математическая обработка выходного оптического изображения матрицы неохлаждаемых биматериальных приёмников ИК-диапазона методом особенность-ориентированного сканирования

Лапшин Р.В.^{1,2}, Хафизов Р.З.¹, Фетисов Е.А.¹

¹Московский институт электронной техники, Москва, Зеленоград, Россия

²НИИ Физических проблем им. Ф. В. Лукина, Москва, Зеленоград, Россия

В настоящее время активно развивается направление неохлаждаемых микромеханических биматериальных ИК-приёмников [1, 2]. В Московском институте электронной техники разработана и изготовлена матрица МЗ-50, состоящая из 32×32 неохлаждаемых микромеханических биматериальных ИК-приёмников [3]. Матрица представляет собой микрооптомеханическую систему (МОМС), в которой считывание ИК-изображения осуществляется оптическим способом. Матрица предназначена для получения тепловых изображений в диапазоне 8-14 мкм.

Принцип работы чувствительного элемента матрицы (см. Рис. 1а) основан на термомеханическом эффекте, в соответствии с которым при изменении температуры приёмной площадки происходит изгиб биматериальной микроконсоли. Изгиб возникает из-за разности коэффициентов теплового расширения пары материалов, из которых изготовлена биматериальная микроконсоль (нитрид кремния и алюминий). В качестве приёмной площадки выступает микроминиатюрная мембрана субмикронной толщины из нитрида кремния, покрытая тонкой никромовой плёнкой. Эта же площадка играет роль зеркала при считывании матрицы в видимом диапазоне спектра. Изменение температуры источника ИК-излучения на 1 К вызывает в подобных ИК-приёмниках отклонение мембраны на несколько сотен нанометров [1-4], что может быть вполне надёжно зафиксировано современными измерительными средствами.

На Рис. 1б показано изображение одиночного биматериального чувствительного элемента ИК-матрицы, полученное на оптическом профилометре (интерференционном микроскопе) W yko NT9300 (Bruker, Германия) при большом увеличении [5, 6]. На рисунке хорошо видна мембрана повышенной жёсткости. Мембрана висит над

подложкой на микроконсолях. Расстояние между мембраной и подложкой составляет примерно 0.5 мкм. Сквозные отверстия в мембране улучшают доступ травителя к жертвенному слою из SiO₂ при изготовлении прибора. На микроконсолях чётко видны хорошо отражающие свет биматериальные участки из алюминия.

На Рис. 2 показано созданное матрицей выходное оптическое изображение, зарегистрированное (считанное) с помощью оптического профилометра. Измерения выполнялись в вакууме 10⁻³ тор при температуре чёрного тела 50 °С. Используемый профилометр обеспечивает бесконтактный способ измерения топографии поверхности с перепадами высоты до 10 мм. Предельное вертикальное разрешение профилометра составляет 0.1 нм, латеральное разрешение – 0.6 мкм. Измерения оптического отклика от биматериального ИК-приёмника МОМС выполнялись в режиме вертикальной сканирующей интерферометрии высокого разрешения (ВСИВР) [5, 7].

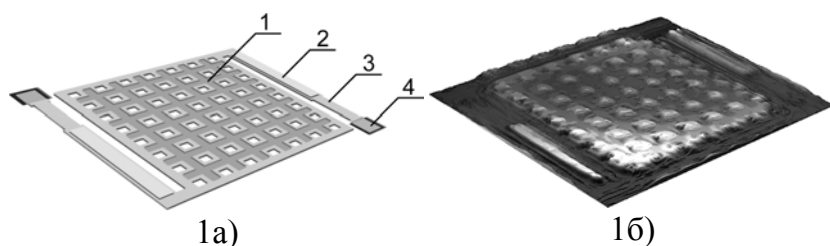


Рис. 1. Неохлаждаемый биматериальный чувствительный элемент ИК-матрицы М3-50. Размеры элемента 50×50 мкм². (а) Конструкция чувствительного элемента: 1 – приёмная мембрана-зеркало, 2 – биматериальная микроконсоль, 3 – участок термоизоляции микроконсоли, 4 – место крепления микроконсоли к подложке (якорь). (б) Изображение чувствительного элемента, полученное на оптическом профилометре Wyko NT9300. Увеличение 101×, режим ВСИВР, сшивка

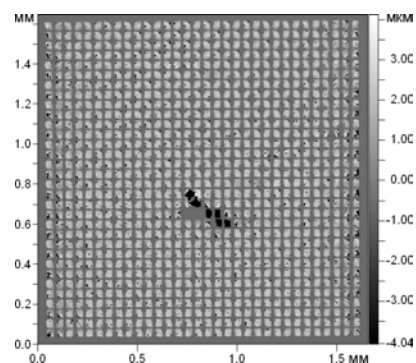


Рис. 2. Оптическое изображение 555×555 точек матрицы М3-50, состоящей из 32×32 неохлаждаемых биматериальных ИК-приёмников. Изображение получено на оптическом профилометре. Увеличение 10.2×, режим ВСИВР. Места, где профилометр из-за сильного наклона краёв мембран не смог произвести считывание, показаны условно чёрным цветом. Примерно в центре матрицы хорошо виден производственный дефект. Измерения выполнены в вакууме 10⁻³ тор при температуре чёрного тела 50°С.

Поскольку площадь, занятая чувствительными элементами, непосредственно формирующими изображение, составляет примерно 70% по отношению к общей площади матрицы, то получаемое оптическое изображение включает значительное количество точек,

которые не несут никакой полезной информации об изображаемом ИК-объекте (см. Рис. 1, Рис. 2). К таким точкам относятся промежутки между ИК-приёмниками и области, занимаемые элементами подвески мембран (участки термоизоляции микроконсолей, места крепления микроконсолей к подложке). Таким образом, перед выдачей оператору окончательной картинки оцифрованное оптическое изображение матрицы должно быть подвергнуто математической обработке, в ходе которой из изображения следует удалить всю информацию, не относящуюся к наблюдаемой ИК-сцене.

Поскольку изображение поверхности каждой мембраны даже при невысоком латеральном увеличении профилометра состоит из многих точек (от сотен до нескольких тысяч), то это множество точек следует представить на выходном изображении одной единственной точкой. Таким образом, на выходе программы математической обработки должно быть получено изображение с размерностью исходной матрицы, т. е. 32×32 точки, где яркость каждой точки такого изображения это среднее значение яркостей точек, принадлежащих соответствующей мембране.

Анализ сформулированных выше особенностей задачи показывает, что для эффективной математической обработки полученного изображения следует использовать методы распознавания. Для построения адекватного алгоритма распознавания было решено вначале провести математическую обработку изображения с помощью уже существующей программы распознавания, а затем, основываясь на полученном опыте, сформулировать требования к алгоритму и написать собственную программу распознавания, которую впоследствии можно будет встроить в серийный прибор.

В качестве программы распознавания использовалась программа особенность-ориентированного сканирования (ООС) [8], разработанная в НИИ Физических проблем им. Ф. В. Лукина. Основным назначением программы ООС является управление сканирующим зондовым микроскопом (СЗМ) и проведение осебточных измерений топографии и свойств поверхности в наноскопическом масштабе. В настоящее время программа ООС внедрена в Лаборатории твердотельной нанотехнологии указанного института и управляет серийным прибором Solver™ P4 (НТ-МДТ, Россия).

Помимо реального сканирования программа ООС способна выполнять виртуальное сканирования. В этом режиме на вход программы подаётся изображение рельефа поверхности (реальное или синтезированное), которое программа “сканирует” и распознаёт, моделируя работу зондового микроскопа. В нашем случае на вход программы ООС подавалось полученное на профилометре оптическое изображение, представленное на Рис. 2. В таком изображении в качестве особенностей поверхности выступают отдельные ИК-приёмники (мембраны-зеркала) распознаваемой матрицы. Особенности поверхности используются программой ООС как опорные точки.

На Рис. 3 показан результат работы программы ООС – изображение матрицы, собранное из отдельных фрагментов (сегментов). Чтобы избежать во время распознавания возникновения сложных контуров особенностей и сдвига координат особенностей, чёрные точки были временно заменены на белые. Поскольку фрагменты частично перекрываются, а относительные координаты между ними точно определены программой ООС, то реконструированное изображение ничем не отличается от исходного.

На Рис. 4 показана траектория связывания особенностей в цепочку, автоматически строящаяся в процессе ООС. Обычно образующаяся траектория связывания внешне напоминает растр. При отсутствии мембран в положенных местах, например, в случае ИК-матриц с дефектами, правильный ход траектории связывания нарушается. Тонкими линиями показаны “перемещения СЗМ-зонда” от особенности к особенности. Методу ООС безразлично, каким образом расположены распознаваемые элементы рельефа, поэтому нарушение порядка в расположении чувствительных элементов в матрице с дефектами не влияет на конечный результат математической обработки. Это означает, что для работы ООС не требуется никакой априорной информации о взаимном расположении чувствительных элементов анализируемой матрицы.

На Рис. 5 приведено искомое оптическое изображение 32×32 точки, создаваемое ИК-матрицей. Каждая точка изображения (точки имеют квадратную форму) представляет собой отклик соответствующего биматериального ИК-приёмника,

изображённого на Рис. 2. Тёмным точкам соответствуют приёмники с сильно деформированными мембранами, чёрным точкам – с полностью отсутствующими мембранами.

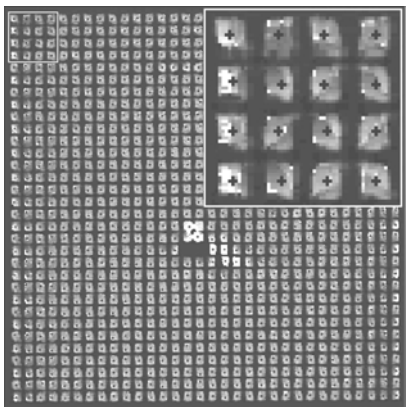


Рис. 3. Результат распознавания ИК-матрицы программой ООС. Изображение поверхности собрано из отдельных фрагментов (сегментов). Распознанные элементы матрицы (мембраны) помечены значком “+”

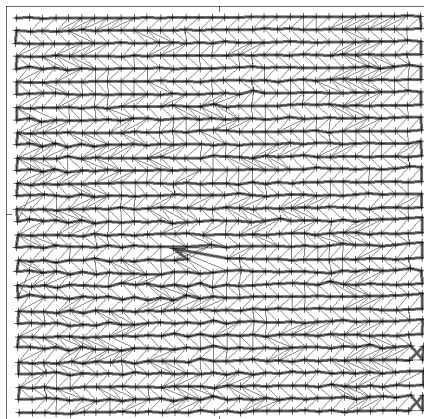


Рис. 4. Похожая на растр траектория связывания особенностей в цепочку. Траектория возникает в ходе виртуального ООС. Позиции обнаруженных особенностей (мембран матрицы) отмечены значком “+”. Тонкими линиями показаны “перемещения СЗМ-зонда”

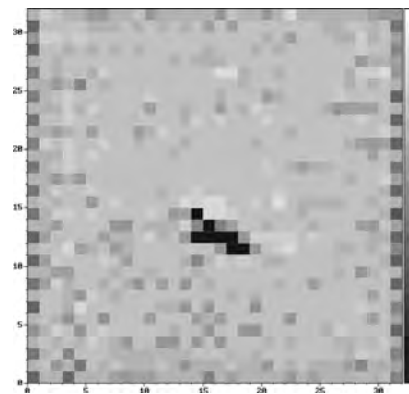


Рис. 5. Искомое оптическое изображение 32×32 точки, даваемое ИК-матрицей 32×32 при её равномерной засветке источником ИК-излучения (модель чёрного тела) с температурой 50°С. Каждая точка представляет собой отклик соответствующего биматериального ИК-приёмника (точки изображены в виде квадратиков). Изображение получено в результате математической обработки по методу ООС. Тёмным точкам соответствуют сильно деформированные мембраны, а чёрным точкам – полностью отсутствующие

Деформация мембран обычно связана с изгибом краёв мембраны вследствие коробления. Коробление вызвано нескомпенсированностью в мембране механических напряжений, возникающих в процессе изготовления прибора. Искомое изображение построено с помощью адаптированного под рассматриваемую задачу сборщика поверхности. Сборщик поверхности – это специальная программа, входящая в состав пакета ООС, которая строит из сегментов реконструированное изображение поверхности.

При равномерной засветке матрицы ИК-излучением, например, от протяжённой излучающей площадки модели чёрного тела полученный массив сигналов выходного изображения может использоваться для коррекции неодинаковой термомеханической чувствительности элементов матрицы. Информация о чувствительности каждого элемента может сохраняться в памяти ИК-камеры и затем учитываться при обработке каждого кадра. Неодинаковость откликов биматериальных ИК-приёмников связана со всегда имеющим место технологическим разбросом размеров, различиями в составе и в структуре используемых материалов, неоднородностью методов обработки по поверхности пластины и т. п.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (государственные контракты № 14.430.12.0004,

№ 14.429.11.0002) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 14-08-00001). Авторы выражают благодарность А. М. Белину за обсуждения и помощь, оказанную при проведении измерений, В. И. Золотарёву и Г. А. Рудакову за изготовление экспериментальных образцов.

[1] P. G. Datskos, N. V. Lavrik, S. Rajic, Performance of uncooled microcantilever thermal detectors, *Review of Scientific Instruments*, vol. 75, no. 4, pp. 1134-1148, 2004.

[2] S. R. Hunter, G. S. Maurer, G. Simelgor, S. Radhakrishnan, J. Gray, High-sensitivity 25 μm and 50 μm pitch microcantilever IR imaging arrays, *Proc. of SPIE "Infrared Technology and Applications XXXIII"*, ed. by B. F. Andresen, G. F. Fulop, P. R. Norton, vol. 6542, pp. 1-13, 2007.

[3] Р. З. Хафизов, Е. А. Фетисов, Р. В. Лапшин, Е. П. Кириленко, В. Н. Анастасьевская, И. В. Колпаков, Термомеханическая чувствительность неохлаждаемого биматериального приёмника ИК-диапазона, построенного по технологии микрооптомеханических систем, *Успехи прикладной физики*, том 1, № 4, стр. 520-523, 2013 (www.niifp.ru/staff/lapshin/).

[4] Д. Б. Рыгалин, Е. А. Фетисов, Р. З. Хафизов, В. И. Золотарев, И. А. Решетников, Г. А. Рудаков, Р. В. Лапшин, Е. П. Кириленко, Перспективные интегральные матричные приемники теплового излучения с оптическим считыванием, *Известия высших учебных заведений. Электроника*, № 3, стр. 60-63, 2013 (www.niifp.ru/staff/lapshin/).

[5] F. M. Serry, T. A. Stout, M. J. Zecchino, C. Ragan, P. A. Browne, 3 D MEMS metrology with optical profilers, Veeco Instruments Inc., Tucson, USA, pp. 1-4, 2006.

[6] E. Novak, Low-noise interferometry enables characterization of steep and rough surfaces, Veeco Instruments Inc., Tucson, USA, pp. 1-4, 2008.

[7] J. Schmit, K. Creath, J. C. Wyant, Surface profilers, multiple wavelength, and white light interferometry, ch. 15, p. 667, *Optical shop testing*, edited by D. Malacara, 3rd edition, 862 pp., John Wiley & Sons, Inc., 2007.

[8] R. V. Lapshin, Feature-oriented scanning methodology for probe microscopy and nanotechnology, *Nanotechnology*, vol. 15, iss. 9, pp. 1135-1151, 2004 (www.niifp.ru/staff/lapshin/).

10. Математическое моделирование газодинамических условий при осаждении легированных слоев CdHgTe из паров ртути и МОС (МОСVD-метод)

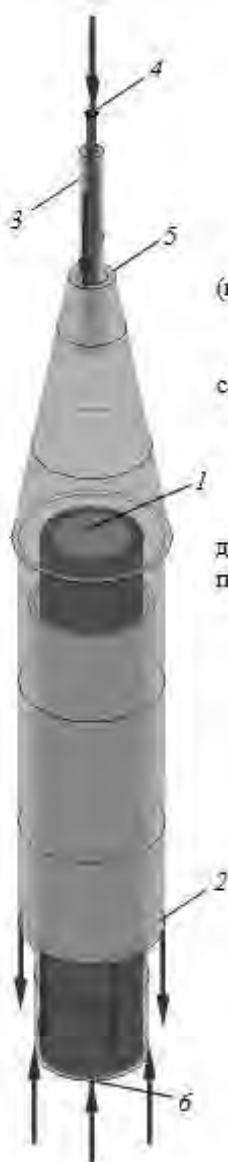
Шабарова Л.В., Моисеев А.Н., Чилиясов А.В., Степанов Б.С.

Институт химии высокочистых веществ РАН, Нижний Новгород, Россия

Введение

Понимание тепловых и газодинамических особенностей взаимодействия потоков реагентов в процессе роста эпитаксиальных слоев в конкретном МОСVD реакторе позволит целенаправленно изменять условия эксперимента с целью получения структур с необходимыми свойствами.

Целью работы является разработка методики количественной оценки влияния газодинамических условий и геометрических размеров элементов ввода летучих реагентов в вертикальный МОСVD реактор на однородность газового потока вблизи подложки при осаждении легированных эпитаксиальных слоев CdHgTe (КРТ).



1 – Подложка
2 – Выход из реактора

Потоки, поступающие в реактор

Входная кольцевая трубка 3:
 - Стадия 1: смесь водорода и МОС – ДМК и ДЭТ (концентрации $(0.5-2) \cdot 10^{-1}\%$ об.) Линейная скорость потока - 2.24 м/с.
 - Стадия 2: водород с линейной скоростью 1.14 м/с.
 - Стадия 3: смесь водорода и ДИПТ ($2 \cdot 10^{-1}\%$ об.), линейная скорость - 1.12 м/с.
 - Стадия 4: водород с линейной скоростью 2 м/с.

Входная трубка 4:
 водород с примесью легирующего компонента. Скорость данного потока и положение трубки 4 являются варьируемыми величинами для поиска оптимального распределения легирующих соединений в реакторе.

Кольцевой вход в конус 5:
 смесь водорода (85%) и паров ртути (15%) с линейной скоростью 0.35 м/с.

Дополнительный вход водорода 6:
 Линейная скорость потока:
 - Стадия 1: 0.064 м/с.
 - Стадия 2: 0.274 м/с.
 - Стадия 3: 0.36 м/с.
 - Стадия 4: 0.064 м/с.

Рисунок 1 – Схема реактора

Физическая постановка задачи

Рассмотрим IMP (interdiffused multilayers process) МОСVD - процесс в реакторе, принципиальная схема которого приведена на рисунке 1.

Процесс осаждения слоев КРТ состоит из циклов, каждый из которых содержит следующие четыре последовательно сменяющие друг друга стадии (каждая 30-80 сек): рост слоя Cd Te, продувка реактора водородом, рост слоя HgTe, продувка реактора водородом.

Параметры потоков, поступающих в реактор, приведены на рисунке 1.

Температурное поле в реакторе неоднородно в вертикальном направлении, и изменяется в пределах 450-650 К. Давление в реакторе составляет 0.2 атм. Теплофизические и транспортные характеристики водорода и паров ртути взяты из [1,2].

Математическая постановка задачи

Исследование газодинамических процессов в реакторе производилось методами математического моделирования. В вычислительных экспериментах исследовались следующие параметрические характеристики: радиус трубки 4 для легирования, ее положение относительно трубки 3 для ввода металлоорганических соединений; величина линейной скорости потока водорода, несущего легирующие соединения.

С математической точки зрения газодинамика реактора представляет собой задачу о движении гомогенной смеси идеальных газов в неоднородном поле температур с учетом теплопередачи посредством теплопроводности и конвекции. Режим течения – турбулентный. Математическая модель включает в себя движение двух основных компонентов (водород, пары ртути), и трех разбавленных в водороде (10^{-3} - 10^{-4} об. доли) металлоорганических соединений (МОС) – диметилкадмия (ДМК), диэтилтеллура (ДЭТ) и диизопропилтеллура (ДИПТ), которые не оказывают существенного влияния на общую газодинамику процесса. Концентрация легирующих соединений, поступающих в реактор, не превышает 0.01 % от концентрации МОС, и ничтожно мала по сравнению с другими компонентами. Перемешивание легирующих соединений с потоками в реакторе будет определяться только взаимодействием несущего их газа-носителя-водорода с остальными газовыми средами, поэтому в модели полагается, что в центральную трубку 4 поступает чистый водород. Для слежения за движением указанного потока, водороду, несущему легирующие компоненты, приписывается маркер среды. Модель не учитывает химические взаимодействия в газовой фазе.

Движение газов описывается следующей системой уравнений (1)-(3) [3]:

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_i \vec{V}_i) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho_i \cdot \vec{V}_i)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_i \vec{V}_i \otimes \vec{V}_i) = -\nabla p + \nabla \cdot \tau_i, \quad (2)$$

$$\frac{\partial (\rho_i \cdot c_{pi} \cdot T)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_i c_{pi} T \cdot \vec{V}_i) = \nabla \cdot (\lambda_{ie} \nabla T) + \nabla \cdot (\vec{V}_i \cdot \tau_i) + \frac{\partial p}{\partial t}, \quad (3)$$

где индекс $i = 1$ относится к водороду, $i = 2$ – к парам ртути, $i=3,4,5$ к ДМК, ДЭТ, ДИПТ соответственно. В уравнениях (1)-(3) p – абсолютное давление, T – абсолютная температура, ρ_i - плотность соответствующей среды, \vec{V}_i - вектор скорости соответствующей компоненты, τ_i - тензор напряжений, $\mu_{ie} = \mu_i + \mu_{it}$, $\lambda_{ie} = \lambda_i + \lambda_{it}$, μ_i, λ_i - ламинарные вязкость и теплопроводность, μ_{it}, λ_{it} - турбулентные (вихревые) вязкость и теплопроводность. Система уравнений (1)-(3) замыкается транспортной SST моделью турбулентности Ментера [4].

Ввиду отсутствия физической симметрии течения, задача решалась в трехмерной постановке. Расчетная область задачи представлена на рисунке 1. Система уравнений (1)-(3) должна дополняться соответствующими начальными и граничными условиями в соответствии с характеристиками физического процесса, изложенными выше.

Результаты моделирования

1. Вихреобразование в конической части реактора

На рисунке 2а представлено характерное поле концентраций ртутных паров в конце первой стадии, на рисунке 2б - линии тока водорода в конической части реактора.

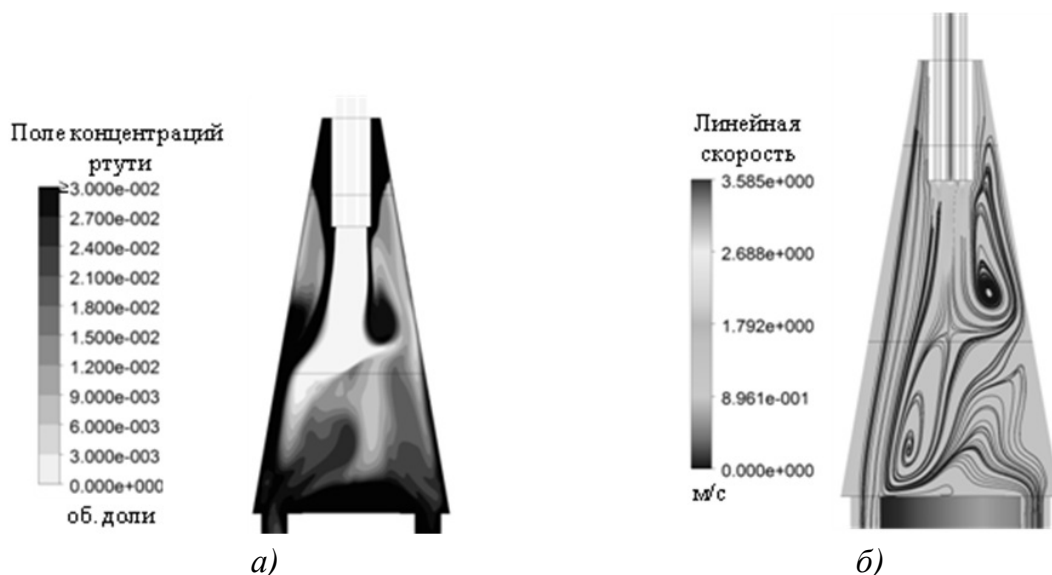


Рисунок 2 – Поле концентраций ртути и линии тока водорода в осевом сечении реактора в конце первой стадии процесса.

Математическое моделирование показывает, что в реакторе над подложкой формируются неустойчивые вихри, причем их образование носит неконтролируемый характер. Указанные вихри оказывают как положительное, так и отрицательное влияние на газодинамику процесса. Вихрь вращается вокруг центральных потоков, посредством чего осуществляется перемешивание ртутных паров с водородом и МОС, а так же распределение легирующих компонентов по всему пространству реактора. С другой стороны, вихрь, вовлекая в свое вращение МОС и легирующие компоненты, снижает однородность концентраций указанных компонентов в районе подложки.

На рисунке 3а приведен характерный график изменения в течение первой стадии концентраций МОС $\phi(t)$ в двух точках на подложке; на рисунке 3б – аналогичный график концентраций потока водорода, несущего легирующие соединения $\varphi(t)$ в тех же точках. Полученные зависимости $\phi(t)$ и $\varphi(t)$ с равномерно распределенными во времени максимумами и минимумами концентраций иллюстрируют эффекты, возникающие при вращении вихря над подложкой.

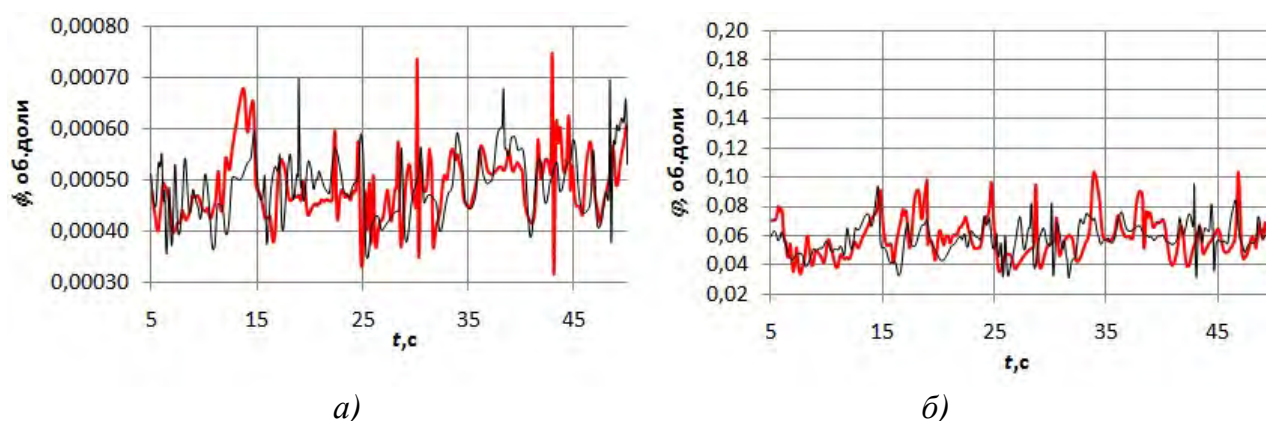


Рисунок 3 – Изменение во времени концентраций потоков МОС $\phi(t)$ и водорода, несущего легирующие соединения $\varphi(t)$, в двух точках на подложке

Для определения однородности потоков водорода-маркера и МОС, соответствующие для них зависимости $\varphi(t)$ и $\phi(t)$ получены в двадцати одной равномерно распределенной на подложке точке. Далее, каждая из зависимостей $\phi_i(t)$ ($i=1...21$) и $\varphi_i(t)$ усреднены по времени. При этом установлено, что вращение вихря усредняет во времени значения концентраций потоков на подложке. Далее

производится усреднение полученных значений ϕ_i и φ_i в пространстве: $\Delta\phi = \sum_{i=1,21} \phi_i / 21$,

$$\Delta\varphi_i = \sum_{i=1,21} \varphi_i / 21.$$

2. Влияние радиуса трубки для ввода легирующих соединений и глубины ее погружения в кольцевую трубку на однородность потоков водорода-маркера и МОС над подложкой

В работе исследованы два значения внутреннего радиуса трубки 4-1.5 мм и 2.5 мм. Внешний радиус при этом в обоих случаях составляет 4 мм. Установлено, что при прочих равных значениях искомых параметров, в случае маленького радиуса трубки всегда наблюдается падение однородности распределения потоков над подложкой, вне зависимости от глубины введения исследуемой трубки в реактор и скорости потока в ней.

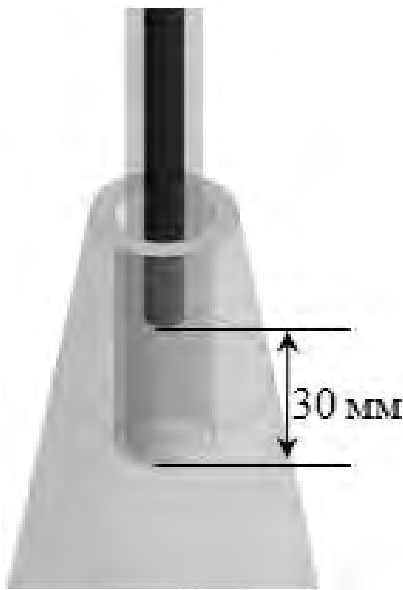


Рисунок 4 – Оптимальная глубина введения центральной трубки в кольцевую

Вычислительные эксперименты свидетельствуют, что однородность распределения потоков над подложкой тем больше, чем менее глубоко центральная трубка погружена в кольцевую вне зависимости от скоростей потоков. Оптимальное из исследованных положений представлено на рисунке 4.

3. Влияние величины линейной скорости потока, поступающего в трубку для ввода легирующих соединений, на однородность потоков МОС и водорода-маркера над подложкой

Вычислительные эксперименты проведены для оптимальной конфигурации центральной трубки: радиус трубки составляет 2.5 мм, трубка поднята относительно трубки для ввода МОС на 3 см.

На рисунке 5 представлены графики зависимостей

$$\Delta\phi(\Delta V), \quad \Delta\varphi(\Delta V), \quad \text{и} \quad \Delta\Psi = \frac{\Delta\varphi + \Delta\phi}{2},$$

где $\Delta V = \frac{V_{\text{лег}}}{V_{\text{мос}}} \cdot 100\%$. Скорость потока МОС при этом полагается равной $V_{\text{мос}}=2.24$ м/с.

Таким образом, в рассматриваемом процессе оптимальным значением скорости потока, поступающего в трубку для ввода легирующих соединений, является приблизительно $V_{\text{лег}}=1.79$ м/с, что составляет 80% от скорости потока МОС.

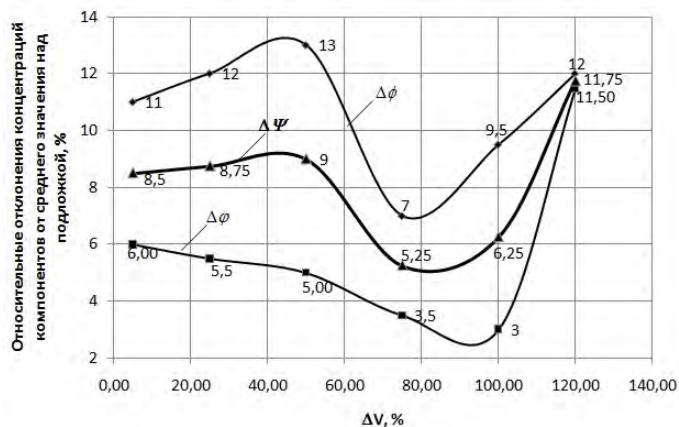


Рисунок 5 - Графики зависимостей относительных отклонений концентраций от отношения скоростей потоков

Выводы

1. В работе построена и отработана математическая модель газодинамических процессов в вертикальном реакторе для осаждения легированных слоев КРТ с учетом сжимаемости сред, турбулизации потока, теплопередачи посредством конвекции и теплопроводности.

2. По результатам моделирования установлено наличие в районе над подложкой вихря, который своим вращением компенсирует неоднородности потоков над подложкой во времени, однако является причиной неоднородности указанных потоков в пространстве.

3. Проведены параметрические исследования газодинамики реактора в зависимости от радиуса трубки для ввода легирующих соединений, величины линейной скорости поступающего в нее потока, а так же ее положения относительно трубки для ввода МОС. В результате, для рассматриваемых параметров процесса выявлены оптимальные по однородности распределения потоков в реакторе над подложкой геометрические параметры трубки для ввода легирующих соединений и оптимальное соотношение скоростей потоков в реакторе.

Работа частично проводилась на средства гранта РФФИ №13-03-97107_поволжье_a.

Список литературы

1. Водород. Свойства, получение, хранение, транспортирование, применение / Д.Ю. Гамбург. – М.: Химия, 1989г.

2. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей / Н.Б. Варгафтик.-М.: Наука, 1972 г.

3. Андерсон Д., Таннехил Дж., Плетчер Р. Вычислительная гидромеханика и теплообмен: В 2-х т.: Пер. с англ. – М.: Мир, 1990.

4. Быстров Ю. А., Исаев С. А., Кудрявцев Н. А., Леонтьев А. И. Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пакетах труб. СПб.: Судостроение, 2005.

11. Теоретический анализ безотказности МФПУ

Патрашин А.И.¹, Бурлаков И.Д.^{1,2}, Г.А. Иванов¹

¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

²МГТУ МИРЭА, Москва, Россия

Пусть фотоприёмное устройство (ФПУ), работает в режиме временной задержки и накопления (ВЗН) и имеет формат $M \times N$, где M – число фоточувствительных элементов (ФЧЭ) в канале ФПУ, а N – число каналов ФПУ. ФПУ будет считаться работоспособным, пока работоспособны $N_l = N - L$ его каналов ($N_l < N$), и отсутствуют соседние неработоспособные каналы. Канал является работоспособным, пока работоспособны $M_l = M - K$ ФЧЭ ($K < M$) данного канала. В силу этих условий величина вероятности безотказной работы ФПУ должна существенно увеличиться, в сравнении со сканирующей линейкой $1 \times N$.

Наименее надёжным компонентом ФПУ является матрица ФЧЭ (МФЧЭ). Расчету вероятности безотказной работы её и посвящена данная работа.

ФЧЭ, составляющие один канал, по очереди регистрируют излучение одного и того же элемента изображения и выдают суммарный сигнал в систему регистрации. В этом режиме отношение сигнал/шум канала улучшается, примерно, в \sqrt{M} раз. Если один из ФЧЭ канала выходит из строя, то система автоматически изменяет коэффициент усиления сигнала от оставшихся работоспособных ФЧЭ, оставляя суммарный сигнал неизменным.

Тогда любой канал МФЧЭ будет работоспособным до тех пор, пока работает хотя бы один ФЧЭ в канале.

Вероятность безотказной работы одного ФЧЭ выражается экспоненциальной зависимостью

$$P_{\text{ФЧЭ}}(t) = \exp\left(-\frac{t}{T_{\text{ср}}}\right) = \exp(-\lambda \cdot t), \quad (1)$$

где $T_{\text{ср}}$ – среднее время безотказной работы ФЧЭ;

λ – интенсивность отказов полупроводникового ФЧЭ, которая обычно имеет величину в диапазоне от 10^{-6} до 10^{-3} ч $^{-1}$.

Тогда, вероятность отказа любого ФЧЭ матрицы будет выражаться формулой

$$Q_{\text{ФЧЭ}}(t) = 1 - P_{\text{ФЧЭ}}(t) \quad (2)$$

Расчет вероятности безотказной работы МФЧЭ, работающей в режиме ВЗН, проводился в следующем порядке.

Вначале был проведен расчет вероятности безотказной работы канала из M ФЧЭ при возможности отказа K ФЧЭ ($K < M$). В результате было получено следующее выражение, описывающее вероятность безотказной работы канала МФЧЭ:

$$P_{\text{к}}(t) = \sum_{i=0}^K C_M^i \cdot P_{\text{ФЧЭ}}(t)^{M-i} \cdot Q_{\text{ФЧЭ}}(t)^i, \quad (3)$$

где K – допустимое число отказавших ФЧЭ в канале;

M – общее число ФЧЭ в канале;

C_M^i – число сочетаний из M по i .

На рис. 1 построены кривые зависимости вероятности безотказной работы канала, состоящего из 10 ФЧЭ, с экспоненциальной зависимостью вероятности безотказной работы каждого ФЧЭ при интенсивности отказа одного элемента $\lambda = 5,0 \cdot 10^{-5}$ ч $^{-1}$, для разного числа отказавших элементов в канале.

При выполнении требования к системе регистрации и обработки сигналов по деселекции и замене сигналов неработоспособных элементов, мы получаем форму кривых безотказной работы одного канала, отличающуюся от экспоненты одиночного ФЧЭ.

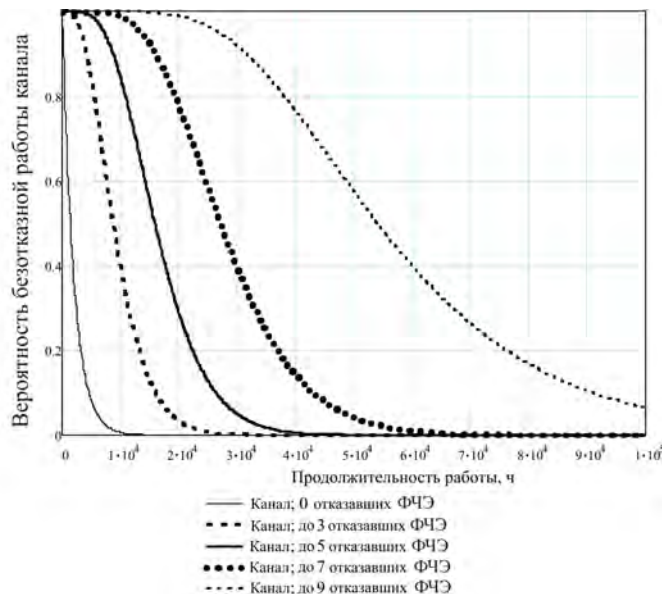


Рис. 1

Дальнейший анализ вероятности безотказной работы МФЧЭ был проведен с учетом требования допускающего, что количество дефектных и неработающих каналов

в устройстве не должно превышать L каналов, и не допускаются соседние неработающие каналы.

Получено аналитическое выражение, описывающее вероятность безотказной работы такой МФЧЭ.

$$P_{\text{МФЧЭ}}(t) = \sum_{m=0}^L (C_N^m - C_{N+1-m}^m) \cdot P_k(t)^{N-m} \cdot Q_k(t)^m + \sum_{m=L+1}^N C_N^m \cdot P_k(t)^{N-m} \cdot Q_k(t)^m, \quad (4)$$

где $P_k(t)$ и $Q_k(t)$ – вероятность безотказной работы и вероятность отказа, соответственно, канала МФЧЭ, описываемые выражением (3);

N – общее количество каналов ФПУ;

L – допустимое число неработоспособных каналов ФПУ.

На рис. 2 построены кривые зависимости вероятности безотказной работы МФЧЭ формата 1000x10 с экспоненциальной зависимостью вероятности безотказной работы ФЧЭ, для разного допустимого числа отказавших элементов в канале.

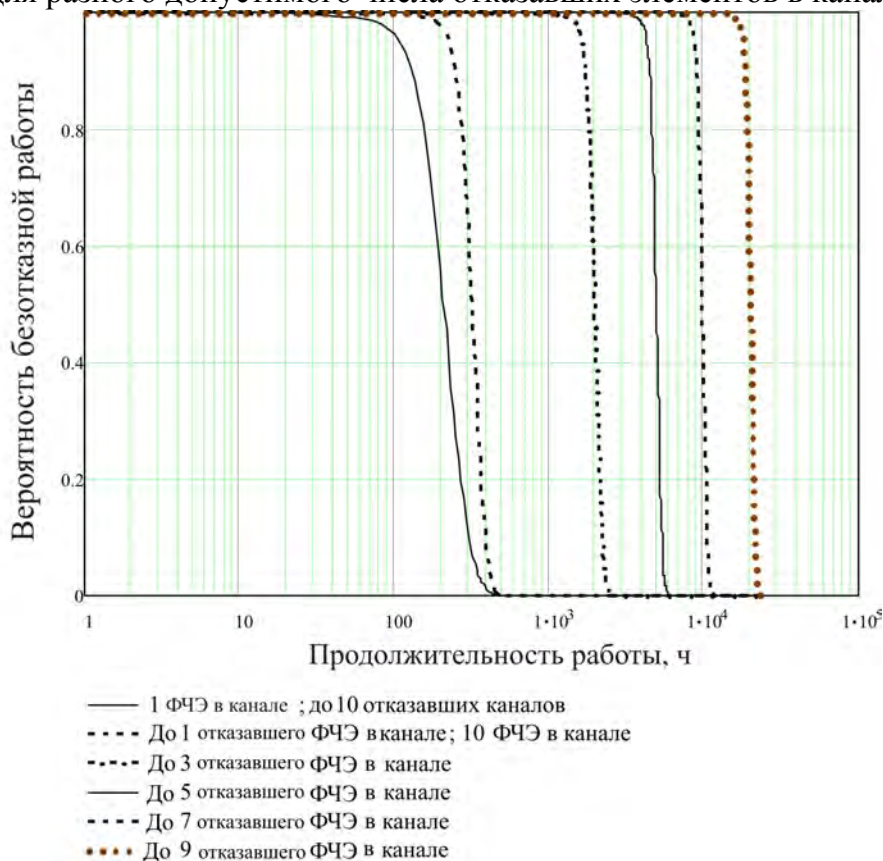


Рис. 2

Эти кривые показывают очень высокое значение вероятности безотказной работы ФПУ, превышающее значение 0,99, в течение, по крайней мере, $1,5 \cdot 10^4$ часов непрерывной работы.

Были рассчитаны также средние времена безотказной работы для МФЧЭ, включающей 1000 каналов с 10 ФЧЭ в канале, для разного допустимого числа отказавших ФЧЭ в канале и до 10 отказавших каналов. Эти зависимости графически показаны на Рисунке 3.

Среднее время безотказной работы рассчитывалось по известной формуле

$$T_{\text{ср}} = \int_0^{\infty} P_{\text{ФПУ}}(t) dt \quad (5)$$

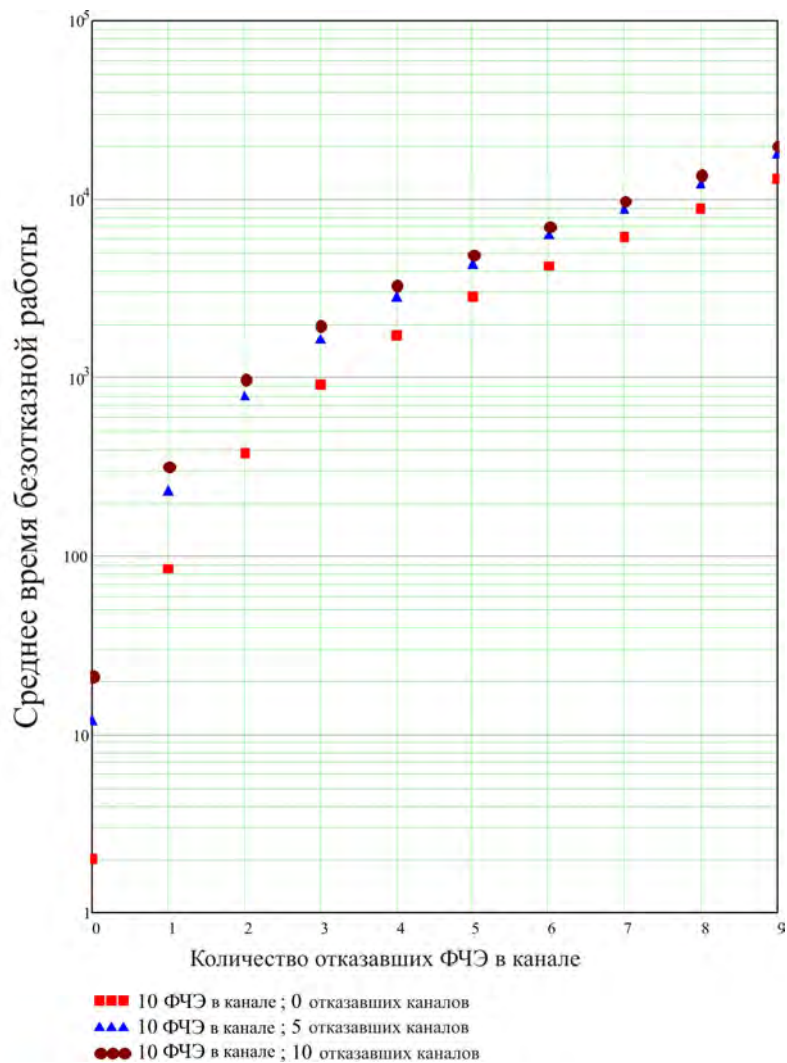


Рис. 3

Полученные результаты дают возможность точно оценивать безотказность МФЧЭ любых форматов, т.к. смотрящие ФПУ фактически часто можно представить как устройства формата $M \times N$ с одним ФЧЭ в канале.

12. Аналитическая модель МФПУ коротковолнового диапазона ИК спектра 0,9-1,7 мкм

Патрашин А.И., Балиев Д.Л., Болтарь К.О., Бурлаков И.Д., Лазарев П.С.,
Полунеев В.В., Яковлева Н.И.
ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

Продолжено экспериментальное исследование аналитической модели МФПУ, предложенной в наших предыдущих работах. Исследование проводилось на МФПУ формата 320 x256 на основе индия-галлия-арсенида в спектральном диапазоне 1,0-1,7 мкм. Как и в случае спектрального диапазона 3,0-5,0 мкм, исследованы зависимости шума и сигнала фоточувствительных элементов (ФЧЭ) инфракрасного матричного устройства (ИК МФПУ) – фотодиодов из индия-галлия-арсенида от температуры фона и времени накопления сигнала.

Теоретические зависимости рассчитаны с использованием следующих характеристик ИК МФПУ: размеров ФЧЭ и фоточувствительного поля, спектрального диапазона чувствительности, геометрии и размеров диафрагмы, темнового тока, квантовой эффективности ФЧЭ и паразитных облученностей, создаваемых комнатным фоном и входным окном.

Экспериментальные данные получены на стенде автоматизированного измерения сигналов и шумов ФЧЭ МФПУ. Использовано абсолютно черное тело с излучающей площадкой диаметром 8 см и рабочей температурой в диапазоне от 293 до 400 К. Расстояние до МФЧЭ выбиралось таким, чтобы излучающая площадка АЧТ перекрывала всю апертуру МФПУ. Рабочая температура АЧТ в процессе исследований изменялась в диапазоне от 300 К до 450 К.

Проведено сравнение полученных экспериментальных данных с расчетными величинами сигналов и шумов ИК МФПУ.

Экспериментальные и расчетные зависимости показали хорошее соответствие друг другу при среднем эффективном значении квантового выхода ФЧЭ $\eta=0,51$, среднем значении темнового тока ФЧЭ $I_d=8 \cdot 10^{-13}$ А и суммарном шуме мультиплексора от 38 до 72 электронов. Эти зависимости хорошо согласуются с технологическими, конструктивными и схемотехническими характеристиками МФПУ.

Результаты исследований указывают на справедливость предложенной аналитической модели и для МФПУ на основе фотодиодов из индия галлия арсенида, работающих в коротковолновом диапазоне ИК спектра 0,9-1,7 мкм.

13. Алгоритм обработки и распознавания изображений оптико-электронных систем летательных аппаратов

Бельский А.Б., Чобан В.М.

ОАО «Московский вертолётный завод им. М.Л. Миля», п. Томилино, Россия

Современные оптико-электронные системы (ОЭС) работают в различных спектрах электромагнитного излучения, однако приоритет отдается инфракрасному (ИК) диапазону, включающему ближнюю (0,9-1,7 мкм), среднюю (3-5 мкм) и длинноволновую область (8-12 мкм). Последний диапазон отличается более высоким пропусканием через задымленную атмосферу и более высокой чувствительностью по отношению к целям с температурой, близкой к температурам окружающей среды [2.1, 2.3].

Для решения задач распознавания целей в формируемом изображении необходима разработка специальных алгоритмов. Разработка алгоритмов обработки изображений требует большого количества изображений различных объектов и при различных условиях взаимного положения ОЭС и объекта наблюдения. Для решения данной проблемы существует множество математических моделей формирования реалистичных изображений (рисунок 1), предусматривающих передачу всей совокупности изобразительных свойств, включая: объемность, расположение предметов в сюжете, полутона, цвет, текстура поверхности и т.п., при этом обобщенная математическая модель получаемого синтезированного изображения объекта включает в себя как модель объекта (цели с фоном), так и модель приемника излучения.

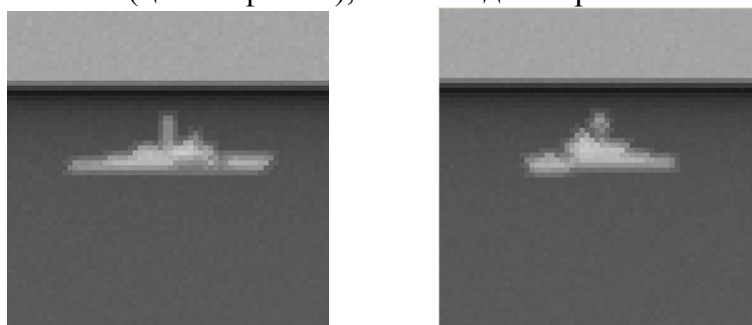


Рисунок 1

2 Алгоритм обработки и распознавания изображения

Большинство изображений в процессе их формирования подвергаются влиянию ряда негативных факторов (вибрации, а также неравномерности движения сканирующих элементов и т.д.), приводящие к смазу изображения, появлению малоконтрастных и зашумленных участков и т.д. [1.2, 1.3, 1.4 и др.].

Прежде чем подвергнуться анализу, изображение должно пройти этап препарирования, который состоит в выполнении операций улучшения визуального качества (повышение контраста, устранение размытости, подчеркивание границ, фильтрация) и операций формирования графического препарата (сегментация, выделение контуров) изображения.

2.1 Алгоритм предварительной обработки изображения

Начальным этапом предварительной обработки является удаление шума и контрастирование изображения. После реставрации изображения, осуществляется пороговая обработка и предварительная отбраковка выделенных фрагментов изображения.

Значение порога вычисляется по локальным признакам изображения [2.2]. Процедура определения порога является двухэтапной. Вначале по всем значениям изображения вычисляется S_e - удвоенное произведение контраста E и числа не граничных точек фон-цель, которое представляет собой сумму абсолютных значений $e(x,y)$ - максимальное из значений производной яркости изображения в горизонтальном и вертикальном направлениях в точке (x,y) :

$$S_e = \sum_{x=1}^M \sum_{y=1}^N |e(x,y)| = 2En_e, \quad (1)$$

вычисляется оценка среднеквадратичного отклонения шума:

$$\hat{\sigma} = \frac{\sqrt{2\pi} S_e}{4n}, \quad (2)$$

выбирается предварительный порог: $e_t = 3,974\sigma$.

На втором этапе вновь просматривается изображение $f(x,y)$ и в статистики S'_e и S'_{fe} включаются только точки со значениями производной, превышающей e_t . Здесь S'_{fe} - сумма произведений уровней яркости на максимальную из производных в точке:

$$S'_{fe} = \sum_{x=1}^M \sum_{y=1}^N |f(x,y)e(x,y)|. \quad (3)$$

Отношение полученных величин дает несмещенное значение глобального порога:

$$t^* = \frac{S'_{fe}}{S'_e}. \quad (4)$$

По результатам работы данного алгоритма видно (рисунок 2а), что возможны ситуации, когда полностью отделить цель от фона не представляется возможным. Дальнейшая обработка предполагает разделение объектов прошедших пороговую обработку с целью определения координат граничных точек контура и вычисления геометрических признаков каждого объекта. Для этого воспользуемся алгоритмом оконтуривания методом «жука».

Алгоритм прослеживания границ методом «жука»

Работа алгоритма заключается в следующем: начиная с верхнего левого угла изображения, выполняется последовательная проверка значений каждого пикселя в

строке с целью поиска ненулевого элемента. После того как “жук” пересечет ненулевой элемент (черный), он поворачивает влево и переходит к следующему элементу. Если этот элемент черный, “жук” снова поворачивает налево, если же этот элемент оказывается белым, то “жук” поворачивает направо. Эта процедура продолжается до тех пор, пока “жук” не вернется в исходную точку. Декартовы координаты точек перехода с белого на черный запоминаются и определяют границу выделенного объекта.

В результате работы алгоритма получаем несколько отдельных блоков V_i с известными координатами граничных точек (рисунок 4).

Исследование признаков цели

Одной из задач синтеза распознающих систем является выбор из заданного множества признаков оптимального набора ограниченного числа признаков, обеспечивающего требуемый по условиям решаемой задачи уровень достоверности распознавания и минимизирующего затраты на проведение измерений и вычислений. Поэтому целесообразно рассмотреть признаки с учетом следующих ограничений:

- используются только те признаки, относительно которых может быть получена априорная информация;
- нецелесообразно выбирать признаки, которые дают низкую точность классификации объектов;



Рисунок 2 – Алгоритм сегментации изображения.

- некоторые признаки не могут быть определены ввиду отсутствия измерителей на борту.

После проведения предварительной обработки изображения можно вычислить геометрические признаки выделенных объектов.

А именно:

Площадь цели: S_u .

Компактность цели: $X_1 = S_u / (h_u l_u)$. Анизотропия: $X_2 = h_u / l_u$.

Удлинение контура: $X_3 = P_u / l_u$. Коэффициент формы: $X_4 = 4\pi S_u / P_u^2$.

Нормированные моменты инерции изображений относительно осей Y_k и Z_k , соответственно $X_5 = M_{20} / S_u$, $X_6 = M_{02} / S_u$, где M_{02}, M_{20} – моменты инерции изображений.

С помощью математической модели изображения получены и на рисунке 3 представлены значения некоторых признаков, вычисленных с помощью разработанной модели изображения. Как видно из рисунков все геометрические признаки, очень сильно зависят от курсового угла цели.

Учитывая данный факт, можно сделать вывод о необходимости информации о курсовом угле цели, которая обеспечила бы более точное определение признака цели.

После построения признакового пространства в процессе обучения системы и имея на борту информацию от АРГС о дальности до цели, с помощью метода линейной интерполяции можно определить математическое ожидание (МО) курсового угла цели и его среднеквадратическое отклонение (СКО).

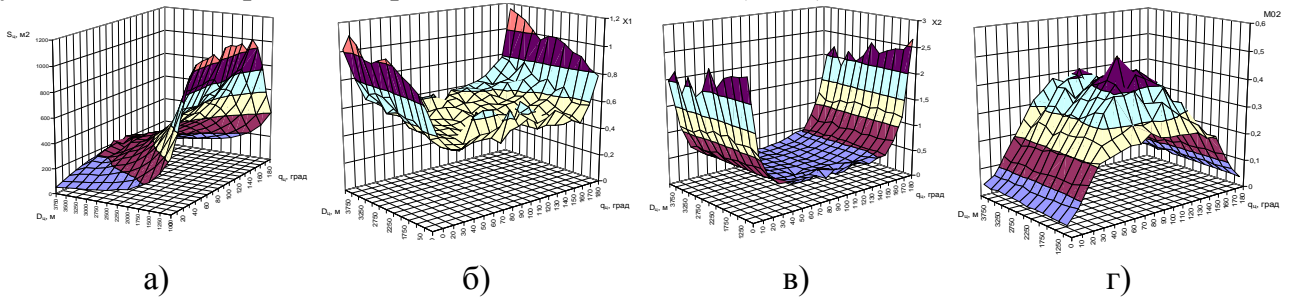


Рисунок 3 – Зависимость признаков: «площадь цели» (а), «компактность цели» (б), «анизотропия» (г) и «момент инерции» (д) от дальности и курсового угла цели

2.2 Алгоритм распознавания изображения

В результате работы алгоритма предварительной обработки изображения, на анализируемом участке изображения получаем несколько выделенных объектов с известными координатами их граничных точек.

Целью алгоритма распознавания является определение наличия цели среди выделенных объектов и вычисление ее угловых координат.

Анализ методов классификации изображений привел к целесообразности построения алгоритма распознавания на основе методов теории динамических систем со случайной структурой [1.1].

Для синтеза алгоритмов распознавания рассмотрим следующие возможные состояния анализируемого участка изображения:

1. Рассматриваемый объект не является целью - $s=1$.
2. Рассматриваемый объект является целью - $s=2$.

Алгоритм классификатора в общем виде имеет следующий вид:

$$\Delta h_{k+1} = 0,5 \left\{ \frac{[Z_{k+1} - \tilde{X}(2)]^2}{|K(2)|} - \frac{[Z_{k+1} - \tilde{X}(1)]^2}{|K(1)|} \right\}, P_{k+1}^{s1}(i, j) = \left[1 + \frac{P_k^{s2}(i, j) \sqrt{|K(2)|}}{P_k^{s1}(i, j) \sqrt{|K(1)|}} \exp(-\Delta h_{k+1}) \right]^{-1}$$

$$P_{k+1}^{s2}(i, j) = 1 - P_{k+1}^{s1}(i, j), Z_k = \{z_k^1, z_k^2, \dots, z_k^n\}, \tilde{X}(m)_k = \{\tilde{x}_k^1(m), \tilde{x}_k^2(m), \dots, \tilde{x}_k^n(m)\},$$

$$K(m) = \begin{pmatrix} c_{11}(m)c_{12}(m) \cdots c_{1n}(m) \\ c_{21}(m)c_{22}(m) \cdots c_{2n}(m) \\ \vdots \\ c_{n1}(m)c_{n2}(m) \cdots c_{nn}(m) \end{pmatrix}, m=1,2.$$

Здесь $\tilde{X}(1), \tilde{X}(2)$ - вектор математических ожиданий признаков для состояния 1 и 2, соответственно; $K(1), K(2)$ – ковариационная матрица признаков для состояния 1 и 2 соответственно; $c_{ii}(1), c_{ii}(2)$ - дисперсия i -го признака для состояния 1 и 2 соответственно; $c_{ij}(1), c_{ij}(2)$ - ковариация i -й и j -й компоненты для состояния 1 и 2 соответственно; $P^{s1}(i, j), P^{s2}(i, j)$ - вероятность того, что анализируемый объект помеха или цель, соответственно, Z – вектор измеренных значений признаков.

Выбор цели производится по максимуму вероятности и в соответствии с условием

$$S_{k+1} = \begin{cases} 1, & \text{при } P_{k+1}^{s2} < P_n \cup k < k_{mp} \\ 2, & \text{при } P_{k+1}^{s2} \geq P_n \cap k \geq k_{mp} \end{cases},$$

где k_{mp} - требуемое число измерений, соответствующее установившемуся режиму функционирования классификатора.

При наличии нескольких объектов определенных как цель, выбирается ближайший к центру кадра.

Определение угловых координат цели

Для определения угловых координат вычисляем геометрический центр тяжести выбранного объекта.

$$\hat{i}_y = \frac{\sum i_B}{S_y}, \quad \hat{j}_y = \frac{\sum j_B}{S_y},$$

где i_B, j_B - значения пикселей занимаемых объектом-целью, S_y - площадь объекта-цели:

$$S_y = \sum_i \sum_j i_B j_B.$$

$$\text{Угловые рассогласования: } \Delta_1 = \arctg\left(\frac{\hat{i}_y - N/2}{f}\right), \quad \Delta_2 = \arctg\left(\frac{\hat{j}_y - M/2}{f}\right),$$

где Δ_1, Δ_2 - угловые рассогласования в вертикальной и горизонтальной плоскости соответственно, N, M - размер матрицы приемника излучения, f - фокусное расстояние.

Результаты работы алгоритма представлены на рисунке 4. Исходное изображение сглажено медианным фильтром (размер маски 3×3 элемента); подчеркивание границ выполнено ВЧ фильтром; пороговая обработка (1-4).

Вычисление курсового угла цели выполняется по признакам M20 и M02 методом линейной интерполяции и усреднением результата. По оценке курсового угла цели определяются МО и СКО признака.

В алгоритме распознавания цель представляется в виде двумерного вектора. В качестве признаков рассмотрены площадь цели и удлинение контура.

Классификатор в этом случае примет вид:

$$\Delta h_{k+1} = 0,5 \left\{ \frac{[z_{k+1}^1 - \tilde{x}^1(2)]^2 [z_{k+1}^2 - \tilde{x}^2(2)]^2}{\sigma_1^2(2)\sigma_2^2(2)} - \frac{[z_{k+1}^1 - \tilde{x}^1(1)]^2 [z_{k+1}^2 - \tilde{x}^2(1)]^2}{\sigma_1^2(1)\sigma_2^2(1)} \right\},$$

$$P_{k+1}^{s1}(i, j) = \left[1 + \frac{P_k^{s2}(i, j)\sigma_1(2)\sigma_2(2)}{P_k^{s1}(i, j)\sigma_1(1)\sigma_2(1)} \exp(-\Delta h_{k+1}) \right]^{-1}.$$

Априорная вероятность принадлежности объекта к цели:

$$P_0^{s2} = \int_{-\infty}^{P_1} \int_{-\infty}^{P_2} f(Z) dz^1 dz^2,$$

$$f(Z) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi)^2 \sigma_1(2)\sigma_2(2)}} \exp\left(-\frac{(z^1 - \tilde{x}^1)^2}{2\sigma_1^2(2)}\right) \exp\left(-\frac{(z^2 - \tilde{x}^2)^2}{2\sigma_2^2(2)}\right),$$

$$P_1 = \tilde{x}_1(2) - |\tilde{x}_1(2) - z^1(2)|, \quad P_2 = \tilde{x}_2(2) - |\tilde{x}_2(2) - z^2(2)|.$$

$f(Z)$ - функция нормального распределения поверхности признакового пространства цели.

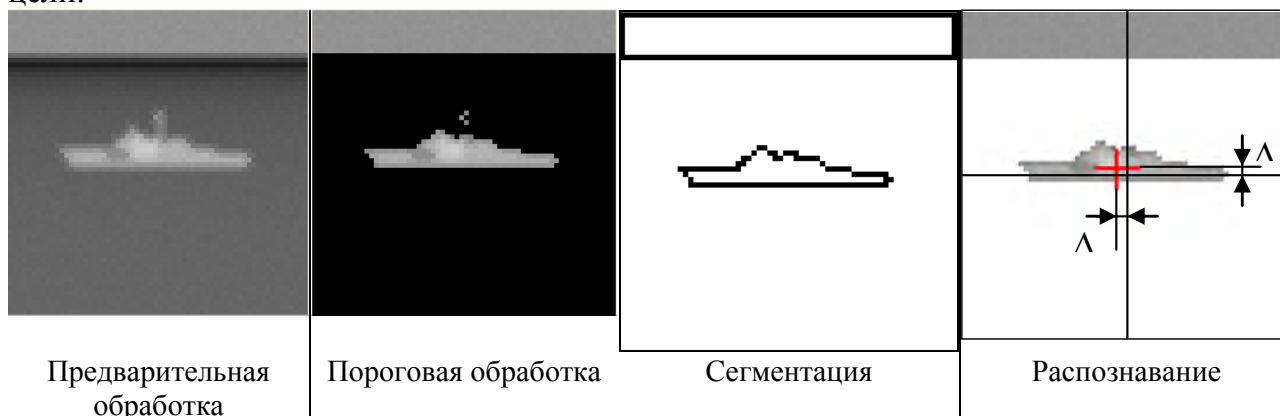


Рисунок 4

Выводы:

Таким образом, описанный в настоящей статье обобщённый алгоритм обработки и анализа изображения позволяет:

- а). выполнить предварительную обработку тепловизионного изображения и получить сегментированное изображение в виде отдельных объектов с известными координатами граничных точек контура,
- б). вычислить геометрические признаки выделенных объектов,
- в). осуществить классификацию выделенных объектов и определить цель,
- г). вычислить угловые координаты объекта-цели.

Литература

- 1.1 Бухалев В.А. Распознавание. оценивание и управление в системах со случайной скачкообразной структурой. М.: Наука, Физматлит, 1996. -288 с.
- 1.2 Горелик А.Л., Гуревич И.Б., Скрипкин В.А. Современное состояние проблемы распознавания. М.: Радио и связь, 1985.
- 1.3 Дж. Ллойд. Системы тепловидения. М.: Мир, 1978.
- 1.4 Катус Г.П. Обработка визуальной информации. М.: Машиностроение, 1990.
- 2.1 Андрияшин С.Я.; Кравченко Н.В. Состояние разработок микроболометрических матриц в Государственном научном центре РФ «НПО «Орион»» // Прикладная физика. – 2000. – №5. – С. 5-17.
- 2.2 Бакут П.А., Колмогоров Г.С., Ворновицкий И.Е. Сегментация изображений: методы пороговой обработки. “Зарубежная радиоэлектроника”, 1987, №10.
- 2.3 Дмитриев, Е. Фотоприемники для работы в мультиспектральных оптоэлектронных системах. Проблемы создания // «Электроника»: Наука, технология, бизнес. – 2005. – №8.

14. Расчет спектра поглощения полупроводниковых структур CdHgTe

Яковлева Н.И.¹, Болтарь К.О.^{1,2}, Никонов А.В.^{1,2}

¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

²МФТИ (Государственный университет), Долгопрудный, Россия

Быстро прогрессирующее производство гетероструктур и приборов на основе тройных соединений HgCdTe (КРТ) [1, 2, 3] основывается на изучении оптических свойств и характеристик данного уникального материала. В технологии выращивания КРТ быстро развиваются методы контроля непосредственно в процессе изготовления полупроводниковых структур. Оптические измерения предоставляют уникальные

возможности по изучению и характеристике свойств гетероструктур КРТ. Существует большое количество различных методик для изучения оптических свойств HgCdTe, при этом важно, чтобы модели основывались на фундаментальных физических законах и экспериментальных данных. В данной работе рассмотрены особенности моделирования спектра поглощения КРТ на основе анализа фундаментальных законов поглощения при межзонных переходах электронов из валентной зоны в зону проводимости.

Материал КРТ HgCdTe является самым востребованным и известным материалом для изготовления фотоприемных устройств (ФПУ) [4, 5, 6] с высокими фотоэлектрическими параметрами, работающими в инфракрасном (ИК) спектральном диапазоне от коротковолновой области (SWIR) до сверхдлинноволновой (VLWIR) [7] области спектра. При построении на выходе фотоприемного устройства бездефектного однородного изображения матрица фотодиодов на основе КРТ должна иметь распределение выходных характеристик (квантовая эффективность, темновой ток, обнаружительная способность и др.), приближающееся к распределению Гаусса. Факторы, ограничивающие выходные параметры ФПУ хорошо известны, одним из них является неоднородность оптических характеристик исходного материала HgCdTe. Изучение оптических свойств заключается в исследовании спектров поглощения, пропускания и отражения гетероэпитаксиальных структур КРТ и построение математических моделей оптических характеристик.

Одной из важных характеристик является спектр оптического поглощения рабочего эпитаксиального слоя КРТ. Известно, что граничная длина спектральной характеристики тесно связана как с коэффициентом поглощения, так и с толщиной поглощающего слоя и для перспективных применений желательно иметь тонкий поглощающий слой с граничной длиной волны, соответствующей коэффициенту поглощения $\sim 10^4 \text{ см}^{-1}$. Таким образом, эффективная толщина поглощающего слоя это тот критерий, который в последующем определяет количество фотогенерированных пар носителей заряда и фототок p-n перехода.

Для создания аналитической модели спектра поглощения необходимо обратиться к зонной структуре полупроводникового соединения HgCdTe. Рассмотрим явление собственного поглощения более подробно, основываясь на общей теории оптических переходов в полупроводниках, принимая во внимание модель Кейна и выведенные из нее выражения энергии запрещенной зоны, квазиимпульса, края валентной зоны легких и тяжелых дырок, а также расстояния между ними. В данной работе рассматривается классическая модель коэффициента поглощения, которая основывается на теории прямых межзонных переходов.

В общем случае коэффициент поглощения представляет отношение поглощенных фотонов в единицу объема и времени к плотности энергетического потока [8].

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{\hbar\omega \cdot W(\omega)}{U \cdot \left(\frac{c}{n}\right)}$$

где $W(\omega)$ - вероятность перехода электронов на частоте ω , $\hbar\omega$ - энергия кванта, U - плотность энергетического потока; c - скорость света, n - коэффициент преломления.

Допуская, что при низких температурах валентная зона полностью заполнена электронами, а зона проводимости пуста, суммируя по волновому вектору k все состояния электронов в единичном объеме валентной зоны и зоны проводимости, в том числе спин-орбитальные, можно получить вероятность переходов, вызванных поглощенными фотонами с частотой ω в единицу времени, которые определяются энергией, поглощенной в единичном объеме [9].

$$W(\omega) = \frac{2\pi}{\hbar} \cdot \left(\frac{eA_0}{mc}\right)^2 \sum_{c,v} \int \frac{2dk^3}{(2\pi)^3} |\hat{A} \cdot M_{cv}|^2 \delta[E_C(k) - E_V(k) - \hbar\omega]$$

где $|\hat{A} \cdot M_{cv}(k)|^2$ квадрат матричного элемента оператора возмущения;

$$A(r,t) = A_0 \exp[i(q \cdot r - \omega t)]$$

$A(r,t)$ - вектор потенциала, A_0 - начальное значение, \hat{A} - единичный вектор, q - коэффициент, r - радиус-вектор, t - время, m - масса электрона, c - скорость света, e - заряд электрона, $E_C(k)$ - энергия зоны проводимости, $E_V(k)$ - энергия валентной зоны, δ - дельта-функция.

Плотность энергии можно описать формулой

$$U = \frac{n^2 A_0^2 \omega^2}{2\pi c^2}.$$

Комбинируя выше приведенные уравнения, можно представить коэффициент поглощения в виде формулы

$$\alpha = \frac{4\pi^2 e^2}{ncm^2 \omega} \sum_{c,v} \int \frac{2d^3k}{(2\pi)^3} |\hat{A} \cdot M_{cv}(k)|^2 \delta[E_C(k) - E_V(k) - \hbar\omega].$$

$|\hat{A} \cdot M_{cv}(k)|^2$ - матричный элемент запишем в более компактном виде как $|Mj|^2$,

пространственный вектор k пропорционален $k \propto \frac{2\pi}{a}$, где a - постоянная

кристаллической решетки.

Проведя дифференцирование изменения энергии ($\frac{\partial E_c}{\partial k} - \frac{\partial E_j}{\partial k}$) по волновому вектору, можно вычислить плотности состояний в единице объема в единицу времени $\rho_{cv}(k)$, и затем, подставив значения k_1, k_2 , можно рассчитать зависимости коэффициентов поглощения при переходе электронов из зоны тяжелых или легких дырок в зону проводимости по формулам

$$\alpha_{c-hh}(\hbar\omega) = \frac{\sqrt{3/2}}{137 \cdot n} \cdot \frac{1}{P} \cdot \frac{\sqrt{\hbar\omega} \cdot \sqrt{\hbar\omega - E_g}}{1 + \frac{m_c^*}{m} \left(1 + \frac{m_c^*}{m}\right) \cdot \left(\frac{2\hbar\omega}{E_g} - 1\right)}$$

$$\alpha_{c-lh}(\hbar\omega) = \frac{1}{137 \cdot \sqrt{6} \cdot n} \cdot \frac{1}{4P} \cdot \left[1 + 2 \left(\frac{E_g}{\hbar\omega}\right)^2\right] \sqrt{(\hbar\omega)^2 - E_g^2}$$

Полный коэффициент поглощения складывается из суммы коэффициентов поглощения фотонов при переходе электронов из зон легких и тяжелых дырок.

$$\alpha_{\Sigma} = \alpha_{hh} + \alpha_{lh}$$

На рисунке 1 представлены результаты моделирования коэффициентов поглощения $\alpha_{c-hh}(\hbar\omega)$ и $\alpha_{c-lh}(\hbar\omega)$ при переходе носителей заряда из зон легких и тяжелых дырок в зону проводимости для материала КРТ различного состава при температуре $T=80$ К.

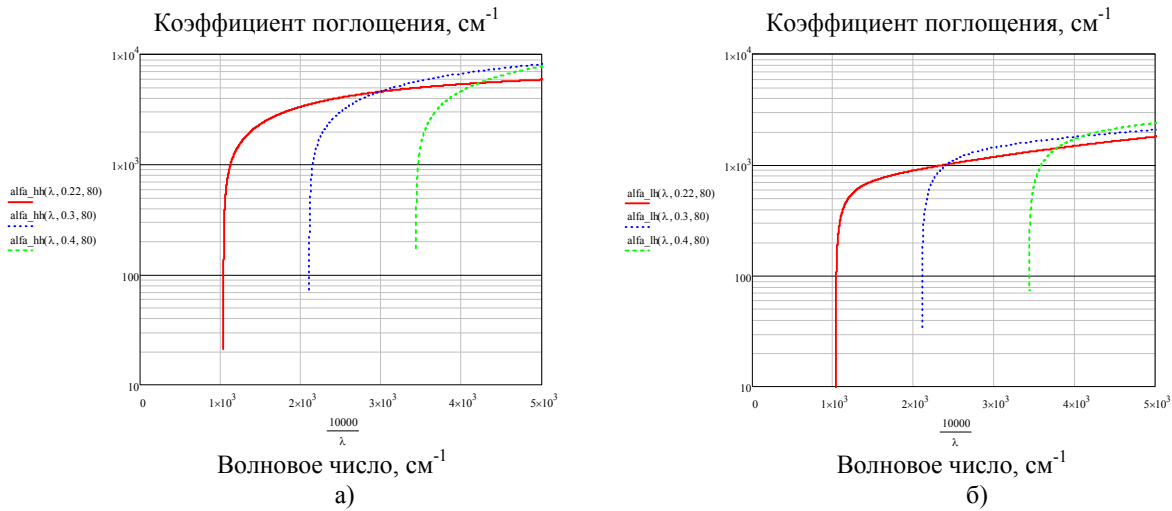


Рис 1. Результаты моделирования коэффициентов поглощения $\alpha_{c-hh}(\hbar\omega)$ и $\alpha_{c-lh}(\hbar\omega)$ для материала КРТ различного состава при температуре $T=80$ К.

(а) – $\alpha_{c-hh}(\hbar\omega)$ и (б) - $\alpha_{c-lh}(\hbar\omega)$

На рис. 2 представлен суммарный коэффициент поглощения слоя КРТ состава $x=0,22$ при температуре $T=80$ К.

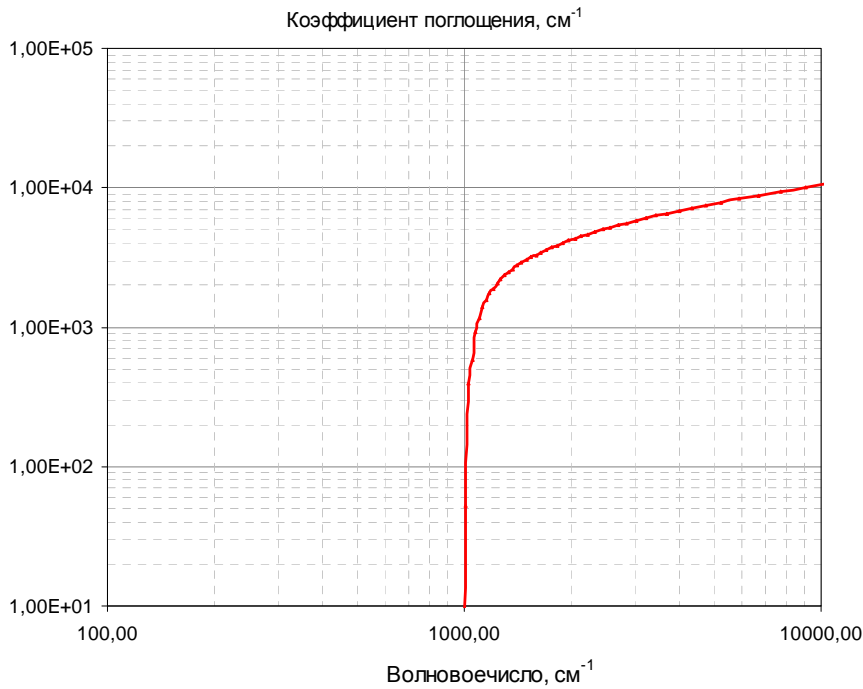


Рис. 2 – Суммарный коэффициент поглощения слоя КРТ состава $x=0,22$ при температуре $T=80$ К

Данные апробации свидетельствуют о том, что классическая модель коэффициента поглощения имеет хорошее соответствие с экспериментальными результатами и более ранними результатами моделирования в области коротких длин волн, в длинноволновой области модель демонстрирует более резкий спад характеристики поглощения, что приводит к смещению граничной длины волны, что возможно, связано с неучетом в модели поглощения фотонов на экситонах, мелких примесных уровнях и локальных неоднородностях состава КРТ. Дальнейшее совершенствование модели и исследования оптических характеристик

полупроводниковых гетероструктур КРТ будет связано с исследованием края спектра поглощения.

Литература

1. И.Д. Бурлаков, В.П. Пономаренко, А.М. Филачев, Е.В. Дегтярев. Фотоприемные устройства для тепловизионной аппаратуры второго поколения // Прикладная физика. 2007. № 2. с. 43-53.
2. Boltar K.O., Burlakov I.D., Filachev A.M., Klimanov E.A., Ponomarenko V.P., Solyakov V.N., Stafeev V.I. Single and Matrix HgCdTe Photovoltaic Detectors // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). – v. 16. – № 4. – 2007 – p. 234-247.
3. Boltar K.O., Burlakov I.D., Ponomarenko V.P., Yakovleva N.I., Klimanov E.A., Akimov V.M. Line Integration HgCdTe Focal Plane Array. // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). – v. 17. – № 1. – 2008. – p. 9.
4. A.A. Rogalski, K. Adamiec, J. Rutkowski, Narrow-Gap Semiconductor Photodiodes, SPIE Press, Bellingham, 2000.
5. A.A. Rogalski, HgCdTe infrared detector material: history, status and outlook // Rep. Prog. Phys. 68 (2005) 2267–2336.
6. E. Finkman and S.E. Schacham, J. Appl. Phys. 56, 2896 (1984).
7. M. A. Kinch, J. Electron. Mater. 29, 809 ~2000.
8. Junhao Chu, Arden Sher, Physics and Properties of Narrow Gap Semiconductors, SRI International/Stanford University Marketing, SRI International, 2008 Springer Science+Business Media, LLC
9. Bassani F, Parravicini GP (1975) Electronic States and Optical Transitions in Solid. Pergamon Press, Oxford, pp 149–167.

15. Влияние на функцию передачи модуляции аберраций при однократном и двукратном прохождении света через оптическую систему

Ильинский Р.Е., Харламов Г.Ю.
ОАО ОКБ МЭИ, Москва, Россия

Для измерения характеристик крупногабаритных оптических систем удобно использовать автоколлимационный метод: перед оптической системой устанавливается зеркало и вследствие этого свет проходит через контролируемую оптическую систему два раза.

Одним из критериев качества оптической системы является функция передачи модуляции. Так как при автоколлимационном способе измерения свет проходит через оптическую систему два раза, то функция передачи модуляции будет отличаться от той функции передачи модуляции, которая имеет место при однократном прохождении света через оптическую систему. Настоящий доклад посвящен исследованию различий между этими двумя функциями передачи модуляции.

Пусть аберрационная функция выходного зрачка оптической системы

$$P(x'; y') = \begin{cases} \exp\left[i \frac{2\pi}{\lambda} W(x'; y')\right], & \text{при } x'; y' \in \Omega' \\ 0, & \text{при } x'; y' \notin \Omega' \end{cases} \quad (1)$$

где Ω' - область действующего отверстия выходного зрачка; функция $W(x'; y')$ описывает волновую аберрацию в выходном зрачке; λ - длина волны излучения; $i = \sqrt{-1}$.

Тогда функция передачи модуляции оптической системы для монохроматического излучения имеет вид [1]

$$\tilde{H}(v'_x, v'_y) = \frac{1}{G_0} \iint_{\Delta\Omega'} \exp\left\{i \frac{2\pi}{\lambda} \left[W\left(x' + \frac{\lambda v'_x}{2p'}; y' + \frac{\lambda v'_y}{2p'}\right) - W\left(x' - \frac{\lambda v'_x}{2p'}; y' - \frac{\lambda v'_y}{2p'}\right) \right]\right\} dx' dy' \quad (2)$$

где интегрирование ведется по области $\Delta\Omega'$, которая является общей для двух смещенных на векторы $(\lambda v'_x/2p', \lambda v'_y/2p')$ и $(-\lambda v'_x/2p', -\lambda v'_y/2p')$ областей Ω' , $1/p'$ - расстояние от выходного зрачка оптической системы до плоскости анализа изображения,

$$G_0 = \iint_{-\infty}^{+\infty} |P(x', y')|^2 dx' dy' \quad (3)$$

При малых aberrациях можно воспользоваться разложением в ряд формулы (2)

$$\tilde{H}(v'_x, v'_y) = \tilde{H}_0(v'_x, v'_y) + i\Delta\tilde{H}_1(v'_x, v'_y) + \Delta\tilde{H}_2(v'_x, v'_y) \quad (4)$$

где

$$\tilde{H}_0(v'_x, v'_y) = \frac{1}{G_0} \iint_{\Delta\Omega'} dx' dy' \quad (5)$$

Функция передачи модуляции безабберационной оптической системы;

$$\Delta\tilde{H}_1(v'_x, v'_y) = -\frac{2\pi}{\lambda G_0} \iint_{\Delta\Omega'} \left[W\left(x' + \frac{\lambda v'_x}{2p'}; y' + \frac{\lambda v'_y}{2p'}\right) - W\left(x' - \frac{\lambda v'_x}{2p'}; y' - \frac{\lambda v'_y}{2p'}\right) \right] dx' dy' \quad (6)$$

$$\Delta\tilde{H}_2(v'_x, v'_y) = -\frac{2\pi^2}{\lambda^2 G_0} \iint_{\Delta\Omega'} \left[W\left(x' + \frac{\lambda v'_x}{2p'}; y' + \frac{\lambda v'_y}{2p'}\right) - W\left(x' - \frac{\lambda v'_x}{2p'}; y' - \frac{\lambda v'_y}{2p'}\right) \right]^2 dx' dy' \quad (7)$$

Модуль функции передачи модуляции равен

$$|\tilde{H}(v'_x, v'_y)| = \sqrt{[\tilde{H}_0(v'_x, v'_y) + \Delta\tilde{H}_2(v'_x, v'_y)]^2 + [\Delta\tilde{H}_1(v'_x, v'_y)]^2} \quad (8)$$

Если пренебречь величинами третьего и более высокого порядка малости относительно значений волновых aberrаций, то формулу (8) можно записать в виде

$$|\tilde{H}(v'_x, v'_y)| = \begin{cases} 0, & \text{при } \tilde{H}_0(v'_x, v'_y) = 0 \\ \tilde{H}_0(v'_x, v'_y) + \Delta\tilde{H}_2(v'_x, v'_y) + \frac{1}{2} [\Delta\tilde{H}_1(v'_x, v'_y)]^2 / \tilde{H}_0(v'_x, v'_y) \end{cases} \quad (9)$$

При использовании автоколлимационного метода контроля качества оптической системы можно считать, что волновые aberrации в автоколлимационном режиме увеличиваются в два раза по сравнению с обычным режимом работы:

$$W_{auto}(x', y') = 2W(x', y') \quad (10)$$

Расположение и форму выходного зрачка при двукратном прохождении света и однократном прохождении света примем равными. При подстановке равенства (10) в формулы (9), (6), (7) получим выражение для расчета модуля функции передачи модуляции в автоколлимационном режиме при $\tilde{H}_0(v'_x, v'_y) \neq 0$

$$|\tilde{H}_{auto}(v'_x, v'_y)| = \tilde{H}_0(v'_x, v'_y) + 2^2 \Delta\tilde{H}_2(v'_x, v'_y) + \frac{[2\Delta\tilde{H}_1(v'_x, v'_y)]^2}{2\tilde{H}_0(v'_x, v'_y)} \quad (11)$$

где функции $\Delta\tilde{H}_2(v'_x, v'_y)$, $\Delta\tilde{H}_1(v'_x, v'_y)$ рассчитываются для однократного прохождения света через оптическую систему.

Из формул (11), (9) следует, что модуль функции передачи модуляции при двукратном прохождении света и модуль функции передачи модуляции однократном прохождении света связаны соотношением

$$|\tilde{H}(v'_x, v'_y)| = \frac{1}{4} [|\tilde{H}_{auto}(v'_x, v'_y)| - \tilde{H}_0(v'_x, v'_y)] + \tilde{H}_0(v'_x, v'_y) \quad (12)$$

В докладе приведены аналитические выражения для расчета по формуле (9) модуля функции передачи модуляции для системы с круглым зрачком и волновой аберрацией

$$W(x', y') = \frac{\lambda d}{R^2} (x'^2 + y'^2) + \frac{\lambda s_1}{R^4} (x'^2 + y'^2)^2 + \frac{\lambda s_2}{R^6} (x'^2 + y'^2)^3 + \frac{\lambda K}{R} y' + \frac{\lambda C_1}{R^3} (x'^2 + y'^2) y' + \frac{\lambda C_2}{R^5} (x'^2 + y'^2)^2 y' + \frac{\lambda a}{R^2} (y'^2 - x'^2) \quad (13)$$

где R – радиус выходного зрачка; $d, s_1, s_2, K, C_1, C_2, a$ – коэффициенты аберраций оптической системы.

Численные примеры показывают, что приведенные в докладе аналитические выражения обеспечивают лучшую точность, чем формула Steel'a, которая приведена в книгах [2,3].

Список литературы

- [1] *Мосягин Г.М., Немтинов В.Б., Лебедев Е.Н.* Теория оптико-электронных систем. - М.: Машиностроение, 1990.-432 с.
- [2] *Сокольский М.Н.* Допуски и качество оптического изображения. - Л.: Машиностроение, 1989. – 221с.
- [3] *А. Марешаль, М. Франсон* Структура оптического изображения. - М.: Мир, 1961.-296 с.

16. Рекурсивная последовательно-параллельная обработка пиросигнала в тепловизионной камере

Кондратов П.А., Ткаченко В.Ф.

Национальный университет «Львовская политехника», Львов, Украина

Введение. Сравнительно с видимым, изображение, полученное в инфракрасном диапазоне, в силу ряда причин имеет гораздо более низкое отношение сигнал-шум (с/ш). Поэтому, хотя в тепловизионных системах так же, как и в низкоуровневых телевизионных, наиболее действенным средством повышения качества изображения является уменьшение влияния асинхронных помех путем многокадрового накопления видеосигнала с его последующим усреднением, требования к помехозащищенности здесь гораздо выше. В то же время, увеличение количества накапливаемых кадров ведёт к ухудшению динамики отображения, что, в свою очередь, приводит к значительным искажениям при отображении движущихся тепловых объектов [1].

Целью данной статьи является рассмотрение возможных способов многокадрового накопления с точки зрения уменьшения влияния количества накапливаемых кадров на динамику отображения теплового изображения.

Арифметическое усреднение при последовательном накоплении кадров (в виду простоты его реализации и линейности отношения с/ш) является одной из наиболее часто применяемых процедур прикладного тепловидения. Эта процедура имеет вид:

$$U_{\Sigma} = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n U_p^i, \quad (1)$$

(где i – номер текущего кадра; n – количество накопленных кадров; U_p – пиросигнал), и реализуется с помощью арифметико-логического устройства, связанного с блоком памяти кадра (Рис. 1).

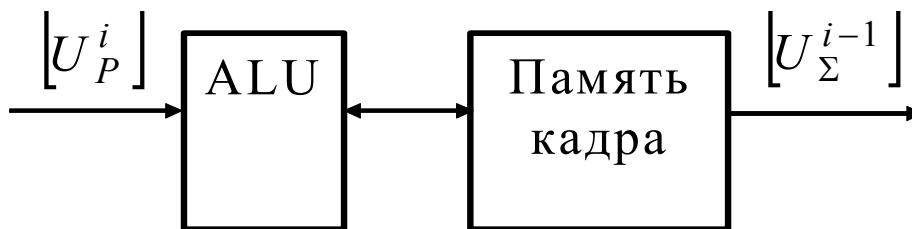


Рис. 1 – Реализация последовательного накопления

Поскольку количество накопленных кадров обычно составляет $n=2^i$, то выполнение функции $1/n$ осуществляется соответствующим сдвигом разрядной сетки на выходе памяти [2]. При этом для приемлемого оператором воспроизведения результатов усреднения необходимо подключение к выходу схемы усреднения памяти отображения. Тем самым обновление изображения на мониторе будет происходить с частотой, в n раз меньшей, чем частота кадровой развертки монитора.

Рекурсивная фильтрация при последовательном усреднении применяется с целью избежать искажения изображения в том случае, если частота изменения тепловой картины превышает значение $1/n$. Наиболее распространено использование адаптивного рекурсивного фильтра первого порядка, т.е. вычисление выходного результирующего сигнала как среднего значения от текущего сигнала и результатов усреднения предыдущих сигналов. Такая процедура может быть определена как:

$$U_{\Sigma}^{i,j} = U_{in}^{i,j} \cdot k + U_{\Sigma}^{(i-1),j} \quad (2)$$

$$k = F(U_{in}^i - U_{\Sigma}^{i-1}) \in [0; 1], \quad (3)$$

где j – номер текущего пикселя;

k – коэффициент уровня фильтрации, выбираемый из нескольких постоянных значений в зависимости от того, насколько текущий кадр отличается от результата усреднения предыдущих.

Если разность велика, то текущему кадру предоставляется наибольший вес, а если незначительна – то наименьший. Получение такой разности возможно, в частности, следующими путями:

- Последовательное сравнение j -тых пикселей текущего и усреднённого кадров с подсчетом количества тех пикселей, которые существенно разнятся между собой. Значение k избирается в зависимости от этого количества.

- Вычисление общей суммы значений пикселей текущего кадра:

$$U_{in}^i = \sum_{j=1}^m U_{in}^{i,j}, \quad (4)$$

где m – количество пикселей в кадре.

Вычисленная сумма сравнивается с вычисленной аналогичным образом суммой значений пикселей усредненного кадра.

- Разбивка кадра на определённое количество квадрантов.

Значение k выбирается в зависимости от первой же выявленной существенной разности участков текущего и усредненного кадров, или же от количества участков с существенной разностью.

- Сравнение избранных (оператором либо по определённому алгоритму) квадрантов (аналогично применяемым в современной охранной аппаратуре детекторам движения) либо пикселей т.н. “реперных точек”. Последние могут содержаться в: избранных строках (или столбцах) кадра, узлах наложенной на кадр сетки, точках с

максимальным и минимальным значением теплового распределения, вычисленном контуре объекта.

Известна [3] схема с рекурсивным усреднением по смежным кадрам (Рис. 2), где к значению текущего пикселя предыдущего кадра прибавляется значение разности пикселей текущего и предыдущего кадров, умноженное на k :

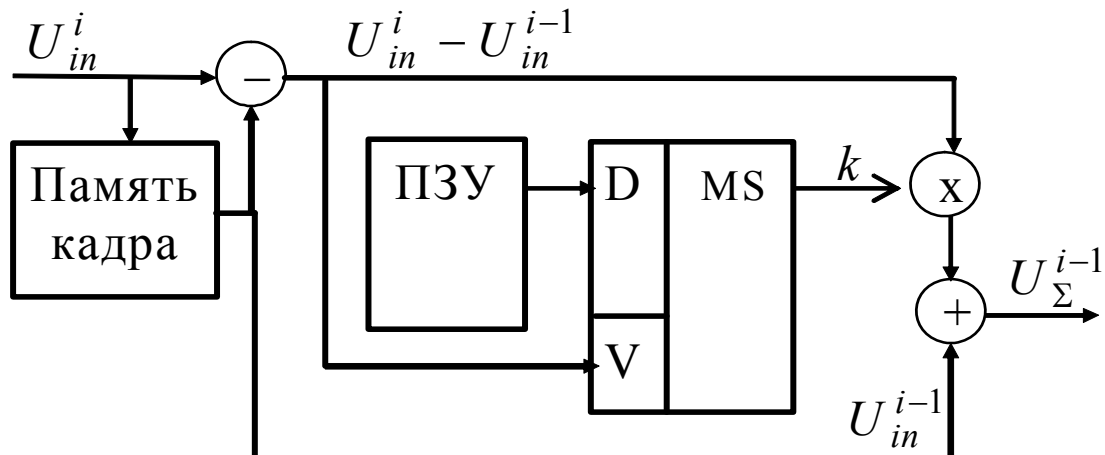


Рис. 2 – Рекурсивное усреднение по двум смежным кадрам

$$U_{\Sigma}^{(i-1),j} = k(U_{in}^{i,j} - U_{in}^{(i-1),j}) + U_{in}^{(i-1),j} =$$

$$= kU_{in}^{i,j} + (1-k)U_{in}^{(i-1),j} \quad , (5)$$

$$k = F(U_{in}^i - U_{in}^{i-1}) \quad . (6)$$

Значение k выбирается из нескольких заранее определённых постоянных значений в зависимости от значения соответствующего количества старших разрядов вычисленной разности кадров. Возможно и расширение набора k : для реализации этого набор k может быть занесен в постоянную память (ПЗУ), на входы адреса которого подаётся соответствующее количество разрядов значения разности кадров. По сравнению с обычным арифметическим усреднением рассмотренная процедура улучшает значение с/ш на:

$$h=10 \log[(2-k)/k] \text{ дб. } (7)$$

Модификацией этой процедуры является усреднение по текущему кадру и предыдущим усреднениям (Рис. 3), где k определяется по (6), а результат усреднения – как:

$$U_{\Sigma}^{i,j} = U_{in}^{i,j} \cdot k + U_{\Sigma}^{(i-1),j} \cdot (1-k) \quad . (8)$$

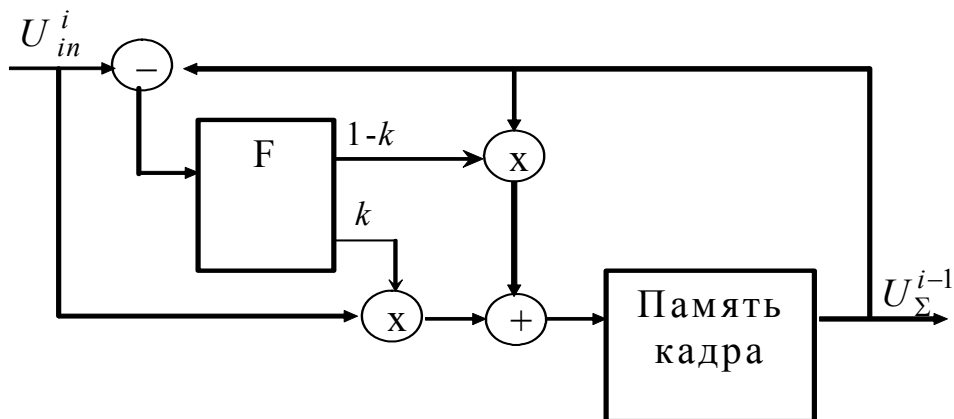


Рис. 6 – Последовательное рекурсивное усреднение по n кадрам
Схема с двухуровневым рекурсивным усреднением:

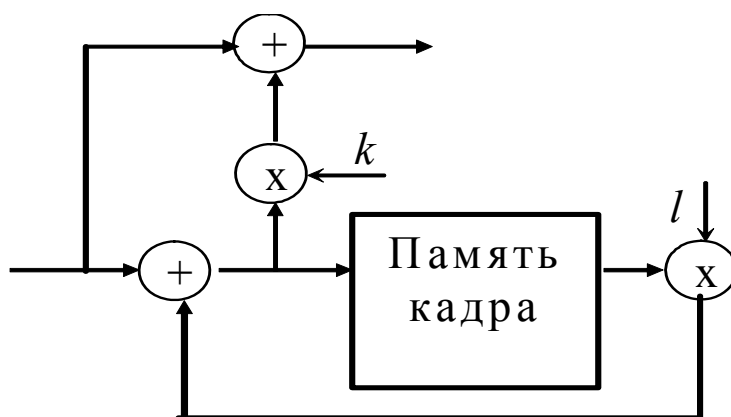


Рис. 7 – Двухуровневое рекурсивное усреднение

Здесь при усреднении первого уровня к текущему кадру прибавляется результат усреднения предыдущих кадров, умноженный на коэффициент l , значение которого изменяется в зависимости от изменения во времени чувствительности мишени. При усреднении второго уровня выполняется процедура:

$$U_{out}^{i,j} = U_{in}^{i,j} + k \left(U_{in}^{i,j} + l \cdot U_{\Sigma}^{(i-1),j} \right), \quad (9)$$

где k определяется по (6).

Таким образом, при данной реализации наибольший вес предоставляется текущему кадру, что может быть приемлемо лишь при том условии, что заранее известна функция динамики изменения теплового состояния. Но тогда вместо подсчёта текущих значений k и l можно ограничиться набором его заведомо определённых значений, например, таких, чтобы текущему кадру предоставлялся наибольший вес, а последнему из предыдущих – наименьший. В простейшем случае последовательного уменьшения веса вдвое процедура усреднения может быть определена как:

$$U_{\Sigma} = \frac{U_{in}^1}{2^{n-1}} + \sum_{i=2}^n \frac{U_{in}^i}{2^{n-i+1}}, \quad (10)$$

что может быть реализовано соответствующим сдвигом разрядной сетки.

Параллельное усреднение может быть предложено с целью сделать возможным применение процедуры многокадрового усреднения для наблюдения быстротечных тепловых процессов. Данная процедура состоит в последовательной перезаписи n текущих кадров в n блоков памяти кадра при одновременном сложении этих кадров[4].

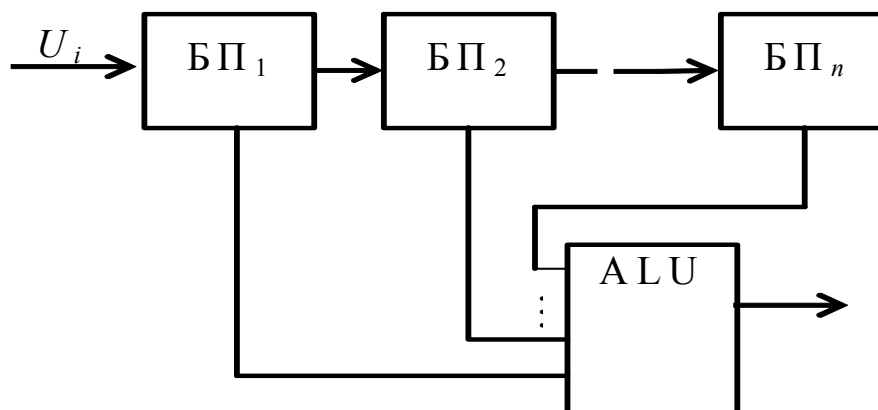


Рис. 8 – Реализация параллельного накопления кадров

При этом информация с блоков памяти может подаваться на суммирование через управляемые делители [5], которые будут управлять значениями составляющих результирующего кадра в зависимости от значений коэффициентов уровня рекурсивной фильтрации, вычисленных в соответствии с рассмотренными выше процедурами.

Тем самым с каждым последующим кадром будет формироваться новый результирующий сигнал, поступающий на дальнейшее преобразование, что делает возможным отображение динамики изменения теплового состояния объекта в каждом кадре развёртки. Дополнительным преимуществом такого сложения есть то, что оно значительно повышает оперативность и гибкость рекурсивного фильтра. В частности, при вычислении коэффициента уровня фильтрации могут быть использованы значения как текущего и усредненного, так и двух смежных сопредельных кадров. Кроме того, при этом вычислении возможен учёт значений не двух, как при последовательном накоплении, а n кадров при одновременном использовании n коэффициентов уровня фильтрации.

Выводы. Переход от последовательного накопления кадров к параллельному позволяет не только повысить динамику отображения быстротечных тепловых процессов, но и существенно улучшить её качество за счёт повышения оперативности и гибкости процедур рекурсивной фильтрации, применяемых при динамическом накоплении.

Литература

- 1 . Госсорг Ж. Инфракрасная термография. - М.: Мир, 1988. – 216 с.
- 2 . Боженко И.Б., Гой В.М., Клушин Ю.С., Кондратов П.А. Процессорный тепловизионный комплекс с дополнительным каналом изображения в видимом диапазоне спектра// Системы контроля окружающей среды. Сборник научных трудов НАНУ. - Севастополь: МГИ, 2002. – С.272-273.
3. С.Власенко, О.Домеш. Цифровой рекурсивный фильтр для тепловизора на пировидиконе/ Оптико-механическая промышленность. – 1990. № 1 – С.17-19.
4. Пат.18227 Україна, МПК H04N 5/33. Пристрій для формування тепловізійного зображення/ П.Кондратов. – 2006; Бюл. №11.
- 5 Пат.36856 Україна, МПК H04N 5/ 33. Пристрій формування тепловізійного зображення/ П.Кондратов. - 2008; Бюл. №21.

17. Псевдобинокулярные очки ночного видения с углом поля зрения 100°

Волков В.Г.^{1,2}, Гиндин П.Д.²

¹МГТУ им. Н.Э.Баумана, Москва, Россия

²ОАО «Швабе – Фотоприбор», Москва, Россия

В настоящее время широкое распространение в современной технике получили псевдобинокулярные очки ночного видения (ОНВ) [1]. Их известный недостаток - угол поля зрения всего лишь $2\omega = 40 - 50^\circ$. Для лучшего поиска нужно, чтобы у ОНВ (хотя бы в горизонтальной плоскости) $2\omega = 100^\circ$. В связи с этим здесь предложены схемы новых ОНВ на базе отечественных серийных электронно-оптических преобразователей (ЭОП)

Может быть использована схема ОНВ с коаксиальным объективом. В центральной части 1-го объектива с $2\omega = 50^\circ$ выполнено концентрическое отверстие, в которое вставлен 2-й объектив с $f = 7,34$ мм, $2\omega = 100^\circ$, $O = 1:1,4$. Перед объективами установлена ирисовая диафрагма. Оба объектива сфокусированы на фотокатод ЭОП. Диаметр фотокатода $d_{\text{фк}} = 17,5$ мм. На экран ЭОП сфокусирована окулярная система. При работе 1-го объектива для ОНВ $2\omega = 50^\circ$. При этом увеличение окулярной системы составляет $\Gamma = 13,326^{\times}$, а ее линейное поле зрения $2l = 17,5$ мм. При работе 2-го объектива 2 (входной зрачок 1-го объектива перекрыт при этом диафрагмой) для ОНВ $2\omega = 100^\circ$. Дальность распознавания ростовой фигуры человека (РФЧ) ночью в нормированных условиях при $2\omega = 50^\circ$ составляет $D_{\text{рас}} = 200$ м, при $2\omega = 100^\circ$ дальность обнаружения РФЧ составляет $D_{\text{об}} = 200$ м, а $D_{\text{рас}} = 150$ м. При этом для окулярной системы $\Gamma = 34^{\times}$ при том же $2l$. Для изменения Γ окулярной системы служит ее линзовый компонент с переменным Γ . Управление им и диаметром ирисовой диафрагмы осуществляется с помощью электромеханического блока. Можно при работе объектива не менять Γ окулярной системы для ее упрощения. Но тогда для ОНВ $\Gamma = 0,39^{\times}$, а не 1^{\times} . Возможны схемы ОНВ с применением вместо коаксиальной оптики вариообъектива, f которого плавно или ступенчато изменяется от 18,76 мм до 7,34 мм при соответствующем изменении 2ω от 50° до 100° при $O = 1:1,4$. При изменении f объектива меняется и f окуляра для сохранения для ОНВ $\Gamma = 1^{\times}$. Для того, чтобы ОНВ могли работать не только при нормальной, но и при пониженной прозрачности атмосферы и в дневных условиях (для всепогодности и круглосуточности работы), схема ОНВ дополнена тепловизионным (ТВП) каналом. Изображение с его OL ED дисплея с помощью линзы через полупрозрачное зеркало вводится в левый канал окулярной системы. ТВП канал работает в области спектра 8 – 12 мкм, имеет $D_{\text{рас}} = 300$ м, $2\omega = 8 \times 12^\circ$, $\Gamma = 1^{\times}$. На выходе полупрозрачного зеркала установлен ТВ канал. Его объектив сфокусирован на матрицу ПЗС ТВ камеры. Изображение с экрана ЭОП и с OLED дисплея вводится в ТВ канал. Это позволяет передать изображение дистанционно (если использовать радиопередатчик) или может быть введено в персональный компьютер с целью запоминания изображения, его цифровой обработки и тиражирования. Расстояние по базе глаз окулярной системы регулируется в пределах 57 – 78 мм. Питание ОНВ обеспечивается от напряжения = 9 В. Масса ОНВ – не более 600 г. Возможна другая. Здесь используется объектив с $f = 10,5$ мм, $2\omega = 100^\circ$, $O = 1:1,4$, ЭОП с $d_{\text{фк}} = 25$ мм и окулярная система с $\Gamma = 23,8^{\times}$ при $2l = 25$ мм. При этом ОНВ имеют $2\omega = 100^\circ$ и $\Gamma = 1^{\times}$. Достоинством таких ОНВ является простота схемы. Однако уменьшение f приведет к сокращению $D_{\text{рас}}$ ОНВ до 150 м. И в таких ОНВ возможно применение вариообъектива с f , изменяемым в пределах 26,8 – 10,5 мм при 2ω , изменяемым соответственно в пределах $50^\circ - 100^\circ$ и $O = 1:1,4$, а также сопряжение ОНВ с ТВП и ТВ каналами. $D_{\text{об}}$ и $D_{\text{рас}}$ в ТВП канале те же, что и для ОНВ по предыдущей схеме.

Может быть использована схема ОНВ с двумя идентичными объективами и с ЭОП с $d_{\text{фк}} = 25$ мм. Объективы имеют $f = 13,4$ мм, $2\omega = 50^\circ$, $O = 1:1,4$. При этом для окулярной системы равно $\Gamma = 18,657^x$ при $2l = 25$ мм. Здесь $D_{\text{рас}} = 150$ м по РФЧ в нормированных условиях. Выясним, какие объективы потребуются для такой схемы ОНВ, если $d_{\text{фк}} = 17,5$ мм. Объективы будут иметь $f = 7,34$ мм, $2\omega = 50^\circ$, $O = 1:1,4$. При этом для окулярной системы $\Gamma = 34^x$ при $2l = 17,5$ мм. Нетрудно видеть, что дальность действия ОНВ при такой схеме снизится. Данная схема ОНВ на базе ЭОП с $d_{\text{фк}} = 25$ мм допускает применение двух объективов с различными f : широкопольного объектива с $f = 6,3$ мм, $2\omega = 100^\circ$, $O = 1:1,4$ и узкопольного объектива 2 с $f = 18,76$ мм, $2\omega = 50^\circ$, $O = 1:1,4$. Здесь используется окулярная система с $\Gamma = 13,44^x$ при $2l = 25$ мм. При этом для 1-го объектива $f = 17,5$ мм, а для 2-го объектива – $7,5$ мм. $2l$ обоих объективов находятся в пределах $d_{\text{фк}} = 25$ мм и контактируют друг с другом по касательной. ЭОП с $d_{\text{фк}} = 25$ мм имеет смещение своей оптической оси в поперечном направлении для объединения в ОНВ обоих объективов. Для узкого поля зрения ОНВ $\Gamma = 1^x$, а для широкого – $\Gamma = 0,3^x$. Такую же схему в принципе можно использовать и для ЭОП с $d_{\text{фк}} = 17,5$ мм, только поля зрения будут частично перекрывать друг друга. Зато для окулярной системы $2l = 17,5$ мм. Такую систему проще рассчитать.

Схема ОНВ может содержать зеркально-линзовый объектив с $f = 60$ мм, эффективным $O = 1:1,3$ и $2\omega = 15^\circ$. В центральной нерабочей части линзы-зеркала в концентрическом отверстии установлена группа линз. Вместе с линзовым компенсатором полевых аберраций данного объектива эта группа образует короткофокусный линзовый объектив. Для него $f = 7,34$ мм, $O = 1:1,2$, $2\omega = 100^\circ$. Оба объектива сфокусированы на фотокатод с $d_{\text{фк}} = 17,5$ мм ЭОП. На его экран сфокусирована псевдобинокулярная окулярная система. Для нее $\Gamma = 12,5^x$, $2l = 17,5$ мм, $d_{\text{вых}} = 10$ мм при $r = 20$ мм. Расстояние по базе глаз окулярной системы регулируется в пределах $57 - 78$ мм. При работе зеркально-линзового объектива $\Gamma = 3^x$ при $2\omega = 15^\circ$. При работе линзового объектива $\Gamma = 0,3^x$ при $2\omega = 100^\circ$. При необходимости может быть использован линзовый объектив с $f = 18$ мм, $O = 1:1,4$ и $2\omega = 50^\circ$. При этом для ОНВ $\Gamma = 1^x$ и $2\omega = 50^\circ$. Линзовый объектив используется для поиска в широком угле поля зрения объекта наблюдения, а зеркально-линзовый объектив – для его распознавания. Фактически ОНВ с зеркально-линзовым объективом превращаются в наголовный бинокль. Для него в нормированных условиях составляет $D_{\text{рас}} = 300$ м. При использовании линзового объектива с $2\omega = 100^\circ$ $D_{\text{рас}} = 200$ м, а линзового объектива с $2\omega = 50^\circ$ - $D_{\text{рас}} = 300$ м. Схема ОНВ может быть дополнена тепловизионным (ТВП) каналом. Изображение с его OLED дисплея с помощью линзового компонента через полупрозрачное зеркало вводится в левый канал окулярной системы. ТВП канал работает в области спектра $8 - 12$ мкм, имеет $D_{\text{рас}} = 300$ м, $2\omega = 8 \times 12^\circ$, $\Gamma = 1^x$. На выходе полупрозрачного зеркала установлен ТВ канал. Его объектив сфокусирован на матрицу ПЗС ТВ камеры. Благодаря этому изображение с экрана ЭОП и с OLED дисплея вводится в ТВ канал. Питание ОНВ - от 9 В. Масса ОНВ - не более 850 г.

Предложена схема ассиметричных псевдобинокулярных ОНВ. В ней объектив сфокусирован на фотокатод ЭОП с $d_{\text{фк}} = 17,5$ мм. Изображение с экрана ЭОП через гипотенузную светоделительную грань 1-й куб-призмы вводится в 1-й окуляр. Благодаря гипотенузной грани 1-й куб-призмы изображение с экрана ЭОП передается также через 1-е плоское зеркало в линзовую оборачивающую систему. Она оборачивает изображение, затем через 2-е плоское зеркало и гипотенузную грань 2-й куб-призмы передает его во 2-й окуляр. Поэтому ОНВ имеет ассиметричную схему построения. Объектив ОНВ имеет $f = 7,34$ мм, $O = 1:1,4$, $2\omega = 100^\circ$. Окуляры имеют $\Gamma = 12,5^x$, $2l = 17,5$ мм, $d_{\text{вых}} = 10$ мм при $r = 20$ мм. Для ОНВ $\Gamma = 0,3^x$ при $2\omega = 100^\circ$ и $D_{\text{об}} = 200$ м. ОНВ может содержать еще и ТВП канал. Изображение с его OLED дисплея через куб-призму передается во 2-й окуляр. Изображение с экрана ЭОП и с OLED дисплея

переносится с помощью объектива на матрицу ПЗС ТВ камеры. Питание ОНВ - от напряжения = 9 В. Масса ОНВ – не более 650 г.

Заключение

1. Принципиально возможно создание различных вариантов псевдобинокулярных ОНВ с углом поля зрения 100° : ОНВ с использованием коаксиальных линзовых объективов, ОНВ на основе двух объективов с одинаковым или с различными фокусными расстояниями, ОНВ, с сочетанием зеркально-линзового и линзового объективов, ОНВ с ассиметричной схемой.

2. ОНВ могут содержать ТВП канал для всепогодного и круглосуточного наблюдения, а также ТВ канал для передачи изображения дистанционно или в персональный компьютер.

3. Выбор схемы ОНВ зависит от требований к стоимости и к применению ОНВ.

Литература

1. *Гейхман И.Л., Волков В.Г.* Видение и безопасность. - М.: Новости, 2009.

18. Перспективные бинокулярные очки ночного видения

Волков В.Г.^{1,2}, Гиндин П.Д.²

¹*МГТУ им. Н.Э.Баумана, Москва, Россия*

²*ОАО «Швабе – Фотоприбор», Москва, Россия*

В настоящее время широкое распространение приобрели приборы ночного видения. Среди них особо важную роль играют очки ночного видения (ОНВ) [1]. Они нашли применение для наблюдения при пониженном уровне освещенности (сумерки, ночь) для обеспечения работы органов МВД, пограничных и охранных служб и др. Здесь представлены схемы построения перспективных бинокулярных ОНВ с повышенными параметрами.

Первый вариант построения бинокулярных ОНВ состоит из 2-х ночных каналов. Каждый из них выполнен на базе электронно-оптического преобразователя (ЭОП). В широкопольном канале ОНВ установлен широкоугольный объектив. Он имеет фокусное расстояние $f = 10$ мм, относительное отверстие $O = 1:1,4$, угол поля зрения $2\omega = 100^\circ$. Объектив сфокусирован на фотокатод 1-го ЭОП, на экран которого сфокусирован 1-й окуляр. Он имеет $f = 10$ мм, линейное поле зрения $2l = 17,5$ мм, диаметр выходного зрачка $d_{\text{вых.}} = 10$ мм при его удалении $p = 20$ мм. В узкопольном канале ОНВ установлен сравнительно узкоугольный объектив. Он имеет $f = 25$ мм, $O = 1:1,4$, $2\omega = 40^\circ$. Объектив сфокусирован на фотокатод 2-го ЭОП. На экран 2-го ЭОП сфокусирован 2-й окуляр. Он имеет $f = 25$ мм, $2l = 17,5$ мм, $d_{\text{вых.}} = 10$ мм при $p = 20$ мм. Оба канала имеют увеличение $\Gamma = 1^x$. При этом широкопольный канал имеет $2\omega = 100^\circ$, а дальность обнаружения в него ростовой фигуры человека (РФЧ) в нормированных условиях достигает $D_{\text{об}} = 200$ м. Для распознавания РФЧ служит узкоугольный канал. Для него $2\omega = 40^\circ$, а $D_{\text{рас}} = 200$ м. Масса ОНВ составляет 450 г. В данных ОНВ обеспечиваются повышенные поисковые возможности. Однако ОНВ не обеспечивают круглосуточной и всепогодной работы, не позволяют дистанционно передать изображение и подвергнуть его цифровой обработке, запомнить тиражировать и дублировать его, хотя и обладают минимальной стоимостью.

Для преодоления указанных недостатков рекомендуется схема бинокулярных ТВ ОНВ. Она состоит из 2-х низкоуровневых ТВ каналов. В широкопольном канале ОНВ установлен тот же объектив, что и в аналогичном канале по предыдущей схеме. 1-й ЭОП и 2-й ЭОП те же, что и в этой схеме. Экран каждого из ЭОП с помощью соответствующих фоконов оптически сопряжен с матрицей ПЗС 1-й и 2-й ТВ камеры.

Их выходы подключены к 1-му и 2-му ТВ монитору соответственно. На экран 1-го ТВ монитора сфокусирован 1-й окуляр, на экран 2-го ТВ монитора - 2-й окуляр. Они имеют те же параметры, что и окуляры в предыдущей схеме. Для обоих каналов $\Gamma=1^x$. Если в предыдущей схеме ОНВ могут быть использованы ЭОП поколения 2^+ , то в данной схеме должны быть использованы ЭОП 3-го поколения для обеспечения тех же дальностей действия, что и в предыдущей схеме ОНВ. 2ω ТВ ОНВ по диагонали здесь те же, что и в этой схеме ОНВ. ТВ мониторы выполнены на основе ЖК дисплеев с диагональю 17,5 мм, работающих в зеленой области спектра. Масса ТВ ОНВ – около 600 г. В ТВ каналах используется цифровая обработка изображения в реальном масштабе времени. ТВ изображение может быть с помощью соответствующего интерфейса введено в персональный компьютер (ПК) для запоминания и тиражирования. С помощью дополнительного радиопередатчика ТВ изображение может быть передано дистанционно и (или) введено в ТВ монитор другого оператора. ТВ ОНВ обеспечивают возможность круглосуточного наблюдения. Однако они не позволяют наблюдать при неблагоприятных природных условиях видения (дымка, туман, дождь, снегопад и пр.), а также при воздействии мощных световых помех.

Для частичного устранения этих недостатков предложена схема бинокулярных теплотелевизионных (ТВП) ОНВ. Схема состоит из 1-го ТВ широкоугольного канала и 2-го узкопольного ТВП канала. 1-й канал выполнен точно так же, как и в предыдущей схеме ОНВ. ТВП канал содержит ИК объектив. Он рассчитан для области спектра 8-12 мкм (в то время как все рассмотренные выше объективы рассчитаны для области спектра 0,4 – 0,9 мкм), имеет $f = 25$ мм, $O = 1:1$, $2\omega = 12 \times 8^\circ$. ТВП модуль имеет те же габаритные размеры, что и ЭОП поколений 2^+ и 3 с диаметром фотокатода 17,5 мм. Модуль состоит из фокально-плоскостной матрицы микроболометров с числом пикселей 320 x 240, работающей без охлаждения в области спектра 8 – 12 мкм, встроенного электронного блока преобразования и цифровой обработки сигнала изображения, и OLED дисплея белого цвета свечения с числом пикселей 800x600 и с размером диагонали 17,5 мм. Соответственно 2-й окуляр имеет те же параметры, что и окуляр в первой схеме ОНВ, однако у него визуальная коррекция в отличие от окуляров по схеме, где коррекция обеспечивается для 0,53 – 0,56 мкм. Поиск и обнаружение объектов наблюдения обеспечивается в канал 1. Его параметры те же, что и у канала 1 по предыдущей схеме. ТВП канал имеет $D_{рас} = 200$ м при указанных выше неблагоприятных условиях видения для $2\omega = 12 \times 8^\circ$. Масса ОНВ около 650 г. Изображение с выхода ТВП модуля может быть передано дистанционно, подвергнуто цифровой обработке в реальном масштабе времени, введено в ПК или выведено на отдельный ТВ монитор.

В комбинированных бинокулярных ОНВ используется ТВП канал поиска и обнаружения, а также ТВ активно-импульсный (АИ) канал распознавания. ТВП канал выполнен так же, как и ТВП канал в предыдущей схеме. Только здесь ИК объектив имеет $f = 10$ мм при $O = 1:1,4$ и $2\omega = 100 \times 60^\circ$. 1-й окуляр имеет $f = 10$ мм, $2l = 17,5$ мм, $d_{вых} = 10$ мм при $r = 20$ мм. ТВП канал обеспечивает поиск и обнаружение РФЧ и $D_{рас} = 200$ м. При условии применения ИК объектива с $f = 20$ мм, том же O и $2\omega = 50 \times 30^\circ$ и при тех же остальных параметрах ТВП канала обеспечивается $D_{об} = 400$ м. В ТВ АИ канале имеется широкоугольная пассивная низкоуровневая ТВ система поиска и обнаружения. Она содержит 1-й объектив, 1-й ЭОП, экран которого через 1-й фокон стыкован с матрицей ПЗС 1-й ТВ камеры. Видеосигнал с ее выхода передается в ТВ монитор и наблюдается с его экрана через окуляр. Узкопольный ТВ канал распознавания содержит блок наблюдения, состоящий из 2-го объектива, узкополосного фильтра, 2-го ЭОП, стыкованного через 2-й фокон с матрицей ПЗС 2-й ТВ камеры. Видеосигнал с ее выхода вводится в ТВ монитор, а изображение с его экрана так же наблюдается через окуляр. 2-й ЭОП имеет вывод для обеспечения его

импульсного управления (стробирования). Для обеспечения совместной работы 2-го ЭОП и импульсного лазерного осветителя служит блок стробирования. Работа ТВ АИ канала осуществляется так, как это описано в работе [1]. При угле подсвете осветителя, равном $4 \times 2^\circ$, т.е. при таком угле поля зрения ОНВ при их работе в АИ режиме, $D_{\text{рас}}=400$ м. При этом за счет импульсного режима работы 2-го ЭОП 12 любая непрерывная во времени световая помеха ослабляется в число крат, равное скважности работы 2-го ЭОП, т.е. в $10^5 - 10^6$ крат. Благодаря еще и одновременному применению спектральной селекции обеспечивается наблюдение полезного изображения в присутствии в поле зрения ОНВ световых помех и даже в дневное время суток. Таким образом, АИ ОНВ обеспечивают всепогодное и круглосуточное наблюдение. АИ канал может работать и в пассивном режиме. Масса ОНВ составляет около 800 г. Питание ОНВ обеспечивается от напряжения $= 9 - 12$ В при потреблении по току 2 А. В принципе ТВ системы могут быть удалены. Это даст возможность упростить схему АИ ОНВ и снизить их стоимость. Однако при этом невозможна дистанционная передача изображения, ввода его в ПК и прочие преимущества использования ТВ систем.

Заключение

1. Разработка перспективных бинокулярных ОНВ возможна благодаря использованию в них широкоугольных оптико-электронных и ТВ каналов, применению тепловизионного и активно-импульсного каналов.

2. Схема ОНВ выбирается на основе анализа конкретной технической задачи и с учетом экономических соображений.

Литература

1. *Гейхман И.Л., Волков В.Г.* Видение и безопасность. - М.: Новости, 2009.

19. Светосильный объектив на спектральный диапазон 3,5 – 10,5 мкм

Горелик Л.И.¹, Демидов В.И.¹, Полесский А.В.^{1,2}, Юдовская А.Д.¹

¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

²МГТУ МИРЭА, Москва, Россия

В оптико-электронных системах одним из перспективных методов увеличения информативности является увеличение количества каналов. В системах ИК диапазона существуют различные варианты комплексирования каналов [1], среди которых особенно стоит выделить комплексирование диапазонов 3...5 и 8...12 мкм. Такое комплексирование позволяет объединить достоинства среднего и дальнего диапазона, позволяя создавать оптико-электронные системы, работающие в широком диапазоне погодных условий и имеющие повышенную помехоустойчивость, за счет «цветовой» селекции объектов. Специально для такого класса систем в мире ведется активная разработка двухдиапазонных фотоприемных устройств.

В отечественной промышленности разработка двухдиапазонных МФПУ в настоящее время находится на начальном этапе. Для натурального моделирования работы двухдиапазонных систем, а так же разработки стендового оборудования для наладки и измерений характеристик перспективных двухдиапазонных МФПУ необходима разработка широкодиапазонных оптических трактов.

Задачей создания широкодиапазонных оптических трактов в мире занимается ряд компаний, причем некоторые из них вроде Janos Technology Inc. и IR-Cam GmbH уже создали и предлагают их к продаже.

В ОАО «НПО «Орион» проблемой создания двухдиапазонных объективов занимались свыше 20 лет [2]. Исследования проводились исходя из задачи создания объектива дифракционного качества из материалов с хорошо отработанной технологией обработки. Высокое качество изображения при малом количестве компонентов достигалось применением в различных комбинациях компонентов из

материалов с высоким показателем преломления, например Ge. Такие объективы могут быть реализованы при наличии высокопрочного (0 группа прочности) двухдиапазонного просветляющего покрытия, которое в России отработано сравнительно слабо. По этой причине были проведены исследования и найдено решение создания широкодиапазонного объектива, позволяющего при изготовлении обойтись без операции просветления, кроме того с целью понижения стоимости изготовления было осуществлено дополнительное условие – использование технологически хорошо отработанных материалов со сферическими поверхностями.

Рабочий спектральный диапазон объектива бы выбран на основе анализа существующих в мире двухдиапазонных охлаждаемых МФПУ [3,4]. Анализ показал, что для МФПУ на основе КРТ и МФПУ на основе сверхрешеток второго типа красная граница короче 10-10,5 мкм, а синяя граница примерно равна 3,5 мкм.

Также при разработке объектива были поставлены следующие требования:

- объектив должен входить в состав наблюдательного прибора средней дальности с угловым размером элемента порядка 0,5 мрад;
- в системе используется МФПУ формата 320x256 с шагом 30 мкм;
- количество оптических компонентов не более 4;
- относительное отверстие 1:1,7.

На основе исходного задания была разработана оптическая схема объектива (рисунок 1), имеющая следующие основные технические характеристики:

- фокусное расстояние, мм 60;
- относительное отверстие 1:1,7;
- спектральный диапазон работы, мкм 3,5...10,5;
- поле зрения (2ω , град) 1 1°;
- рабочий отрезок, мм 31;
- входной зрачок находится на первой поверхности.

Объектив может использоваться как с существующими однодиапазонными МФПУ, так и с перспективными двухдиапазонными МФПУ формата 320x256 с шагом 30 мкм.

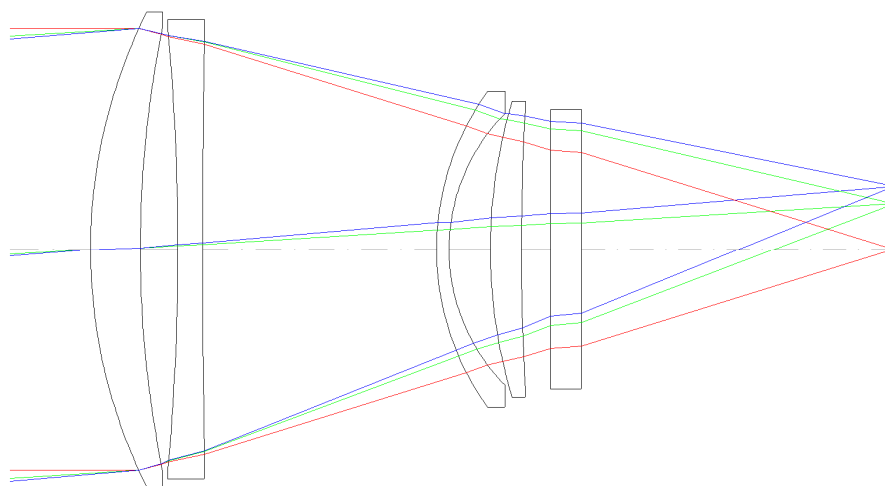


Рисунок 1. Оптическая схема светосильного объектива на спектральный диапазон 3,5 – 10,5 мкм

Расчетное качество изображения разработанного объектива составляет не менее 80% энергии для диапазона 3...5 мкм в площадке 30 x30 мкм, и для диапазона 8...10,5 мкм в площадке 40x40 мкм.

Расчетные величины концентрации энергии в пятне приведены на рисунке 2.

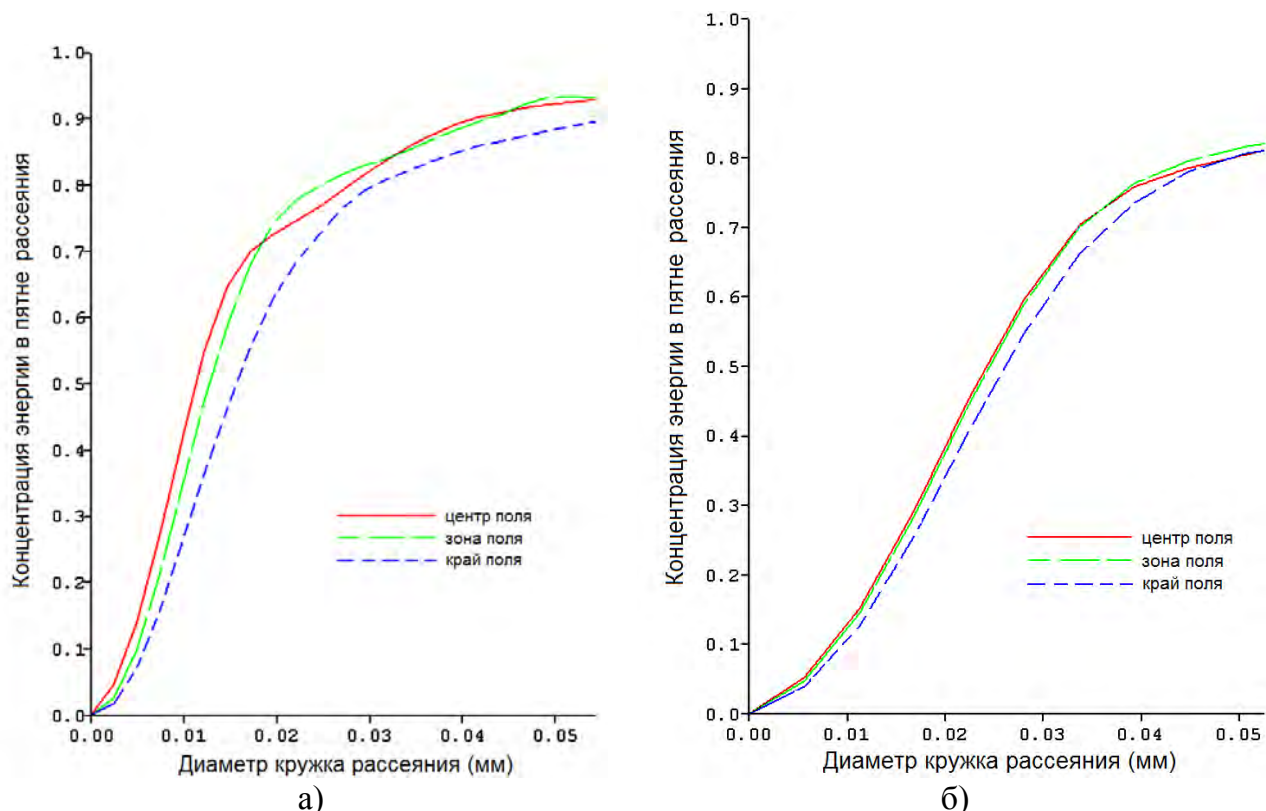


Рисунок 1. Концентрация энергии в пятне двухдиапазонного объектива в диапазонах (а) – 3...5 мкм, (б) - 8...12 мкм

При разработке отдельные исследования были направлены на определение требований к фокусировке объектива при работе с современными двухдиапазонными МФПУ: особенностью двухдиапазонных МФПУ с точки зрения формирования изображения является наличие расстояния между фоточувствительными элементами диапазонов 3...5 и 8...12 мкм. В то время как классический расчет объектива предусматривает единую плоскость изображения.

Было проанализировано расстояние между ФЧЭ диапазона 3...5 и 8...12 мкм современных двухдиапазонных МФПУ различных производителей. Анализ показал, что максимальное расстояния между слоями составляет 17 мкм, а характерная величина – 7...12 мкм.

Анализ показал, что фокусировка оптических трактов с относительным отверстием менее 1:1,7 в двухдиапазонных системах на основе единого МФПУ должна осуществляться по критерию получения резкого изображения в диапазоне 3...5 мкм.

В результате, была разработана оптическая схема светосильного объектива на спектральный диапазон 3,5-10,5 мкм, который по своим основным характеристикам близок к современным зарубежным аналогам и при этом является технологичным за счет отказа от асферических поверхностей и просветления.

Список литературы:

1.Тарасов В.В., Якушенков Ю.Г. Двух- и многодиапазонные оптико-электронные системы с матричными приемниками излучения. Издательство: Университетская книга, Логос, 2007 год.

2.Горелик Л.И., Полесский А.В., Семенченко Н.А, Хамидуллин К.А., Юдовская А.Д. Двухдиапазонный инфракрасный объектив Успехи прикладной физики, 2013, №2

3.Bi-color and dual-band H_gCdTe infrared focal plane arrays at DEFI R. G. Destefanis, P. Ballet, J. Baylet, P. Castelein, O. Gravrand, J. Rothman, F. Rothan, G. Perrais, J.P. Chamonal, A. Million, Philippe Tribolet, B. Terrier E. Sanson, P. Costa, Laurent Vial. Infrared Technology and Applications XXXII, Proc. of SPIE, Vol. 6206, 62060B, (2006)

4.3rd-Generation 1280 x 720 FPA development status at Raytheon Vision Systems. D.F. King, W. A. Radford, E.A. Patten, R. W. Graham, T. F. McEwan, J. G. Vodicka, R. E. Bornfreund, P. M. Goetz, G. M. Venzor, and S.M. Johnson, J. E. Jensen, B. Z. Nosho and J. A. Roth. Infrared Technology and Applications XXXII, Proc. of SPIE, Vol. 6206, 62060B, (2006).

20. Зеркально-линзовый объектив для измерения фотоэлектрической связи в ИК диапазоне

Добрунов С.В.¹, Полесский А.В.^{1,3}, Семенченко Н.А.^{1,2}, Смирнова Е.А.^{1,2}, Шкетов А.И.¹

¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

²МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

³МГТУ МИРЭА, Москва, Россия

Создание нового поколения ИК многоэлементных фотоприемных устройств (МФПУ) орбитального базирования с малым размером пикселя невозможно без создания стендового оборудования для измерения их основных параметров. Помимо основных фотоэлектрических параметров (удельная обнаружительная способность, вольтовая чувствительность, пороговый поток) для таких МФПУ чрезвычайно важным является измерение коэффициента фотоэлектрической связи. Хорошо известно, что наличие фотоэлектрической связи в МФПУ приводит к падению модуляционной передаточной функции МФПУ и как следствие опико-электронной системы в целом. Стоит отметить, что наличие фотоэлектрической связи в 15% приводит к падению модуляционной передаточной функции МФПУ на средних частотах примерно в 3 раза.

Для измерения фотоэлектрической связи в ОАО «НПО «Орион» была разработана специализированная установка, которая работает следующим образом [1]. Источник излучения освещает круглую диафрагму, которая с помощью зеркально-линзового объектива (оптического зонда) проецируется в плоскость ФЧЭ для засветки единичного элемента. Ослабляющие фильтры предназначены для согласования мощности полезного излучения и динамического диапазона МФПУ. Селекция полезного и паразитного потоков ИК излучения осуществляется путем модуляции полезного потока с помощью опико-механического модулятора. Перемещение изображения круглой диафрагмы по поверхности ФЧЭ осуществляется путем подвижки блока, включающего источник излучения, оптический зонд, модулятор и ослабители относительно МФПУ с помощью двухосного механизма перемещения.

Наиболее сложно обеспечиваемым метрологическим требованием к стенду является требование на величину изображения круглой диафрагмы в плоскости ФЧЭ, которое согласно ГОСТ 17772-88 не должно превышать суммарного размера площадки и зазора между ФЧЭ по уровню 90% мощности падающего излучения. Это требование связано с тем, что засветка слишком большим пятном приведет к облучению не только нужного элемента ФЧЭ, но и соседних, т.е. ошибке измерений.

Сложность обеспечения малого изображения диафрагмы на поверхности ФЧЭ в ИК диапазоне связана со сравнительно большой длиной волны, что приводит к значительному размеру дифракционного пятна рассеяния. Уменьшение пятна возможно за счет увеличения выходной апертуры оптического зонда, однако её величина ограничена величиной апертуры МФПУ.

Ещё одна задача, которая должна быть решена при разработке объектива – измерение размера пятна рассеяния в инфракрасном диапазоне, что в настоящее время решение в России проблематично. Поэтому измерение пятна рассеяния необходимо будет проводить косвенными методами в видимом диапазоне.

Решение задачи создания зеркально-линзового объектива для измерения фотоэлектрической связи в ИК диапазоне проходило в два этапа. На первом было

проведено математическое моделирование изображения диафрагмы построенного зеркально-линзовым объективом с дифракционным качеством изображения [2,3,4]. Моделирование показало, что при размере диафрагмы 0,2 мм 90% энергии пятна будет приходиться на пиксель размером 24 мкм, т.е. теоретически возможный шаг перспективных МФПУ которые данный оптический может контролировать составляет 24 мкм. Так же в ходе моделирования были обоснованы требования на точность позиционирования зеркально-линзового объектива.

На втором этапе был проведен синтез оптической системы[5,6]. В качестве исходной оптической схемы была выбрана схема Швардшильда с линзовым компенсатором. Компенсатор в оптической системе близок к афокальному, и практически не вносит хроматических aberrаций, что позволяет проводить измерение пятна рассеяния объектива в видимом диапазоне с соответствующим пересчетом. При синтезе объектива были учтены aberrации вносимые входными окнами фотоприемника, путем введения соответствующих им плоскопараллельным пластинок.

Оптическая схема разработанного объектива приведена на рисунке 1.

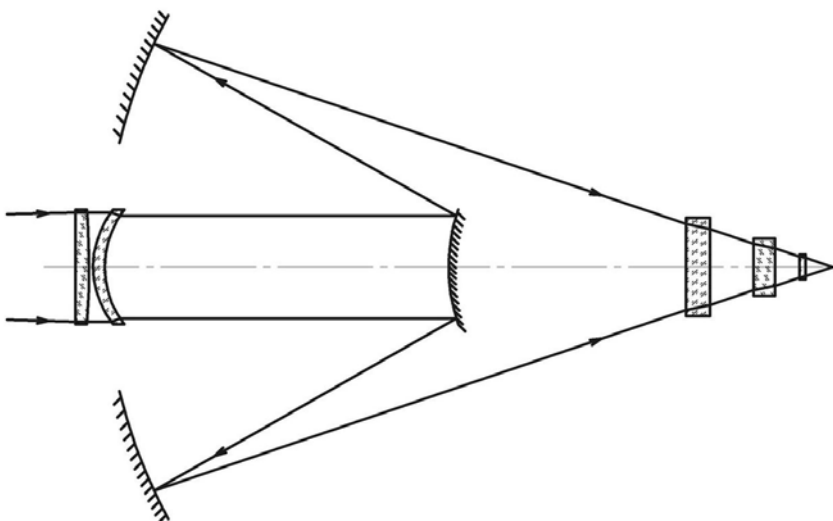


Рисунок 1. Оптическая схема зеркально-линзового объектива

Качество изображения данной оптической схемы можно оценить с помощью числа Штреля, которое составляет 0,94 (ошибка волнового фронта менее $\lambda/25$) в спектральном диапазоне 2,7-3,2 мкм. Концентрация энергии в пятне на рисунке 2.

Функция концентрации энергии

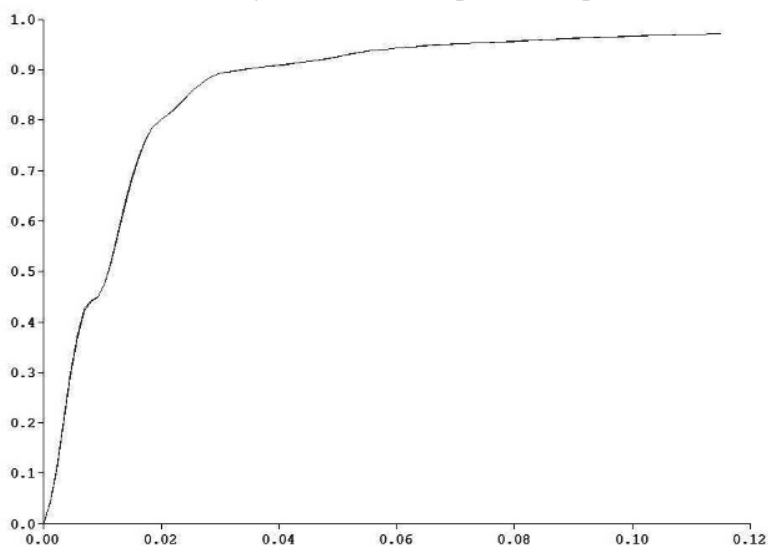


Рисунок 2. Функция концентрации энергии в пятне рассеяния зеркально-линзового объектива

В результате проведенной работы была разработана математическая модель, которая позволяет произвести оценку требований к объективу - оптическому зонду в стендах измерения фотоэлектрической связи и оценку требований на точность его позиционирования.

Разработана оптическая схема объектива для установки измерения фотоэлектрической связи ФПУ космического базирования с высоким качеством изображения и показано, что разработанный объектив пригоден для контроля перспективных ФПУ с шагом до 24 мкм.

Список литературы:

1. Приемники излучения полупроводниковые фотоэлектрические и фотоприемные устройства. Методы измерения фотоэлектрических параметров и определения характеристик, ГОСТ 17772-88, 1988 г.

2. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. — М.: Наука, 1973 г., 721 с.

3. Дж. Гудмен Введение в Фурье-оптику. — М., Мир, 1970г.

4. В.М. Домненко, М.В. Бурсов, Т.В. Иванова. Моделирование формирования оптического изображения: Учебное пособие. — СПб.: НИУ ИТМО, 2011 г., 141 с.

5. Шеннон Р., Вайант Дж. Проектирование оптических систем. — М.: Мир, 1983 г., 432 с.

6. Г.Г. Слюсарев Расчет оптических систем — М., Машиностроение, 1975г.

21. Стенд измерения относительной спектральной характеристики матричных фотоприемных устройств ультрафиолетового диапазона спектра

Деомидов А.Д.^{1,2}, Кононов М.Е.^{1,2}, Полесский А.В.^{1,4}, Семенченко Н.А.^{1,3},
Хамидуллин К.А.¹

¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

²НИУ МЭИ, Москва, Россия

³МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

⁴МГТУ МИРЭА, Москва, Россия

Относительная спектральная характеристика является одним из важнейших параметров фотоприемных устройств, поскольку она используется при расчете большинства фотоэлектрических параметров. В связи с этим разработка новых фотоприемных устройств, предназначенных для более глубокого освоения различных спектральных диапазонов, вызывает необходимость создания специализированного стендового оборудования для измерения относительной спектральной характеристики.

В ОАО «НПО «Орион» разработано матричное фотоприемное устройство ультрафиолетового диапазона спектра на основе Al GaN формата 32 0 x 256, для определения фотоэлектрических характеристик которого необходимо создание специализированного стенда измерения относительной спектральной чувствительности.

Существующее оборудование для измерения относительной спектральной характеристики (используемое для малоэлементных фотоприемников) практически непригодно для матричных фотоприемных устройств по следующим причинам:

- величина светового пятна на ФПУ от устройства спектрального разделения занимает только небольшую часть фотоприемника, вследствие чего полезный сигнал засвеченных элементов вносит небольшую добавку в общий выходной сигнал;

- для работы матричного фотоприемного устройства необходим специализированный блок подающий на него питающие напряжения и тактовую диаграмму управления;

Для преодоления этих проблем требуется разработка специализированного автоматизированного оборудования для измерения относительной спектральной характеристики созданных матричных фотоприемных устройств, которое позволит проводить измерение относительной спектральной характеристики в диапазоне длин волн 190-540 нм в автоматическом режиме.

В разработанном стенде используется относительная методика измерения, описанная как в ГОСТ 17772-88, так и в IEC 60904-8 (МЭК 60904-8:1998). Согласно этой методике измерение исследуемого фотоприемника производится с помощью опорного фотоприемника с известной характеристикой. Измеряемая спектральная характеристика получается путем пересчета из характеристики опорного фотоприемника.

Структурная схема стенда приведена на рисунке 1.

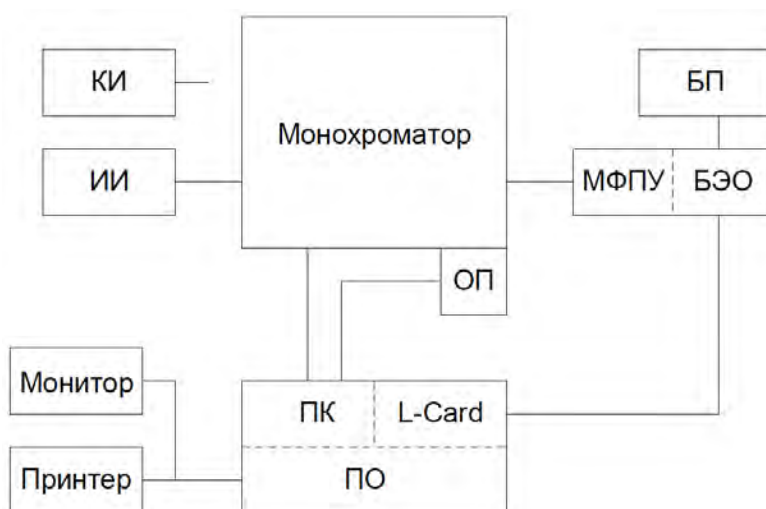


Рисунок 1 – Структурная схема стенда измерения спектральной характеристики:

КИ – калибровочный источник; ИИ – источник излучения; ПК – персональный компьютер; ПО – программное обеспечение; ОП – опорный приемник; L-Card – плата ввода; БП – блок питания; МФПУ – измеряемое матричное фотоприемное устройство; БЭО – блок электронной обработки.

В отличие от приведенной в ГОСТ 17772-88 в данной схеме отсутствует модулятор, используется откидное зеркало для переключения между измеряемым и опорным фотоприемниками и применяется специализированный блок обработки. Внесение первых двух изменений стало возможно благодаря специфике работы используемого монохроматора, опорного фотоприемника и измеряемого матричного фотоприемного устройства.

Блок электронной обработки был специально разработан для проведения измерения матричных фотоприемных устройств. Он обеспечивает подачу необходимых питающих напряжений, тактовой диаграммы управления и осуществляет прием и хранение в течении времени кадра сигнала с освещенных элементов.

Специализированное программное обеспечение позволяет осуществлять ввод параметров и условий измерения, производить управление монохроматором, опорным приемником и платой сбора данных. Также программное обеспечение осуществляет автоматическое управление ходом измерения, синхронизацией и обработкой данных, формирует протокол измерений и позволяет сохранять его в различных форматах.

Внешний вид стенда измерения относительной спектральной характеристики матричных фотоприемных устройств ультрафиолетового диапазона спектра приведен на рисунке 2.



Рисунок 2 – Внешний вид стенда измерения относительной спектральной характеристики матричных фотоприемных устройств ультрафиолетового диапазона спектра.

Исследование достоверности измерений, проводимых с помощью стенда, проводилось по двум основным критериям: верификация и повторяемость.

Верификация была подтверждена путем сравнения результатов параллельных измерений одного и того же матричного ФПУ. В результате ОСХ, измеренная на стенде, с высокой степенью соответствуют сертификату калибровки, выданному в ФБУ «Ростест-Москва».

Повторяемость результатов проверялась путем многократного измерения матричного ФПУ. В результате исследования было установлено, что повторяемость составляет порядка 2% в случае, если измерение проводится спустя полчаса после включения дейтериевой лампы.

Разработан стенд для измерения ОСХ современных матричных ФПУ, позволяющий проводить измерения различных ФПУ в спектральном диапазоне 0,19-0,54 мкм. Стенд содержит в своем составе ЭВМ и позволяет проводить измерения, обрабатывать данные и формировать отчеты в автоматическом режиме.

Методика измерений соответствует ГОСТ 17772-88, однако в схеме измерения был внесен ряд корректировок, не затрагивающих её метрологических особенностей и характеристик.

Исследование метрологических характеристик стенда, проведенное совместно с ФБУ «Ростест-Москва», показало высокую достоверность измерений.

Список литературы

1. Госсорг Ж., «Инфракрасная термография. Основы. Техника. Применение» - М.: Мир, 1988. – 416 с.
2. ГОСТ 17772-88. Приемники излучения и устройства приемные полупроводниковые фотоэлектрические. Методы измерения фотоэлектрических параметров и определения характеристик. – М.: Государственный комитет СССР по стандартам, 1988. – 65 с.
3. Яковлева Н.И., Кравченко Н.В., Седнев М.В. Смирнов Д.В., Иродов Н.А // Успехи прикладной физики, 2013, том 1, №3, стр. 344-349
4. Филачев А.М., Таубкин И.И., Тришенков М.А. «Твердотельная фотоэлектроника. Физические основы» - М.: Физматкнига, 2005. – 384 с.

22. Объектив ультрафиолетового диапазона спектра

Горелик Л.И.¹, Колесова А.А.^{1,2}, Полесский А.В.^{1,3}, Хамидуллин К.А.¹

¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

²МГТУ им. Н.Э.Баумана.

³МГТУ МИРЭА, Москва, Россия

В современной твердотельной фотоэлектронике матричные фотоприемные устройства (МФПУ) для ультрафиолетового диапазона спектра занимают особое место [1].

В ОАО «НПО «Орион» разработано первое в России МФПУ на основе AlGaIn формата 320 x256 и с шагом фоточувствительного элемента (ФЧЭ) 30 мкм для ультрафиолетового диапазона спектра [2].

Решение задач измерения и исследования параметров МФПУ, а также формирования изображения, требует использования специальных оптических систем, работающих в ультрафиолетовом диапазоне спектра. В частности, решение задачи измерения фотоэлектрической связи требует создания специальных оптических систем [3].

В мире разработкой и выпуском объективов для УФ диапазона спектра занимаются такие компании, как Edmund Optics, Universe Kogaku (США), Goyo Optical (Япония) и SOD ERN (Франция). Ими созданы линейки специализированных ультрафиолетовых объективов с различными фокусными расстояниями, сводные характеристики объективов приведены в таблице 1.

Таблица 1. Основные характеристики зарубежных ультрафиолетовых объективов

Наименование	Величина
Спектральный диапазон, мкм	0,24...0,42
Фокусное расстояние, мм	25...150
Относительное отверстие	1:1,8...1:4,0
Диagonalь МФПУ, мм	17
Размер пятна рассеяния, мкм	~50...80
Коэффициент пропускания, %	~85...90

К недостаткам зарубежных УФ объективов можно отнести сравнительно большие пятна рассеяния, составляющие порядка 50...80 мкм.

В СССР был налажен выпуск объективов марок «Уфар-1» и «Уфар-4» на основе флюорита и плавленого кварца, а также серии зеркально-линзовых объективов «Зуфар» для ультрафиолетового диапазона спектра [4].

Проведенный патентный поиск показал, что основную часть запатентованных оптических систем, работающих в ультрафиолетовой области спектра, составляют сложные многокомпонентные объективы, предназначенные для фотолитографии.

Было принято решение о разработке УФ объектива для использования совместно с разработанным МФПУ для измерения его характеристик и визуализации.

При разработке УФ объектива были учтены следующие факторы:

- шаг ФЧЭ МФПУ составляет 30 мкм;
- спектральный диапазон работы МФПУ – 0,24-0,28 мкм (солнечно-слепые МФПУ) или 0,28-0,36 мкм (видимо-слепые МФПУ);
- технологические особенности изготовления оптических компонентов УФ диапазона.

Контроль величины пятна рассеяния в УФ диапазоне спектра значительно сложнее, чем в видимом, из-за необходимости применения специальных методов и

средств. Сравнительно простое решение возможно при расширении спектрального диапазона работы объектива до ~400 нм.

С целью повышения технологичности и уменьшения себестоимости в объективе были использованы только сферические поверхности. Также, ввиду трудностей с изготовлением просветляющих покрытий, объектив был сделан на основе склеенных компонентов.

Основной проблемой при разработке оптической схемы объектива являлось сравнительно небольшое количество прозрачных в УФ диапазоне спектра материалов, обладающей малой степенью растворимости в воде (таблица 2).

Таблица 2. Оптические материалы для УФ диапазона

Материал	LiF	MgF ₂	BaF ₂	CaF ₂	AlF ₃	SiO ₂	O ₂
Показатель преломления (λ=260 нм)	1,39	1,42	1,51	1,45	1,83	1,45	
Спектральный диапазон, мкм	0,12-6	0,2-6	0,18-12	0,15-9	0,17-5,5	0,18-3,5	

В результате синтеза оптической системы получился объектив, оптическая схема которого приведена на рисунке 1.

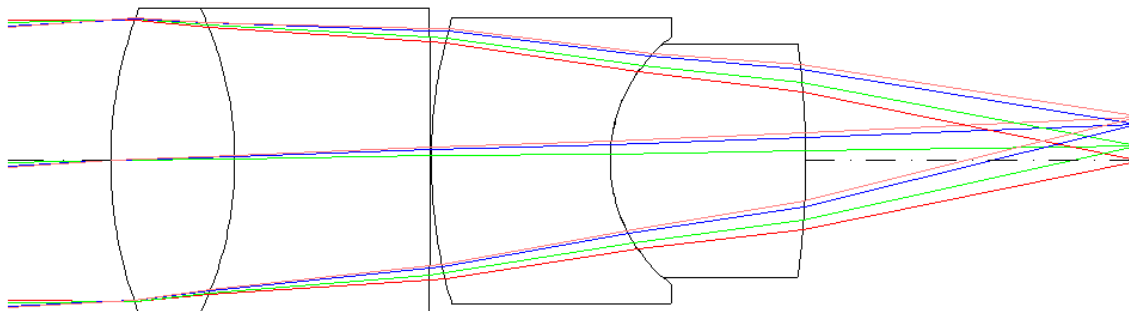


Рисунок 1. Оптическая схема ультрафиолетового объектива.

Синтезированный объектив состоит из двух склеенных компонентов, имеет значительную осевую толщину линз, что позволяет достигнуть необходимой степени абберационной коррекции.

Объектив обладает следующими характеристиками:

- фокусное расстояние 70 мм;
- линейное поле зрения 9 мм;
- относительное отверстие 1/2.5;
- спектральный диапазон 0,27...0,40 мкм.

Разработанный объектив может быть использован в солнечно-слепом диапазоне спектра 0,24 – 0,28 мкм при введении экранирования входного зрачка для уменьшения относительного отверстия до 1:3.

Расчетный размер пятен рассеяния объектива приведен в таблице 3.

Таблица 3. Расчетный размер пятен рассеяния объектива для различных спектральных диапазонов.

Размер пятна рассеяния		Спектральный диапазон, мкм			
		0,24...0,28	0,27...0,40	0,39...0,43	
точка на оси, мкм	по уровню 80% энергии	26,9	/(13,9)*	19,2	17,3
	по уровню 90% энергии	50,5	/(26,6)*	24,7	19,9
край поля, мкм	по уровню 80% энергии	33,6	/(21,9)*	22,8	27,7
	по уровню 90% энергии	45,9	/(26,8)*	27,5	34,7

* в скобках приведен размер пятен рассеяния при диафрагмировании входного зрачка объектива до относительного отверстия 1:3.

Конструкция разработанного ультрафиолетового объектива приведена на рисунке 2.

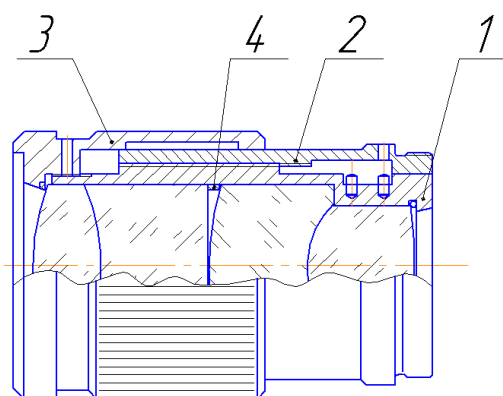


Рисунок 2. Конструкция ультрафиолетового объектива

1 – оправа основная; 2 – оправа крепежная; 3 – кольцо фокусирующее; 4 – кольцо;

Конструктивно объектив состоит из общей оправы 1, в которой закреплены оптические компоненты объектива. Обеспечение межосевого расстояния между линзовыми компонентами достигается путем подточки промежуточного кольца 4. Оправы 1, 2 и кольцо 3 являются основой механизма фокусировки. В объективе реализован механизм внешней фокусировки, т.е. при вращении фокусирующего кольца 3 блок линз в оправе 1 движется по винтовой траектории. Такой механизм фокусировки был выбран ввиду его конструктивной простоты. Внешний вид объектива приведен на рисунке 3.



Рисунок 3. Внешний вид разработанного и изготовленного УФ объектива.

Литература

1. А.И. Дирочка, М.Д. Корнеева, А.М. Филачев, Фотоэлектроника и приборы ночного видения, Успехи прикладной физики, 2013, №3, стр. 307-315
2. Н.И. Яковлева, Н.В.Кравченко, М.В. Седнев, Д.В. Смирнов, Н.А. Иродов, Матричные фотоприемные модули ультрафиолетового диапазона спектра на основе гетероэпитаксиальных структур AlGaIn. Успехи прикладной физики, 2013, №3, стр. 344-349
3. В.И. Демидов, А.А. Колесова, А.В. Полесский, Е.А. Смирнова, К.А. Хамидуллин, Разработка оптического зонда для стенда измерения фотоэлектрической связи, Успехи прикладной физики, 2013, №5, стр. 625-629
4. Д.С. Волосов «Фотографическая оптика» – М.: «Искусство», 1971г.

23. Исследование шумов фотоприемных устройств ИК-диапазона

Патрашин А.И.¹, Бурлаков И.Д.^{1,2}, Яковлева Н.И.¹

¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

²МГТУ МИРЭА, Москва, Россия

ФПУ включают два следующих основных узла, определяющих его параметры. Это матрица фоточувствительных элементов (МФЧЭ) и кремниевый мультиплексор – большая интегральная схема (БИС).

Одним из главных параметров, характеризующих качество ФПУ, является пороговая облученность (NEI), или пороговая мощность (NEP), или удельная обнаружительная способность (D^*), или пороговая разность температур (NETD) [1], [2], [3].

При производстве ФПУ необходимо, чтобы любой из вышеуказанных параметров удовлетворял заданному требованию по его величине. Если же параметр не удовлетворяет требованию, то изделие считается бракованным и, вообще говоря, требуется достаточно быстрый и корректный метод определения места и причин возникновения дефектов.

Величина всех вышеуказанных параметров определяется уровнем шума ФПУ [4]. В дефектном ФПУ уровень шума будет повышенным. Шум ФПУ складывается из шума МФЧЭ и шума БИС. Следовательно, повышенным будет или шум МФЧЭ, или шум БИС, или оба шума.

В результате возникает необходимость отдельного определения уровня шумов МФЧЭ и БИС мультиплексора.

Для осуществления этого, проводится измерение напряжения шума $U_{ш1}^{ij}$ с выключенным напряжением питания ФПУ, измерение напряжения шума $U_{ш2}^{ij}$ с включенным напряжением питания и заданным временем накопления ФПУ [5], и напряжение шума $U_{ш3}^{ij}$ с включенным напряжением питания и нулевым временем накопления ФПУ. Затем рассчитываются напряжения интегрального шума ячеек МФЧЭ-БИС мультиплексор $U_{шФПУ}^{ij}$ по формуле

$$U_{шФПУ}^{ij} = \sqrt{(U_{ш2}^{ij})^2 - (U_{ш1}^{ij})^2},$$

уровень шума матрицы фоточувствительных элементов (МФЧЭ) $U_{шМФЧЭ}^{ij}$ по формуле

$$U_{шМФЧЭ}^{ij} = \sqrt{(U_{ш2}^{ij})^2 - (U_{ш3}^{ij})^2},$$

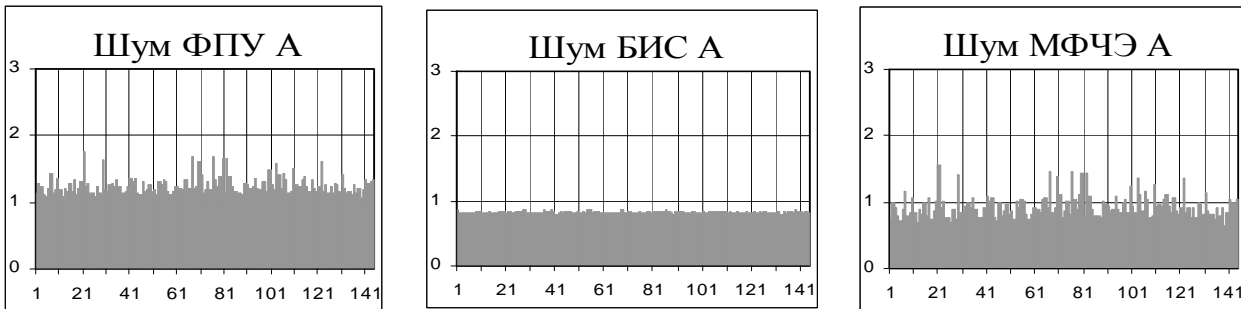
и уровень шума БИС мультиплексора $U_{шБИС}^{ij}$ по формуле

$$U_{\text{шБИС}}^{ij} = \sqrt{(U_{\text{шЗ}}^{ij})^2 - (U_{\text{ш1}}^{ij})^2}.$$

Здесь индексы i и j означают ФЧЭ расположенный в i -м ряду и в j -м столбце матрицы.

После определения шумов всех ФЧЭ и ячеек БИС мультиплексора строятся гистограммы, определяются средние значения $U_{\text{шФПУ}}$, $U_{\text{шМФЧЭ}}$ и $U_{\text{шБИС}}$ по недефектным ячейкам МФПУ и количество дефектных ячеек приемника. Измерения и расчет параметров проводятся автоматически на стенде измерения параметров МФПУ.

Метод был опробован на МФПУ формата 4x288, в котором МФЧЭ состоит из 8 линеек длиной 144 ФЧЭ на основе КРТ фотодиодов. На рисунке представлены полученные результаты для одной из линеек ФЧЭ.



Таким образом, метод прост, надежен, и позволяет экспрессно определить интегральный шум каждой ячейки МФПУ, каждой ячейки МФЧЭ и каждой ячейки БИС мультиплексора.

Литература

[1] Курбатов Л.Н., Оптоэлектроника видимого и инфракрасного диапазонов спектра // Москва: МФТИ, 1999.

[2] Филачев А.М., Таубкин И.И., Тришенков М.А., Твердотельная фотоэлектроника. Физические основы. // Москва: Физматкнига, 2005.

[3] Рогальский А., Инфракрасные детекторы // Новосибирск: Наука, 2003.

[4] А.И. Патрашин, И.Д. Бурлаков, М.Д. Корнеева, В.В. Шабаров Прогнозирование параметров матричных фотоприемных устройств // Успехи прикладной физики, 2014 г., № 1, С. 50.

[4] Приемники излучения полупроводниковые фотоэлектрические и фотоприемные устройства. Методы измерения фотоэлектрических параметров и определения характеристик, ГОСТ 17772-88 // 1988 г.

24. Фотоприемники-гиды оптических телескопов

Комаров В.В.

Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

В настоящее время приемники изображений на больших оптических телескопах строятся на основе крупноформатных ПЗС матриц, а малоформатные ПЗС с телевизионной разверткой продолжают применять в системах гидирования (фотоприемники-гиды).

На крупнейших российских оптических телескопах САО РАН одновременно используется до десятка таких систем. Их разработка проводилась с условием унификации малоформатных приемников. А для этого необходимо было определить типы фотоприемных устройств и их оптимальные параметры.

В данной работе приводится исследование граничных условий фотоприемников-гидов больших оптических телескопов с использованием

параметрического синтеза для определения оптимальных параметров данных систем. Проводится исследование таких параметров, как пространственное разрешение, динамический диапазон и усиление фотоприемников-гидов больших оптических телескопов. При этом выявлено, что оптимальные параметры пространственной дискретизации зависят не только от пространственного разрешения оптической системы канала слежения, но и от временного спектра возмущений часового ведения телескопа. Ранее [1,2] было показано, что оптимальная временная дискретизация (кадровая частота) определяется не только временным спектром возмущений часового ведения, но и пространственным разрешением оптической системы канала слежения. Это позволило подобрать такие параметры фотоприемников-гидов, которые обеспечат коррекцию автоматизированного управления телескопом с возможностью ведения по предельно слабым объектам.

Литература:

1. Комаров В.В. Оптимизация параметров фотоприемника в подсмотровых системах больших оптических телескопов. // Тезисы докладов XX Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. - Москва, 2010, с.182.

2. Комаров В.В. EM-CCD CCTV камера - исследование по небесным объектам. // Прикладная физика. 2012. №2. С. 99-103.

25. Нашлемная система целеуказания и индикации

Солдатенков В.А., Грузевич Ю.К., Ачильдиев В.М., Левкович А.Д., Евсеева Ю.Н.
ОАО «НПО Геофизика-НВ», Москва, Россия

На сегодняшний день нашлемная система целеуказания и индикации (НСЦИ) является обязательным компонентом бортовой аппаратуры самолетов и вертолетов. Нашлемная система ориентации (НСО), входящая в состав НСЦИ, предназначена для автоматического определения угловых координат линии визирования летчика по угловому положению его защитного шлема в связанной строительной системе координат летательного аппарата и выдачи этих угловых значений в бортовой комплекс радиоэлектронного оборудования летательного аппарата и работает совместно с системой индикации.

Существующие НСО относятся к оптико-электронным и электромагнитным, а также гибридным системам. Их недостатки: недостаточный рабочий диапазон измерения углов у оптико-электронных систем, а для электромагнитных систем свойственна сложная установка в кабину и значительная подверженность электромагнитным помехам.

Применение микромеханического бесплатформенного инерциального блока (МБИБ) в режиме курсоверткаль в составе НСО позволяет расширить диапазон измерения угловых координат, обеспечив малые массово-габаритные характеристики и быстродействие. Однако использование МБИБ в составе НСО имеет такие недостатки, как меньшая точность на большом интервале работы по сравнению с оптико-электронными системами ориентации (ОЭСО) и подверженность электромагнитным помехам. Данная проблема решается использованием гибридной системы ориентации, где показания МБИБ корректируются в соответствии с показаниями ОЭСО при работе в оптическом диапазоне (рабочий диапазон ОЭСО крайне узок, но система менее подвержена помехам и имеет большую точность), а также применением гироскопов с малым значением дрейфа, разработкой корректирующих алгоритмов[2].

Основные технические решения защищены тремя заявками на изобретение [3-5].

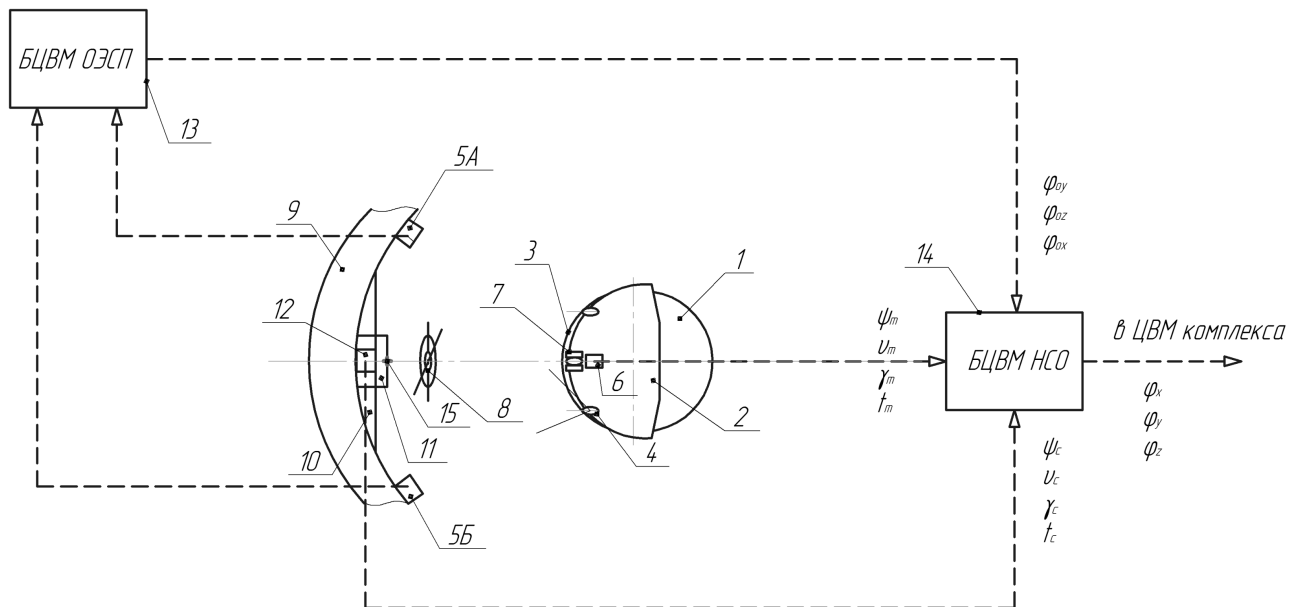


Рисунок 1 — Структурная схема гибридной НСО на основе ОЭСО и МБИБ

1 – каска шлема; 2 – нашлемный модуль; 3 – светозащитный фильтр; 4 – светодиоды; 5А, 5Б – устройства локационные УЛ-А и УЛ-Б соответственно; 6 – МБИБ; 7 – нашлемное визирное устройство; 8 – визирная метка; 9 – кожух кабины; 10 – панель навигационно-пилотажного комплекса самолёта; 11 – блок реперного устройства; 12 – самолетная инерциальная навигационная система (СИНС); 13 – БЦВМ ОЭСО; 14 – БЦВМ НСО; 15 – метка реперного устройства

На передней части каски шлема 1 установлен нашлемный модуль (НШМ) 2, под кожухом которого размещён откидывающийся защитный фильтр 3. На верхней части НШМ установлены инфракрасные светодиоды 4, образующие опорный треугольник, входящие в блок ОЭ системы позиционирования (СП) и нашлемное визирное устройство 7. Оптическая система в НШМ проецирует в правый глаз летчика коллиминированное изображение прицельной и сигнальной марок. Устройства локационные УЛ-А и УЛ-Б 5А и 5Б соответственно могут быть установлены в верхней части кожуха кабины 9, а именно, на раме переплёта остекления. В этом случае обзор устройствами локационными рабочей зоны является более эффективным, особенно при больших положительных углах места шлема. Нашлемная МБИСО 6 устанавливается рядом с нашлемным визирным устройством 7 на шлеме летчика 1. На верхней части кожуха кабины установлена самолетная комплексированная навигационная система 12. Данные с локационных устройств 5А, 5Б поступают в БЦВМ ОЭСО 13. Данные с самолетной навигационной системы 12, нашлемной МБИСО 6 и от СИНС 12 поступают в БЦВМ НСО 14. В БЦВМ НСО 14 данные, полученные от оптической и микромеханической систем ориентации комплексуются и в БЦВМ летательного аппарата передаются итоговые значения угловых координат шлема летчика относительно кабины самолета.[5]

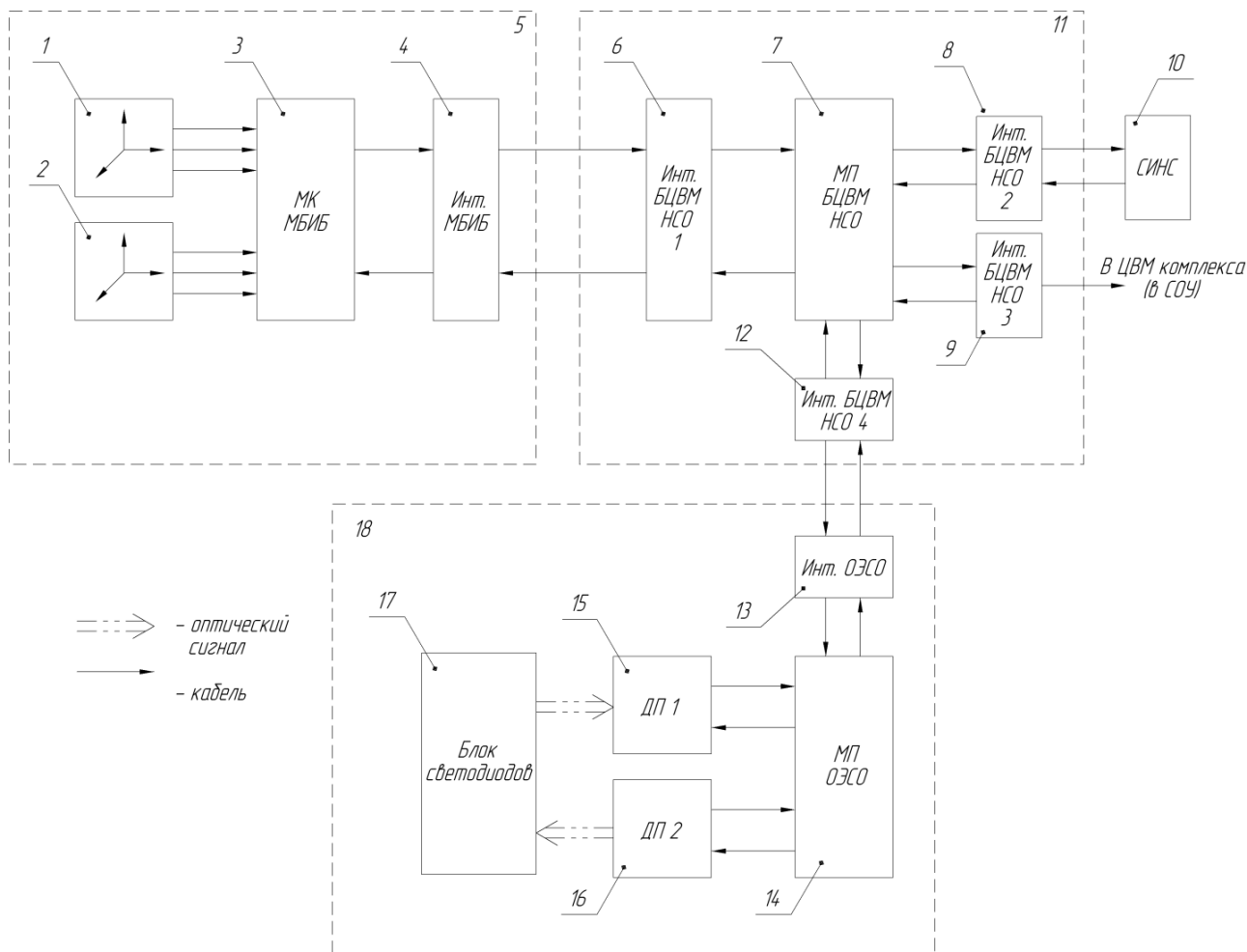


Рисунок 2 – Функциональная схема гибридной НСО

1 – трехосный блок гироскопов; 2 – трехосный блок акселерометров; 3 – микроконтроллер (МК) МБИБ; 4 – интерфейс МБИБ; 5 – модуль МБИБ; 6 – интерфейс БЦВМ НСО для связи с МБИБ; 7 – МП БЦВМ НСО; 8 – интерфейс БЦВМ НСО 2 для связи с СИНС; 9 – интерфейс БЦВМ НСО 3 для связи с ЦВМ комплекса; 10 – СИНС; 11 – модуль БЦВМ НСО; 12 – интерфейс НСО для связи с ОЭСО; 13 – интерфейс ОЭСО; 14 – микропроцессор ОЭСО; 15, 16 – датчики положения; 17 – блок светодиодов, размещенный на шлеме; 18 – штатная ОЭСО.

Гибридная НСО включает в и систему ОЭСО, и систему МБИБ. При этом при функционировании в рабочем диапазоне ОЭСО используются данные, полученные посредством ОЭСО, и проводится корректировка значений МБИБ. При выходе из рабочего диапазона ОЭСО используются данные, полученные посредством МБИБ. Условие попадания в рабочий диапазон ОЭСО и корректировка показаний МБИБ выполняются в БЦВМ НСО 14. Использование одновременно систем ОЭСО и МБИБ позволяет значительно расширить рабочий диапазон без уменьшения точности выходных данных.

Были проведены испытания созданного макетного образца МБИБ. Калибровка и определение точностных характеристик были проведены автоматизировано с использованием разработанного программного обеспечения и заняла 1 ч 15 мин. На длительных интервалах времени были исследованы нулевые сигналы гироскопов и акселерометров, определен тип шума (белый), исследован тренд сигнала гироскопа и вычислены коэффициенты линий тренда, что позволило провести программную компенсацию (математическое ожидание на интервале 5 мин в нулевом положении составило $5,6 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ$ при среднеквадратическом отклонении $0,02^\circ$). [1]

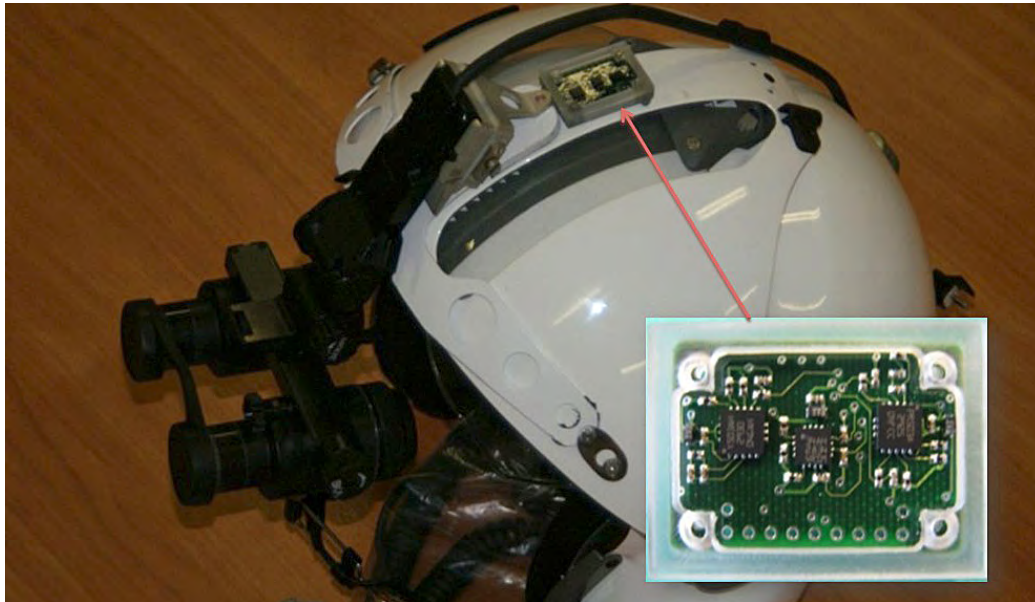


Рисунок 3 — МБИБ на защитном пилотажном шлеме ЗШ-7

С использованием высокоточного теодолита были проведены испытания имитатора НСО, что позволило определить точность определения углового положения блоком МБИБ в режиме вычисления полных углов. Максимальная погрешность угла курса, измеренного МБИБ, составила $1,4^\circ$ при среднеквадратическом отклонении на всей выборке $0,17^\circ$. Максимальная погрешность угла тангажа, измеренного МБИБ, составила $0,19^\circ$ при среднеквадратическом отклонении на всей выборке $0,032^\circ$. Проведены натурные испытания в условиях перемещения на автомобиле и вертолете при различных способах крепления МБИБ.

Значения углов курса

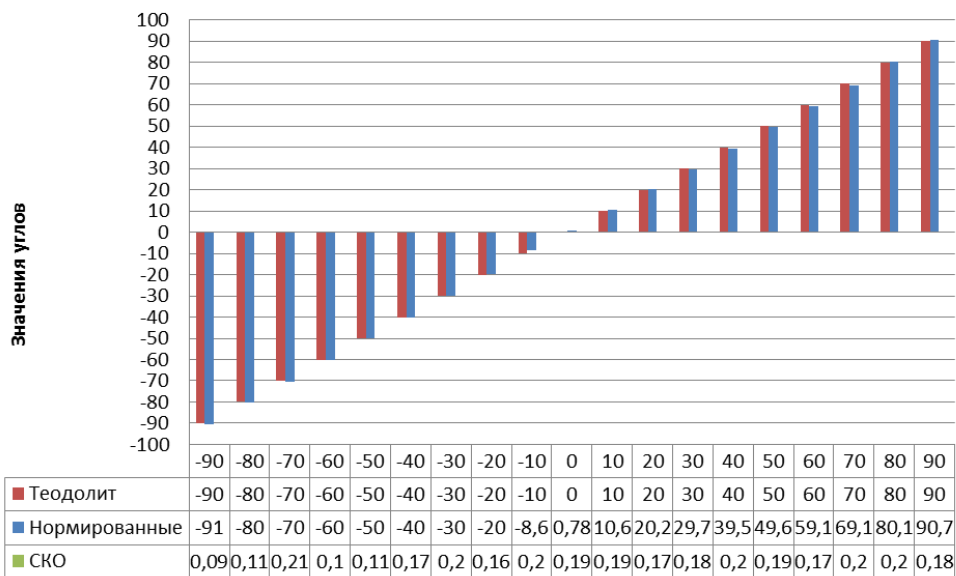


Рисунок 4 – Значения угла курса, измеренные МБИБ после нормировки

Значения углов тангажа

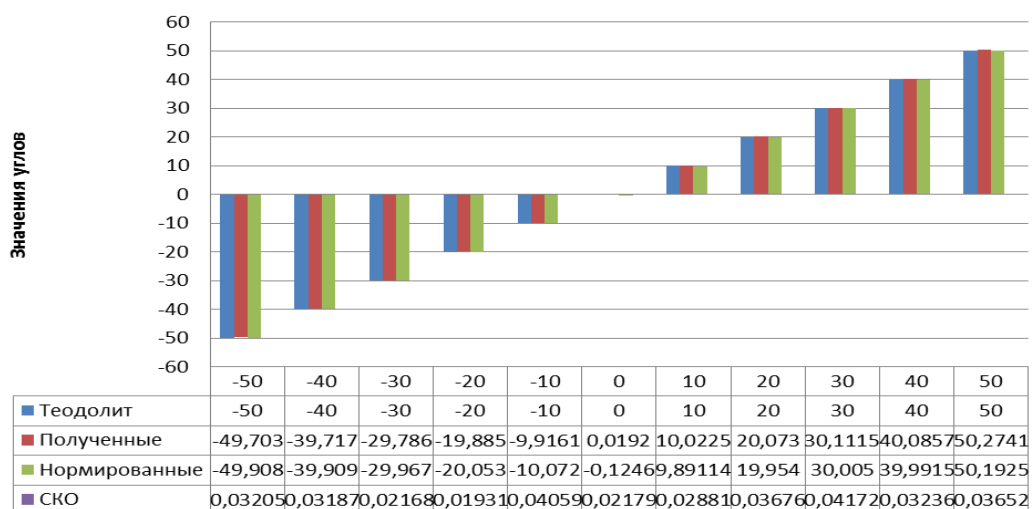


Рисунок 5 – Значения углов тангажа, измеренных МБИБ, до и после нормировки

Проведенные испытания макетных образцов показали возможность построения гибридной НСО на основе МБИБ и ОЭСО, что позволило расширить рабочий диапазон при высокой надежности и точности измерения.

Список литературы

1. Ачильдиев В.М. Бесплатформенные инерциальные блоки на основе микромеханических датчиков угловой скорости и линейного ускорения.-М.: ГОУ ВПО МГУЛ, 2007. – 223с.
2. Salychev O.S. Applied Inertial Navigation: Problems and Solutions. – М: VM STU Press, 2004. – 304 с.
3. Беликова В.Н., Грузевич Ю.К., Евсеева Ю.Н. и др. Способ определения ориентации шлема пилота и устройство нашлемной системы целеуказания. Заявка на изобретение №2012111971 от 28.03.2012
4. Грузевич Ю.К., Евсеева Ю.Н., Солдатенков В.А. и др. Устройство нашлемной системы целеуказания. Заявка на изобретение №2012111972 от 28.03.2012
5. Беликова В.Н., Грузевич Ю.К., Евсеева Ю.Н. и др. Способ определения ориентации шлема пилота и устройство нашлемной системы целеуказания. Заявка на изобретение №2010131685 от 28.07.2010

26. Блок телеметрического контроля ФПУ

Бочков В.Д., Бычковский Я.С., Дрожников Б.Н., Комаров Д.А., Петухов В.Ю.,
Пожидаев Д.А.,
ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

Устройства телеметрического контроля (УТ) входит в состав фотоприёмного устройства (ФПУ) и предназначено для преобразования сигналов с датчиков и передачи информации в тракт телеметрического контроля бортовой аппаратуры.

Функционально УТ включает в себя:

- пять преобразователей сигналов с датчиков температур (КТ1-КТ5);
 - преобразователи сигналов с датчиков давления (КД1 и КД2);
 - устройства контроля поступления на вход ФПУ напряжений питания (КП);
 - устройства контроля поступления на вход ФПУ внешних импульсов (КС).
- Функциональная схема УТ представлена на рисунке 1.

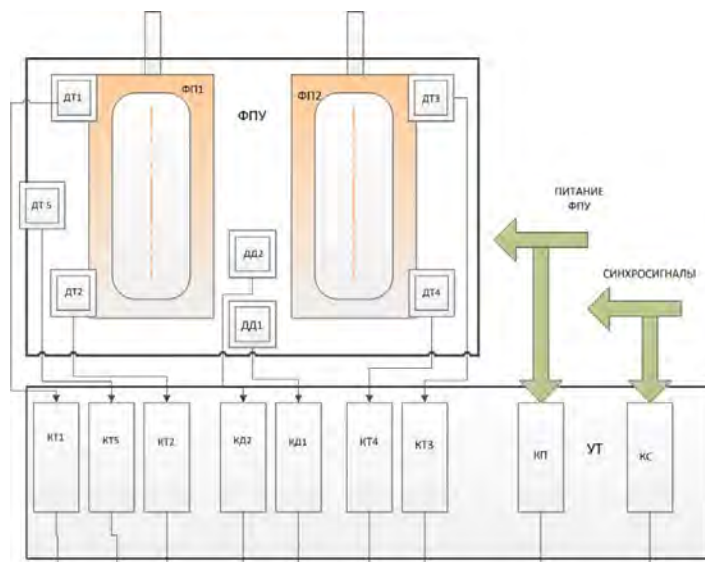


Рисунок 1. Функциональная схема УТ.

Основные технические характеристики УТ.

УТ обеспечивает коэффициент преобразования сигнала с резистивного платинового датчика температуры 0,1 В/град по линейной шкале в градусах Цельсия. При этом 0 град соответствует напряжению на выходе 0В, положительным значениям температуры - положительные значения напряжения, а отрицательным температурам - отрицательные. Диапазон измеряемых температур: минус 120°C - 120 °С. Погрешность схемы контроля температуры составляет 0,5°C при НКУ, 2°C при -60°C, максимальная погрешность датчика температуры 1°C.

Схема контроля давления усиливает сигнал с датчика давления. Датчик показывает давление от 0 до 206,8 кПа по линейной шкале от 0 до 100 мВ.

Схема контроля поступления на вход ФПУ внешних импульсов подаёт на выход логическую единицу, если хотя бы один импульс отсутствует, и логический "0", если все управляющие импульсы подаются на ФПУ.

Схема контроля поступления на вход ФПУ напряжений питания подаёт на выход логическую единицу, если хотя бы одно питающее напряжение отсутствует, и логический "0", если все напряжения питания подаются на ФПУ.

Конструктивно УТ выполнен в виде двух плат с разъёмами, установленных в металлический корпус, обеспечивающий установку и крепление УТ к конструкции ФПУ.

Внешний вид устройства телеметрии, с установленными электро-радио изделиями (ЭРИ), представлен на рисунке 2.

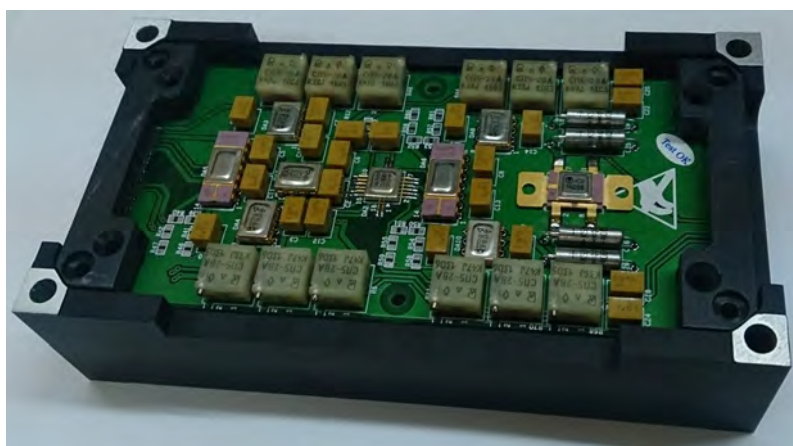


Рисунок 2. Фотография одной из плат устройства телеметрии.

В качестве элементной базы используются ЭРИ отечественного производства.

При разработке УТ особое внимание, как и во всех устройствах космического назначения, было уделено стойкости её составных частей к тяжёлым условиям эксплуатации: ионизирующему излучению, механическим и климатическим факторам. Корпус выполнен с учётом всех требований, так же конструктивно была предусмотрена возможность точной регулировки уже установленного внутри ФПУ блока УТ. Толщина и размер печатной платы выбраны, исходя из требований стойкости УТ к вибрации.

Заключение

Результаты разработки устройства телеметрического контроля позволяют с высокой точностью и в необходимый момент предоставить исчерпывающую информацию о работе ФПУ. Благодаря использованным техническим решениям решена задача телеметрического контроля параметров функционирования в процессе эксплуатации при использовании исключительно отечественной элементной базы.

27. Контрольное оборудование для проведения испытаний электронных блоков ФПУ

Дражников Б.Н.¹, Бочков В.Д.¹, Бычковский Я.С.¹, Матвеев А.В.¹, Кондюшин И.С.¹,
Козлов К.В.^{1,2}, Александров В.В.¹

¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

²МФТИ (Государственный университет), Долгопрудный, Россия

Оценка стойкости к воздействию спецфакторов является одной из важнейших составляющих опытно конструкторских работ по разработке приборов, устройств и аппаратуры космического применения.

Фотоприемное устройство (ФПУ) в составе оптико-электронной аппаратуры на протяжении всего срока службы постоянно подвергается воздействию ионизирующего излучения космического пространства, это повышает требования к элементной базе, конструктивным и технологическим решениям, выбору материалов.

Для проведения исследований и проверки соответствия требованиям технического задания производится испытания на моделирующих установках.

В связи с техническими и экономическими ограничениями, испытания опытного образца ФПУ на стойкость в полном объеме не представляются возможным, поэтому, для испытаний был проведен анализ составных частей на предмет определения критических узлов, отказ которых отражается на работоспособности всего ФПУ. В их состав вошли: фотомодуль в оснастке (ФМ), блок управления, питания и предварительной обработки сигналов (БУПОС), устройства телеметрии (УТ).

Для защиты ФМ от внешних механических воздействий предназначен специальный корпус, выполненный из алюминиевого сплава марки Д16, рисунок 1.

После получения экспериментальных данных об отказоустойчивости узлов ФПУ рассчитывается ослабление излучения материалами конструкции. В случае если уровень защиты недостаточен, вводится дополнительная защита узлов.

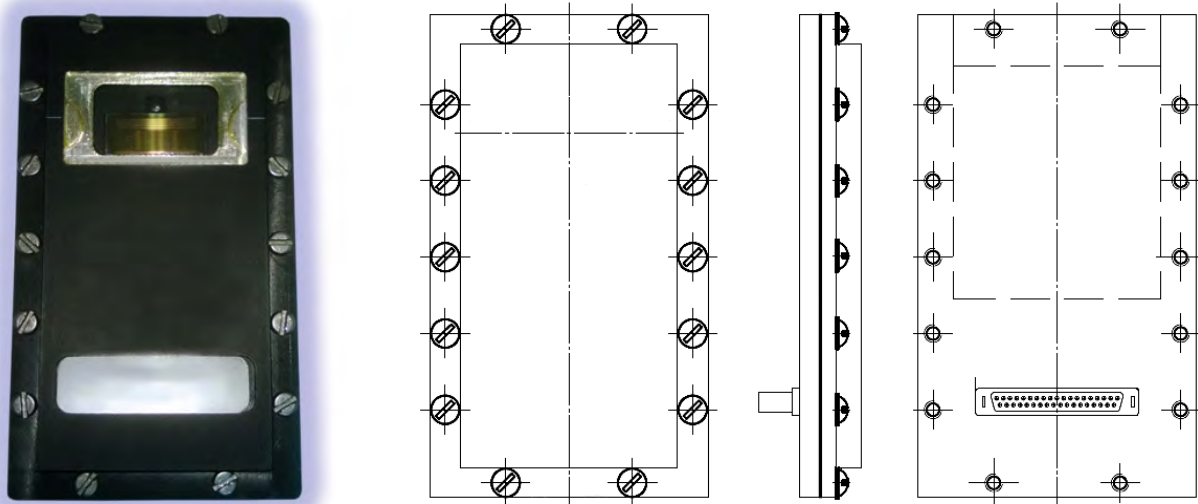


Рис. 1. Фотомодуль в оснастке.

При проведении испытаний, испытываемые узлы ФПУ (ФМ, БУПОС и УТ) устанавливаются в камеру (рисунок 2), на заданном расстоянии от источника излучения. Оборудование предназначенное для контроля параметров-критериев годности и обеспечивающее имитацию функционирования в составе ФПУ, вынесено за пределы зоны воздействия, на некоторое расстояние.

Длина выходных проводников сигналов ФМ, в стандартной схеме включения не превышает 1500 мм и не обеспечивает достаточного выходного тока для работы на длинную линию. В связи с этим для проведения испытаний ФМ разработана специальная оснастка, обеспечивающая функционирование узлов и возможность контроля параметров-критериев годности.

Во время испытаний производится регистрация параметров-критериев годности в соответствии с программой и методиками испытаний, в зависимости от полученной дозы. После отказа узла, фиксируется полученная доза излучения и по возможности выявляется отказавший компонент.

Основной задачей подготовки испытаний на стойкость основных узлов ФПУ являлась разработка и изготовление унифицированного блока управления, позволяющего осуществлять цифровое управление и передачу цифровых и аналоговых сигналов на расстояние 25 м на стандартное контрольно-измерительное оборудование.

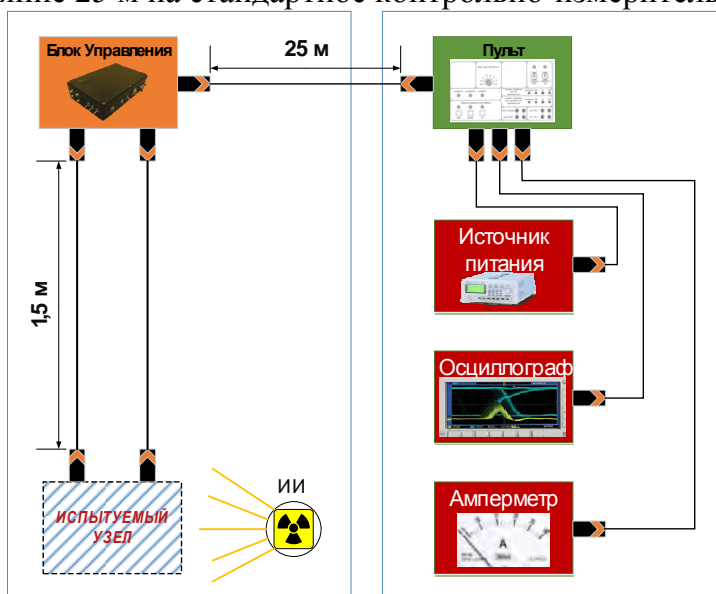


Рис. 2. Структурная схема помещения для испытаний на стойкость.

Блок управления представляет собой отдельное устройство без органов управления (передняя и боковая панель представлена на рисунке 3), соединяемое с испытуемыми узлами ФПУ посредством жгутов длиной не более 1,5 м. Блок также соединен с универсальным пультом управления кабелем, длиной 25 м.

Основными элементами блока управления являются программно логическая схема формирующая цифровые последовательности.

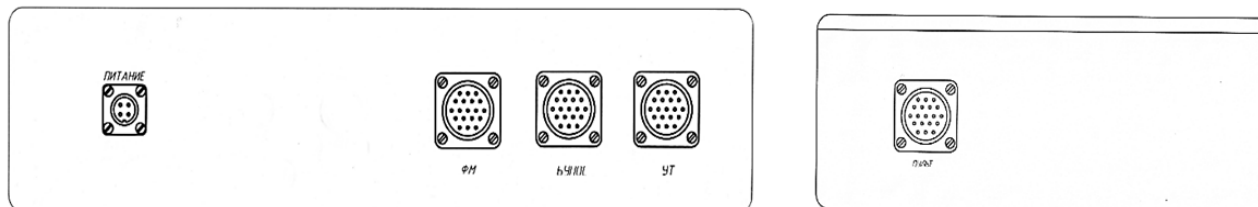


Рис. 3. Передняя и боковая панель блока управления электронными блоками ФПУ

В результате проведенной работы обеспечено включение узлов ФПУ в рабочий режим, определена конструкция блоков для проведения испытаний, определен функциональный состав блока управления.

Разработанные блоки обеспечивают имитацию функционирования узлов в составе ФПУ в достаточном объеме.

28. Особенности построения совмещенного теплотелевизионного канала

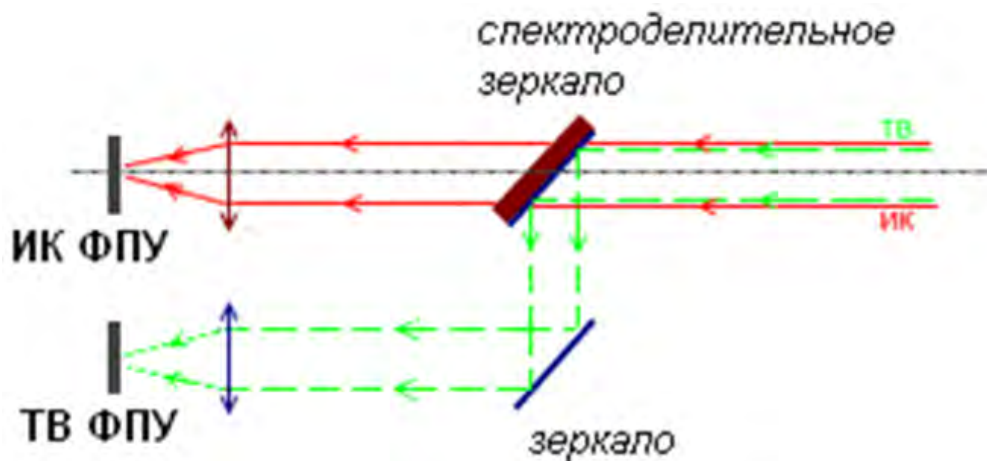
Бадертдинов Э.Р., Денисов И.Г., Козлов А.В.

ОАО «НПО ГИПО», Казань, Россия

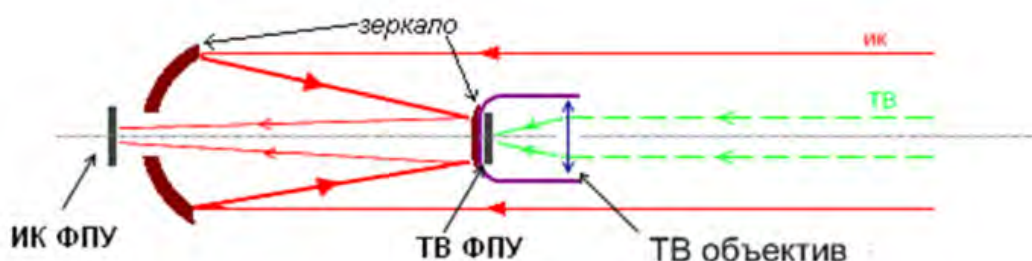
Известные данные анализа особенностей формирования изображений в видимом и инфракрасном (ИК) диапазонах спектра (см. например [1]) указывают на перспективность комплексирования в видовых оптико-электронных системах телевизионного (ТВ) и тепловизионного (ТПВ) каналов. При этом достигается увеличение дальности действия аппаратуры при обнаружении и распознавании удаленных объектов.

В настоящем сообщении рассматриваются технические вопросы, возникающие при разработке совмещенного теплотелевизионного канала с рабочими областями спектра 0.4-0.7 и 3-5 мкм. Очевидно, что в поставленной задаче важны решения в части построения оптической, электронной системы и разработка специального программного обеспечения, которые должны дать возможность попиксельного совмещения изображений, в каждом из диапазонов длин волн (формируемых фотоприемными устройствами (ФПУ) различной структуры и технологии изготовления).

Возможно несколько вариантов построения оптических схем телевизионных и инфракрасных каналов: с различными полями зрения; с одинаковыми полями зрения; с одинаковыми угловыми размерами элементов разложения; комбинацией требований от пользователя и др. Требование по совмещенным оптическим осям также можно реализовать несколькими способами, в зависимости от требований по габаритам, полям зрения к конкретной системе. На Рис 1а представлена оптическая схема совмещения каналов со спектроразделительным зеркалом, в котором ТВ и ИК каналы расположены максимально близко друг к другу и имеют одно направление. Использование длиннофокусного ИК объектива (схема Кассегрена) позволяет уменьшить габариты оптической системы. Такое решение допускает размещение ФПУ и объектива ТВ канала перед контрзеркалом, не создавая преград входному пучку для ИК объектива (Рис 1б) [2].



а) схема со спектроразделительным зеркалом



б) схема совмещения каналов

Рисунок 1. Оптические схемы совмещенных каналов.

Задача по согласованию угловых размеров полей зрения, элементов разложения и форматов матриц решается программно-аппаратным способом.

Для ФПУ видимого диапазона технологии позволяют производить матрицы больших форматов 1280 x1024, 2048 x2048, 4096 x3072 и более, при размере пикселя 5-6 мкм. Более того, современные ФПУ позволяют работать в “окопном режиме”, т.е. со всей матрицы можно использовать 320 x256 пикселей, что не рационально. Возможно кратное увеличение формата, посредством объединения (суммирования) пикселей 2x2, 3x3, 4x4 и т.д., что может быть без особых сложностей реализовано с помощью современных цифровых систем обработки данных. Таким образом, эффективный размер пикселя становится в 2, 3, 4 раза больше, площадь вырастает в квадрате, что положительно сказывается на получаемом отношении сигнал/шум (увеличение в ~2, 3, 4 раза) и позволяет уменьшить во столько же раз фокусное расстояние объектива, уменьшая тем самым габариты системы.

С другой стороны, технологии изготовления ФПУ и оптических элементов для ИК диапазона на порядок сложнее и дороже, ИК канал должен быть выполнен на самом высоком доступном уровне. Требования по обеспечению совпадения угловых размеров элементов разложения и размеров полей зрения в компенсированной системе позволяют реализовать доступные в настоящий момент матричные охлаждаемые ФПУ с форматом кадра 320x256 пикселей.

Совмещение сигналов обеспечивается за счет параллельности осей, которая достигается оптической юстировкой (до 1 мрад). Более точное совмещение оптических осей, вместе с температурной коррекцией ухода, позволяют элементы электронной коррекции. В данном случае задача совмещения решается смещением центра изображения на ФПУ видимого канала, имеющего исходно больший формат и, соответственно, запас для смещения без потери информации. Смещение реализуется на целое число пикселей. Изящным решением задачи точной корректировки (до 0,1 мрад) является использование избыточной информации, а именно, разложение видимого

изображения на исходные пиксели ФПУ. Метод заключается в смещении ТВ изображения до суммирования (2x2 например), т.е. на размер исходных пикселей ФПУ, таким образом, получая шаг смещения в 2, 3, 4 раза меньше, что значительно увеличивает точность подстройки. В итоге такой подход решает задачу окончательной доводки и температурной коррекции параллельности оптических осей каналов совмещенных теплотелевизионных систем.

Корректное совмещение данных обоих каналов невозможно без временной синхронизации. Для этого необходимо реализовать одновременное начало времени экспонирования сигналов. Процесс синхронизации предусматривает ее внутреннюю или внешнюю реализацию. Внешняя синхронизация осуществляется по внешнему сигналу «запрос кадра». В момент прихода запроса процессоры устройств обработки одновременно запускают экспонирование в ТВ и ИК ФПУ. Внутренняя синхронизация реализуется через канал связи между процессорами. Запуск экспонирования обоих каналов может также производиться с учетом различия времен накопления в приемниках обоих каналов. При этом быстроедействие систем обработки изображений на всех этапах и в целом в системах позволяет достигать кадровую частоту до 100 Гц.

На основе обозначенных выше предложений были разработаны и изготовлены опытные образцы двух теплотелевизионных систем различного назначения. В системах реализована временная синхронизация. Вывод данных с двух каналов обеих систем осуществляется по цифровым высокоскоростным интерфейсам «FiberChannel» и «Ethernet 1Gbit».

Опытные образцы изделий успешно прошли приемо-сдаточные испытания, испытания на надежность, натурные испытания на объекте установки. Результаты испытаний подтвердили соответствие всем требуемым тактико-техническим характеристикам. На рис.2,3 продемонстрированы примеры регистрации изображений теплотелевизионной системой. На рис.2. отображен двухмоторный самолет в разных ракурсах, находящийся в воздухе. На рис.3. отображено здание на фоне предприятия, где яркие точки на ИК изображении, - это факелы промышленных труб.



Рисунок 2. Примеры изображений самолета в разных ракурсах в воздухе, зарегистрированных совмещенной теплотелевизионной системой (сверху ТВ диапазон, снизу ИК диапазон).



Рисунок 3. Примеры изображений совмещенной теплотелевизионной системой (слева – ТВ-диапазон, справа–ИК диапазон).

Литература

1.Балоев В.А., Мишанин С.С., Овсянников В.А., Филиппов В.Л., Якубсон С.Е., Яцык В.С.: О некоторых путях повышения эффективности наземных оптико-электронных комплексов наблюдения //Оптический Журнал. 2012. т.79. №3. С. 22-32.

2.Richwine R. et al. E O/IR sensor model for evaluating multispectral imaging system performance // Proc. SPIE. 2007. V. 6543.

29. Моделирование полей яркости объектов на фоне разорванной облачности атмосферы при наблюдении из нижней полусферы

Тиранов Д.Т, Гусева А.А., Филиппов В.Л.

ОАО «НПО ГИПО», Казань, Россия

Задача модельного описания динамических разносектральных яркостных изображений воздушных объектов на фоне облачности является актуальной с учетом возрастающих требований к работе оптико–электронных систем (ОЭС) в сложных погодных условиях (сокращения времени поиска, обнаружения и т.д.). Возможность обнаружения летательных аппаратов (ЛА) в поле зрения ОЭС в заданных условиях визирования определяется не только их силой излучения, но и их контрастом на фоне небосвода и подстилающей поверхности (ПП) в пригоризонтной области. В свою очередь, состояние атмосферы будет зависеть от сезона, заданного состояния облачности, метеорологической дальности видимости (МДВ) и высоты Солнца. Рассеяние солнечного излучения небосводом (атмосферой и облаками) и подстилающей поверхностью и их взаимовлияние определяют яркостную картину фона в диапазоне спектра 0.3–3.0 мкм.

Большой интерес в связи с этим приобретает разработка методов описания поля яркости атмосферы с различной балльностью облачности. Как показывают опыт и некоторые исследования, наибольшие трудности возникают вблизи видимой области спектра – в ближнем ИК и УФ диапазонах спектра из-за значительного влияния солнечного излучения и недостаточности экспериментальных результатов для проверки адекватности описаний. Принято считать, что здесь яркостное поле небосвода будет определяться непосредственным рассеянием солнечного излучения в облаках, а также освещением их боковых краев. Вместе с тем, как показывают расчеты, в ближней ИК области спектра, значительно влияние подсветки нижней границы облачности от подстилающей поверхности, освещенной Солнцем. В УФ же области

спектра кроме прямого облучения Солнцем следует учитывать засветку облаков излучением, рассеянным подоблачной атмосферой.

В работе предлагается разорванную облачность атмосферы задавать на основе предварительно полученных с использованием стандартных программ табличных результатов расчетов яркостей небосвода для ясного неба и сплошной облачности с учетом влияния рассеяния солнечного излучения в облаках, подоблачной атмосфере и на ПП.

Яркость ПП, обусловленная освещением ее через просветы в облаках, будет зависеть от МДВ в атмосфере, задаваемой балльности и вида облачности, а также высоты Солнца.

Нами рассматриваются облачные поля значительной протяженности и высоты нижней границы (например, высоко-слоистые облака, для которых высота нижней границы достигает 8 км, а толщина в несколько километров при протяженности облаков в горизонтальном направлении на сотни километров [1]). Края таких облаков занимают относительно небольшую площадь небосвода, поэтому их нижняя граница рассматривается как плоское облачное поле, яркость которого описана статистически с учетом яркости просветов в облаках и яркости нижней границы облаков. Соответственно этому игнорируется влияние на яркостное поле свечения краев облаков даже в видимом диапазоне, где такое влияние, связанное с солнечной подсветкой, максимально. Но при этом учитывается свечение облаков в нижнюю полусферу в результате рассеяния солнечного излучения в облаках. Считаем, что такой упрощенный подход вполне оправдан, так как при заданном типе облачности ЛА пролетает край облаков за несколько секунд, тогда как под облачностью (при наблюдении снизу) на фоне нижней границы облаков или просветов он находится большую часть времени.

Расчет облученности на нижней границе облаков, создаваемый ПП, выполнен на основе программы «Яркость» [2, 3] при использовании определенных по программе усредненных распределений полей яркости ПП.

Наблюдаемая с высоты h_H яркость поля, формируемого диффузно отражающими облаками, расположенными на высоте h_O определяется по формуле

$$B_{OB}(h_O, h_H, \theta_H, \theta_C) = \left\{ B_O^C + \left[B_O^{III}(h_O) + B_O^A(h_O) \right] \right\} \cdot \tau_A + B^A(h_H \leq h \leq h_O), \quad (1)$$

где B_O^C – собственная яркость нижней границы облаков, обусловленная рассеянием солнечного излучения в облаках и определяемая при сплошной облачности (таблично); B_O^{III} , B_O^A – яркости нижней границы облаков при заданной облачности, обусловленные облучением ПП и атмосферой соответственно; τ_A – коэффициент пропускания атмосферы между точкой (x, y) облака и наблюдателем (ОЭС); $B^A(h_H \leq h \leq h_O)$ – яркость слоя атмосферы между облаком и наблюдателем; h_H , h_O – высота наблюдателя и нижней границы облаков соответственно; θ_H, θ_C – зенитные углы наблюдения и Солнца.

Яркости нижней границы облаков (в квадратной скобке в (1)) находятся по предварительно рассчитанным облученностям из нижней полусферы.

$$B = \frac{E}{\pi} \cdot \rho \cdot \left(\frac{n}{10} \cdot k \right) = \frac{E}{\pi} \cdot \rho \cdot \tau_{PP} = \frac{E_O}{\pi} \cdot \rho,$$

где E , E_O – облученность на горизонтальной поверхности, расположенной на уровне нижней границы облачности, создаваемая ПП (из нижней полусферы) или

атмосферой при отсутствии облаков и при заданной балльности облачности; ρ – коэффициент диффузного отражения нижней границы облаков; n – балльность облачности; k – коэффициент затенения, задающий долю реально облученной площади ПП в зависимости от зенитного угла θ_C Солнца по отношению к площади, облученной Солнцем в зените; $\tau_{ПП}$ – доля прошедшего через просветы солнечного излучения (зависит от высоты Солнца и задается полуэмпирически). Величины k и $\tau_{ПП}$ зависят от вида (протяженности и вертикальной толщи) облаков.

Яркость слоя атмосферы между облаком и наблюдателем находится как

$$B^A(h_H \leq h \leq h_O) = [B^A(h \geq h_H) - B^A(h \geq h_O) \cdot \tau_A] \cdot \tau_{ПП} \quad (2)$$

где $B^A(h \geq h_H)$ яркость наблюдаемой из нижней полусферы ясной атмосферы с высоты наблюдателя, $B^A(h \geq h_O)$ – яркость наблюдаемой из нижней полусферы атмосферы с высоты облаков (задаются таблично или по программе).

В результате, яркость просветов облачного поля записывается как суммарная яркость атмосферы между нижней границей облаков и наблюдателем и надоблачной атмосферы как

$$B_{ПП}(h_O, h_H, \theta_H, \theta_C) = B^A(h \geq h_H) \cdot \tau_{ПП} - B^A(h \geq h_O) \cdot \tau_A \cdot (1 - \tau_{ПП}) \quad (3)$$

Таким образом, найденные яркости облаков и просветов между ними при заданных условиях наблюдения формируют статистическое облачное поле заданной балльности.

В качестве примера на рисунках 1 и 2 приведены яркостные изображения самолета на фоне разорванной облачности с балльностью $n=5$: а) в УФ ($\lambda = 0,3...0,4$ мкм), б) в ближнем ИК ($\lambda = 1,6...2,4$ мкм) диапазонах спектра.

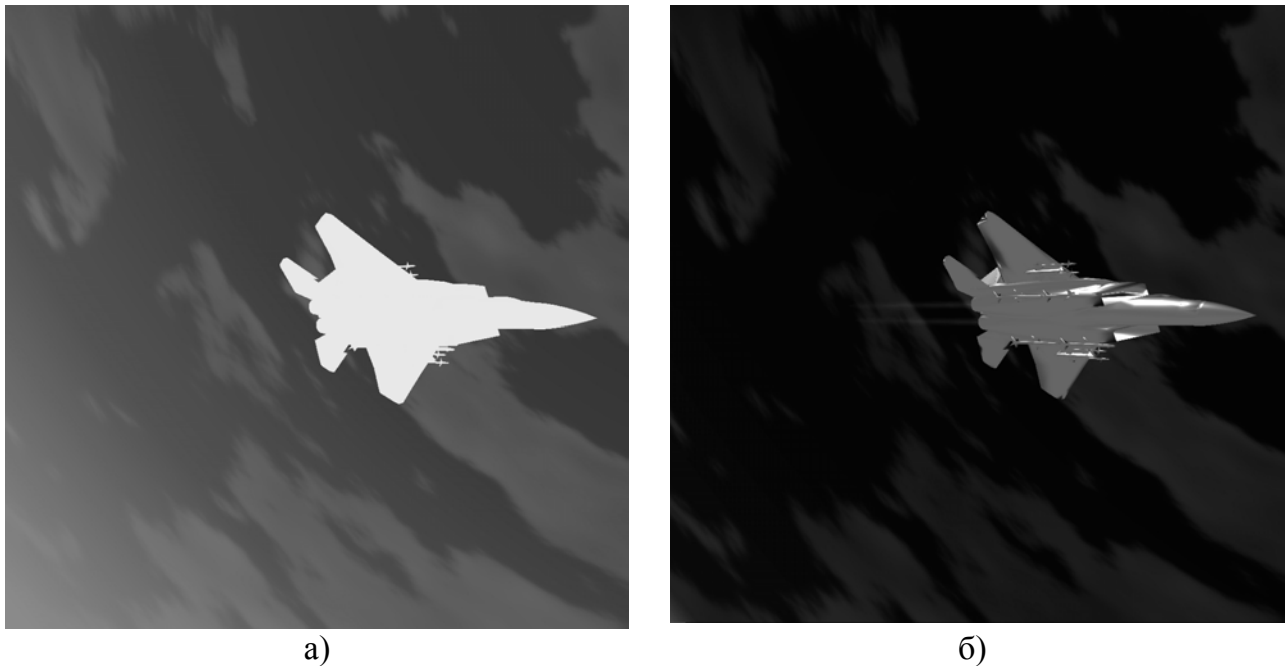


Рисунок 1. Пример яркостного изображения самолета на фоне разорванной облачности ($n = 5$). Высота цели 3500 м, скорость 300 м/с, дистанция до цели 3500 м, угол поля зрения – $1,5^\circ$, сезон – лето, МДВ 23 км, высота Солнца 45° : а) в УФ диапазоне; б) в ближнем ИК диапазоне.

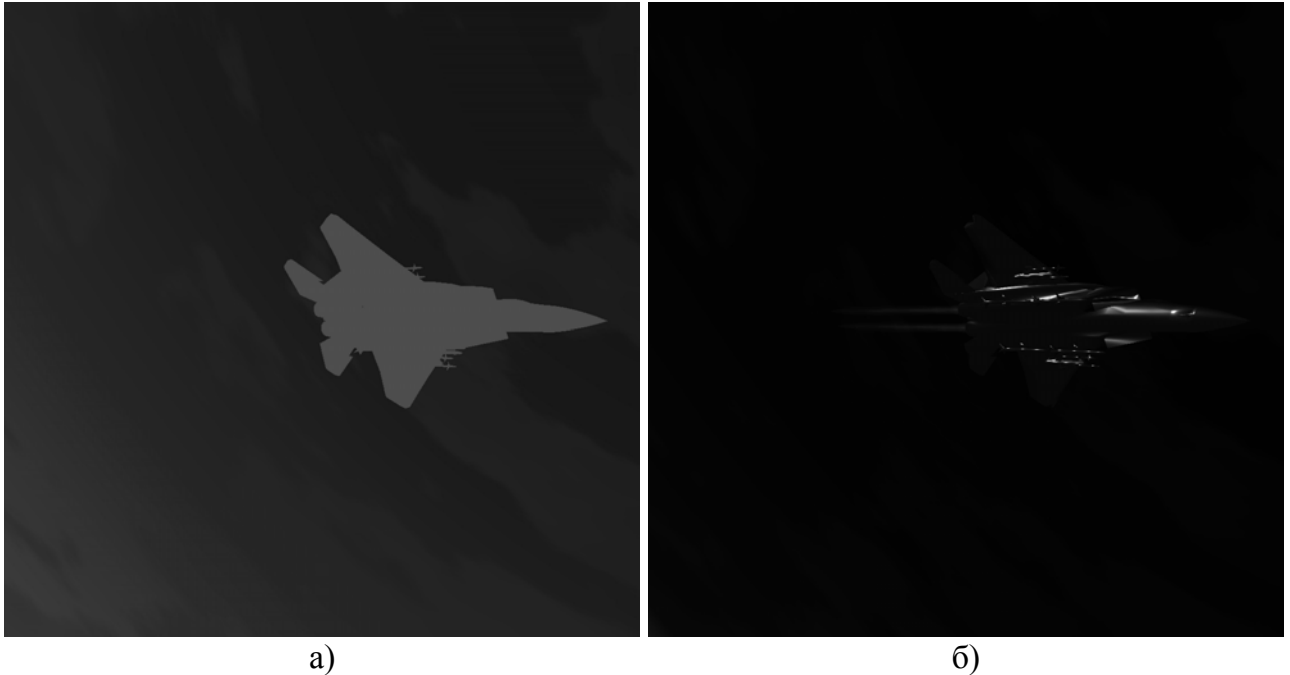


Рисунок 2. Пример яркостного изображения самолета на фоне разорванной облачности ($n = 5$). Высота цели 3500 м, скорость 300 м/с, дистанция до цели 3500 м, угол поля зрения – $1,5^\circ$, сезон – лето, МДВ 23 км, высота Солнца 15° : а) в УФ диапазоне; б) в ближнем ИК диапазоне

Оптические изображения ЛА синтезированы на основе задаваемой объемной модели, поверхность которой задана фасетами. Для каждой фасеты определены отражательные характеристики с помощью модели [4], с учетом конструктивных особенностей ЛА.

Литература

1. С.П. Хромов и Л.И. Мамонтова Метеорологический словарь // Ленинград – 1963 г.
2. Philipov V.L. On the question of adequacy of modeling the environment in interests of developing the night vision devices // SPIE. 2000. V.4340. – P. 134–145.
3. Танташев М.В., Трухина Н.Ю., Филиппов В.Л. Оптические модели атмосферы. Анализ, пути развития // Оборонная техника. 2010. № 6–7. С. 3–12.
4. Тиранов Д.Т. Моделирование индикатрис коэффициента яркости диффузно и направленно отражающих материалов при направленном облучении // Оборонная техника. 2010. № 6–7. С. 33–36.

30. Комбинированные оптические телекоммуникационные системы с цифровыми блоками

Гарцев А.И., Гуськов П.А., Крохалев И.Н., Кузяков Б.А., Тихонов Р.В., Ульянов А.С.
МГТУ МИРЭА, Москва, Россия

В настоящее время интенсивно разрабатываются и применяются атмосферные беспроводные оптические линии связи (АОЛС) [1, 2]. Весьма часто, они используются в качестве составной части волоконных оптических линий связи (ВОЛС), образуя, при этом, комбинированные оптические телекоммуникационные линии связи (КОТС).

В связи с расширением применения OFDM-систем в ВОЛС, актуальным стало обеспечение уверенного приема сигналов при разнообразных помехах в канале [3]. При решении этой задачи применяются цифровые когерентные приемники. В цифровых когерентных приемниках, при выработке электрических сигналов, могут выделяться

комбинации фазы и поляризации входящего оптического поля, например (рис.1), в виде четырех электрических сигналов [4].

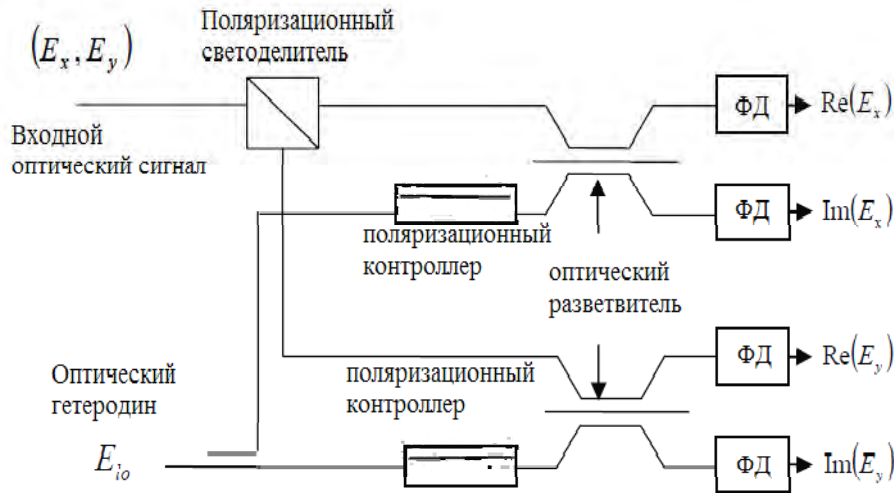


Рис. 1. Схема когерентного приемника с разнесением сигналов по фазе и поляризации, где E_x, E_y векторы горизонтальной и вертикальной поляризации электрического поля входного оптического сигнала и E_{i0} - гетеродина

Такая обработка обеспечивает значительное преимущество по сравнению с оптическим гомодинным приемом. Электрические сигналы i_j ($j=1-4$), получаемые на выходе 4 фотодетекторов, приведены в (1). Выражение (1) получено в предположении, что отношение сигнала гетеродина к сигналу значительно больше, чем отношение сигнал/шум (отношение сигнал гетеродина/сигнал ~ 20 дБ).

$$\begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \\ i_3 \\ i_4 \end{pmatrix} = \frac{2}{5} \begin{pmatrix} \text{Re}(E_x E_{i0}^*) \\ \text{Im}(E_x E_{i0}^*) \\ \text{Re}(E_y E_{i0}^*) \\ \text{Im}(E_y E_{i0}^*) \end{pmatrix} + \frac{1}{10} \begin{pmatrix} 2|E_x|^2 + 2|E_{i0}|^2 \\ 4|E_x|^2 + |E_{i0}|^2 \\ 2|E_y|^2 + 2|E_{i0}|^2 \\ 4|E_y|^2 + |E_{i0}|^2 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

здесь Re , Im – традиционные обозначения действительных и мнимых частей соответствующих компонент полей.

Правая часть (1) состоит из 2-х слагаемых: левое слагаемое включает когерентные члены, а правое – члены прямого детектирования. Роль схемы обработки заключается в восстановлении принятых данных от приемника сигнала и, как правило, состоит из нескольких этапов.

Рассмотрим один из вариантов схемы обработки сигналов более подробно. Вначале входной сигнал с использованием АЦП преобразуется в цифровой и выделяется тактовая частота. Первый этап обработки заканчивается синхронизацией с ортогонализацией и нормализацией, учитывающей чувствительности всех четырех фотодиодов. Затем сигналы поступают в цифровые фильтры. Далее происходит компенсация вращения плоскости поляризации и искажения передачи данных. После чего, возможное несовпадение фазы и частоты входного сигнала и гетеродина, компенсируется с помощью алгоритмов, например, описанных в [5]. На конечном этапе применяется прямое исправление ошибок. Нужно заметить, что в настоящее время цифровые фильтры хорошо разработаны. В зависимости от поставленной технической

задачи и предпочтений разработчика, можно подобрать и рассчитать фильтры с требуемыми оптимальными параметрами.

Среди линейных электронных фильтров для диапазона низких частот, пользуются популярностью фильтры Чебышева, Бесселя, Баттерворта, Гаусса. Кроме того, часто применяются фильтры Лежандра, Габора и эллиптические. Разработанные программы позволяют проектировать нужные характеристики фильтров. Отличительной особенностью фильтра Бесселя является максимально гладкие частотные характеристики (рис. 2) в полосе пропускания [6].

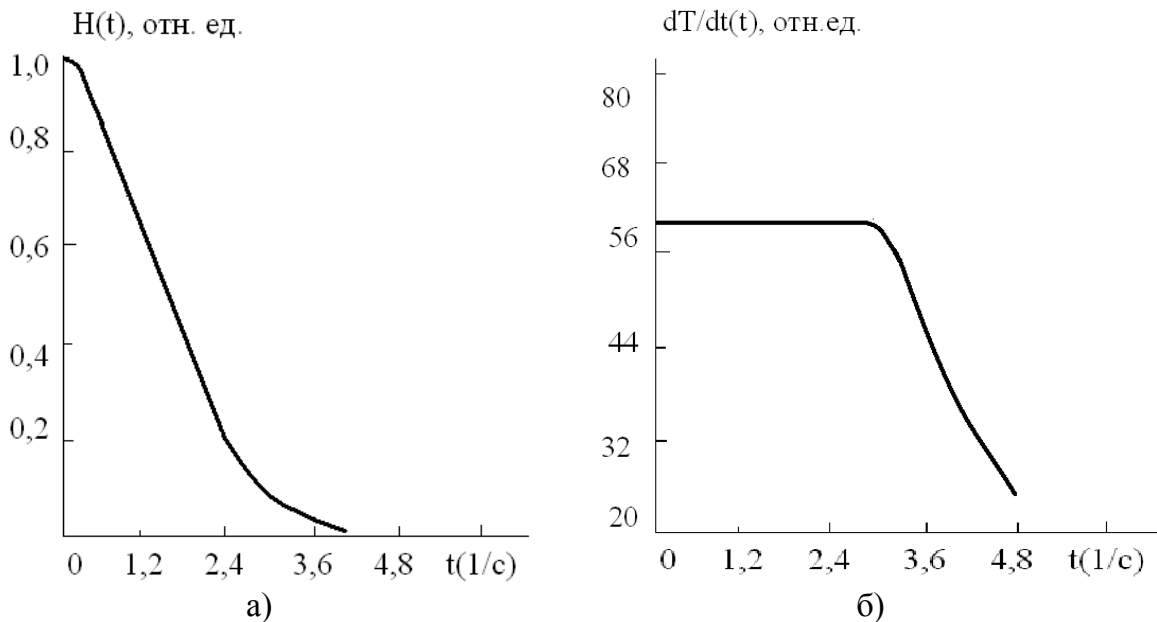


Рис. 2. Характеристики цифрового фильтра Бесселя 14 порядка: а) - АЧХ; б) – ГВЗ

Вследствие этого форма фильтруемого сигнала на выходе такого фильтра в полосе пропускания сохраняется практически неизменной. Его передаточная функция определяется следующим выражением:

$$H(s) = \frac{\theta_n(0)}{\theta_n(s / \omega_0)}, \quad (2)$$

здесь $\theta_n(s)$ - обратный многочлен Бесселя, ω_0 - частота среза.

Например, фильтр Бесселя 14 порядка обладает очень высокой линейностью АЧХ (рис. 3) и наименьшей неравномерностью группового времени запаздывания (ГВЗ). Входная x_n и выходная y_n последовательности фильтра связаны разностным уравнением (3):

$$y_n = \sum_{i=0}^{14} a_i x_{n-i} + \sum_{i=1}^{14} -b_i y_{n-i}, \quad (3)$$

здесь коэффициенты a_i и b_i определяются периодом дискретизации и ГВЗ.

Далее нужно заметить, что системы с использованием 4-х фотоприемников, разнесенных в пространстве, применяются достаточно широко. Такие системы, конечно интегрированные и с более совершенной конфигурацией, используются в ультра-современных КОТС с длинными и сверхдлинными трассами. В частности, в системах лазерной связи: Земля – высотные летательные аппараты (ЛА), Земля – Международная космическая станция (МКС) и Земля – спутник на окололунной орбите [7].

Кроме того, чтобы эффективно компенсировать искажения передачи информации оказывается полезным разделять весь процесс цифровой фильтрации на два блока. Первый из этих блоков [5], компенсирует независимые от поляризации

искажения, такие как хроматическая дисперсия, во втором блоке происходит компенсация искажений, зависящих от поляризационных эффектов: вращение (плоскости) поляризации и поляризационная дисперсия. Разделение цифровой фильтрации позволяет двум блокам адаптироваться на различных уровнях, например на малом (мс) масштабе времени.

Таким образом, рассматриваемые цифровые фильтры Бесселя, схемы и методы хорошо подходят для компенсаций линейных искажений передаваемого сигнала [5, 6], с учетом хроматической и поляризационной дисперсий.

Список литературы

1. Вишнеvский В.М., Ляхов А.И., Портной С.Л., Шахнович И.В. Широкополосные беспроводные сети передачи информации. - М., «Техносфера». - 2005, 380 с.

2. Кузяков Б.А. Методы повышения дальности атмосферных оптических линий телекоммуникаций. // INTERM ATIC-2011. Материалы Международной научно-технической конференции «Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения». - 2011, под ред. чл.-корр. РАН А.С. Сигова, «Энергоатомиздат», Москва-2011, МИРЭА, в 4 частях, ч. 3, с. 108-111.

3. Кузяков Б.А., Шмелев В.А. Методы повышения эффективности комбинированных оптических ОФДМ линий телекоммуникаций с атмосферными сегментами. //15-я Международная конференция «Цифровая обработка сигналов и ее применение» DSPA-2013, М. - 2013, т. 1, с. 264-268.

4. Savory S.J. Digital filters for coherent optical receivers. Optics Express. – 2008, Vol. 16, Issue 2, p. 804-817.

5. Leven A., Kaneda N., Koc U-V., Chen Y.-K. Frequency Estimation in Intensity Reception. IEEE Photon. Technol. Lett. - 2007, N.19, p. 366-368.

6. Белов Л. Частотные фильтры. Электроника: НТБ. – 2004, № 5, с. 62 - 67; http://dspbook.narod.ru/RG04_1.pdf.

7. <http://news.rambler.ru/17384122>;
<http://compulenta.computerra.ru/universe/explore.10009699>.

31. Современные оптоэлектронные приборы на основе селенида цинка

Кульчицкий Н.А., Мельников А.А.

МГТУ МИРЭА, Москва, Россия

В работе обсуждается современное состояние мирового рынка селенида цинка, дан анализ тенденций их развития. Рассмотрены особенности технологии роста кристаллов селенида цинка; проведен анализ характеристик получаемых материалов, приборов на их основе, а также основных производителей.

Селенид цинка в виде монокристаллов используется для изготовления оптических окон, линз, призм и зеркал, в частности для ИК-техники. В диапазоне пропускания - 0.5-22 мкм селенид также используется в качестве фокусирующей и проходной оптики, системах CO₂-лазеров высокой мощности ($\lambda=10,6$ мкм). Поликристалл можно применять для создания выходных устройств в лазерах.

У монокристалла ZnS е наблюдается пьезоэлектрический эффект, который возможно использовать в акустооптике, но в настоящее время его использование ограничено научными целями, поскольку существуют более эффективные материалы для решения стандартных задач.

Легированный селенид цинка является люминофором для экранов электронно-лучевых и рентгеновских трубок, сцинтилляторов, а также для фоторезисторов, дозиметров и счетчиков радиоизлучения. Нелегированный монокристаллический

селенид цинка используется для изготовления источников голубого и синего цвета излучения, поликристаллический - пассивных элементов ИК-оптики.

Наиболее широкое распространение среди легированных материалов получили электролюминофоры, активированные медью, которые излучают в зеленой и голубой областях спектра. Также селенид цинка легируют теллуром и хромом. ZnS с легированный теллуром (ZnSe:Te) представляет собой сцинтиллятор с пиком излучения в 640 нм. По таким параметрам, как конверсионная эффективность, световой выход, послесвечение, гигроскопичность, ZnS имеет преимущества перед другими сцинтилляционными материалами. Вследствие этого, в массово используемых рентгеновских установках для неразрушающего контроля и инспекции багажа, в медицинских флюорографах и других аппаратах подобного назначения детекторами на базе Zn Se комплектуются низкоэнергетические (10-20 кэВ) линейки. Селенид цинка, легированный хромом (ZnSe:Cr), используется в качестве ИК-лазерного материала, с излучением в 2,5 мкм.

Поликристаллический селенид цинка активно используется в приборах ночного видения, тепловизионных системах переднего обзора (FLIR -системы). Монокристалл селенида цинка используют в качестве подложек для детекторов, сцинтилляционный монокристалл находит применение в приборах для досмотра багажа. Сегодня данное направление активно развивается.

Табл.1 Потенциальные области использования селенида цинка

Состояние	Изготавливаемые элементы	Применение
Монокристалл	Материал лазерного качества	Лазерный микрочип среднего ИК-диапазона
Монокристалл	ИК-оптика, выходные и входные окна	Полупроводниковые лазеры
Монокристалл	Кристалл	Акустооптический модулятор
Монокристалл	Кристалл ZnS:Mn(5%) на подложке	Электролюминофор, LED
Монокристалл	Подложка	Электронный прибор на ПАВ
Поликристалл	Материал для инфракрасной оптики	Тепловизионные системы переднего обзора (FLIR-системы)
Порошок, крошка	Сцинтилляционные детекторы	Детекторы альфа- и рентгеновского излучения
Порошок, крошка	Пленка	Детекторы гамма и рентгеновского излучения
Порошок, крошка	Пленка на прозрачной подложке CaF ₂ (PbF ₂)	Двух- и трехслойное просветляющее покрытие
Порошок, крошка	Порошок	Компонент белого пигмента литопон
Порошок, крошка	Пленка на прозрачной подложке (например, графит)	Электролюминофор для рентгеновских трубок, сцинтилляторов
Порошок, крошка	Пленка на стеклянной подложке	Ультралегкие солнечные батареи

Селенид цинка используется в устройствах ИК-оптики с диапазоном прозрачности 0,5–13 мкм. Наиболее часто используемыми материалами для ИК-применений являются поликристаллы ZnSe, которые в основном применяются для производства окон, зеркал и линз. Так же селенид цинка в виде порошков и крошки

широко применяется в качестве просветляющих оптических покрытий. 87% общего количества приходится на поликристаллы селенида цинка и 13% на селенид цинка в виде порошков и крошки.

Объемные образцы селенида цинка получают разными методами: выращиванием из расплава, горячим прессованием порошка, кристаллизацией из паровой фазы (PVD), химическим осаждением из газовой фазы (CVD). В зависимости от используемого метода свойства материала могут существенно отличаться, что связано с влиянием условий получения материала на его структуру, примесный состав, наличие объемных дефектов и их концентрацию.

По величине неоднородностей и примесей принята сегментация оптических материалов из селенидов цинка на материалы лазерного качества, они же *la ser*-качества, они же *la sertran* (при коэффициенте поглощения $\beta_{\text{предельное}} \leq 5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$) и FLIR-качества, они же ИК-качества, они же *In fratran* (при коэффициенте поглощения $\beta_{\text{предельное}} \leq 7 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ и размере примесей $\leq 0,1 \text{ мм}$).

ИК-устройства с оптикой из селенида цинка покрывают широкий круг применений, как в сфере гражданских применений, так и военных. Спрос на приборы инфракрасного спектрального диапазона со стороны оборонного сектора составляет порядка 70% от общего спроса на данные устройства. Среди применений оборонного назначения можно назвать авиационные морские, наземные ближнего и среднего ИК-диапазона и тепловизионные системы слежения, как независимо используемые, так и встроенные в технику военного назначения. Тепловизионные и ИК-приборы активно входят в бытовое пользование в разных странах. Перспективными считаются разработки в области автомобильной, энергетической и нефтегазовой промышленности. В последние годы неоднократно появлялись системы ночного видения для автомобилей. Эти системы могут дать в ближайшие годы мощный толчок развитию рынка.

Помимо назначений регистрации сигнала для оборонных, коммерческих и бытовых назначений, немалую долю рынка составляют приложения генерации излучения данного спектрального диапазона. В последние годы рынок технологических CO₂-лазеров составил более 1 млрд.\$ США. Использование поликристаллического ZnSe в CO₂-лазерах обусловлено рядом уникальных характеристик материала (низким поглощением на длине волны генерации и высокой лучевой стойкостью). Данные характеристики допускают использование материала в мощных технологических лазерных системах.

Рынок всех оптических элементов для инфракрасных устройств оценивается в 450 млн.\$ США. Из множества оптических материалов, используемых для производства ИК-оптики, значительная доля рынка в денежном выражении приходится на цинк селенидовую оптику.

Ожидаемый ежегодный рост рынка ИК-устройств для гражданских применений в 2014-2016 гг. составит 17%. На настоящий момент наблюдается увеличение спроса на приборы среднего и теплового ИК-диапазона. Отмечено значительное увеличение объемов рынка ИК-устройств за счет расширения круга областей применения и выход на рынок приборов ИК-диапазона гражданского назначения. На протяжении последних 10 лет тенденция роста спроса на ZnSe на рынке сохраняется. Объем рынка оптических материалов из селенида цинка на сегодня составляет более 50 т. в натуральном выражении и более 80 млн.\$ – в денежном. Объем внутреннего российского рынка значительно меньше – в натуральном выражении не превышает 1,5-2 тонн.

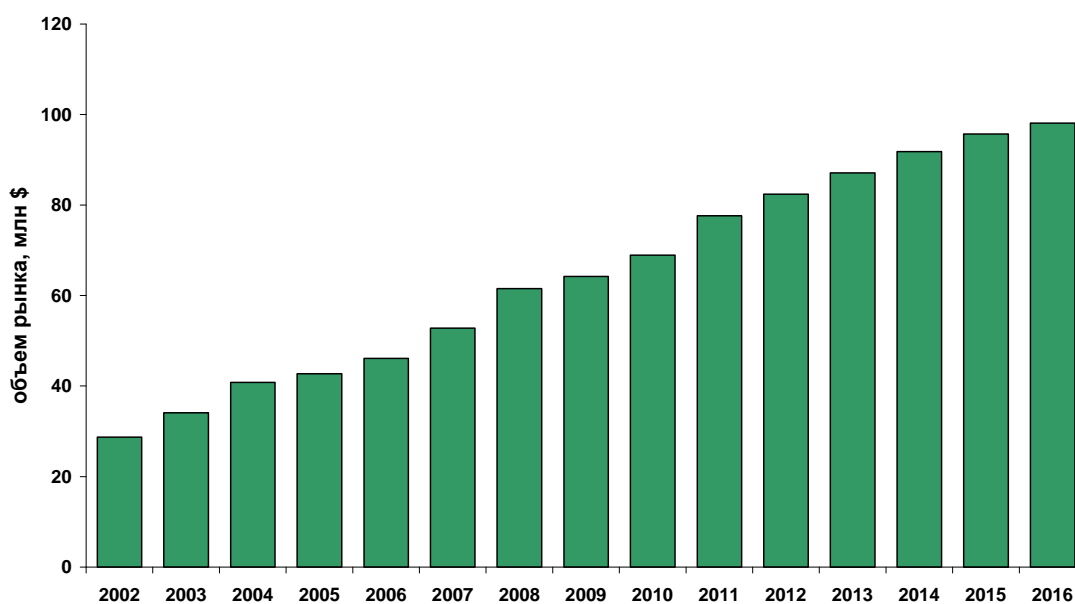


Рис. 1. Динамика рынка ZnSe (2002-2016), млн.\$ США

Основными игроками на рынке являются компании II-VI Infra red и Roh m & Naas, вместе они занимают 50% рынка производства кристаллов селенида и сульфида цинка. Большая часть компаний, представленных на данном рынке, представляет собой вертикально-интегрированные структуры, объединяющие в себе предприятия нескольких уровней передела.

Наиболее востребованными на сегодняшний момент являются заготовки диаметром 40 мм, также прослеживается долгосрочная тенденция смещения спроса в сторону заготовок с диаметром 50 мм. Заготовки размером свыше 80 мм изготавливаются на заказ, что сопровождается договорным ценообразованием – как правило, цена возрастает в геометрической прогрессии в зависимости от диаметра заготовки.

CVD-ZnSe потребляется всеми развитыми странами и многими странами третьего мира, прежде всего из Юго-Восточной Азии. К крупнейшим потребителям относятся компании, производящие комплектующие для технологических лазерных установок на основе готовых оптических элементов из CVD-ZnSe (см. Рис.2.). В свою очередь, такие оптические элементы производит корпорация II-VI и многие оптические фирмы в Европе, США, Китае, России. Другую, меньшую, группу потребителей материала образуют компании, производящие различные FLIR системы, устройства ИК-диапазона. В списке основных потребителей CVD-ZnSe более 400 компаний.

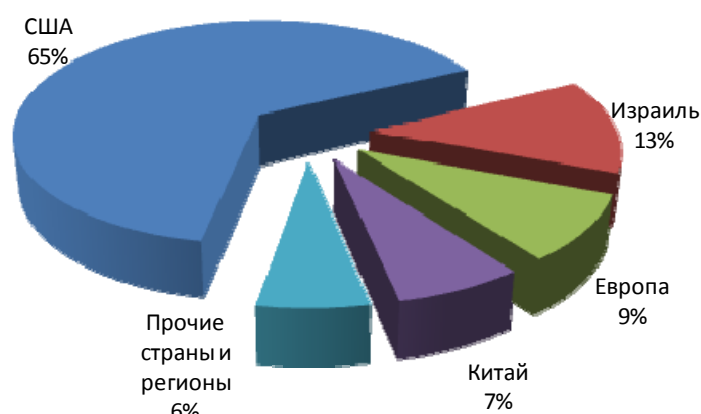


Рис.2 Региональное распределение потребления ZnSe (CVD)

Основной потребитель продукции на внутреннем рынке – Министерство обороны РФ. Потребность военных приложений в материале демонстрирует рост, и в 2014 г. и последующих, может возникнуть некоторый дефицит на российском внутреннем рынке.

Литература

1. Н.А.Кульчицкий, А.В.Наумов. О современном состоянии рынка селена и соединений на его основе. Цветная металлургия. №4, 2010, с.37-44.
2. US Geological Survey Publications // <http://minerals.usgs.gov>.
3. Historical Statistics for Mineral Commodities in the United States. Open File Report OF-01-006, vers. 6.4. 2003.
4. Buttermann W.C., Brown R.D. «Selenium»// U.S. Department of the Interior, U.S. Geological Survey, Open File Report OF-03-018. 2004.
5. Коровин С.С., Букин В.И., Федоров П.И., Резник А.М. «Редкие и рассеянные элементы»// М.: МИСиС, 2003. Т. 3.
6. Е.М.Гаврищук Поликристаллический селенид цинка для инфракрасной оптики. Неорганические материалы, 2003, т.39, №9, с.1031-1049.
7. Витков В.С., Кульчицкий Н.А., Сокольский В.А. Поликристаллический CVD ZnSe для ИК оптики. Тезисы докладов XXI Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения, 25-28 мая 2010, М., с.166.

32. Объектив с асферическими поверхностями для широкоформатного охлаждаемого матричного фотоприёмника спектрального диапазона 3-5 мкм

Алдохин П.А.

Филиал ИФП СО РАН «КТИПМ», Новосибирск, Россия

В связи с совершенствованием охлаждаемых матричных фотоприемных устройств (МФПУ) инфракрасного диапазона спектра (увеличение формата МФПУ, уменьшение размеров фоточувствительных элементов и т.д.) возникает необходимость в разработке объективов для работы с соответствующими МФПУ.

В настоящем докладе, сообщается о разработке в Филиале ИФП СО РАН «КТИПМ» линзового объектива предназначенного для работы в среднем инфракрасном диапазоне (ИК) спектра совместно с МФПУ форматом 640×512 элементов и шагом между чувствительными элементами 25 мкм. Приведены основные характеристики и параметры оценки качества изображения разработанного объектива.

Оптическая схема объектива показана на рисунке 1. Объектив выполнен на основе двух оптических материалов, монокристаллического германия и кремния и содержит пять последовательно расположенных на оптической оси компонентов. Разработанный объектив имеет четыре асферических поверхности. Первый, четвертый и пятый компоненты объектива представляют собой мениски с асферическими поверхностями положительной оптической силы, второй и третий компоненты мениски с отрицательной оптической силой, причем третий имеет асферическую поверхность. Для первого и четвертого компонента вторая (по ходу луча) поверхность, обращенная вогнутостью к изображению, является асферической, а для пятого компонента первая поверхность. Второй компонент имеет сферические поверхности и расположен вогнутостью к изображению. Третий компонент имеет первую асферическую поверхность и расположен выпуклостью к изображению. Выходной зрачок объектива совпадает с охлаждаемой диафрагмой криостата МФПУ, что обеспечивает отсутствие виньетирования для наклонных пучков лучей и минимизирует поступление на МФПУ фонового ИК излучения.

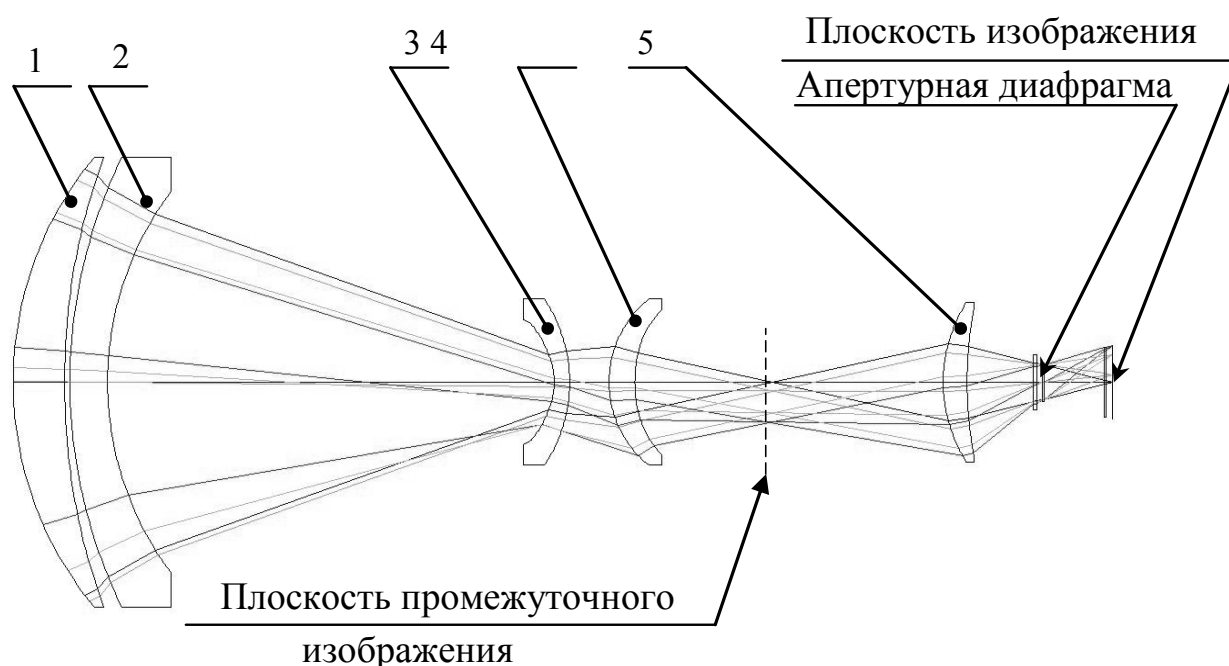


Рис. 1. Оптическая схема объектива с асферическими поверхностями для работы с широкоформатными МФПУ спектрального диапазона 3-5 мкм

Объектив имеет следующие технические характеристики:

Рабочий спектральный диапазон, $\Delta\lambda$, мкм

Фокусное расстояние, f' , мм

Относительное отверстие, D/f'

Линейное поле зрения, $2y'$, мм, не менее

Масса объектива (без оправы), кг

На рисунке 2 показана расчетная частотно-контрастная характеристика (ЧКХ) объектива для различных позиций поля зрения.

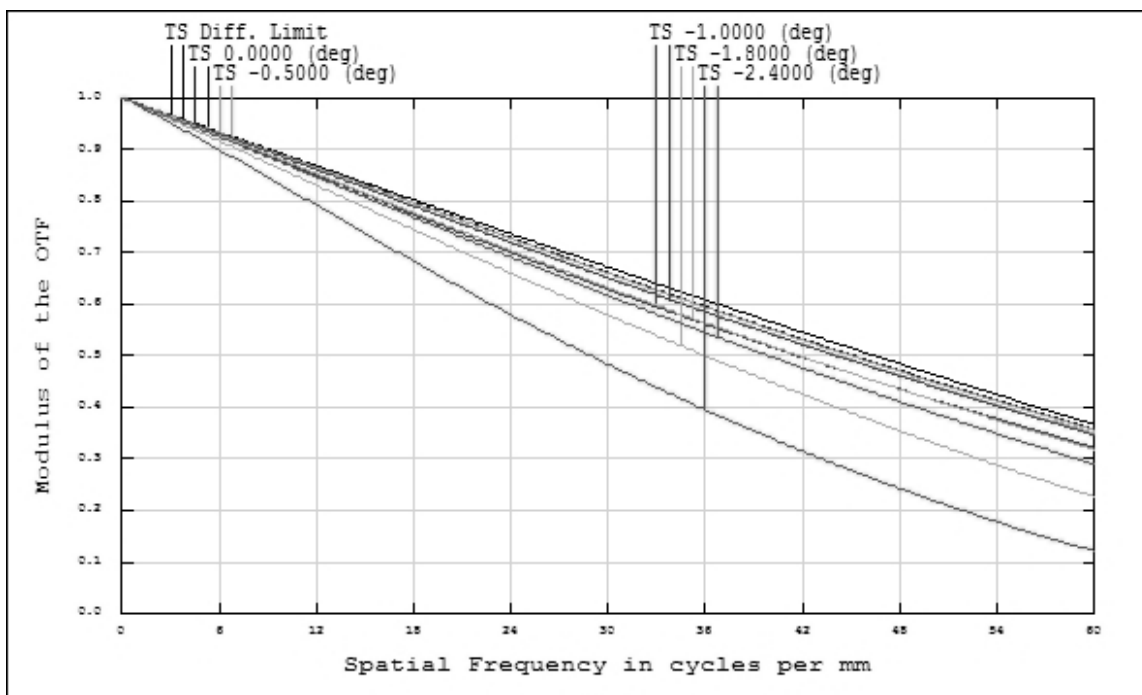


Рис. 2. ЧКХ объектива

Из графика ЧКХ видно, что коэффициент передачи контраста на краю поля зрения для пространственной частоты 60 штр/мм составляет не менее 0,1, а для центра поля зрения не менее 0,35. На рисунке 3 приведена диаграмма пятен рассеяния объектива для различных точек поля зрения.

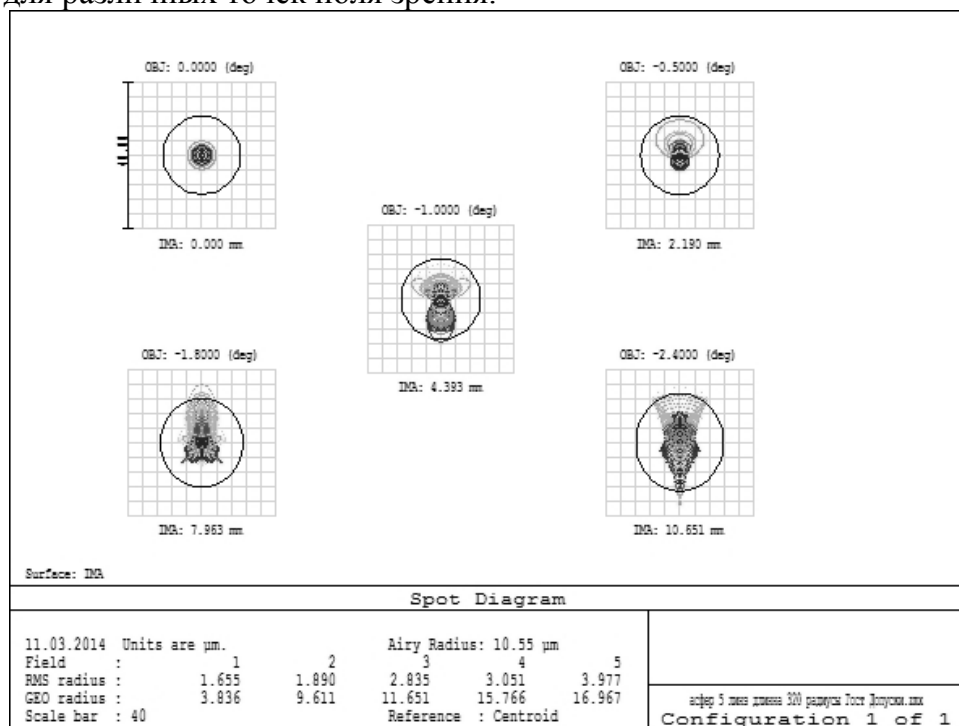


Рис. 3. Диаграмма пятен рассеяния объектива

Геометрический радиус пятна рассеяния точки в центре поля зрения не превышает 3,9 мкм, а на краю поля зрения не превышает 17 мкм.

На рисунке 4 показан график кривизны и дисторсии поля зрения ИК объектива. Дисторсия объектива не превышает 2%, а кривизна поля зрения не более 0,1 мм.

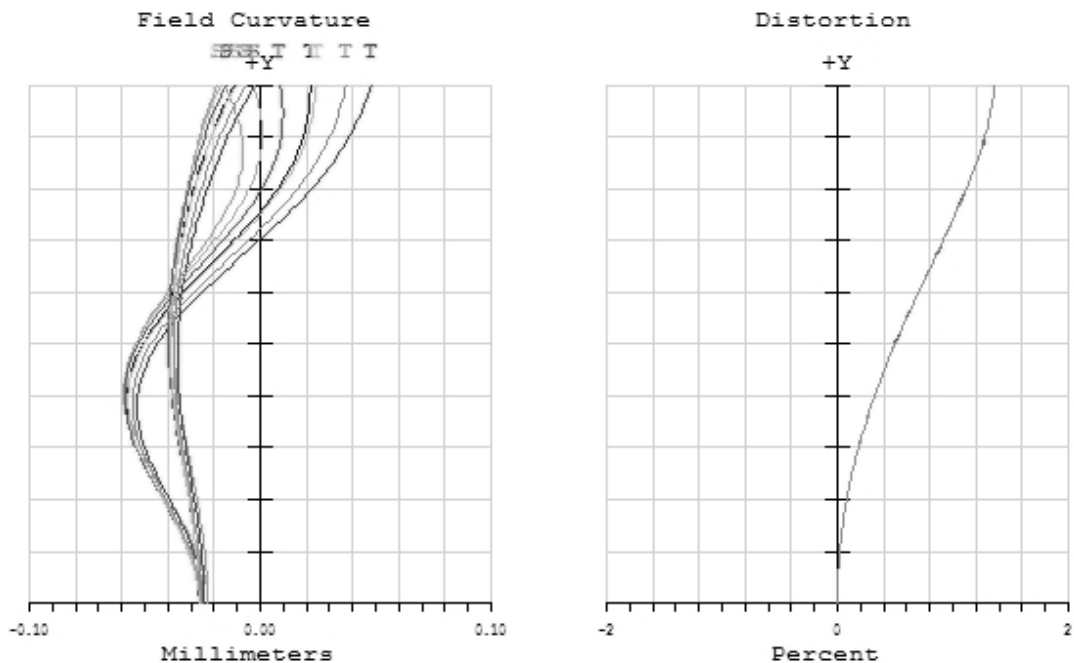


Рис. 4. График кривизны и дисторсии объектива

На рисунке 5 представлена функция концентрации энергии (ФКЭ). Из графика следует, что в пятне радиусом 12,5 мкм для осевой точки и для края поля зрения концентрируется не менее 84% и 80% энергии соответственно.

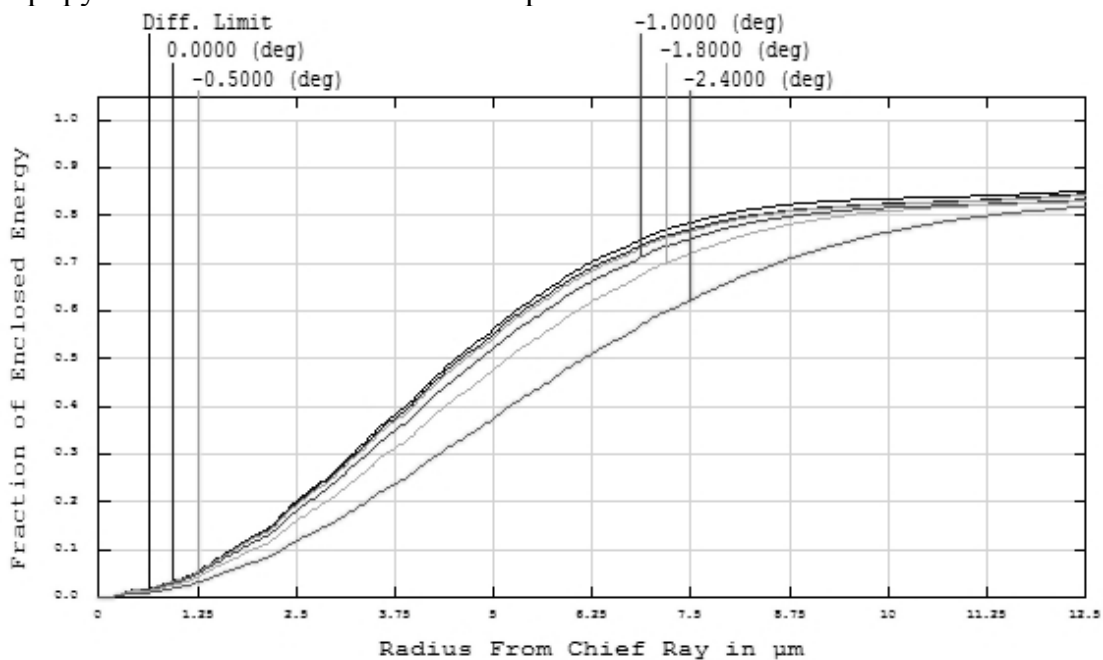


Рис. 5. Функция концентрации энергии объектива

Представленный объектив обладает хорошим качеством изображения, близким к дифракционному пределу и может быть использован для работы в различных тепловизорах построенных на основе охлаждаемых МФПУ, работающих в спектральном диапазоне 3,6 - 4,9 мкм.

33. Объективы для диапазона 3-12 мкм

Парфёнова Т.В., Хацевич Т.Н.

Сибирская государственная геодезическая академия, Новосибирск, Россия

Достижения последних десятилетий по созданию охлаждаемых и неохлаждаемых (болометрических) двухдиапазонных приёмников инфракрасного (ИК) излучения [1, 2, 3] явились стимулом к поискам новых схемных решений в области расчета оптических систем, позволяющих достичь коррекцию хроматических aberrаций в расширенном диапазоне длин волн – от 3 до 12 мкм – с одновременным условием обеспечения в плоскости чувствительной площадки приемника излучения дифракционного качества изображения как в диапазоне 3- 5 мкм, так и в диапазоне 3-12 мкм [4, 5, 6]. Такие, двухдиапазонные, ИК объективы в совокупности с появлением серийно выпускаемых двухдиапазонных приемников излучения создадут элементную базу для проектирования и выпуска нового поколения тепловизионных приборов.

Тепловизионный прибор – это сложная взаимосвязанная конструкция [7], обеспечивающая взаимодействие таких блоков и элементов как:

- оптическая система формирования изображения;
- матричный приемник излучения;
- модули предварительной (преобразование принятого излучения) и финальной обработки изображения;
- модуль управления, обеспечивающий в совместной работе с модулями обработки изображения возможность выбора и изменения характеристик системы обработки изображения;
- микродисплей с окуляром или интерфейсный разъем с регистрирующим устройством для вывода информации;
- модуль питания.

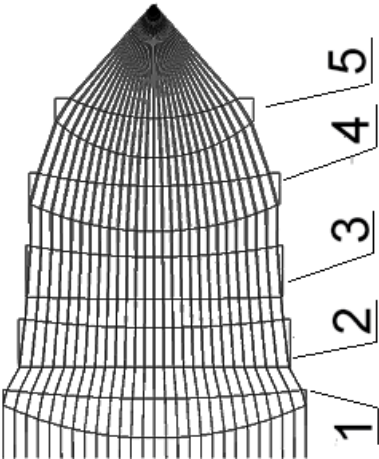
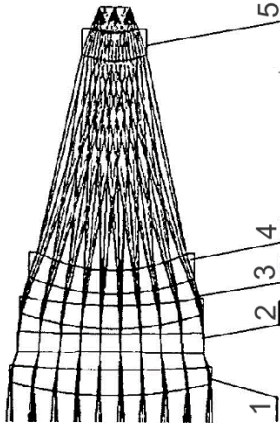
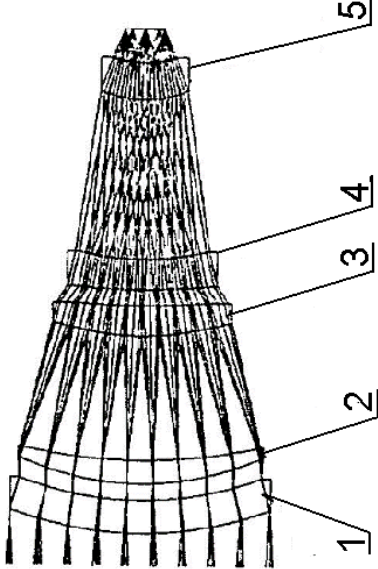
Обеспечение в тепловизоре работоспособности оптической системы и приемника излучения одновременно в двух ИК диапазонах позволяет повысить качество выходного изображения объектов, используя известные преимущества каждого из диапазонов и совместной обработки изображений. При этом в отличие от двухканальных приборов, использующих два приемника излучения для каждого из каналов и оптические системы - отдельные для каждого из каналов или частично совмещенные, в тепловизорах нового поколения открываются перспективы снижения массогабаритных характеристик.

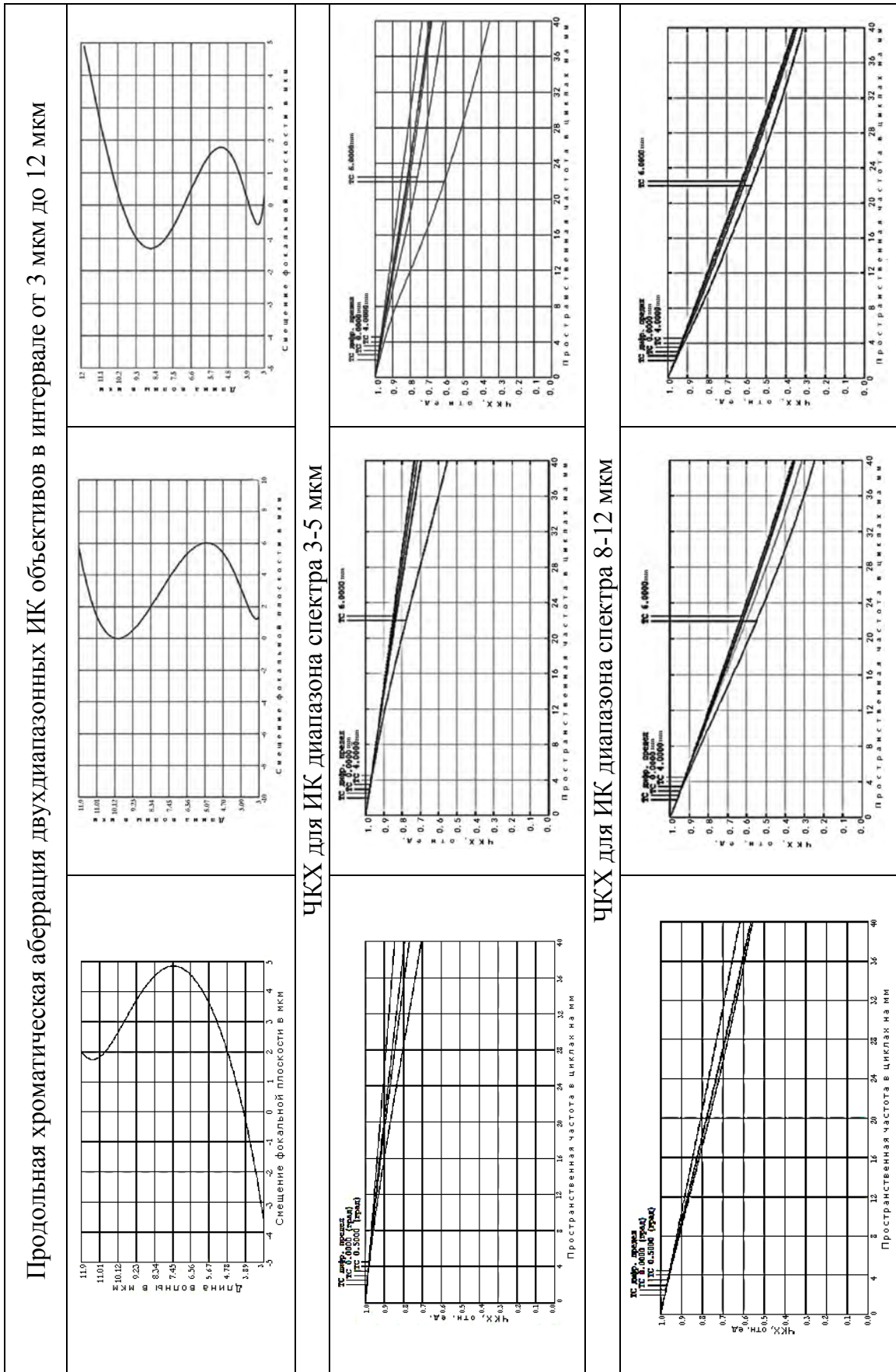
На качество работы ИК объективов одновременно в двух диапазонах влияют многие внешние факторы. Так, например, при работе оптической системы в диапазоне 8-12 мкм исключена проблема существования отраженного солнечного излучения, которое присутствует при наблюдении в видимом, ближнем и средневолновом, 3-5 мкм, диапазонах спектра. Однако, работа оптической системы при условиях повышенной влажности или больших дальностей до объекта может оказаться предпочтительнее в диапазоне 3-5 мкм [2 , 3]. Тепловизионный длинноволновый диапазон (8-12 мкм) имеет преимущества при обнаружении объектов, а средневолновый (3-5 мкм) тепловизионный диапазон – при их идентификации. Возможность быстрого переключения из одного диапазона в другой или совместная обработка двух изображений расширяет функциональные возможности тепловизионного прибора.

На основании проведенных исследований средних и частных дисперсий оптических материалов, пропускающих излучение в спектральном диапазоне от 3 до 12 мкм, в работах [8, 9] определены параметры оптических систем, удовлетворяющие условию хроматической коррекции для трех длин волн указанного спектрального диапазона. Эти системы использованы в качестве исходных для проектирования трех

объективов, для которых в таблице 1 представлены оптические схемы, оптические силы входящих в них линз и результаты оценки качества изображения. Расчеты по оптимизации исходных систем выполнены в программе «Zemax 13 Release 2 SP1 Professional» (версия октябрь 2013 г.).

Таблица 1 Оптические системы для двух тепловизионных диапазонов

Двухдиапазонный инфракрасный светосильный объектив (ОБ/40/0,75/3) Патент RU 2475787, 20.02.2013 [10]	Двухдиапазонный инфракрасный объектив (ОБ/100/0,78/3) Патент RU 2503047, 27.12.2013 [11]	Двухдиапазонный инфракрасный объектив (ОБ/100/0,78/2)																																																																																																																		
																																																																																																																				
<p>Параметры двухдиапазонных ИК объективов</p>																																																																																																																				
<table border="1"> <thead> <tr> <th>Линза</th> <th>Материал</th> <th>Ф. отн.</th> <th>УЗ-5</th> <th>ПВ-12</th> <th>Р 3-5</th> <th>Р 8-12</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>1</td> <td>AMTR1</td> <td>0,70</td> <td>198,33</td> <td>116,94</td> <td>0,39</td> <td>0,52</td> </tr> <tr> <td>2</td> <td>GERMANIUM</td> <td>-0,68</td> <td>107,29</td> <td>795,97</td> <td>0,31</td> <td>0,37</td> </tr> <tr> <td>3</td> <td>PBF2</td> <td>-0,17</td> <td>46,39</td> <td>8,64</td> <td>0,55</td> <td>0,53</td> </tr> <tr> <td>4</td> <td>AMTR1</td> <td>0,58</td> <td>198,33</td> <td>116,94</td> <td>0,39</td> <td>0,52</td> </tr> <tr> <td>5</td> <td>AMTR1</td> <td>0,74</td> <td>198,33</td> <td>116,94</td> <td>0,39</td> <td>0,52</td> </tr> </tbody> </table>	Линза	Материал	Ф. отн.	УЗ-5	ПВ-12	Р 3-5	Р 8-12	1	AMTR1	0,70	198,33	116,94	0,39	0,52	2	GERMANIUM	-0,68	107,29	795,97	0,31	0,37	3	PBF2	-0,17	46,39	8,64	0,55	0,53	4	AMTR1	0,58	198,33	116,94	0,39	0,52	5	AMTR1	0,74	198,33	116,94	0,39	0,52	<table border="1"> <thead> <tr> <th>Элемент</th> <th>Ф. отн.</th> <th>УЗ-5</th> <th>ПВ-12</th> <th>Р 3-5</th> <th>Р 8-12</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>ПР1</td> <td>0,69</td> <td>198,33</td> <td>116,94</td> <td>0,39</td> <td>0,52</td> </tr> <tr> <td>АНПОМ</td> <td>0,51</td> <td>107,29</td> <td>795,97</td> <td>0,31</td> <td>0,37</td> </tr> <tr> <td>ПР1</td> <td>0,66</td> <td>198,33</td> <td>116,94</td> <td>0,39</td> <td>0,52</td> </tr> <tr> <td>ЕF2</td> <td>0,23</td> <td>46,39</td> <td>8,64</td> <td>0,55</td> <td>0,53</td> </tr> <tr> <td>ПР1</td> <td>0,90</td> <td>198,33</td> <td>116,94</td> <td>0,39</td> <td>0,52</td> </tr> </tbody> </table>	Элемент	Ф. отн.	УЗ-5	ПВ-12	Р 3-5	Р 8-12	ПР1	0,69	198,33	116,94	0,39	0,52	АНПОМ	0,51	107,29	795,97	0,31	0,37	ПР1	0,66	198,33	116,94	0,39	0,52	ЕF2	0,23	46,39	8,64	0,55	0,53	ПР1	0,90	198,33	116,94	0,39	0,52	<table border="1"> <thead> <tr> <th>Материал</th> <th>Ф. отн.</th> <th>УЗ-5</th> <th>ПВ-12</th> <th>Р 3-5</th> <th>Р 8-12</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>GERMANIUM</td> <td>0,114</td> <td>107,29</td> <td>795,97</td> <td>0,31</td> <td>0,37</td> </tr> <tr> <td>KRS5</td> <td>0,776</td> <td>320,28</td> <td>2667,9</td> <td>0,32</td> <td>0,35</td> </tr> <tr> <td>KRS5</td> <td>1,181</td> <td>320,28</td> <td>2667,9</td> <td>0,32</td> <td>0,35</td> </tr> <tr> <td>GERMANIUM</td> <td>2,062</td> <td>107,29</td> <td>795,97</td> <td>0,31</td> <td>0,37</td> </tr> <tr> <td>GERMANIUM</td> <td>1,600</td> <td>107,29</td> <td>795,97</td> <td>0,31</td> <td>0,37</td> </tr> </tbody> </table>	Материал	Ф. отн.	УЗ-5	ПВ-12	Р 3-5	Р 8-12	GERMANIUM	0,114	107,29	795,97	0,31	0,37	KRS5	0,776	320,28	2667,9	0,32	0,35	KRS5	1,181	320,28	2667,9	0,32	0,35	GERMANIUM	2,062	107,29	795,97	0,31	0,37	GERMANIUM	1,600	107,29	795,97	0,31	0,37
Линза	Материал	Ф. отн.	УЗ-5	ПВ-12	Р 3-5	Р 8-12																																																																																																														
1	AMTR1	0,70	198,33	116,94	0,39	0,52																																																																																																														
2	GERMANIUM	-0,68	107,29	795,97	0,31	0,37																																																																																																														
3	PBF2	-0,17	46,39	8,64	0,55	0,53																																																																																																														
4	AMTR1	0,58	198,33	116,94	0,39	0,52																																																																																																														
5	AMTR1	0,74	198,33	116,94	0,39	0,52																																																																																																														
Элемент	Ф. отн.	УЗ-5	ПВ-12	Р 3-5	Р 8-12																																																																																																															
ПР1	0,69	198,33	116,94	0,39	0,52																																																																																																															
АНПОМ	0,51	107,29	795,97	0,31	0,37																																																																																																															
ПР1	0,66	198,33	116,94	0,39	0,52																																																																																																															
ЕF2	0,23	46,39	8,64	0,55	0,53																																																																																																															
ПР1	0,90	198,33	116,94	0,39	0,52																																																																																																															
Материал	Ф. отн.	УЗ-5	ПВ-12	Р 3-5	Р 8-12																																																																																																															
GERMANIUM	0,114	107,29	795,97	0,31	0,37																																																																																																															
KRS5	0,776	320,28	2667,9	0,32	0,35																																																																																																															
KRS5	1,181	320,28	2667,9	0,32	0,35																																																																																																															
GERMANIUM	2,062	107,29	795,97	0,31	0,37																																																																																																															
GERMANIUM	1,600	107,29	795,97	0,31	0,37																																																																																																															
$f' = 40 \text{ мм}; L = 76,5 \text{ мм}; D:$ $f' = 1:0,75; s' = 20 \text{ мм}$	$f' = 100 \text{ мм}; L = 150 \text{ мм}; D:$ $f' = 1:0,78; s' = 10 \text{ мм}$	$f' = 100 \text{ мм}; L = 150 \text{ мм}; D:$ $f' = 1:0,78; s' = 10 \text{ мм};$ две асферические поверхности (компонент 3)																																																																																																																		



В обозначении объективов указаны значения следующих характеристик: «фокусное расстояние/диафрагменное число/количество материалов».

Характер кривых продольной хроматической aberrации свидетельствует о том, что в разработанных ИК объективах в указанном спектральном диапазоне обеспечивается апохроматическая коррекция. Так, величина остаточного продольного

хроматизма изображения в объективе ОБ/40/0,75/3 составляет 0,006 мм, т.е. $1/6660$ от фокусного расстояния; в объективе ОБ/100/0,78/3 – 0,0072 мм, т.е. $1/13000$ от фокусного расстояния, в объективе ОБ/100/0,78/2 – 0,0031 мм, т.е. $1/32000$ от фокусного расстояния.

Приведенные графики ЧКХ свидетельствуют, что рассматриваемые двухспектральные ИК объективы обеспечивают качество изображения, близкое к дифракционному пределу в каждом из указанных диапазонов, без смещения плоскости изображения.

В объективе ОБ/40/0,75/3 в диапазоне 3-5 мкм для пространственной частоты 30 лин/мм коэффициент передачи контраста для точки на краю не менее 0,8; для точки на оси превышает 0,85. В пятне диаметром 0,015 мкм система обеспечивает величину функции концентрации энергии для всех точек поля более 80%. В диапазоне 8-12 мкм для пространственной частоты 20 лин/мм коэффициент передачи контраста для точки на оси превышает 0,8; для точки на краю имеет величину не менее 0,75. В пятне диаметром 0,025 мкм система обеспечивает величину функции концентрации энергии для всех точек поля не менее 85%.

В объективе ОБ/100/0,78/3 в диапазоне 3-5 мкм для пространственной частоты 30 лин/мм коэффициент передачи контраста для точки на оси составляет 0,8; для точки на краю превышает 0,65. В пятне диаметром 0,015 мкм система обеспечивает величину функции концентрации энергии для точки на краю не менее 0,8; для точки на оси не менее 0,85. В диапазоне 8-12 мкм для пространственной частоты 20 лин/мм коэффициент передачи контраста для всех точек поля более 0,6. В пятне диаметром 0,0025 мкм величина функции концентрации энергии для всех точек поля лежит в диапазоне от 75% до 80%.

В объективе ОБ/100/0,78/2 в диапазоне 3-5 мкм для пространственной частоты 30 лин/мм коэффициент передачи контраста для точки на краю не менее 0,55; для точки на оси – превышает 0,8. В пятне диаметром 0,015 мкм система обеспечивает величину функции концентрации энергии для точки на оси не более 80%; для точки на краю – более 60%. В диапазоне 8-12 мкм для пространственной частоты 20 лин/мм коэффициент передачи контраста для всех точек поля превышает 0,6. В пятне диаметром 0,025 мкм система обеспечивает величину функции концентрации энергии в диапазоне от 75% до 78%.

Результаты выполненных расчетов подтверждают возможность сопряжения объективов с болометрическими двухдиапазонными приемниками ИК излучения, обеспечивающими работу в двух диапазонах ИК спектра 3-5 мкм и 8-12 мкм, без смещения плоскости изображений при переходе от одного спектрального диапазона к другому, и формирование качественного изображения в каждом из диапазонов. Разработанные двухдиапазонные инфракрасные объективы могут представлять интерес для разработчиков современных тепловизионных приборов.

Литература

1. Латышев А.В., Асеев А.Л. Современные разработки ИФП СО РАН в области электроники // материалы XI отраслевой научно-практической конференции «Состояние и перспективы развития отечественной микроэлектроники». – Томск: Аграф-пресс, 2012. – С. 71-84

2. Тарасов, В.В. Двух- и многодиапазонные оптико-электронные системы с матричными приёмниками излучения [Текст] / В.В. Тарасов, Ю.Г. Якушенков. – М.: Университетская книга; Логос, 2007. – 192 с.

3. Тарасов, В.В. Инфракрасные системы «смотрящего» типа. [Текст] / В.В. Тарасов, Ю.Г. Якушенков. – М.: Университетская книга; Логос, 2004. – 444 с.

4. Патент RU 241 0733 С1 Российская Федерация, МПК G02В 13/ 14 (2006.01), G 02В 9/64 (2006.01). Двухспектральный инфракрасный объектив с вынесенной в пространство изображений апертурной диафрагмой [Текст] / Хацевич Т.Н., Терешин Е.А.; заявители и патентообладатели Хацевич Т.Н., Терешин Е.А. - 2010101899/28; заявл. 21.01.2010; опубл. 27.01.2011, Бюл. № 3. – 16 с.: ил.
5. Хацевич Т.Н. Оптика для тепловизионных приборов // ГЕО-Сибирь-2011. Т. 5. Специализированное приборостроение, метрология, теплофизика, микротехника, нанотехнологии. Ч. 1: сб. матер. VII Междунар. научн. конгресса «ГЕО-Сибирь-2011», 19-29 апреля 2011 г., Новосибирск. – Новосибирск: СГГА, 2011. – С. 36-39.
6. Терешин Е.А., Хацевич Т.Н. Оптические системы тепловизоров // ГЕО-Сибирь-2009. Т. 5. Специализированное приборостроение, метрология, теплофизика, микротехника, нанотехнологии. Ч. 1: сб. матер. V Междунар. научн. конгресса «ГЕО-Сибирь-2009», 20-30 апреля 2009 г., Новосибирск. – Новосибирск: СГГА, 2009. – С. 41-42.
7. Дружкин Е.В., Хацевич Т. Н. Малогобаритные тепловизионные приборы // Оптический журнал, 2013. – Т. 80, №6. – С. 20-27.
8. Хацевич Т.Н., Парфёнова Т.В. Двухдиапазонные объективы для инфракрасной области спектра // ГЕО-Сибирь-2011. Т. 5. Специализированное приборостроение, метрология, теплофизика, микротехника, нанотехнологии. Ч. 1: сб. матер. VI I Междунар. научн. конгресса «ГЕО-Сибирь-2011», 19-29 апреля 2011 г., Новосибирск. – Новосибирск: СГГА, 2011. – С. 69-72.
9. Парфёнова Т.В. Линзовый двухдиапазонный ИК объектив // Вестник СГГА (Сибирской государственной геодезической академии): науч.-технич. журн. – 2012. –№ 2(18). – С. 87-93.
10. Патент RU 2475787, Двухдиапазонный инфракрасный светосильный объектив / Хацевич Т. Н., Парфёнова Т.В.; опубл. 20.02.2013
11. Патент RU 2503047, Двухдиапазонный инфракрасный объектив. / Хацевич Т. Н., Парфёнова Т.В.; опубл. 27.12.2013.

34. Универсальная установка контроля параметров электронных блоков

Дражников Б.Н.¹, Бычковский Я.С.¹, Александров В.В.¹, Козлов К.В.^{1,2},

Кондюшин И.С.¹, Матвеев А.В.¹

¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

²МФТИ (Государственный университет), Долгопрудный, Россия

Уровень сложности разработки современных фотоприемных устройств не только требует применения специальной вычислительной техники, но и делает необходимым качественное оснащение рабочего места инженера конструктора и инженера разработчика электронных устройств.

Тенденции увеличения сложности испытываемых объектов, к которым относятся электронные блоки фотоприемных устройств и взаимного проникновения технологий: традиционного тестирования электроники с помощью отдельных типовых измерительных приборов, таких как осциллографы, генераторы, мультиметры и т.д., а также новых решений в области электроники, систем построенных на базе ПЭВМ являются стимулом к увеличению гибкости систем тестирования и сокращения времени разработок тестовых испытаний. Системы испытаний должны приспособливаться к изменениям объектов со временем. Единственный способ добиться выполнения данных требований заключается в использовании программируемой модульной архитектуры, не отменяя традиционный задел за многие годы разработок. При проектировании универсальной установки контроля параметров электронных блоков была использована концепция, основанная на программно-

конфигурируемых измерительных приборах, которые позволяют проводить измерения электронных блоков и печатных плат фотоприемных устройств, как в ручном режиме, так и в автоматизированном с помощью управления ручными приборами от ПЭВМ. Такой подход позволяет выбирать инженеру наиболее приемлемый к поставленной задаче метод. На универсальной установке контроля параметров электронных блоков применяются измерительные приборы способные работать в ручном режиме, а также от ПЭВМ через технологии IVI, VIS А драйверов и набора SCPI команд, что обеспечивает соединение приборов в единую информационную среду, которая идеально подходит для решения задач автоматизации испытаний и разработки электронных блоков фотоприемников и фотоприемных устройств.



Рис. 1 Универсальная установка контроля параметров электронных блоков

Универсальная установка контроля параметров электронных блоков состоит из двух программно и аппаратно связанных конструктивных единиц:

- стенда сбора данных, управления и обработки информации;
- стенда программно-конфигурируемых измерительных приборов.

Все входящие в состав стандов оборудование, размещается в двух стандартных 19" конструктивах высотой 27U и 18U.

Стенд сбора данных, управления и обработки информации представляет собой универсальную реконфигурируемую мультифункционную платформу с изменяемой архитектурой, для разработки электронных блоков фотоприемных устройств и проведения их тестовых измерений, на основе виртуальных и типовых контрольно-измерительных приборов.

Ядром стенда сбора данных, управления и обработки информации является высокопроизводительная ПЭВМ с установленным специальным программным и аппаратным обеспечением на основе технологий VISA, IVI, SC PI, NI DAQ и использующая стандартизированный интерфейс ввода-вывода в области тестирования и измерений для управления приборами, поддерживающая интерфейсы IEEE-488 (GPIB), VXI, RS-232, а также USB и LAN для измерительных устройств.

Высокая эргономичность универсальной установки контроля параметров электронных блоков повышает эффективность труда, снижает утомляемость и уменьшает вероятность ошибок проектирования, а модульный принцип построения обеспечивает легкую адаптацию к различным видам измерений и испытаний.

Список литературы:

1. ГОСТ 28601.1-90 "Система несущих конструкций серии 482,6 мм. Панели и стойки. Основные размеры.

2. ЕИА-310-D “Шкафы, стойки, панели и связанное оборудование.”
3. Филачев А. М., Таубкин И. И., Тришенков М. А. Твердотельная фотоэлектроника. Физические основы. — М.: Физматкнига, 2005.

35. Результаты применения САПР Optilayer для создания блокирующих светофильтров

Наумов И.В., Ильин А.С., Астахов В.П.
ОАО «Швабе – Фотосистемы», Москва, Россия

В настоящее время у разработчиков фотоприёмных устройств ИК диапазона спектра возникают потребности в зональных блокирующих коротковолновых светофильтрах для выделения заданных информативных участков спектра. Общим свойством зональных фильтров является то, что сами зоны с требуемыми параметрами границ разделения и спектрального пропускания формируются на стороне подложки фильтра, прилегающей к фоточувствительным слоям, а на обратную сторону подложки наносится (при необходимости) просветляющее покрытие, соответствующее требованиям спектрального пропускания для рабочего спектрального диапазона.

Нанесение слоёв фильтров необходимо производить с учётом того, что соответствие спектральных характеристик пропускания расчётным обеспечивается, если относительные погрешности толщин наносимых слоёв не отличаются от расчётных более чем на $\pm 0,05\%$.

Общим свойством всех фильтрующих и просветляющих покрытий является то, что они формируются посредством чередования слоёв из веществ с высоким показателем преломления, как правило – германия, и низким показателем преломления, как правило – SiO_x . Расчёты числа и толщин слоёв требуют специальной математической подготовки и являются трудоёмкими. В данной работе для решения указанной задачи применён САПР Optilayer, куда вводились основные параметры подложки и наносимых веществ. При этом подложкой является сапфир, одним из наносимых веществ – германий, а вторым, вместо SiO_x – сапфир (Al_2O_3). Предпочтение сапфиру перед SiO_x отдано благодаря его большому коэффициенту преломления и механической прочности.

В соответствии с техническим заданием были рассчитаны и изготовлены экспериментальные образцы зонального блокирующего светофильтра для рабочих спектральных диапазонов (3-5, 4) мкм и (4,2-5,4) мкм. Зона с границей блокирования 3 мкм (первая зона) состоит из 23 слоёв суммарной толщиной 4134 нм. Зона с границей блокирования 4,2 мкм (вторая зона) – из 33 слоёв суммарной толщиной 7286 нм. Нанесение слоёв производилось методами термического (германий) и электронно-лучевого (сапфир) испарения на установке ВУ-1А. Сначала на поверхность обеих зон наносились 23 слоя первой зоны, начиная со слоя германия, затем к области первой зоны прижималась металлическая маска и на поверхность второй зоны наносились дополнительные 10 слоёв.

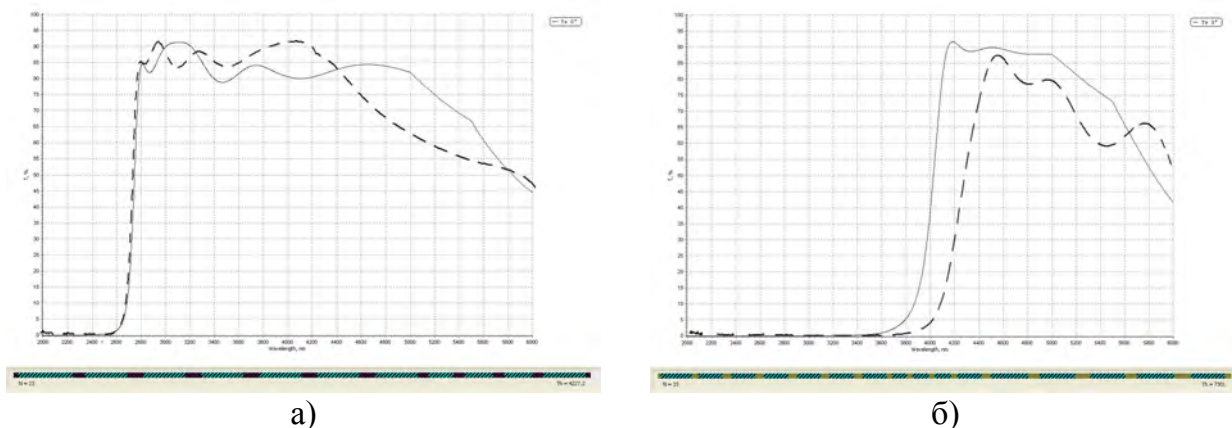


Рис. Спектральные характеристики пропускания зонального светофильтра с границами зон блокирования 3 мкм (а) и 4,2 мкм (б)
(– расчётная, --- экспериментальная)

На рисунке представлены расчётные и экспериментальные спектральные характеристики пропускания обеих зон светофильтра: с границами блокирования 3 мкм и 4,2 мкм.

Как следует из рисунка, границы областей блокирования – пропускания полученных экспериментальных образцов соответствуют техническому заданию и результатам расчётов в пределах 200 нм.

Таким образом, в работе показано, что применение САПР Optlayer позволяет при упрощении проектирования производить блокирующие фильтры с положением границы областей блокирования – пропускания, соответствующим техническому заданию в пределах 200 нм.

36. Стенд измерения фотоэлектрических параметров субматричных и матричных фотоприемных устройств

Карпов В.В., Мартиросов А.В., Петренко В.И., Семенов В.И., Чиж К.В.
ОАО «Швабе – Фотосистемы», Москва, Россия

В настоящее время существует достаточно широкая номенклатура разработанных и разрабатываемых субматричных и матричных фотоприемников (ФП), различных как по формату, так и по организации накопления и считывания информации. Большинство современных ФП имеют несколько параллельно работающих выходов, 2 или более управляемых параметров (время накопления, напряжение смещения на фотодиодах и др.), что определяет требования к быстрдействию аппаратуры последующей обработки данных и специальному программному обеспечению.

Разработанный универсальный стенд рис 1 предназначен для измерения фотоэлектрических параметров ФП, а также для использования в устройствах цифрового моделирования аппаратуры обработки данных с ФП.

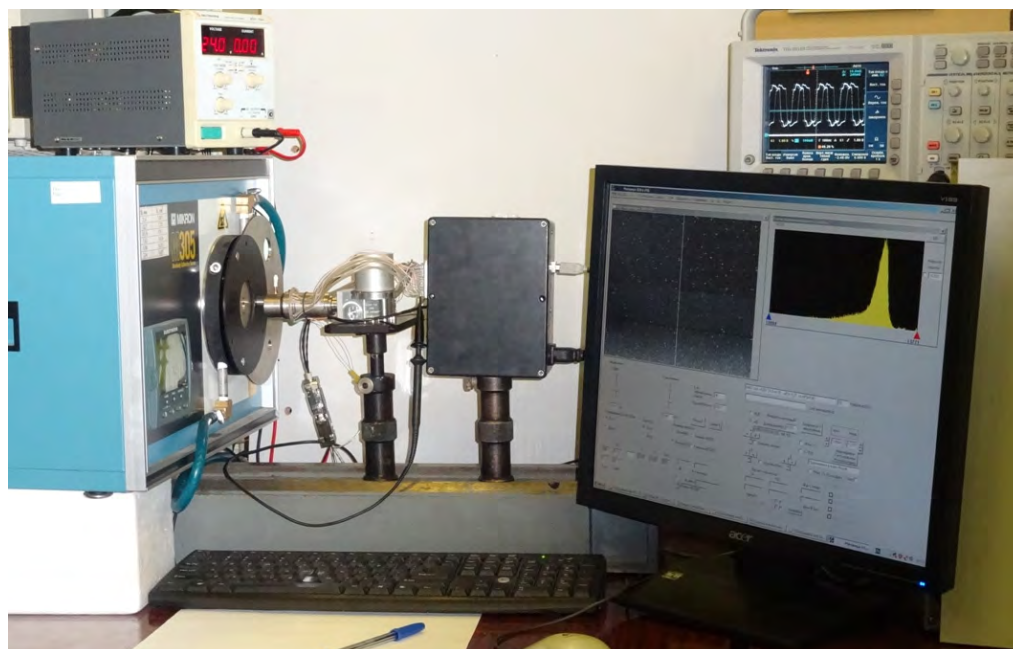


Рис. 1. Стенд измерения фотоэлектрических параметров.

Стенд состоит из следующих модулей:

- черное тело (ЧТ) с набором калиброванных, сменных диафрагм и блоком питания;
- измеритель температуры ЧТ;
- фоновый экран с коэффициентом излучения $\varepsilon \geq 0,94$ отн. ед.;
- крышка ФПМ с коэффициентом излучения внутренней поверхности $\varepsilon \geq 0,94$ отн. ед.;
- скамья оптическая;
- блок формирования сигналов управления (ФСУ);
- аналого-цифровой преобразователь (АЦП);
- персональная электронно-вычислительная машина (ПЭВМ);
- контроллер ввода данных в ПЭВМ;
- специализированное программное обеспечение;
- система охлаждения (на основе дроссельного микротеплообменника или микрокриогенной машины);
- блок контроля рабочей температуры ФПМ.

Блок ФСУ обеспечивает работоспособность ФП путем подачи на него постоянных и импульсных электрических напряжений, формируемых под управлением контроллера ввода/вывода данных по командам, поступающим из ПЭВМ. Модуль ФСУ состоит из цифровых резисторов и преобразователей уровней сигналов.

Блок АЦП состоит из 14-ти разрядного АЦП, реализованного на микросхеме фирмы «Anal og Devi ces», и буферных микросхем, расположенных на одной плате с ФСУ. Модуль преобразует напряжения выходных сигналов ФП в цифровую форму и работает с тактовой частотой до 10 МГц. На входе АЦП стоит мультиплексор, что позволяет подавать на вход модуля до 8 аналоговых сигналов.

Контроллер ввода данных в ПЭВМ выполнен на микросхеме фирмы «Supress» и вспомогательной микросхеме программируемой логики фирмы «Al tera», которые формируют импульсные напряжения сигналов, поступающие в ФСУ, и преобразуют 14-ти разрядные данные из блока АЦП в 16-ти разрядные данные (добавляя сигналы синхронизации). Модуль может передавать данные по интерфейсу USB 2.0 в ПЭВМ и обратно со скоростью до 24 Мбайт/сек.

Модуль СПО позволяет управлять режимами работы ФСУ (ФП), модулем ввода/вывода данных, и обеспечивает обработку данных в реальном масштабе времени

(построение сигнального “портрета” матрицы, построение гистограммы выходных сигналов, расчет основных фотоэлектрических параметров и пр.).

Основные технические характеристики разработанного стенда:

- размах входных аналоговых сигналов – 2,5 В;
- частота дискретизации входного сигнала – 4 МГц;
- количество входных каналов – до 8;
- количество регулируемых постоянных напряжений – 4;
- шум с открытым входом (СКО) – 0,8 е.м.р.;
- скорость цифрового потока – 8 Мб/сек.

37. Интерференционные фильтры для глубоководных фотоприемных устройств

Гайнутдинов И.С., Гусев А.Г., Кольцов А.Ю., Хасанов А.М., Галиев А.Н.
ОАО «НПО «ГИПО», Россия, Казань.

Интенсивное развитие оптико-электронного приборостроения в направлении создания многоспектральных и многофункциональных систем привело к использованию в их составе многоспектральных матричных фотоприемников (ФП) вместо традиционных фотоприемных устройств с одной приемной площадкой, работающих в одном спектральном диапазоне. Многоспектральные ФП позволяют расширить функциональную область применения оптико-электронных систем, обеспечить совместимость с дальномерами и другими наводящими устройствами на основе лазерных систем, способствуют решению задач повышения помехозащищенности аппаратуры, увеличения дальности ее действия и разрешающей способности. Применение многоспектральных ФП в системах наведения позволяет значительно повысить такие их характеристики, как точность наведения и сопровождения целей, обнаружительная способность [1, 2].

Большое внимание разработчиков привлекают устройства, обеспечивающие получение изображений объектов в заданных узких спектральных интервалах. Яркость отдельных фрагментов объектов в узких спектральных диапазонах выше, чем в широкой области спектра чувствительности ФП, где она усредняется [3]. Использование ряда узких спектральных интервалов, охватывающих область чувствительности ФП, позволяет увеличить количество оптической информации, получаемой от объекта. Для разработки устройств спектрального изображения на основе матричных ФП необходима пространственная и спектральная селекция падающего излучения, поскольку любой фоточувствительный элемент обладает неселективной зависимостью фоточувствительности от длины волны [4].

Одним из перспективных средств пространственной и спектральной селекции излучения являются интерференционные фильтры, представляющие собой многослойные интерференционные системы, получаемые методом нанесения в вакууме тонких диэлектрических пленок.

Фильтры для многоспектральных ФП должны выдерживать воздействие жестких климатических факторов. Так как современные высокочувствительные малощумящие матричные фотодиоды требуют охлаждения жидким азотом, то фильтры для них должны быть работоспособны при температурах до минус 196°С. Кроме того, создание фильтров для многоспектральных ФП связано с такими технологическими проблемами, как необходимость нанесения покрытий на определенные зоны одной подложки, геометрические размеры которых практически совпадают с размерами фоточувствительной площадки приемника, с заданной точностью границ между зонами. Все это требует проведения комплексных исследований и выбора метода

формирования покрытий на определенные зоны одной подложки, позволяющего выделить эти зоны и обеспечивающего четкие границы перехода от одной зоны к другой. Проведенные в ОАО «НПО ГИПО» исследовательские работы позволили разработать фильтры для многоспектральных глубокоохлаждаемых ФП инфракрасного (ИК) диапазона. В представленном докладе рассмотрен один из аспектов разработки таких фильтров, а именно – определение величины сдвига спектральных характеристик фильтров при охлаждении их до минус 196°С, а также выявление факторов, влияющих на величину этого сдвига.

Изменение спектральной характеристики пропускания фильтра при его глубоком охлаждении вызвано тем, что при низких температурах показатели преломления и толщины слоев интерференционных покрытий изменяются.

Нами было исследовано поведение коротковолновых и длинноволновых блокирующих фильтров на основе широко применяемой пары пленкообразующих материалов Ge-SiO при температурах от минус 196 до 23°С. Измерения спектральных характеристик фильтров при низких температурах проводились с помощью ИК спектрометра EQUINOX 55, в кюветное отделение которого был установлен криостат. После вакуумной откачки изолирующего объема криостата измеряемый фильтр охлаждался до требуемой температуры. Температура фильтра измерялась термопарой, установленной на держателе фильтра в криостате. Термопара градуировалась по опорным точкам: минус 196°С – кипящий N₂, минус 83°С – твердый CO₂, 0°С – лед/вода. Теплообмен фильтра с медным держателем обеспечивался In прокладками толщиной 0,1-0,15 мм. Соответствие температуры фильтра и температуры держателя проверялась по InAs фильтру. В таблице 1 показана расчетная и измеренная коротковолновая граница пропускания коротковолнового блокирующего фильтра. В пределах точности измерения границы пропускания ±0,02мкм и температуры термопары ±5°С температура фильтра соответствовала температуре держателя подложки.

Таблица 1 - Расчетные и измеренные при различных температурах значения длин волн, соответствующие границе пропускания фильтра на уровне 0,1 от максимального значения пропускания.

Температура, °С	Расчетная длина волны, мкм	Измеренная длина волны, мкм
23	3,711	3,75
0	3,647	3,66
- 50	3,517	3,54
- 100	3,400	3,41
- 150	3,328	3,34
- 196	3,227	3,13

На рисунке 1 показаны спектральные характеристики пропускания одного из исследованных фильтров при различных температурах.

Результаты измерений спектральных характеристик пропускания показали, что сдвиг спектральной границы полосы пропускания фильтров зависит от их конструкции и температуры охлаждения. Для длинноволновых и коротковолновых отрезающих фильтров относительный сдвиг $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ составляет соответственно от -0,015 до -0,010 и от -0,005 до -0,007 при изменении температуры от 23 до минус 196°С, где λ - граничная длина волны, соответствующая 0,1 от максимального значения пропускания, $\Delta\lambda$ - изменение длины волны границы фильтра.

Из результатов проведенных исследований следует, что сдвиг спектральной границы полосы пропускания фильтра зависит от изменения оптических толщин слоев и изменения показателей преломления слоев при их охлаждении.

Уменьшение оптической толщины слоев приводит к сдвигу спектральной характеристики фильтров в коротковолновую область спектра, а увеличение отношения показателей преломления n_{Ge}/n_{SiO} расширяет полосу высокого отражения. В результате, значения спектральных сдвигов коротковолновой и длинноволновой границ пропускания фильтров различны.

Проведенные в ОАО «НПО ГИПО» исследования по определению зависимости спектральных характеристик от температуры охлаждения позволили разработать двухзонные интерференционные фильтры для глубокоохлаждаемых (до минус 196 °С) фотоприемных устройств на области спектра от 1,6 до 5,0 мкм и от 3,5 до 15,0 мкм.

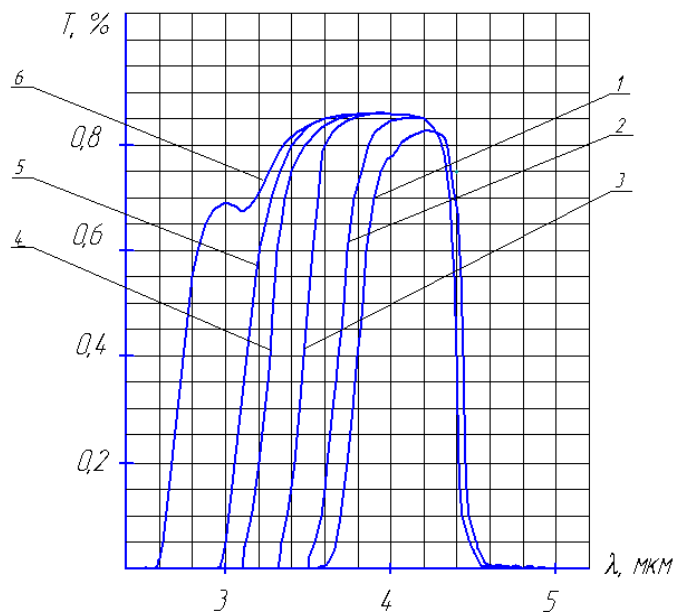


Рисунок 1 – Спектральные характеристики фильтра при различных температурах.
(1. $t = 23^{\circ}\text{C}$; 2. $t = 0^{\circ}\text{C}$; 3. $t = -50^{\circ}\text{C}$; 4. $t = -100^{\circ}\text{C}$; 5. $t = -150^{\circ}\text{C}$; 6. $t = -196^{\circ}\text{C}$), T-пропускание в %.

Литература

1. Бурлаков И.Д., Пономаренко В.П., Филачев А.М. Фотоприемные устройства для тепловизионной аппаратуры второго поколения // Прикладная физика. 2007. №2. С.43.
2. Борошнев А.В. Широкоформатные матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона спектра // Прикладная физика. 2007. №2. С.86.
3. Honggang H., Bincheng L. Photothermal detuning for absorption measurement of optical coatings // Applied optics. 2008. Vol.47. №2. P.188.
4. Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках // пер. с англ. Под ред. Алферова Ж.И. и Вавилова В.С. М.: Мир, 1973.

38. Термоэлементы на основе экструдированных образцов $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ для термоэлектрического охлаждения

Тагиев М.М., Алиева Т.Д., Ахундова Н.М., Абдинова Г.Д.
Институт физики НАН, Баку, Азербайджан

Кристаллы твердого раствора систем Bi-Sb обладают высокими термо- и магнитотермоэлектрической добротностями при температурах ~ 77 К. Главным недостатком монокристаллов данных систем при создании на их основе

термоэлементов, является низкая механическая прочность этих кристаллов, обусловленная слоистостью структуры.

Поэтому актуальной задачей является разработка эффективного материала и термоэлементов на основе систем Bi-Sb с достаточно высокой прочностью. Поставленная задача решалась в данной работе за счет использования метода горячей экструзии и создания коммутационных контактов с достаточно низким удельным сопротивлением.

Экструзия материала проводилась в следующей последовательности: синтез твердого раствора $\text{Bi}_x\text{Sb}_{1-x}$ из исходных высокочистых компонентов, размельчение синтезированного материала и отбор фракций с размерами зерен от 50 до 1000 мкм, изготовление из каждой фракции методом прессования при комнатной температуре заготовок (брикетов), горячая экструзия брикетов при определенном режиме.

Установлено, что предел прочности на изгиб полученных экструдированных образцов в среднем в 2,0-2,5 раза больше, чем у монокристаллических образцов.

Исследованы текстура (с помощью рентгеновской установки ДРОН-3), электропроводность σ , коэффициенты термо-эдс α , Холла R и теплопроводности χ экструдированных образцов твердого раствора $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$, а также сопротивление переходного контакта r_k этих образцов с коммутационными сплавами на основе Bi-Pb-Sn в интервале температур от 77 до 310 К и напряженности магнитного поля до $H \sim 1$ Тл. Опыты проводились в образцах с различными размерами зерен, отожженных при 230 °С в течение 5 часов. Измерялся и перепад температуры, возникающей на термоэлементах, n-ветви которых изготовлены из экструдированных образцов $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ (p- ветви изготовлены из экструдированных образцов $p\text{-Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_3$).

Установлено, что при экструзии образцов твердого раствора $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ с различными размерами зерен, в них, за счет пластической деформации, возникает аксиальная (осевая) текстура в направлении оси экструзии. Степень текстуры образцов немонотонно зависит от размеров зерен, что обусловлено различием энергии упорядочения кристаллитов с различными размерами зерен, одновременным упорядочивающим действием пластической деформации и разорентационным действием температуры в процессе экструзии. Выяснено, что существует корреляция между степенью текстуры и термоэлектрическими свойствами. Наиболее высокими и близкими к монокристаллическим образцам с термоэлектрической ($Z \sim 6,4 \cdot 10^{-3} \text{K}^{-1}$) и магнитотермоэлектрической ($(Z_{\text{мтэ}} \sim 7,3 \cdot 10^{-3} \text{K}^{-1})$) эффективностями обладают экструдированные материалы на основе твердых растворов n-Bi $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ с размерами зерен 630 мкм, прошедшие послеэкструзионную термообработку при вышеуказанном режиме.

Опыты показали, что сопротивление коммутационных контактов термоэлементов на основе $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ определяется, в основном, сопротивлением структуры твердый раствор n- $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ -твердый раствор $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ сильнолегированный атомами акцепторных примесей Sn и Pb, диффундированных из контактного сплава в приконтактную область кристалла. Легированием приконтактной области термоэлемента из экструдированного образца $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ теллуrom можно в 10 ÷ 15 раз уменьшить r_k контактов и тем самым повысить добротность термоэлементов. Характер изменения сопротивления рассмотренного коммутационного контакта и удельного сопротивления ρ экструдированного материала от напряженности магнитного поля одинаковый. При этом легирование теллуrom приводит к тому, что в магнитном поле r_k и ρ почти не растут. Максимальные перепады ΔT_{max} на термоэлементах при ~ 80 К, изготовленных на основе экструдированных и монокристаллических образцов $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ очень близки (8 и 10 градусов соответственно). В случае термоэлементов на основе экструдированных и монокристаллических образцов $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ магнитное поле значительно (соответственно до $\sim 25\%$ и 40%) повышает градиент температуры на

термоэлементе. При этом значение ΔT в магнитном поле для термоэлементов, n-ветвь которых изготовлена из монокристаллов $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$, больше, чем для термоэлементов, изготовленных из экструдированных образцов $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$, хотя без магнитного поля значения ΔT очень близки (таблица).

Таблица. Температурные зависимости максимального перепада температур (ΔT) на термоэлементах на основе твердых растворов Bi-Sb-Te-Se и Bi-Sb при $H=0$ и оптимальном значении H

$T_{\text{изм.}},$ К	Максимальный перепад температур, ΔT				
	$H=0$		При оптимальном значении H		
	Экструд. образцы $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$	Монокр. образцы $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$	Экструд. образцы $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$	Монокр. образцы $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$	Монокр. образцы $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$ и $\text{Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_3$
80 8		10	11	14	5
100 12,5		13,2	13,5	19,5	7,8
130 20,1		21,3	21,5	28,1	13,2
150 26,5		26,8	27,1	32	19,3
180 34		32	35	38	28,1
200 38		33,5	39,5	45	33,8

В магнитном поле в сплавах висмут-сурьма происходит значительное увеличение коэффициента термо-эдс, уменьшение теплопроводности и относительно небольшое возрастание удельного электрического сопротивления.

При воздействии на термоэлемент магнитного поля перпендикулярно направлению тока, носители заряда отклоняются под действием силы Лоренца. Угол отклонения приблизительно пропорционален времени свободного пробега. В результате эффективная длина свободного пробега в направлении электрического тока уменьшается. Хотя в магнитном поле возрастает сопротивление движению всех носителей, но для слаборассеивающихся носителей это увеличение сопротивления больше, чем для сильнорассеивающихся. Это приводит к перераспределению роли различных по энергиям носителей заряда в общем токе. В термоэлектрических материалах при низких температурах преобладает рассеяние на акустических фонах, которому быстрые носители подвержены в большей мере, чем медленные. Поэтому вклад быстрых носителей в общий ток увеличивается, что приводит к росту средней энергии носителей заряда и значительному усилению эффекта Пельтье (и Зеебека). В результате происходит значительное увеличение термоэлектрической добротности в магнитных полях 0,2-0,25 Тл при температурах ниже $\sim 200\text{K}$. Измерения показали, что термоэлектрическая добротность кристаллов $p\text{-Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_3$ в магнитном поле меняется незначительно.

Таким образом, экструдированные образцы твердого раствора $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ с размерами зерен 630 мкм, прошедшие термообработку при 230°C в течение 5 часов могут успешно применяться при изготовлении термо- и магнитотермоэлектрических охладителей, работающих в области $\sim 80\text{-}100\text{K}$.

39. Исследования герметичности газовой микрокриогенной машины, работающей по циклу Стирлинга

Минаев Д.В., Оганесян Н.Н., Самвелов А.В., Сысоев Д.А., Жуков Е.А.

ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

При конструировании герметичных изделий возникают две задачи: определение усилия обжатия, обеспечивающего герметичность соединения, например корпуса и крышки, и определение утечки газа, находящегося в изделии через соединения.

При расчете утечки газа через уплотнения используются две модели. Одна из них - утечка газа через круглые капилляры, другая - ламинарное течение через плоскую щель (формула Пуазейля). Расчеты, выполненные по этим моделям, расходятся с практикой, так как последние не учитывают такие факторы, как контактное давление, характеристики микрогеометрии поверхности, а также физико-механические свойства материалов уплотняющих деталей и другие факторы. Между тем не все факторы в одинаковой степени влияют на утечки, поэтому многие авторы для каждого случая обрабатывали результаты эксперимента и получали эмпирические формулы, расчеты по которым дают достаточную сходимость с практическими данными.

Утечка газа через зазор между уплотнительной прокладкой и фланцами для лучших эластомеров колеблется в пределах $8 \cdot 10^{-3} \dots 4 \cdot 10^{-6}$ Па·см³/с ($8 \cdot 10^{-8} \dots 4 \cdot 10^{-11}$ атм. см³/с) на 1 см длины прокладки и зависит от ее материала и температуры.

Массовый расход газа через неплотности стыка герметичного соединения определяется следующим эмпирическим выражением:

$$Q = \frac{\pi h_0^3 (P_u^3 - P_0^3)}{4K_0 t^2 R T \eta \cdot \ln \frac{r_e}{r_0}} \cdot \frac{Sm^4}{(Sm^2 + 2\pi^2 + Ra^2)^2} \cdot \left[1 - r^\beta H_{mi}^{1-\beta} \left(\frac{S\pi I P_K}{2K_3 \epsilon_1} \right)^{2\beta} \right]^3 \quad (1)$$

где P_u - давление газа в изделии;

P_0 - давление окружающей среды;

P_K - контактное давление;

R - газовая постоянная гелия,

h_0 - средняя высота щели при отсутствии контактного давления на стыке;

K_0 - постоянная Козени, зависящая от формы поперечного сечения щели;

t - коэффициент извилистости ($t = \sqrt{2}$);

η - динамическая вязкость уплотняемой среды (газа);

T - абсолютная температура;

r_0, r_e - соответственно наружный и внутренний радиусы уплотнительных поверхностей;

H_{mi} ($i = 1, 2$) - наибольшая высота неровностей профиля уплотнительных поверхностей;

Sm - средний шаг неровностей профиля (ГОСТ 2789-73);

Ra - среднеарифметическое отклонение профиля;

$\beta = (2\nu + 1)^{-1}$ - коэффициент пропорциональности;

$I = \sum_{i=1}^2 \left[\frac{1 - M_i}{E_i} \right]$ - коэффициент, характеризующий физико-механические

свойства материала уплотнительных поверхностей;

M_i - коэффициент Пуассона материала,

E_i - модуль упругости материала;

r - средний радиус закругления вершин микронеровностей

ν_1 и ν - суммарные параметры опорных кривых контактирующих поверхностей;

$$K_3 = \frac{\Gamma(2,5)\Gamma(\nu+1)}{\Gamma(\nu+1,5)} - \text{параметр опорных кривых,}$$

Γ - гамма-функция.

В выражение (1) входят три множителя; первый и второй множители будут всегда положительны. Для получения корректного результата третий множитель должен оставаться положительным и быть меньше единицы. Если не учитывать третий множитель, то показатель массового расхода будет завышен, что при расчете на герметичность будет являться худшим вариантом. Поэтому пренебрегая третьим множителем формула массового расхода (2) примет вид:

$$Q = \frac{\pi h_0^3 (P_u^3 - P_0^3)}{4K_0 t^2 R T \eta \cdot L n \frac{r_e}{r_0}} \cdot \frac{S m^4}{(S m^2 + 2\pi^2 + R a^2)^2} \quad (2)$$

Для обеспечения работоспособности микрокриогенной машины, необходимо определить время вытекания гелия до минимального рабочего давления, при котором машина обеспечивает основные характеристики.

Для определения минимального давления произведен расчет микрокриогенной машины. Рассчитана холодопроизводительность машины и определены потери связанные с теплопритоками:

- Конвективный теплообмен
- Теплоприток за счет излучения
- Теплоприток через остаточные газы
- Собственные тепловыделения

Полный теплоприток вакуумной конструкции определяется следующим соотношением:

$$Q = Q_\lambda + Q_{\text{изл}} + Q_{\text{ог}} + Q_{\text{соб}} \quad (2)$$

Где Q_λ – тепловой поток за счет теплопроводности охлаждаемого элемента;

$Q_{\text{изл}}$ – тепловой поток за счет теплового излучения;

$Q_{\text{ог}}$ – тепловой поток за теплопроводности остаточных газов;

$Q_{\text{соб}}$ – собственные тепловыделения элемента,

Полученные данные позволяют определить минимальную холодопроизводительность машины, что позволяет, рассчитать минимальное давление в машине.

$$P_{\text{min}} = \frac{Q_{\text{хол min}}}{\pi \cdot n \cdot V_0 \cdot \frac{\delta \cdot \sin(\varphi - \theta)}{1 + \sqrt{1 - \delta^2}}} \quad (3)$$

n - частота вращения вала;

V_0 - объем полости расширителя;

δ - параметр, характеризующий степень сжатия;

φ - угол сдвига по фазе;

θ - угол фазового сдвига между максимальным давлением и минимальным объемом полости расширения;

После получения всех необходимых параметров рассчитана величина массового расхода газа (1) через неплотности стыка герметичного соединения и определено время вытекания гелия из машины которое равно $T=1,328$ с.

Для проверки результатов исследования, совершен ряд экспериментов с микрокриогенной машиной.

Эксперимент включает в себя изменение внешней температуры и давления заправки микрокриогенной машины гелием и испытанием ее герметичности с использованием гелиевого течеискателя который показал поток гелия равный $4 \cdot 10^{-9}$ мбар·л/с.

Сравнение экспериментальных данных с данными полученными теоретическим путем, позволяет судить о верности данного исследования. Можно сказать о времени работы машины, и рассчитать время следующей заправки (дозаправки) машины гелием. Данное исследование применимо для различных типов криогенных машин.

Литература:

1. А.К. Грезин, В.С. Зиновьев. " Микрокриогенная техника", М.: «Машиностроение», 1977.
2. С. Н. Шорин. "Теплопередача", М.: «Высшая Школа», 1964.
3. П.И. Пластинин. "Поршневые компрессоры", Том1, М.: «Колос», 2000.
4. Ж. Госсорг. " Инфракрасная термография. Основы. Техника. Применение." М.: «Мир», 1988.
5. А. Г. Блох. "Основы теплообмена излучением." М., «Госэнергоиздат», 1962.
6. М.П. Малков. "Справочник по физико-техническим основам криогеники", М.: «Энергоатомиздат», 1985.
7. В.Н. Луканин. "Теплотехника." М.: «Высшая школа», 2000.
8. Т.А. Алексеев, А.С. Дмитриев, И.Д. Бурлаков, А.В. Самвелов. " Основы проектирования и использования газовых машин Стирлинга" - М.: Издательский дом МЭИ, 2013.
9. Loughborough Glass Co., " Sleeves to replace grease in ground glass joints" Ltd. (1957).

40. Оптическая система для широкоформатного охлаждаемого матричного фотоприемного устройства спектрального диапазона 8-12 мкм

Ульянова Е.О.

Филиал ИФП СО РАН «КТИПМ», Новосибирск, Россия

Современный уровень развития тепловизионных приборов и систем предполагает совершенствование оптических систем тепловизоров. В связи с тенденцией увеличения формата современных охлаждаемых матричных фотоприемных устройств (МФПУ) и уменьшением размера фоточувствительных элементов возникает необходимость в разработке новых оптических систем для сопряжения с широкоформатными МФПУ.

В докладе представлена оптическая система для широкоформатного охлаждаемого МФПУ для работы в спектральном диапазоне 8-12 мкм, приводятся основные параметры и характеристики оптической системы, а также приведены ее оптическая схема и оценка качества изображения разработанной оптической системы.

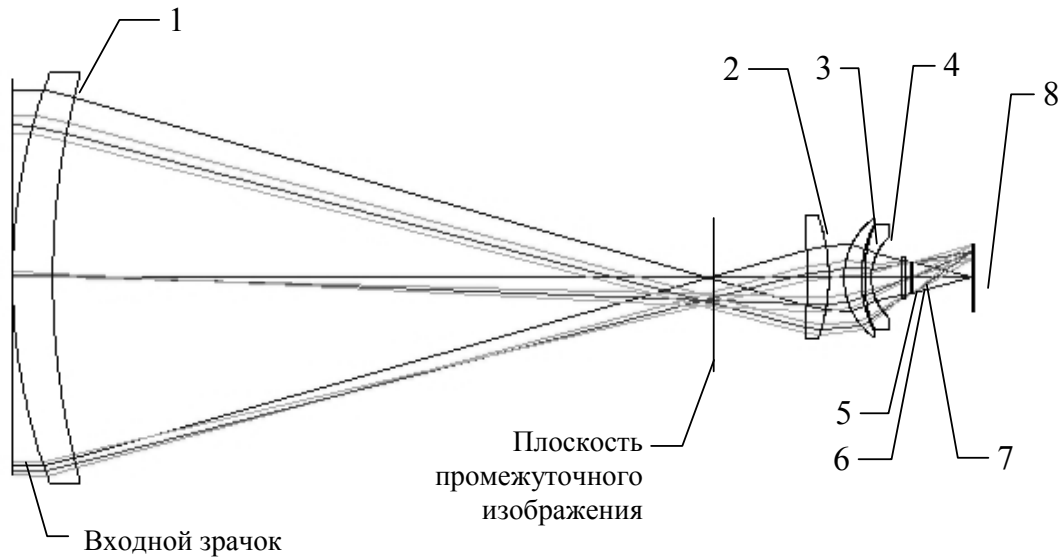
Разработанная и изготовленная в Филиале ИФП СО РАН «КТИПМ» оптическая система формирует изображение в плоскости охлаждаемого МФПУ с форматом кадра 640×512 элементов с шагом 25 мкм. Оптическая схема разработанной оптической системы представлена на Рис.1. Оптическая система рассчитана для спектрального диапазона 7,7- 10,3 мкм, имеет фокусное расстояние 250 мм, относительное отверстие 1:2, линейное поле зрения 20,5 мм (по диагонали кадра) и длину по оси порядка 310 мм. Расчетная масса всех оптических компонентов, входящих в оптическую систему,

составляет порядка 950 г. Оптическая система построена по принципу использования промежуточной плоскости изображения. Особенности и преимущества такого принципа построения оптической системы подробно рассмотрены в работах [1-3].

Представленная оптическая система включает в себя четыре линзовых компонента, представляющих собой одиночные мениски, выполненные из германия и селенида цинка. Линзовые компоненты оптической системы имеют 3 асферических поверхности.

Качество изображения разработанной оптической системы оценивается с помощью радиуса пятна рассеяния, параметров модуляционной передаточной функции и функции концентрации энергии. Геометрический радиус пятна рассеяния точки не превышает величину 6,2 мкм в центре поля зрения и 24,1 мкм на краю поля зрения (Рис.2). Для пространственной частоты 30 мм^{-1} коэффициенты передачи контраста для центра и края поля зрения равны соответственно 0,32 и 0,1 (Рис.3). Значения функции концентрации энергии в пятне радиусом 12,5 мкм для оси и для края поля зрения соответственно составляют 0,65 и 0,51 (Рис.4).

Представленная оптическая система обладает хорошим качеством изображения, позволяющим использовать ее с как с зарубежными широкоформатными охлаждаемыми МФПУ, например, фирмы «Sofradir», так и с отечественными охлаждаемыми матричными приемниками, разработанными в ИФП СО РАН и ОАО «НПО «Орион», форматы и технические характеристики которых позволяют создавать отечественные матричные тепловизионные приборы, не уступающие зарубежным аналогам.



1 – фронтальная часть оптической системы; 2-4 – (базовая) проекционная часть оптической системы; 5 – входное окно криостата; 6 – охлаждаемый фильтр; 7 – охлаждаемая диафрагма; 8 – плоскость фоточувствительных элементов МФПУ

Рис. 1. Оптическая схема оптической системы для широкоформатного охлаждаемого МФПУ

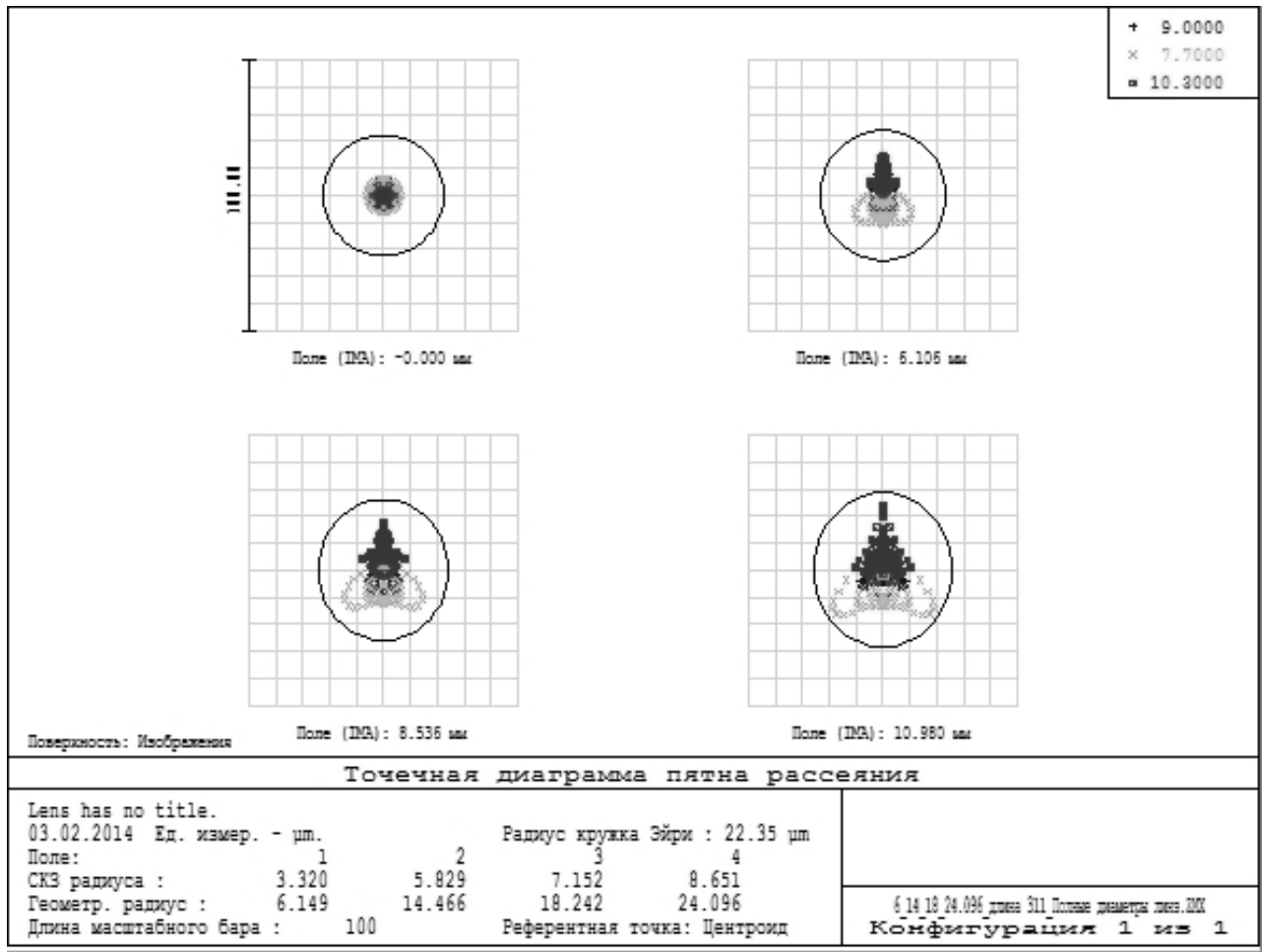


Рис. 2. Точечная диаграмма пятна рассеяния

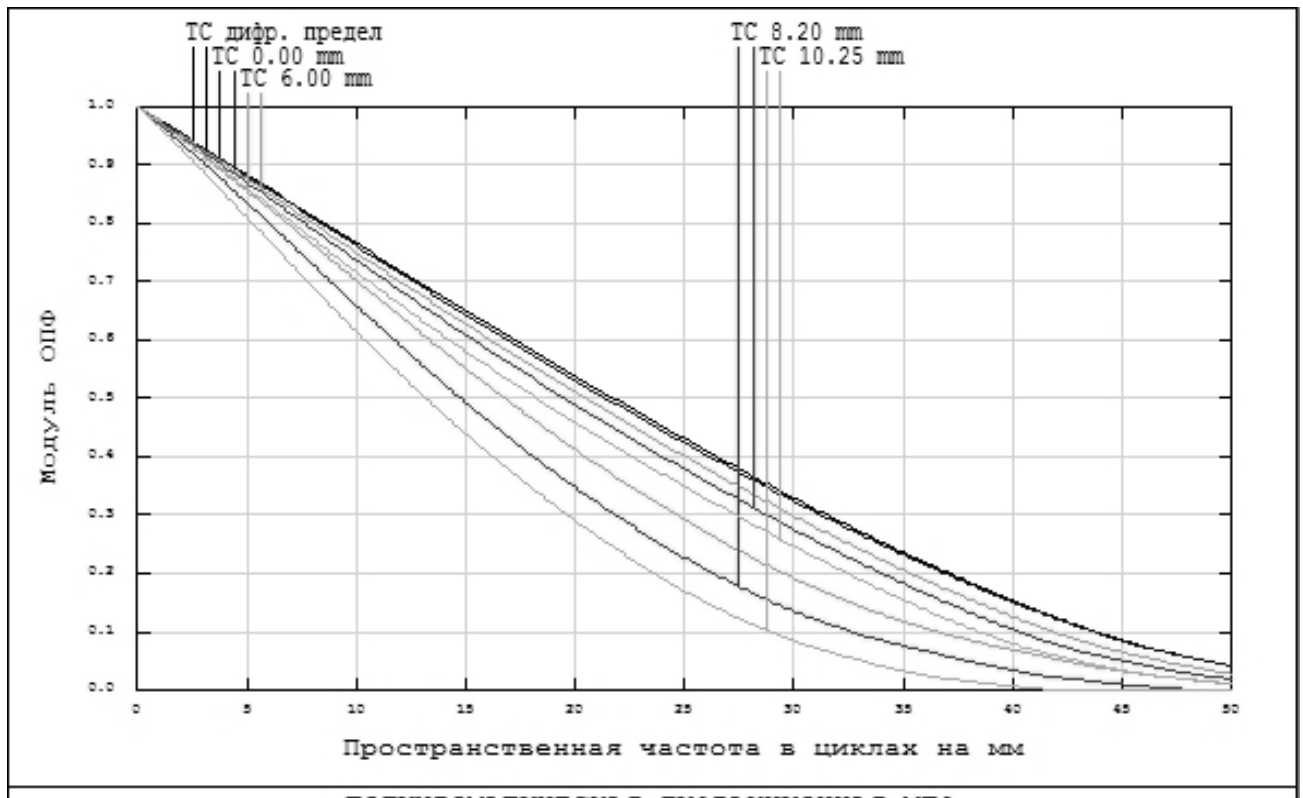


Рис. 3. Модуляционная передаточная функция

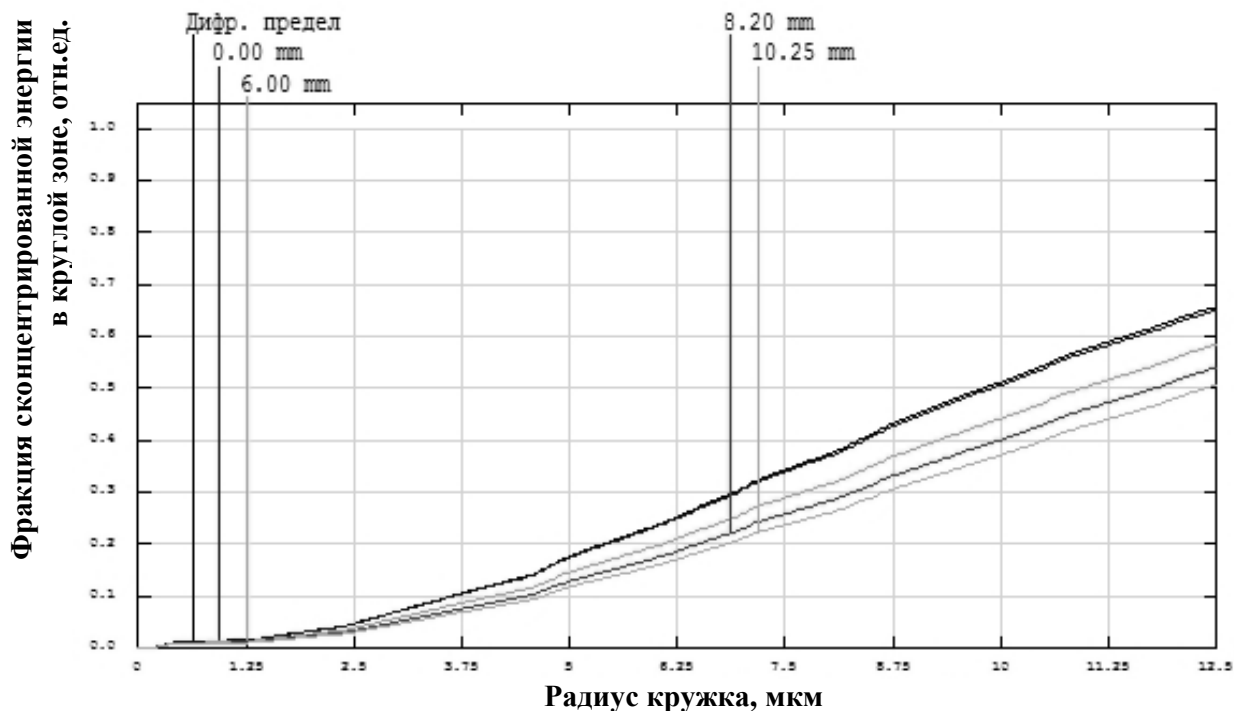


Рис. 4. Функция концентрации энергии

Литература

1. Е.О. Ульянова, К.П. Шатунов. Термокомпенсация в оптической системе тепловизионного прибора. // Прикладная физика, 2012, № 2, стр. 116-120.
2. Е.О. Ульянова. Оптические системы для тепловизионных приборов на основе матричных фотоприемных устройств спектрального диапазона 8-12 мкм // Оптический журнал, 2013. Т. 80. № 6. С. 14–19.
3. Е.О. Ul'yanova. Optical systems for thermal viewers based on photodetector arrays of the spectral range 8-12 μm . // Journal of Optical Technology, 2013, 80, p. 339-342.

41. Исследование оптических свойств гетероэпитаксиальных структур AlGaN

Болтарь К.О.^{1,2}, Никонов А.В.^{1,2}, Никифоров И.А.^{1,2}, Яковлева Н.И.¹

¹ ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

² МФТИ (Государственный университет), Долгопрудный, Россия

Материал тройного соединения $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ является эффективным решением для создания матричных фотодетекторов ультрафиолетового излучения [1-3], в том числе «солнечно-слепых» (фотодетекторы с минимальным откликом на длине волны 240-290 нм) [4], благодаря возможности контролировать ширину запрещенной зоны и формированию гетеропереходов. Фотодетекторы такого типа показывают свою уникальность в коммерческом и военном применении: мониторинг очагов возгорания, старта ракет, озонового слоя, ядерного заражения.

Зарубежными исследователями [5 -7] проведены экспериментальные исследования оптических характеристик (показателя преломления, коэффициента поглощения) отдельных образцов материала, на основании которых получены их эмпирические зависимости. Данные константы являются ключевыми характеристиками, влияющими на оптические свойства полупроводников: спектры поглощения, пропускания и отражения. Анализ оптических свойств является

эффективной методикой контроля характеристик материала, таких как толщина слоя, состав материала, однородность состава по толщине.

Полученные экспериментальные результаты не позволяют в достаточной мере учесть особенности многослойных гетероэпитаксиальных структур на основе AlGaIn. В данном исследовании проведен анализ существующих моделей показателя преломления и коэффициента поглощения AlGaIn, разработаны теоретические модели показателя преломления и коэффициента поглощения для различных составов материала Al GaIn, дополняющие и улучшающие результаты экспериментальных исследований. Проведено исследование зависимости ширины запрещенной зоны от состава материала и температуры измерений.

Показатель преломления является ключевой константой материала, влияющей на его оптические свойства. В рамках данной работы проведено исследование и моделирование зависимости показателя преломления материала от ширины запрещенной зоны. Модель описывается уравнением дисперсии Sellmeier первого порядка [5]:

$$n(\lambda)^2 = 1 + \frac{A_0 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2},$$

где λ – длина волны падающего излучения; A_0 , λ_0 – настраиваемые параметры, зависящие от ширины запрещенной зоны:

$$A_0(E_g) = B_0 + B_1 E_g + B_2 E_g^2,$$

$$\lambda_0(E_g) = C_0 + C_1 E_g + C_2 E_g^2,$$

с соответствующими коэффициентами $B_0 = 6,626$, $B_1 = -0,934$, $B_2 = 0,0598$, $C_0 = 396,8$, $C_1 = -84,12$, $C_2 = 6,758$.

На основании уравнения дисперсии Sellmeier проведено моделирование показателя преломления Al GaIn при различных составах материала. Результаты моделирования представлены на рис. 1. При увеличении доли алюминия в составе материала показатель преломления уменьшается.

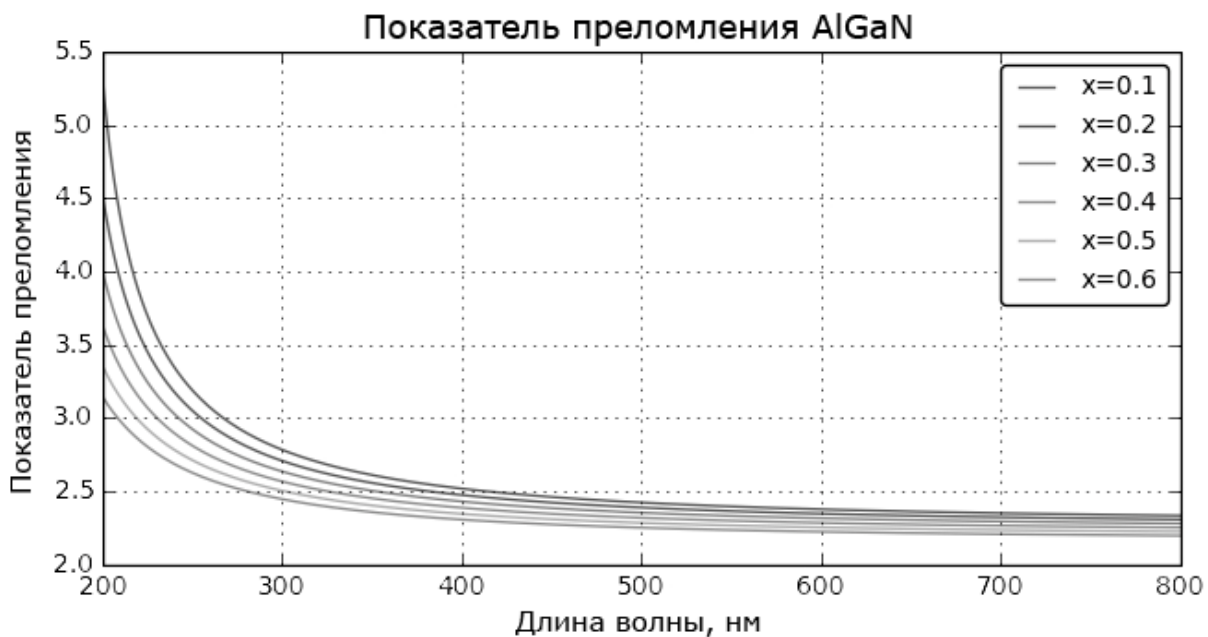


Рис. 1. Зависимость показателя преломления от длины волны при различных значениях состава $Al_xGa_{1-x}N$ и $T=300K$.

Ширина запрещенной зоны тройного соединения $Al_xGa_{1-x}N$ аппроксимируется с помощью квадратичной зависимости от его состава [6]:

$$E_g = 6.13x + 3.42(1-x) - 1.08x(1-x).$$

Эффективной методикой исследования температурной зависимости ширины запрещенной зоны является использование уравнения Варшни:

$$E_g(x, T) = [E_g(x, 300K) + 69,5meV] - \alpha \frac{T^2}{\beta + T},$$

где $\alpha=8,73 \cdot 10^{-4}$ эВ/К – температурный коэффициент изменения ширины запрещенной зоны, $\beta=830K$ – температура Дебая.

В ходе исследования разработана и построена численная модель коэффициента поглощения AlGa_xN в зависимости от состава x и энергии падающего излучения. Модель представляет собой экспоненциальную зависимость, три линейных функции в которой сшиты с помощью полиномов Лагранжа:

$$\lg \alpha = \begin{cases} A_1 \cdot h\nu + C_1, & h\nu \leq 3,683 - 4,676 \cdot x \\ L_1(h\nu, x), & 3,683 - 4,676 \cdot x < h\nu \leq 3,843 - 4,676 \cdot x \\ A_2 \cdot h\nu + C_2, & 3,843 - 4,676 \cdot x < h\nu \leq 4,067 - 4,870 \cdot x \\ L_2(h\nu, x), & 4,067 - 4,870 \cdot x < h\nu \leq 4,147 - 4,870 \cdot x \\ A_3 \cdot h\nu + C_3, & 4,147 - 4,870 \cdot x < h\nu \end{cases}$$

Здесь $A_1, A_2, A_3, C_1, C_2, C_3$ – коэффициенты, зависящие от состава x ; $L_1(h\nu, x), L_2(h\nu, x)$ – полиномы Лагранжа, которые задаются формулами:

$$L(h\nu, x) = \sum_{i=1}^9 b_i \prod_{\substack{j=1, \\ j \neq i}}^9 \frac{h\nu - a_j}{a_j - a_i}$$

с соответствующими подобранными для каждого полинома коэффициентами a_i, b_i .

Результаты моделирования зависимости коэффициента поглощения гетероэпитаксиальных структур на основе AlGa_xN от энергии падающего излучения при различных составах представлены на рис. 2. Модель демонстрирует свою эффективность для анализа сложных гетероэпитаксиальных структур на основе AlGa_xN и находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными из независимых источников [7].

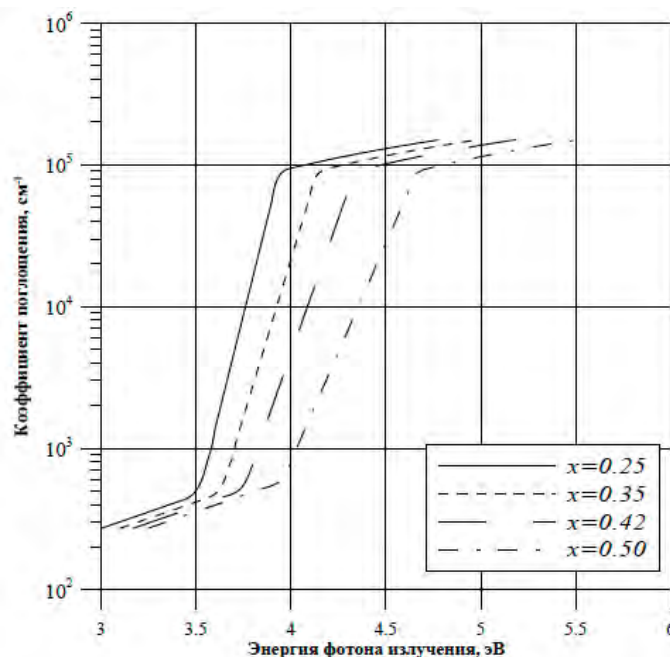


Рис. 2. Модель зависимости коэффициента поглощения ГЭС Al_xGa_{1-x}N от энергии фотона излучения при различных составах материала.

Разработанные в ходе исследования модели показателя преломления и коэффициента поглощения AlGaN используются для моделирования спектров пропускания сложных гетероэпитаксиальных структур на основе AlGaN. Параметры слоёв типичной гетероструктуры, используемой для изготовления УФ фотодетекторов, представлены на рис. 3.

Образец №797 Гетероструктуры для УФ фотодетекторов

Контактный слой	GaN, $N_p = 8.0e+10^{16}$	200 nm
Слой p	$Al_{x=0.10}GaN$, $N_p = 5.0e+10^{15}$	1000 nm
Поглощающий слой	$Al_{x=0.10}GaN$, $N_e = 5.0e+10^{14}$	1000 nm
Фильтр	$Al_{x=0.28}GaN$, $N_p = 1.0e+10^{18}$	200 nm
Буфер	AlN	150 nm
Сапфировая подложка	Al_2O_3	430 mkm

Рис. 3. Параметры гетероэпитаксиальной структуры на основе AlGaN (образец №797).

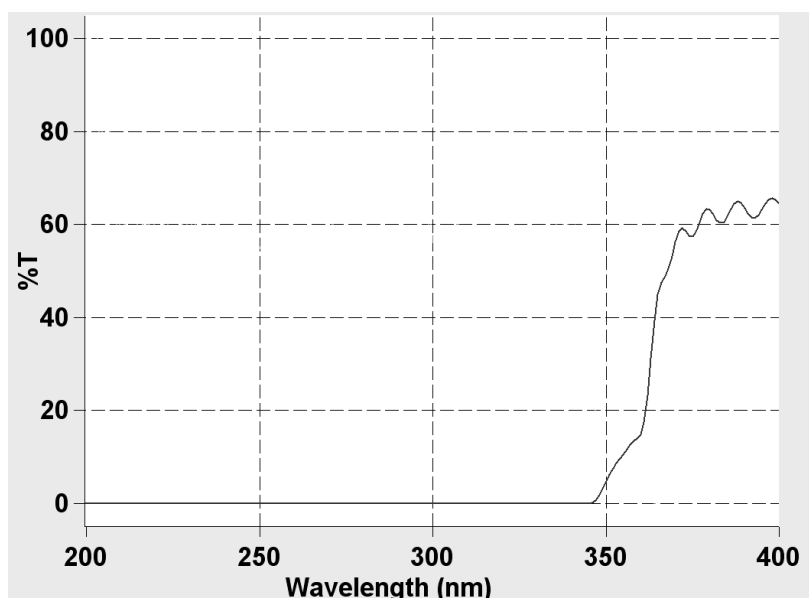


Рис. 4. Экспериментальный спектр пропускания гетероструктуры (образец №797).

Использование матричной модели Абея [8], которая включает в себя разработанные в данном исследовании модели показателя преломления и коэффициента поглощения, позволяет проводить исследования спектров пропускания сложных УФ-гетероструктур на основе AlGaN. Типичный спектр пропускания гетероструктуры показан на рис. 4. Исследования включают в себя две задачи: по известным характеристикам (составу и толщине) слоёв строится модель спектра пропускания структуры, а также по экспериментально полученному спектру пропускания методом вариации параметров вычисляются характеристики структуры, сравнивая экспериментально полученные и теоретически построенные данные.

Численное моделирование показателя преломления и коэффициента поглощения позволило получить эффективную модель анализа оптических свойств гетероэпитаксиальных структур на основе AlGaN с толщиной отдельных слоёв в несколько сотен нанометров. В совокупности с оптическим методом контроля пропускания модель является качественным инструментом для анализа характеристик матричных фотодетекторов ультрафиолетового излучения.

Литература

1. Филачев А.М., Таубкин И.И., Тришенков М.А. Современное состояние и магистральные направления развития твердотельной фотоэлектроники. – М.: Физматкнига, 2010.
2. Болтарь К.О., Бурлаков И.Д., Яковлева Н.И., Кравченко Н.В., Седнев М.В., Смирнов Д.В., Иродов Н.А. Матричные фотоприемные модули ультрафиолетового диапазона спектра на основе гетероэпитаксиальных структур AlGaIn. – Успехи прикладной физики. – 2013. – № 3. – С. 344-349.
3. Болтарь К.О., Бурлаков И.Д., Филачев А.М., Сало В.В., Яковлева Н.И. Матрицы p-i-n- фотодиодов из Al GaIn ультрафиолетового диапазона спектра. – Прикладная физика. – 2013. – № 6. – С. 54-60.
4. Болтарь К.О. и др. Солнечно-слепые p-i -n-фотодиоды на основе гетероструктур AlGaIn/AlN. – Прикладная физика. – 2013. – № 6. – С. 71-75.
5. Ozgur U., Webb-Wood G., Everitt H. Systematic measurement of AlGaIn refractive indices. – Applied Physics Letters. – 2001. – V. 79. – N 25. – P. 4103-4105.
6. Monroy E., Calle F., Pau J.L., Sanchez F.J., Munoz E. Analysis and modeling of AlGaIn-based Schottky barrier photodiodes. – Journal of Applied Physics. – 2000. – V. 88. – N 4. – P. 2081-2091.
7. Omnes F., Marengo N., Beaumont B., Mierry Ph. Metalorganic vapor-phase epitaxy-grown AlGaIn materials for visible-blind ultraviolet photodetector applications. – Journal of Applied Physics. – 1999. – V. 86. – N 9. – P. 5286-5292.
8. Никонов А.В., Болтарь К.О., Яковлева Н.И. Исследование спектров пропускания многослойных гетероэпитаксиальных структур. – Прикладная физика. – 2011. – №5. – С. 100-106.

42. Исследование фотодиодных лавинных элементов матричных фотоприемных устройств на основе гетероэпитаксиальных структур InGaAs

Яковлева Н.И.¹, Болтарь К.О.^{1,2}, Седнев М.В.¹, Патрашин А.И.¹, Иродов Н.А.¹

¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

²МФТИ (Государственный университет), Долгопрудный, Россия

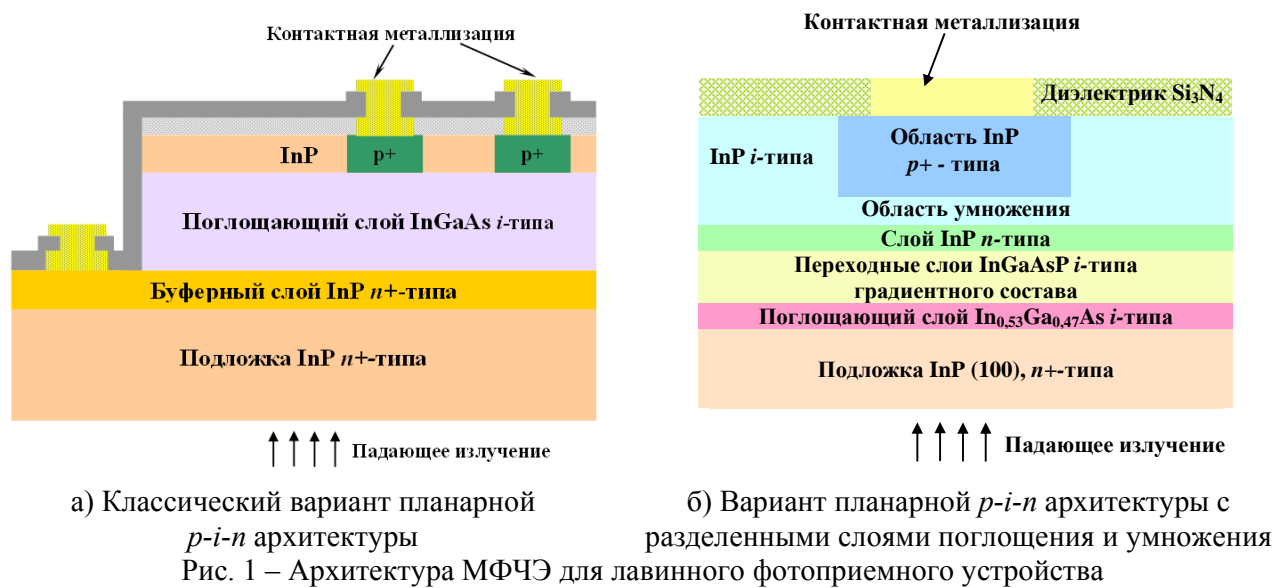
В последнее время в коротковолновой ИК-области спектра (SWIR) лидирующие позиции начинают занимать матричные фотоприемные устройства на основе соединений арсенидов индия-галлия (InGaAs) [1, 2, 3], выращенные методами могиридной эпитаксии (МОСГЭ) и молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках InP. Данные ФПУ на основе InGaAs показывают уникальные возможности в области детектирования фотосигналов и позволяет реализовать усовершенствованные методы регистрации сверхслабых оптических сигналов и обработки 3D-изображений [4, 5, 6]. Многие исследовательские лаборатории проводят как изучение процесса формирования изображений с помощью ФПУ на основе ГЭС InGaAs, так и разработки в области технологии, которые включают уменьшение шага, увеличение формата и расширения спектрального диапазона чувствительности в видимую область спектра.

Дополнительно новые принципы конструирования, заключающиеся в разделении функций поглощения и умножения позволяют создавать так называемые SAM-структуры (“separate absorption and multiplication”) [7], в которых благодаря разделению слоев возможно получать эффект умножения в малых электрических полях и иметь более низкие темновые токи за счет эффекта туннелирования носителей заряда в узкозонном поглощающем слое. По сравнению с традиционными двухмерными матрицами фотодиодов с помощью лавинных матриц можно получать объемное 3D-изображение наблюдаемых объектов и определять их местоположение с высокой

точностью, что крайне важно для совершенствования оптико-электронной аппаратуры нового поколения [8, 9, 10].

Матрицы фоточувствительных элементов формата 320 x256 элементов для работы в режиме лавинного усиления изготавливались на основе гетероэпитаксиальных слоев InGaAs /InP с различным количеством слоев заданного типа проводимости из тройных и четверных соединений арсенидов (InGaAs, AlInAs, AlGaInAs), выращенных методами монокристаллической эпитаксии с оптимизацией параметров по толщине и уровню легирования в процессе роста [11, 12]. Оптимальная температура роста ГЭС InGaAs составляла $T = 610-630^{\circ}\text{C}$, а соотношение мольных долей полупроводниковых соединений A^3B^5 выбиралось, исходя из заданного спектрального диапазона. При условии структурного совершенства исходного материала фундаментальные характеристики, присущие рабочему фоточувствительному слою InGaAs (прямозонная диаграмма, высокие коэффициент поглощения и квантовая эффективность) позволяют достигать максимально возможных фотоэлектрических параметров ФПУ на основе InGaAs [13].

Для изготовления матриц фоточувствительных элементов с лавинным усилением сигнала используются два варианта архитектуры: планарная и мезоструктурная [14]. Планарная технология изготовления матрицы фоточувствительных элементов лучше отработана и дает меньшие значения темновых токов, но требует прецизионного легирования слоев и защитного двухступенчатого кольца. Мезоструктурная технология получения МФЧЭ менее отработана и в настоящее время не обеспечивает малых темновых токов, как в планарном варианте, но более перспективна с точки зрения разделения элементов структуры между собой, что позволяет устранить взаимосвязь между чувствительными элементами. На рис. 1 представлены различные варианты планарной архитектуры МФЧЭ.



Классический вариант $p-i-n$ архитектуры представлен на рис. 1 (а) и он содержит широкозонную подложку, толщина которой составляет около 350 мкм; буферный слой InP n^+ -типа проводимости, который служит также для формирования n -контакта; поглощающий слой $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ i -типа проводимости; верхний слой широкозонного материала InP, который служит для сохранения приемлемого качества границы раздела у слаболегированного слоя InGaAs i -типа проводимости. Локальный электронно-дырочный переход (область p^+ -типа) образован диффузией цинка или кадмия [15]. Верхний слой металлизации двухслойной системы (титан/золото) напыляется в вакууме. Она является частью контактной системы, обеспечивающей гибридизацию с БИС считывания сигнала с помощью индиевых микроконтактов.

Данный классический *p-i-n* фотодиод можно использовать в лавинном режиме усиления при соответствующих напряжениях смещения, тогда область поглощения InGaAs *i*-типа проводимости служит одновременно областью умножения носителей заряда.

В последнее время простые гетероструктуры на основе InGaAs/InP для лавинных фотоприемников с единой областью поглощения и умножения вытесняются более сложными гетероструктурами с разделенными областями умножения и поглощения [4, 5, 16]. На рис. 1 (б) представлен вариант архитектуры МФЧЭ на основе *p-i-n* диодов для работы в лавинном режиме из InGaAs/InP, который состоит из следующих слоев: прозрачной в коротковолновой ИК области спектра подложки из InP *n*⁺-типа проводимости; поглощающего слоя In_{0,53}Ga_{0,47}As *i*-типа проводимости толщиной ~1,5 мкм; переходных слоев четверного соединения InGaAsP переменного состава [17]; слоя InP, легированного кремнием Si *n*-типа проводимости с концентрацией доноров $N_D=5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и толщиной ~0,3 мкм; слоя InP *i*-типа проводимости, в котором методом диффузии цинка или кадмия формируется область *p*⁺-типа проводимости.

Сверху обе структуры рис. 1 (а), 1 (б) защищаются диэлектрическим покрытием Si₃N₄, полученным низкотемпературным плазмохимическим осаждением (ПХО). В качестве антиотражающего покрытия используется также слой нитрида кремния. Для вскрытия активной области и контактных окон в пленке нитрида кремния применяется сухое плазмохимическое травление через маску фоторезиста. Для подключения фотодиодов к схеме считывания изготавливаются контакты, которые формируются к области *p*-типа проводимости и к подложке InP. Для подавления краевых эффектов локальный электронно-дырочный переход (область *p*⁺-типа) может формироваться двойной диффузией кадмия Cd или Zn, что определяет более глубокий профиль *p-i-n* перехода в центральной области, чем на периферии.

Лавинные меза-фотодиоды формируются с помощью операции ионно-лучевого травления. Затем напыляется защитное покрытие, в котором с помощью операции травления вскрываются окна до контактных слоев *n*- и *p*-типа проводимости. После этого создаются омические контакты к слоям *n*- и *p*-типа. Шум фактор зависит и может регулироваться коэффициентом лавинного умножения *M*, который, в свою очередь, определяется приложенной к фотодиоду разностью потенциалов и толщиной слоя умножения.

Применение полупроводниковых слоев AlInAs в качестве областей умножения вместо InP позволяет добиться существенного повышения фотоэлектрических параметров лавинных ФПУ. Это достигается, благодаря более высокому отношению коэффициентов ударной ионизации в AlInAs по сравнению с InP. Таким образом, создание эффективной ГЭС на основе структуры InGaAs/AlInAs/InP способно обеспечить получение лавинных фотодиодов с более низкими темновыми токами и улучшенными частотными и шумовыми свойствами. Одной из задач улучшения параметров лавинных фотодиодов на основе меза-структуры является уменьшение поверхностных токов и шумов.

Исследования качества ФПУ с лавинным усилением на основе InGaAs проводились по измерениям вольтамперных характеристик в темновом режиме и режиме засветки внешним излучением. ВАХ одного из *p-i-n* фотодиодов матрицы фоточувствительных элементов на основе арсенидов формата 320 x 256 элементов с шагом 30 мкм и размером ФЧЭ 20x20 мкм² с засветкой внешним излучением и без него приведена на рис. 2.

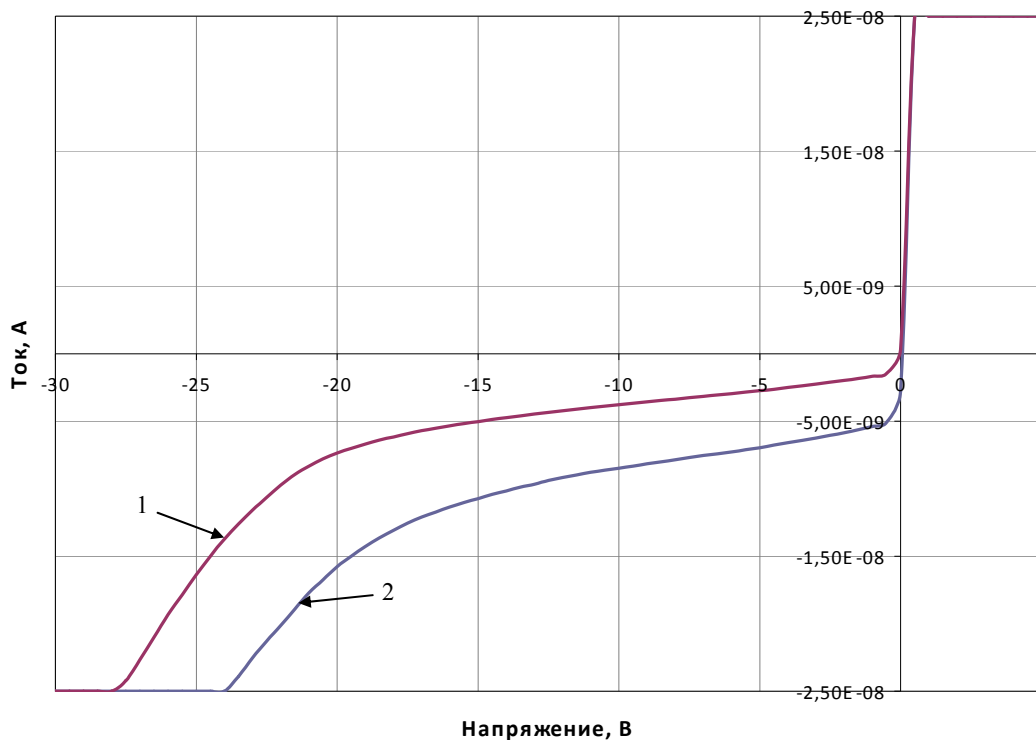


Рисунок 2 - ВАХ лавинного фотодиода на основе гетероструктуры InGaAs/InP
 1 - ВАХ диода при отсутствии освещения; 2 – ВАХ диода при освещении со стороны подложки структуры излучением на длине волны 1,06 мкм

Достигнутые на сегодняшний день на изготовленных образцах коэффициенты лавинного усиления фототока невелики – от 2 до 4. Тем не менее, полученные результаты экспериментально подтверждают возможность создания матричных лавинных фотодиодов по разрабатываемой ОАО «НПО «Орион» технологии. Основная проблема при изготовлении МФЧЭ с лавинным усилением состоит в обработке сигнала фотодиодов с большими токами утечек, которые могут привести к пробое ячейки интегральной схемы считывания сигнала. Поэтому на сегодняшний день основной задачей при выращивании ГЭС InGaAs как методом МОСГЭ, так и молекулярно-лучевой эпитаксией является уменьшение плотности дислокаций и структурных дефектов в фоточувствительном слое InGaAs (InP).

Литература

1. Филачев А.М., Таубкин И.И., Трищенко М.А. Твердотельная фотоэлектроника. Фотодиоды. – М.: Физматкнига, 2011, сс. 174-240.
2. Филачев А.М., Таубкин И.И., Трищенко М.А. Современное состояние и магистральные направления развития современной фотоэлектроники. – М.: Физматкнига, 2010, с. 25-27.
3. Guellec F., Tchagaspanian M., Ballet P., Mollard L., Gout S., Perez A., Fournier M., Chamonal J.-P., Tribollet P.M., Destefanis G. High CdTe APD-focal plane array development at CELEMI-Minatec // Proc. SPIE. 2008. V. 6940. P. 69402N(1)—69402N(12).
4. Richard M., Heinrichs†, Brian F. Aull, Richard M. Marino, Daniel G. Fouche, Alexander K. McIntosh, John J. Zaykowski, Timothy Stephens, Michael E. O'Brien, Marius A. Albota, Three-Dimensional Laser Radar with APD Arrays // email: heinrichs@LL.mit.edu.
5. Mark A. Itzler, Mark Entwistle, Mark Owens, Ketan Patel, Xudong Jiang, Krystyna Slomkowski, and Sabbir Rangwala, Design and performance of single photon APD

focal plane arrays for 3-D LADAR imaging // Proc. of SPIE Vol. 7780, 77801M, 2010.

6. Ping Y uan, R engarajan Sudhars anan, Xiao gang Bai, J oseph Bois vert, Paul McDonald, and Eduardo Labi os, Geiger-mode LADAR ca meras // Proc. of SPIE Vol. 8037, 803712 · © 2011.

7. K. Nishida, K. Taguchi, and Y. Matsumoto, “InGaAsP het erostructure avalan che photodiodes with high avalanche gain,” Appl. Phys. Lett., vol. 35, 251–252 (1979).

8. Дирочка А.И., Корнеева М.Д., Филачев А.М. Фотоэлектроника XXI века // Прикладная физика, 2011, №2, сс.37-46.

9. Корнеева М.Д., Пономаренко В.П., Филачев А.М. Современное состояние и новые направления полупроводниковой ИК-фотоэлектроники (часть 1) // Прикладная физика, 2011, №2, сс. 47-60.

10. Корнеева М.Д., Пономаренко В.П., Филачев А.М. Современное состояние и новые направления полупроводниковой ИК-фотоэлектроники (часть 2) // Прикладная физика, 2011, №3, сс. 82-90.

11. I. Gyuro, “MO VPE for InP -based Opto electronic D evice Appl ication,” in Compound Semiconductor Industry Directory, pp. 58–68, Elsevier Science Ltd., 1996.

12. G.B. Stringfel low. Org anometallic Vapor -Phase E pitaxy: Theor y and Practice (2nd Edition). Academic Press, New York, 1999.

13. G. H. Ol sen and V. S. Ban, “InG aAsP: The Next Generation in Phot onics Materials,” Solid State Technology, pp. 99–105, February 1987.

14. К.О.Болтарь, И.В.Чинарева, А.А.Лопухин, Н.И.Яковлева, Матричные планарные и мезаструктуры на основе гетероэпитаксиальных слоев InGaAs // Прикладная физика, №5, 2013, сс.10-15.

15. Stéphane Demiguel, Theoretical analysis and comparison of SWIR active imaging detectors // Proc. of SPIE Vol. 7298, 729836, 2009.

16. Д.С.Андреев, Н.Б.Залетаев, П.Е.Хакуашев, И.В.Чинарева, М.А.Тришенков, Изучение процесса диффузии цинка в InP и гетероструктуры InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP применительно к р-і-n фотодиодам// Прикладная физика, №6, 2013, сс.76-81.

17. S. R. Forrest, O . K. Ki m, and R. G . Smit h, “Opti cal r esponse t ime o f In_{0.53}Ga_{0.47}As avalanche photodiodes,” Appl. Phys. Lett., vol. 41, 95–98 (1982).

43. Фотоэлектрические свойства гетероперехода (р)InSb-(n)CdTe

Матевосян Л.А., Авджян К.Э., Петросян С.Г.

Институт радиофизики и электроники НАН, Аштарак, Армения

Благодаря уникальным электрофизическим параметрам и наиболее узкой ширине запрещенной зоны среди полупроводниковых соединений A_3B_5 , антимонид индия (In Sb) является важным материалом, который широко используется для изготовления фотодетекторов среднего инфракрасного (ИК) диапазона длин волн [1].

Фотодиоды на основе InSb обычно изготавливаются с применением процессов диффузии примесей [2], ионной имплантации [3] с последующим отжигом или методом молекулярно пучковой эпитаксии [4].

Целью данной работы было создание простого по техническому исполнению и технологии изготовления (исключающие процессы имплантации, диффузии и отжига) фотоприемника на основе гетероперехода (ГП) (р)InSb-(n)CdTe и исследование его характеристик.

Известно, что гетеропереходные фотодиоды имеют некоторые преимущества по сравнению с гомопереходами, обусловленные в первую очередь наличием эффекта “окна”, уменьшающего потери, связанные с поверхностной рекомбинацией носителей и с высоким сопротивлением слоя и т. д. Для обеспечения перечисленных преимуществ ГП при выборе полупроводниковых пар существенную роль играют совпадение их

кристаллических структур и постоянных решеток. Совершенным может быть ГП между InSb и CdTe. Обе они имеют кубическую кристаллическую решетку и почти идеальное совпадение параметров решеток ($\alpha_{\text{InSb}}=6,479\text{\AA}$, $\alpha_{\text{CdTe}}=6,477\text{\AA}$). Расчеты показывают, что ожидаемая плотность состояний на границе раздела ГП InSb – CdTe не должна превышать величину $N_s=6.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ [5]. При практической реализации такого количества пограничных состояний, можно получить переходы близкие к идеальным, обладающие очень низкой скоростью рекомбинации носителей на границе раздела. Заметим, что коэффициенты термического расширения InSb ($\alpha_T=4.9 \times 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$) и CdTe ($\alpha_T=(5.0-5.5) \times 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$) тоже находятся в хорошем соответствии. Кроме того, без применения специальных антиотражающих покрытий, из-за низкого значения коэффициента преломления CdTe по сравнению с InSb, потери связанные с отражением от широкозонного слоя в области длин волн 2-7 мкм в случае ГП InSb – CdTe будут меньше чем для p-n перехода на основе InSb.

Для изготовления ГП (p)InSb-(n)CdTe нами был использован метод лазерно-импульсного осаждения [6], который обеспечивает эпитаксиальный рост пленок CdTe на пластинах InSb при довольно низких температурах ($T = 200 \div 225 \text{ }^\circ\text{C}$), благодаря чему практически исключается взаимная диффузия компонент полупроводников в процессе роста. Для проведения электрических и фотоэлектрических исследований нами были выращены ГП (p)InSb-(n)CdTe с толщиной эпитаксиальной пленки CdTe $d=0.1 \div 1.2 \text{ мкм}$. В качестве подложек были использованы полированные пластины p-InSb с концентрацией акцепторов $N_A=4.17 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$. После лазерного осаждения слоя CdTe были сформированы омические контакты к обеим областям гетероперехода с помощью термического напылением металлического индия (In). Слой In со стороны p-InSb покрывает всю поверхность подложки, а со стороны n-CdTe имеет вид точечного контакта диаметром не более 1мм (в зависимости от площади перехода).

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) полученных гетеропереходов, снятые при температуре жидкого азота ($T=78\text{K}$), показывают значительное уменьшение, как прямых, так и обратных токов структуры с увеличением толщины слоя n-CdTe. Известно, что величина напряжения токовой отсечки ($U_{\text{отс}}$) для ГП по своему численному значению равна величине суммарной контактной разности потенциалов в n- и p- областях: $e U_{\text{отс}} = \Delta\phi_0 = \phi_n + \phi_p$. Поэтому из семейства прямых ветвей ВАХ гетеропереходов экстраполяцией прямолинейных участков были определены значения $U_{\text{отс}}$ для каждого перехода. Зависимость $U_{\text{отс}}$ от толщины слоя CdTe (рис. 1) имеет вид кривой которая выходит на постоянное значение $U_{\text{отс}}=0.45 \text{ В}$ при толщине пленки n-CdTe $d=0.4 \text{ мкм}$. Дальнейшее увеличение толщины слоя n-CdTe не приводит к росту $U_{\text{отс}}$.

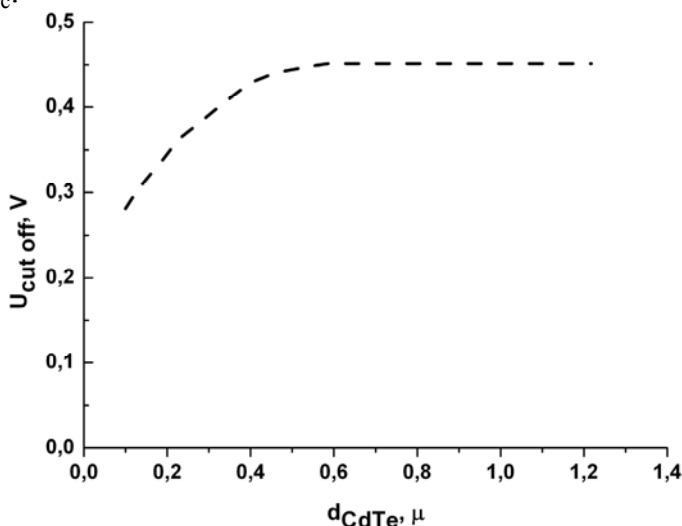


Рис. 1. Зависимость $U_{\text{отс}}$ от толщины слоя CdTe

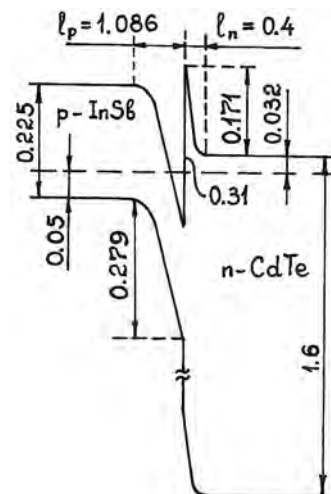


Рис. 2. Диаграмма энергетических зон ГП (p)InSb-(n)CdTe

Таким образом максимальное значение полной контактной разности потенциалов у полученного ГП составляет $\Delta\phi_0=0.45$ эВ, при ширине области объемного заряда в слое n-CdTe $l_n=0.4$ мкм. Используя эти значения можно оценить концентрацию донорной примеси в эпитаксиальном слое, что составляет $N_D=1.13 \times 10^{15}$ см⁻³. Имея $\Delta\phi_0, l_n$ и N_D можно вычислять и другие параметры гетероперехода. Используя исходные, справочные и расчетные параметры для p-InSb и n-CdTe построена диаграмма энергетических зон ГП (p)InSb-(n)CdTe (рис. 2). Как видно из этой диаграммы на границе раздела стороны InSb образуется инверсный n⁺-слой.

Фотоэлектрические свойства ГП (p)InSb-(n)CdTe были исследованы при температуре жидкого азота и при нормальном падении монохроматического излучения со стороны широкозонного CdTe, который служит оптическим окном для излучения с энергией фотонов $\hbar\omega < 1.6$ эВ. Измерения проводились в режиме фото э.д.с. по схеме синхронного детектирования. Спектральное распределение фотоотклика структуры приведено на рис. 3.

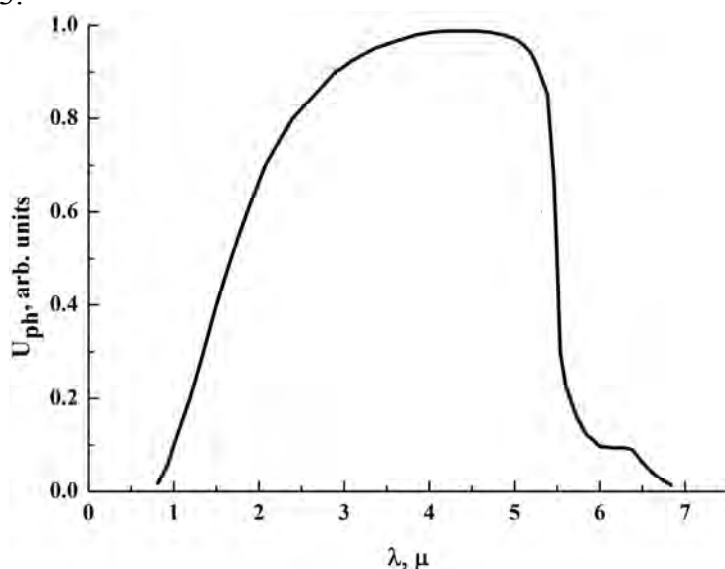


Рис. 3. Фотоотклик ГП (p)InSb-(n)CdTe

Ширина спектра на уровне 0.1 составляет 0.7-5.8 мкм, а максимум фотоответа соответствует длине волны $\lambda=4.8$ мкм, что хорошо объясняется приведенной диаграммой энергетических зон гетероперехода. Можно выделить три области поглощения падающего излучения [7]. В области фундаментального поглощения InSb ($\hbar\omega \geq E_{gp}$) максимум фотосигнала приходится на частоту $\hbar\omega = E_{gp} + (\Delta E_c - \phi_p) = 0.256$ эВ ($\lambda=4.8$ мкм). Разделение фотогенерированных электроно-дырочных пар при $\hbar\omega \geq 0.256$ эВ обусловлено надбарьерным переходом электронов из p-InSb в n-CdTe с последующей релаксацией к дну зоны проводимости CdTe. Дырки же локализуются в валентной зоне p-InSb, поскольку их проникновению в n-CdTe препятствует большой потенциальный барьер ($\Delta E_v = 1.515$ эВ), имеющий высоту порядка ширины запрещенной зоны CdTe. С уменьшением длины волны излучения в область $\lambda < 4.8$ мкм ($\hbar\omega > 0.256$ эВ) фотосигнал монотонно падает из-за постепенного уменьшения области возбуждения в p-InSb, а поглощение в самом n-CdTe мало из-за тонкости слоя. При толщинах пленки CdTe порядка 1 мкм и более, когда поглощение в нем становится ощутимым, наблюдается подъем спектральной кривой в коротковолновой части спектра. При энергиях же фотона $E_{gp} \leq \hbar\omega \leq E_{gp} + (\Delta E_c - \phi_p)$, электрон валентной зоны InSb поглощая фотон переходит в зону проводимости с последующим подбарьерным туннелированием в зону проводимости CdTe. Величина фотосигнала в этой области частот будет сильно зависеть от ширины потенциального барьера образованного в широкозонном

полупроводнике. И наконец, за областью фундаментального поглощения ($\hbar\omega \leq E_{gp}$), хвост фотосигнала обусловлен поглощением излучения свободными электронами в p^+ инверсионном слое InSb с последующим надбарьерным переходом или подбарьерным туннелированием после активации. Максимум такого фотосигнала приходится на частоту $\hbar\omega \approx 0.2$ эВ ($\lambda \approx 6.2$ мкм).

Измерения чувствительности ГП проводились на длине волны $\lambda=3.39$ мкм с помощью He-Ne лазера работающего в непрерывном режиме. Для переходов с рабочей поверхностью $S=0.5 \times 0.5$ см² чувствительность, измеренная в режиме фото э.д.с., составила не менее 1000 В/Вт.

Измерение постоянной времени проводились с помощью лазерного импульса с длиной волны $\lambda=1.06$ мкм и с длительностью 30 нс, который одновременно был направлен на ГП и на ФЭУ-62 с постоянной времени нарастания сигнала $\tau \approx 4$ нс. Исследования показали, что постоянная времени ГП составляет $\tau \approx 15$ нс.

Шумовые характеристики гетеропереходов исследовались при $T=78$ К спектроанализатором после предварительного усиления сигнала усилителем с коэффициентом усиления $K=350$ и со спектральной плотностью собственных шумов $U_{ш}=1.4$ нВ/Гц^{1/2}. Под действием естественного фонового излучения при частотах модуляции $f > 2$ кГц спектральная плотность шумов системы усилитель-фотоприемник составила 2.6 нВ/Гц^{1/2}.

Динамическое сопротивление в нулевой точке ВАХ, для ГП с площадью 0.15×0.15 составляет порядка 300 Ом.

Измерение обнаружительной способности гетеропереходного фотоприемника проводились в режиме короткого замыкания, под действием фонового излучения ($T=300$ К) с помощью селективного нановольтметра “Унипан 232В”), при частоте модуляции $f=2000$ Гц. При этом обнаружительная способность на максимуме спектральной чувствительности $\lambda=4.8$ мкм составила $D_{\lambda}^*(4.8; 2000; 1) \approx 1.8 \times 10^{11}$ см·Гц^{1/2}·Вт⁻¹, что близка к предельному значению для фотонных приемников, работающих в режиме ограничения фона.

На основе проведенных исследований ГП (p)InSb-(n)CdTe можно заключить, что такая структура можно будет использовать в качестве быстродействующего ИК фотоприемника со следующими основными параметрами:

1. Спектральный диапазон на уровне 0.1 0.7–5.8 мкм
2. Спектральная чувствительность ($\lambda=3.39$ мкм) 1000 В/Вт
3. Обнаружительная способность $D_{\lambda}^*(4.8, 2000, 1)$ 1.8×10^{11} см·Гц^{1/2}·Вт⁻¹
4. Время переключения τ <15 нс
5. Рабочая поверхность S до (0.5×0.5) см²
6. Рабочая температура T 78 К.

Литература

1. G. Gauss orgues. La Thermographie Infrarouge (Principes-Technologie-Applications). Technique et Documentation (Lavoisier), 1984.
2. S.L.TU, K.F. Hunag and S. J.Yang, Japane se Journal of Applied Phisics, vol. 29, No. 3, pp. 463-467, 1990.
3. J.P. Rosbeck and I. Kasai, IEEE IEDM 81-161, 1981.
4. N.K. Udayashankar and H.L. Bhat, Bull. Mater. Sci., Vol. 24, No. 5, pp. 445- 453, 2001.
5. A.G. Milnes and D.L. Feucht. Heterojunctions and Metal-Semiconductor Junctions. Academic Press, N Y and London, 1972.

6. А.Г. Алексанян, Р.К. Казарян, Л.А. Матевосян. Электронная промышленность, вып. 1(107), стр. 55-58, 1981.

7. A.G. Alexanian, A.G. Alexanian, R. K. Kazarian, L. A. Matevosian, and H.S. Nickogosian, International Journal of Infrared and Millimeter Waves, vol. 14, No. 10, pp.2203-2219, 1993.

44. Фотоприемник на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ с управляемой спектральной характеристикой чувствительности

Исмаилов Н.Д., Алиев А.А., Гусейнов Э.К., Кулиев Ш.М., Раджабли А.А.
Институт физики НАН, Баку, Азербайджан

На основе монокристаллов $p-Cd_xHg_{1-x}Te$ с тонким приповерхностным инверсным слоем реализован фотоприемник с управляемой напряжением смещения спектральной характеристикой фототока. Особенности спектральной характеристики фототока объясняются изменением соотношения между барьерными и объемными компонентами фототока при изменении напряжения смещения. Показана возможность одновременной регистрации и управления спектральной характеристикой фоточувствительности на краю фундаментального поглощения и в коротковолновой области спектра.

Введение

В последние годы для спектрального анализа излучения все более широкое применение находят фотоприемники с управляемой спектральной характеристикой [1]. К таким фотоприемникам относятся МДП-фоторезисторы, в которых при подаче на затвор соответствующего потенциала, можно увеличивать или уменьшать проводимость приповерхностных слоев полупроводника [2]. Это в свою очередь ведет к росту или уменьшению спектральной чувствительности в коротковолновой области спектра без изменения длинноволновой границы фоточувствительности, определяемой краем фундаментального поглощения. В работе [3] мы сообщали о некоторых особенностях фотопроводимости монокристаллов $p-Cd_{0,28}Hg_{0,72}Te$ с инверсным приповерхностным слоем, полученным ионным травлением. На основе указанной структуры нами был разработан и изготовлен фотоприемник, спектральная характеристика чувствительности которого может управляться приложенным напряжением как в коротковолновой области, так и в области длинноволновой границы.

Методика эксперимента и образцы

Фотоприемник был изготовлен на основе объемных монокристаллов компенсированного $p-Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x < 0,3$) с $N_A - N_D = (1 \div 4) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $\mu_p = (4 \div 6) \cdot 10^2 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при 77К. Заготовки размерами $5 \times 1 \times 0,1 \text{ мм}^3$ после механической полировки и травления в 4%-ном растворе брома в метаноле, для формирования инверсного слоя подвергались бомбардировке ионами индия энергией 6 кэВ и дозой $10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-2}$ [4]. Токосъемный контакт наносился на одном конце образца на n-лой, а на другом конце на p-слой на расстоянии 50 мкм от края инверсного слоя, как в [3]. Измерения спектральной зависимости фоточувствительности проводились по стандартной методике на модулированном освещении с фазовым детектированием.

Результаты измерений представлены на рис.1 и 2. Как видно из представленных рисунков, при включении в фотовольтаическом и фотодиодном режиме, формы спектральных кривых практически не изменяются. Однако включение полученного p-n перехода в прямом направлении приводит к весьма значительным изменениям. Причем в этом случае форма спектральной зависимости фоточувствительности существенно

меняется в зависимости от приложенного напряжения смещения. При малых прямых напряжениях спектральная характеристика фоточувствительности состоит из двух участков с разными знаками фотосигнала – узкого длинноволнового (ДВ) с максимумом λ_1 в области края фундаментального поглощения и широкого коротковолнового (КВ), с максимумом $\lambda_2 < \lambda_1$. С ростом приложенного напряжения смещения, максимум λ_2 сдвигается в КВ область, а максимум λ_1 на ДВ участке постепенно исчезает, в результате ДВ край фоточувствительности определяется только спадом КВ участка.

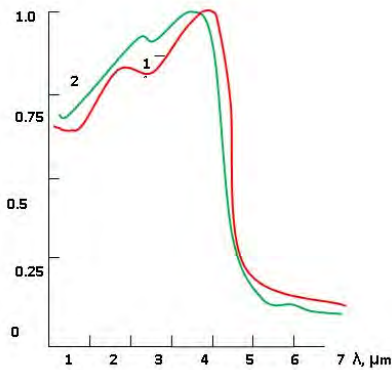


Рис 1. спектр фоточувствительности $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x < 0,3$) с инверсным приповерхностным слоем; 1 - $U_b = 0$; 2 - $U_b = -0.5$ V

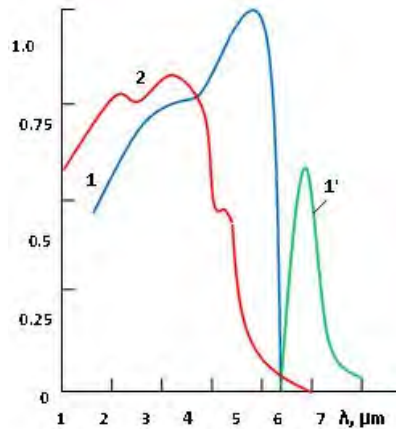


Рис 2. спектр фоточувствительности $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x < 0,3$) с инверсным приповерхностным слоем; 1, 1' - $U_b = 0.1$ V; 2 - $U_b = 1.1$ V.

Кривые 1 и 1' находятся в противофазе

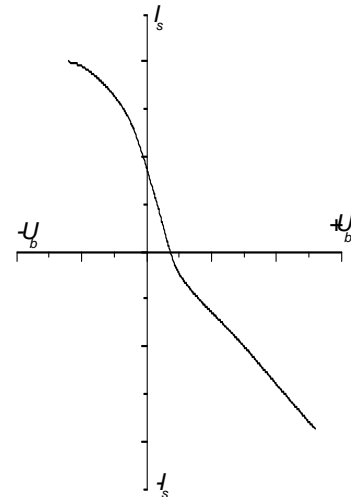


Рис 3. общий вид зависимости фотосигнала $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x < 0,3$) с инверсным приповерхностным слоем от напряжения смещения

Также на разных длинах волн были проведены измерения фотосигнала в зависимости от приложенного напряжения, которые представлены на рис. 3. На всех длинах волн наблюдалась одинаковая картина, особенностью которой является то, что при определенном прямом смещении фотосигнал падает до нуля, а затем линейно возрастает с противоположным знаком. Различие для разных длин волн заключалось лишь в величине фотосигнала и напряжении, при котором сигнал падал до нуля.

Обсуждение

Так как время жизни неравновесных носителей заряда в исходной р-области очень мало ($\tau < 20$ нсек), то без инверсного слоя наблюдаемый фотосигнал очень мал. Однако создание приповерхностного инверсного слоя приводит к возникновению рекомбинационного барьера и значительно увеличивает время жизни ННЗ, что ведет и к значительному увеличению фоточувствительности образца. При нулевом и обратных смещениях, сигнал представляет собой фототок фотодиода и спектр фоточувствительности в этом случае описывается выражением:

$$S_I = eI \frac{\eta}{h\omega} \left(1 - \frac{e^{-kd}}{1 + kL_e} \right) \quad (1)$$

где I , ω , k – интенсивность, частота и коэффициент поглощения излучения, соответственно, η – квантовая эффективность, L_e – длина диффузии электронов в р-слое.

При приложении прямого напряжения смещения, когда р-п переход смещен в прямом направлении, проводимость осуществляется по низкоомному п- слою. Падающее на структуру излучение генерирует фотоэлектроны как в п, так и в р-слое, которые скапливаются у внешней границы п-слоя, а фотодырки - у границы области пространственного заряда и квазинейтральной р-области. Таким образом, модуляция проводимости п- слоя осуществляется только фотоэлектронами. При этом в образце возникают направленные в противоположные стороны ток фотопроводимости и фототок р-п перехода, т.е. они находятся в противофазе. В этом случае, в соответствии с [5] спектр fotocувствительности в упрощенном виде будет описываться следующим выражением:

$$S_I = eI \frac{\eta}{h\omega} \left\{ \frac{U}{l^2} (\mu_n + \mu_p) \left[\tau_b(U) \left(1 - \frac{e^{-kd}}{1 + kL_e} \right) + \tau_v (1 - e^{-kd}) \right] - C(U) \left(1 - \frac{e^{-kd}}{1 + kL_e} \right) \right\} \quad (2)$$

где μ_n , μ_p – подвижность электронов и дырок, соответственно, U – приложенное напряжение, l – длина образца, d – толщина п-слоя, $\tau_b(U)$, τ_v – барьерное и объемное время жизни неравновесных носителей заряда в п- слое, $C(U)$ – коэффициент, учитывающий зависимость фототока в р-п переходе от напряжения смещения.

При малых значениях приложенного прямого напряжения, когда встречно направленные ток фотопроводимости и фототок р-п перехода соизмеримы, в области края поглощения доминирует фототок р-п перехода, а в КВ области в противофазе – ток фотопроводимости. По мере увеличения напряжения прямого смещения высота барьера уменьшается, что приводит к уменьшению времени жизни неравновесных носителей заряда в ОПЗ, т.е. барьерное время жизни является функцией приложенного напряжения $\tau_b(U)$. Поэтому, при $\tau_b < \tau_v$, фотоэлектроны достигающие ОПЗ и рекомбинирующие в этой области, не участвуют в фотопроводимости п-слоя, т.е. вклад фототока р-п перехода стремится к нулю. В этом случае в выражении (2) членами определяющие фототок р-п перехода можно пренебречь и переписать в виде:

$$S_I = eI \frac{\eta}{h\omega} \frac{U}{l^2} (\mu_n + \mu_p) (1 - e^{-kd}) \tau_v \quad (3)$$

Таким образом, создание приповерхностного инверсного слоя в кристалле однородного полупроводника с постоянной шириной запрещенной зоны, позволяет реализовать фотоприемник, спектральной характеристикой которого можно управлять приложенным напряжением смещения.

Кроме того, наличие в таком фотоприемнике двух встречно направленных, а значит находящихся в противофазе компонент фототока, позволяет использовать его в качестве двухцветного детектора ИК-излучения.

1. В.Л.Бакуменко, А.Н.Свиридов, *Прикладная физика*, №1 (1999) 34.
2. В.А.Зуев, В.Г. Попов, *Фотозлектрические МДП-приборы. М.Радио и связь*,(1983) 160.
3. Н.Д.Исмаилов,Ш.М.Кулиев,Ф.Х.Гусейнов,С.А.Гейдаров, *Transactions of Azerbaijan Academy of Sciences, Series of Physical-mathematical and Technical sciences, Physics and Astronomy*, XXVI №5 (2006) 114.
4. Н.Д.Исмаилов, Э.К.Гусейнов, И.С.Гасанов, С.А.Гейдаров, *Прикладная физика*, №1 (2008) 74.
5. В.А.Зуев,В.Г.Литовченко,В.Г.Попов,Г.А.Сукач, *Полупроводниковая техника и микроэлектроника*, Вып. 12 (1973) 32.

45. Стимулированное излучение в структурах КРТ с квантовыми ямами

Войцеховский А.В., Горн Д.И.

Томский государственный университет, Томск, Россия

Одним из перспективных направлений в области создания эффективных излучателей среднего и дальнего инфракрасного (ИК) диапазона является применение в качестве активной области излучателя наноструктур с квантовыми ямами (КЯ) на основе узкозонного твёрдого раствора $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (КРТ).

Применение квантовых ям в излучательных структурах при определённых условиях позволяет существенно снизить скорость Оже-рекомбинации за счёт изменения функции плотности электронных состояний в КЯ и появления запретов на некоторые типы оптических переходов. Например ещё в [1] было теоретически показано, что применение квантовых ям на основе КРТ может позволить снизить скорость безызлучательной Оже-рекомбинации в несколько десятков раз.

В данной работе мы рассмотрим имеющиеся на настоящий момент наработки по вопросу получения стимулированного излучения в ИК-диапазоне в структурах на основе КРТ с квантовыми ямами. Также нами будет проведён анализ представленных в рассмотренных работах экспериментальных данных и по возможности будет дана интерпретация наблюдаемого излучения. Теоретический анализ будем проводить на основании модели самосогласованного потенциала полупроводниковой гетероструктуры, основанной на совместном численном решении уравнений Пуассона и Шрёдингера для структуры с КЯ [2].

В работе [3] представлены экспериментальные спектры наблюдения спонтанного и стимулированного излучения с максимумом спектральной характеристики на длине волны 2,85 мкм и 2,75 мкм соответственно. Авторами рассматривалась структура с множественными квантовыми ямами $\text{Cd}_{0,37}\text{Hg}_{0,63}\text{Te}$ (16,6 нм) / $\text{Cd}_{0,85}\text{Hg}_{0,15}\text{Te}$ (6 нм), состоящая из 30 периодов, выращенная методом МЛЭ. Накачка в эксперименте осуществлялась Nd: YAG лазером в непрерывном режиме. Полученные в работе спектры представлены на рисунке 1. Оценочный расчёт даёт следующие результаты. Наиболее близким по энергии к наблюдаемым линиям люминесценции является излучательный переход $c_2 \rightarrow hh_2$ между вторым уровнем размерного квантования электронов и вторым уровнем квантования тяжёлых дырок. Этот переход осуществляется на длине волны 2,77 мкм при температуре 5 К и 2,73 мкм при температуре 60 К. Расчетное значение в хорошей степени согласуется с наблюдением при высокой температуре.

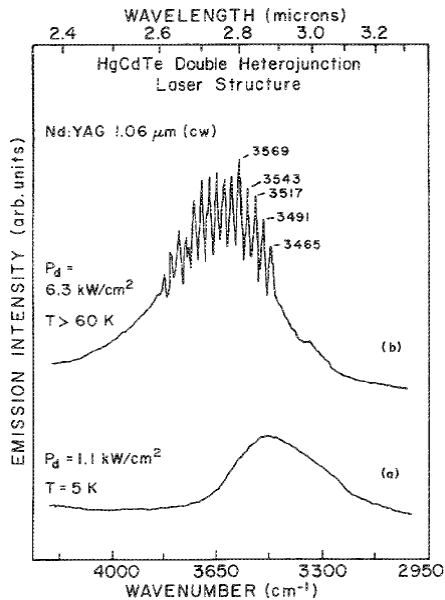


Рисунок 1 – Спектр излучения структуры с множественными квантовыми ямами $\text{Cd}_{0,37}\text{Hg}_{0,63}\text{Te}$ (16,6 нм) / $\text{Cd}_{0,85}\text{Hg}_{0,15}\text{Te}$ (6 нм), состоящей из 30 периодов, при температуре 5 K [3]

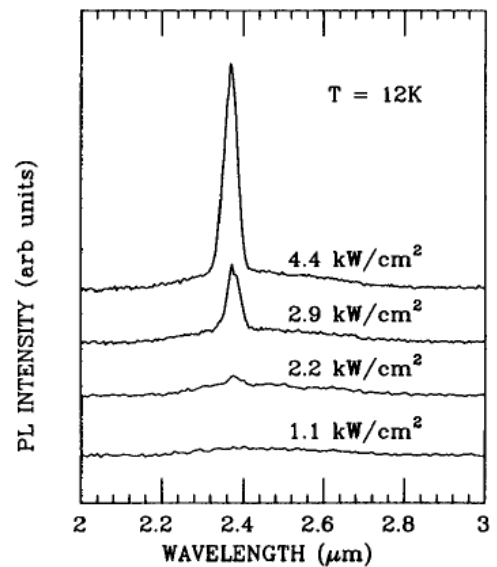


Рисунок 2 – Спектры импульсного стимулированного излучения из МКЯ-структуры $\text{Cd}_{0,33}\text{Hg}_{0,67}\text{Te}$ (10 нм) / $\text{Cd}_{0,55}\text{Hg}_{0,45}\text{Te}$ при 12 K при различных плотностях мощности лазера накачки [4]

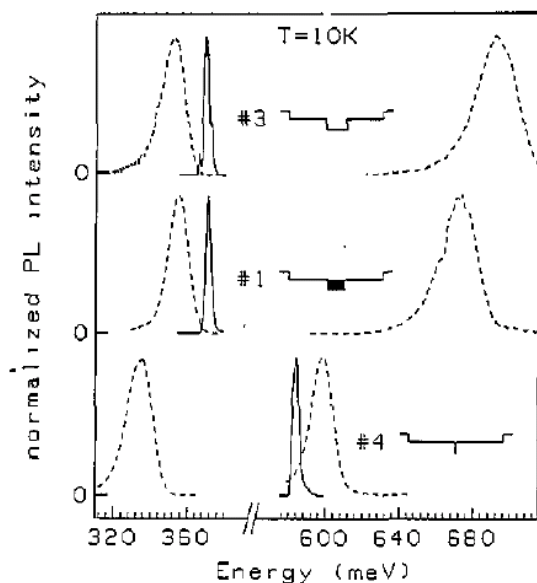


Рисунок 3 – Спектры спонтанного и стимулированного излучения для образцов # 3, # 1 и # 4 при температуре 10 K [5]

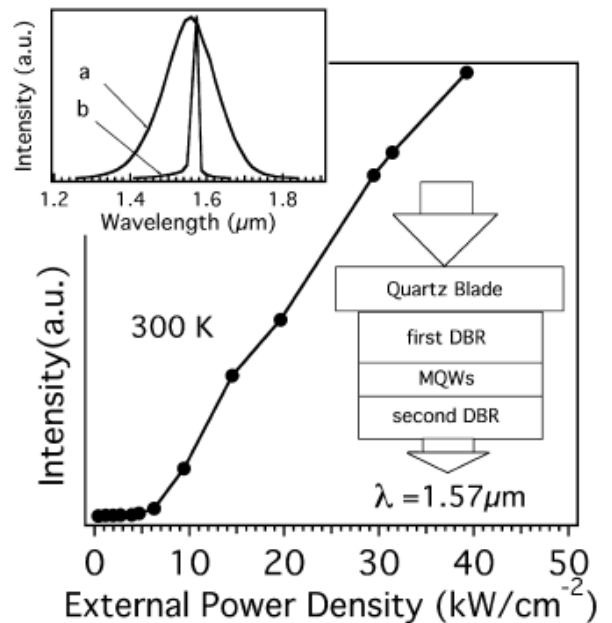


Рисунок 4 – Интенсивность излучения в зависимости от мощности лазера накачки для структуры с активным слоем из 5 КЯ $\text{Cd}_{0,32}\text{Hg}_{0,68}\text{Te}$ (14 нм) при комнатной температуре [7]

На вставке – спектр излучения структуры: а – до достижения порога лазерной генерации (6 кВт/см²), b – при превышении порога; DBR – распределённые брэгговские отражатели;

Авторами [4] рассматривалась структура с МКЯ $\text{Cd}_{0,33}\text{Hg}_{0,67}\text{Te}$ / $\text{Cd}_{0,55}\text{Hg}_{0,45}\text{Te}$ с толщиной ямы и барьера, соответственно, 10 и 7 нм. Структура, состоящая из 5 периодов находится в центре волноводного слоя КРТ с составом $x = 0,33$ мол. дол., образующего резонатор в структуре. Чтобы избежать чрезмерного нагрева образца,

возбуждение люминесценции в структуре осуществлялось импульсным Nd:YAG лазером с модулированной добротностью. На рисунке 2 представлены спектры излучения данной структуры при температуре 12 К. Расчёт в данном случае предсказывает переход $c_2 \rightarrow hl_2$ на длине волны 2,24 мкм между вторыми уровнями размерного квантования электронов и лёгких дырок.

В работе [5] описан порог лазерной генерации в структуре с МКЯ (образец #1 на рисунке 3), состоящей из 5 периодов $\text{Cd}_{0,35}\text{Hg}_{0,65}\text{Te}$ (яма) / $\text{Cd}_{0,55}\text{Hg}_{0,45}\text{Te}$ (барьер) с толщиной ям и барьеров 15 и 10 нм, соответственно. Для всех рассмотренных в работе образцов авторы наблюдали две полосы спонтанного излучения, соответствующие излучению в ямах и барьерах, изображённые на рисунке пунктирными линиями.

Для образца #1 энергия E_g материала ямы при температуре 10 К составляет величину 312 мэВ. При этом энергия линии излучения, составляющая величину порядка 360 мэВ, близка к энергии переходов в яме $c_1 \rightarrow hl_1$ (363 мэВ) и $c_1 \rightarrow hh_1$ (343 мэВ), что подтверждает природу наблюдаемого пика, как обусловленного переходами в КЯ.

В работе [6] рассматривались структуры с градиентными слоями. МКЯ в данной структуре состояла из 5 периодов $\text{Cd}_{0,44}\text{Hg}_{0,56}\text{Te}$ (15 нм) / $\text{Cd}_{0,59}\text{Hg}_{0,41}\text{Te}$ (6,5 нм). Данная структура сравнивалась с гетероструктурой, включающей потенциальную яму с составом КРТ $x = 0,44$ и окружённой волноводным слоем с составом 0,7 мол.дол. Авторами было показано, что наличие в активной области структуры с МКЯ, а также градиентных слоёв существенно снижает порог лазерной генерации.

В работе [7] была изготовлена структура в виде резонатора Фабри-Перо, образованная постростовым нанесением диэлектрических зеркал на структуру с активной областью, состоящей из 5 квантовых ям $\text{Cd}_{0,32}\text{Hg}_{0,68}\text{Te}$ толщиной 14 нм, разделённых барьерами из $\text{Cd}_{0,6}\text{Hg}_{0,4}\text{Te}$ толщиной 10 нм. Авторам удалось получить лазерную генерацию в подобной структуре при комнатной температуре. На рисунке 4 представлена зависимость интенсивности излучения от мощности накачки. На вставке к рисунку приведена упрощённая схема излучателя.

В работе [8] также сообщается о наблюдении стимулированного излучения в структуре с 5- периодной МКЯ $\text{Cd}_{0,59}\text{Hg}_{0,41}\text{Te}$ (14 нм) / $\text{Cd}_{0,75}\text{Hg}_{0,25}\text{Te}$ (10 нм) при комнатной температуре.

Все рассмотренные в данной статье публикации, посвящённые получению лазерного излучения в структурах с квантовыми ямами на основе КРТ, относятся к периоду 1989-1999 гг. Насколько известно авторам данной статьи, после этого работ в рассматриваемом направлении, описывающих результаты, отличные от приведённых выше, опубликовано не было. При этом также известно, что в настоящее время не существует промышленно производимых приборов оптоэлектроники, основанных на использовании квантовых ям и сверхрешёток КРТ. Исследования так и не дошли до получения приборно-ориентированной электролюминесценции и создания инжекционных лазеров, использующих все преимущества квантовых ям на основе КРТ.

Ослабление интереса к данной научной проблеме в 2000-х годах, вероятно, было сопряжено с технологической сложностью и дороговизной изготовления многослойных наноструктур на основе материала КРТ. В настоящее время эта ситуация существенно выправилась благодаря прорывному развитию метода МЛЭ, и приблизительно с 2008 года начали появляться новые работы в данном направлении – посвящённые исследованию фотолюминесценции в структурах КРТ с КЯ.

Литература

1 Jiang Y. Carrier Lifetimes and Threshold Currents in HgCdTe Double Heterostructure and Multiquantum-Well Lasers / Y. Jiang, M.C. Teich, W.I. Wang // J. Appl. Phys. – 1991. – Vol. 69 (10). – P. 6869–6875.

2 Войцеховский А.В. Анализ спектров фотолюминесценции гетероэпитаксиальных структур на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ с потенциальными и квантовыми ямами, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии / А.В. Войцеховский, Д.И. Горн, И.И. Ижнин, А.И. Ижнин, В.Д. Гольдин, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, Ю.Г. Сидоров, М.В. Якушев, В.С. Варавин // Изв. вузов: Физика. – 2012. – № 8. – С. 50–55.

3 Stimulated emission at 2.8 μ m from Hg-based quantum well structures grown by photoassisted molecular beam epitaxy / N.C. Giles, J.W. Han, J.W. Cook Jr., J.F. Schetzina // Applied Physics Letters. – 1989. – V. 55. – P. 2026-2028.

4 Stimulated emission from $Hg_{1-x}Cd_xTe$ epilayer and $CdTe/Hg_{1-x}Cd_xTe$ heterostructures grown by molecular-beam epitaxy / K.K. Mahavadi, S. Sivanthan, M.D. Lange, X. Chu, J. Bleuse, J.P. Faurie // J. Vac. Sci. Technol. – 1990. – V. 8 (2). – P. 1210–1214.

5 Cavity structure effects on $CdHgTe$ photopumped heterostructure lasers / J. Bleuse, N. Magnea, J.-L. Pautrat, H. Mariette // Semicond. Sci. Technol. – 1993. – V. 8. – P. 5286–5288.

6 Optical gain and laser emission in $HgCdTe$ heterostructures / J. Bonnet-Gamard, J. Bleuse, N. Magnea, J. L. Pautrat // J. Appl. Phys. – 1995. – V. 78 (12). – 6908–6915.

7 II-VI infrared microcavity emitters with 2 post-growth dielectric mirrors / C. Roux, P. Filloux, G. Mula, J.-L. Pautrat // Journal of Crystal Growth. – 1999. – V. 201/202. – P. 1036–1039.

8 Room-temperature optically pumped $CdHgTe$ vertical-cavity surface-emitting laser for the 1.5 μ m range / C. Roux, E. Hadji, and J.-L. Pautrat // Applied Physics Letters. – 1999. – V. 75 (12). – P. 1661-1663.

46. Фотолюминесценция « p^+ - n » гетероэпитаксиальных слоев $CdHgTe/Si$

Мынбаев К.Д.¹, Баженов Н.Л.¹, Шиляев А.В.¹, Якушев М.В.², Варавин В.С.², Сидоров Ю.Г.², Ремесник В.Г.², Марин Д.В.², Дворецкий С.А.²

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

² Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

Интерес к технологии фотодиодов на основе $CdHgTe$ (КРТ), использующей для создания приборных структур формирование p^+ -области в материале электронного типа проводимости (« p^+ -на- n ») связан со значительно меньшими темновыми токами в таких структурах, что в конечном счете обеспечивает более высокую рабочую температуру и длинноволновую границу чувствительности фотодиодов [1]. Для создания « p^+ -на- n » структур в КРТ используют материал n -типа, полученный легированием донорной примесью, как правило, индием [1,2], в который проводят ионную имплантацию мышьяка с последующей термообработкой для активации введенной акцепторной примеси и отжига радиационных дефектов.

Мы сообщаем о результатах исследования поведения дефектов в $CdHgTe/Si$ при формировании « p^+ -на- n » структур ионной имплантацией. Для исследований был использован метод фотолюминесценции (ФЛ). Однородные по составу фоточувствительного слоя легированные индием (концентрация $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$) и номинально нелегированные гетероэпитаксиальные слои (ГЭС) $Cd_xHg_{1-x}Te$ толщиной от 5 до 7 мкм с $0.35 < x < 0.39$ были выращены на подложках (013)Si с буферными слоями CdTe и ZnTe в ИФП СО РАН [2]. Параметры ГЭС по данным исследования оптического пропускания при температуре $T=300 \text{ К}$ и измерений эффекта Холла при температуре $T=77 \text{ К}$ приведены в Таблице 1. В экспериментах по исследованию ФЛ сигнал возбуждался полупроводниковым лазером с длиной волны 1.03 мкм со стороны

ГЭС и регистрировался с использованием схемы синхронного детектирования охлаждаемым фотодиодом InSb со стороны подложки.

Таблица 1. Параметры исследованных ГЭС CdHgTe/Si

№ ГЭС	Состав, x	Концентрация электронов, n_{77} , см^{-3}	Подвижность электронов, μ_{n77} , $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	Легирование
1	0.35	$6.0 \cdot 10^{14}$	12000	—
2	0.37	$1.3 \cdot 10^{15}$	13000	In
3	0.37	$2.0 \cdot 10^{15}$	10000	In
4	0.38	$1.0 \cdot 10^{15}$	10000	In
5	0.39	$7.0 \cdot 10^{14}$	7000	—

На рис. 1(а) представлены спектры ФЛ ($T=80$ К) ГЭС №4 до («*s-grown*») и после различных видов обработки: 1) имплантации ионами As с энергией 200 кэВ и дозой $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ с последующим двухстадийным отжигом в насыщенных парах ртути (2 ч при $T=360$ °С и 24 ч при $T=225$ °С), 2) стандартного отжига для перевода в *p*-тип проводимости в атмосфере гелия при низком давлении паров ртути (15 ч при $T=260$ °С) и 3) циклического отжига для аннигиляции дислокаций, аналогичного описанному в [3]. В спектре исходного, *s-grown* образца при гелиевых температурах наблюдались линии экситона, локализованного флуктуациями состава (LE) (линия A), линия связанного экситона, переход на мелкий акцептор *c-A* (C, энергия залегания уровня $E_A \sim 11$ мэВ), и выраженный переход на более глубокий уровень *c-DT* (D, энергия залегания уровня $E_{DT} \sim 55$ мэВ). С увеличением температуры происходила ионизация соответствующих состояний, и линии, не связанные с межзонной рекомбинацией, постепенно исчезали, см. рис. 1(б). Что касается природы этих линий, то наличие мелких акцепторных состояний в ГЭС КРТ, выращенных на подложках из кремния, связывают с захватом неконтролируемых акцепторных примесей на структурные дефекты, специфичные для гетерокомпозиции CdHgTe/CdTe/ZnTe/Si [4]. Появление глубоких уровней с $E_{DT} \sim 55$ мэВ в МЛЭ КРТ с $x \sim 0.2$ и 0.3 по одной из гипотез связывалось с введением в материал донорной примеси — индия [5].

В спектре образца, подвергнутого отжигу в атмосфере He, доминировала линия LE (A') и присутствовала слабо выраженная линия *c-DT* (D'). Подобный вид имели и спектры номинально нелегированных образцов №1 и 5, прошедших аналогичный отжиг в *p*-тип в атмосфере He. Это не позволяет связать формирование глубоких уровней в CdHgTe/Si с легированием индием, а говорит скорее о неконтролируемом легировании материала. В спектрах ФЛ имплантированного и отожженного образца прослеживались линии, LE, *c-A* и *c-DT* с той же энергией залегания уровней, что и в *as-grown* ГЭС. После стравливания с поверхности образца слоя толщиной 1.2 мкм (что гарантировало удаление p^+ -области), в спектре оставалась «межзонная» линия A'', интенсивность линии *c-DT* ослабла, но стал проявляться переход *c-A* (линия C'') с $E_A \sim 11$ мэВ. Такая же структура спектра при низких (гелиевых) температурах была характерна для ГЭС, прошедшего циклический отжиг для аннигиляции дислокаций, однако максимум линии *c-A* после этого отжига здесь сместился на ~ 7 мэВ (подобный эффект ранее наблюдался в других структурах CdHgTe/Si [4]). При азотной температуре эта линия уже не прослеживалась, и в спектре оставалась только «межзонная» линия A'''.

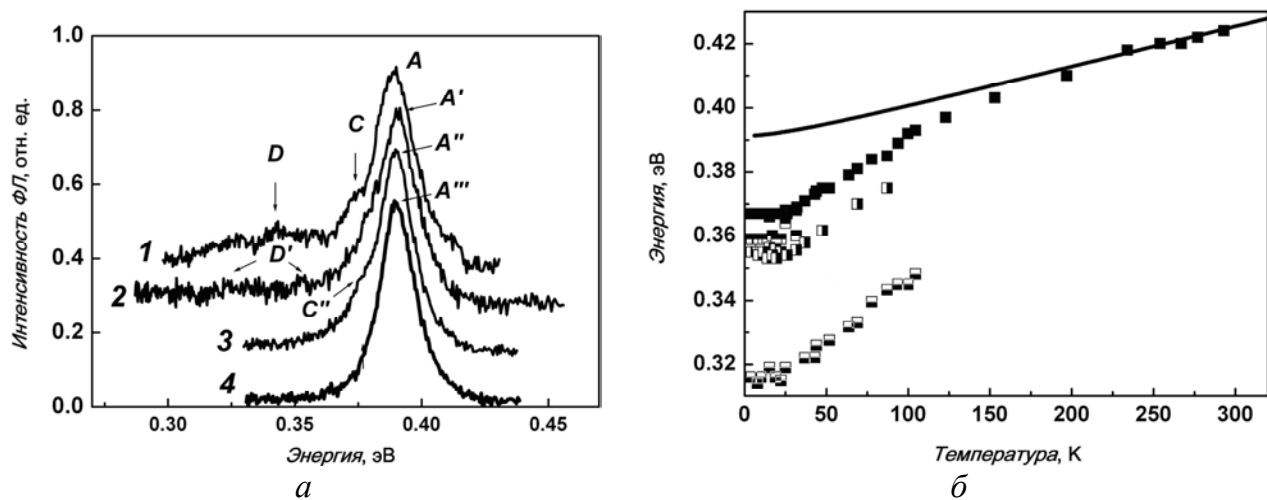


Рис. 1 Нормализованные спектры ФЛ ГЭС №4 (а): после роста (1), отжига в атмосфере He (2), ионной имплантации, активационного отжига и удаления поверхностного слоя толщиной 1.2 мкм (3), и циклического отжига (4), и температурные зависимости положения максимумов линий ФЛ в спектре as-grown структуры №4 (б); сплошная черная линия — расчетная зависимость ширины запрещенной зоны от температуры для $x=0.38$ по формуле из работы [6].

Измерение электрических параметров ГЭС №4 после низкотемпературного термического отжига в атмосфере He показало ожидаемые для такой обработки результаты (p -тип с концентрацией дырок $p_{77}=(1.5-3)\times 10^{16}$ см⁻³ и подвижностью $\mu_p=150-250$ см²/(В·с)). В то же время, после имплантации мышьяком и высокотемпературного активационного отжига в образце №4 произошла конверсия в дырочный тип проводимости по всей толщине ГЭС. Концентрация и подвижность дырок в ГЭС после активационного отжига были равны соответственно $p_{77}=3.8\times 10^{16}$ см⁻³ и $\mu_p=130$ см²/(В·с), а после удаления слоя толщиной 1.2 мкм они составили $p_{77}=1.9\times 10^{16}$ см⁻³ и $\mu_p=240$ см²/(В·с).

Сопоставление данных холловских измерений с данными ФЛ показывает, что свойства исследованных ГЭС МЛЭ Cd HgTe/Si в значительной мере определялись неконтролируемыми акцепторами, не связанными с введением индия. При этом примеси, ответственные за появление глубоких уровней, локализовались у поверхности ГЭС, в то время как мелкие акцепторы присутствовали по всему объёму слоёв. Таким образом, изготовление « p^+ -на- n » фотодиодных структур на основе ГЭС CdHgTe, выращенных МЛЭ на подложках Si, требует особого внимания к появлению неконтролируемому легированию на фоне присутствия структурных дефектов. В общем случае присутствие неконтролируемых акцепторов как центров рекомбинации Шокли-Рида снижает время жизни неосновных носителей заряда в n -области фотодиодов [2,3], а иногда, как следует из результатов настоящего исследования, оно может приводить и к полной конверсии материала в p -тип проводимости.

Литература

1. Mollard L., Destefanis G., Bourgeois G., et al. // J. Electron. Mater. 2011. V. 40. P. 1830.
2. Якушев М.В., Варавин В.С., Ремесник В.Г., Марин Д.В. // ФТП. 2014. Т. 48. С. 788.
3. Farrell S., Rao M.V., Brill G., et al. // J. Electron. Mater. 2011. V. 40. P. 727.
4. Ижнин И.И., Мынбаев К.Д., Якушев М.В., и др. // ФТП. 2012. Т. 46. С. 1363.
5. Swartz C.H., Tomkins R.P., Giles N.C., et al. // J. Electron. Mater. 2004. V. 33. P. 728.
6. Laurenti J.P., Camassel J., Bouhemadou A., et al. // J. Appl. Phys. 1990. V. 67. P. 6454.

47. Спектры оптического поглощения твердых растворов $TlGa_{1-x}Dy_xSe_2$

Керимова Э.М., Гасанов Н.З., Абасова А.З., Керимов Р.Н., Исмаилова П.Г.

Институт физики НАН, Баку, Азербайджан

Соединение типа $TlA^{III}X_2^{VI}$ (A-In, Ga; X-S, Se, Te) с низкоразмерной (слоистой, цепочечной, слоисто-цепочечной) структурой интересны тем, что сильная анизотропность кристаллической структуры предопределяет зависимость физических свойств этих соединений от главного кристаллографического направления. Для придания указанным кристаллам магнитных свойств, а также управления их физическими параметрами целесообразно частичное или полное замещение трехвалентных катионов индия и галлия переходными металлами и редкоземельными элементами, способными проявлять трехвалентные состояния.

Целью работы было получение твердых растворов $TlGa_{1-x}Dy_xSe_2$ и изучение их оптических свойств. Усовершенствованным методом Бриджмена-Стокбаргера были выращены совершенные монокристаллы $TlGa_{1-x}Dy_xSe_2$, имеющие выраженную слоистую структуру, что позволило изготовить достаточно тонкие плоскопараллельные образцы для оптических измерений.

Проведенный нами анализ спектров поглощения $TlGa_{0,99}Dy_{0,01}Se_2$, а именно зависимости $(\alpha\hbar\omega)^2$ от энергии фотона $\hbar\omega$ (α -коэффициент поглощения), позволил определить энергии прямых переходов в изучаемых кристаллах, а, следовательно, и ширину их запрещенной зоны E_g . В интервале температур от 80 до 300 К нами были прослежены температурные зависимости ширины запрещенной зоны, в частности, для твердого раствора $TlGa_{0,99}Dy_{0,01}Se_2$.

Как показали наши эксперименты, в структуре края поглощения монокристаллов $TlGaSe_2$ и твердых растворов $TlGa_{0,99}Dy_{0,01}Se_2$ при $x=0,01$ наблюдаются следующие различия: а) при низких температурах в $TlGa_{0,99}Dy_{0,01}Se_2$ не удается обнаружить полосу поглощения, связанную с образованием экситона вблизи прямого края; б) температурный коэффициент ширины их запрещенной зоны в интервале температур 80-120 К для $TlGaSe_2$ составляет

$-3 \cdot 10^{-4}$ эВ/К, а для $TlGa_{0,99}Dy_{0,01}Se_2$ $-7 \cdot 10^{-4}$ эВ/К, т.е. отличается более чем в 2 раза; в) величина коэффициента поглощения в $TlGa_{1-x}Dy_xSe_2$ заметно выше, чем в $TlGaSe_2$. В интервале температур 120-300 К для обоих кристаллов dE_g/dT составляет примерно $-2,1 \cdot 10^{-4}$ эВ/К. Коротковолновое смещение ширины запрещенной зоны у $TlGa_{0,99}Dy_{0,01}Se_2$ по отношению к $TlGaSe_2$ составляет около 90 мэВ, к примеру, при температуре 80 К для $TlGaSe_2$ $E_g=2,192$ эВ, а для $TlGa_{0,99}Dy_{0,01}Se_2$ $-2,287$ эВ, т.е. замещение 1% атомов галлия атомами редкоземельного элемента диспрозия заметно увеличивает ширину запрещенной зоны монокристалла $TlGaSe_2$.

48. Влияние атомов примеси Sm и гамма излучения на спектры фотопроводимости слоистых монокристаллов GeS

Мадатов Р.С., Алекперов А.С., Гасанов О.М., Байрамов Р.Б.

Азербайджанский государственный педагогический университет, Баку

Институт Радиационных исследований НАН, Баку, Азербайджан

Изучены поляризационные спектры фотопроводимости (ФП) слоистых кристаллов GeS легированных атомами Sm, выращенных методом Бриджмена. В области края собственного поглощения в спектрах фотопроводимости наблюдаются два сильно поляризованных максимума, разрешенных в поляризации $\vec{E} \parallel \vec{a}$ либо $\vec{E} \parallel \vec{b}$. При температурах выше 200 К, в монокристалле $Ge_{0,995}Sm_{0,005}S$ наблюдается примесный пик, тогда как в идентичных условиях, в монокристалле GeS этот эффект не

обнаружился. Выше температуры 320 К фоточувствительность слоистых кристаллов исчезает, и кристалл переходит в низкоомное состояние. Как внешний фактор гамма излучение в дозах 30 Крад увеличивает фотопроводимость на 30%.

1. Введение

Широкие возможности использования слоистых кристаллов в фотоэлектронике, вызвали значительный интерес к ним. Эти кристаллы отличаются сильной анизотропией физических свойств. Она существенно сказывается на оптических и фотоэлектрических характеристиках. В последние годы было создано уникальное устройство из сульфида германия. Так как моносульфид германия очень хорошо поглощает солнечную энергию, это и позволит создать эффективные солнечные батареи [1].

Задача настоящей работы – изучение влияния атомов примеси Sm, гамма излучений на спектры ФП слоистых кристаллов GeS.

2. Синтез и получение монокристаллов.

Для получения поликристаллов $Ge_{1-x}Sm_xS$ ($x=0,005$), наиболее удобным методом является прямое сплавление рассчитанных количеств германия, серы и самарий.

В качестве исходных материалов для синтеза, нами использовались кристалл германия с удельным сопротивлением 50 Ом·см, сера марки «В5» и самарий «См-1». Рассчитанные навески элементов загружались в кварцевую ампулу длиной 15-20 см и диаметром 2,2 см. Ампула откачивалась до давления 10^{-4} мм.рт.ст. и запаивалась. Во избежание взрыва поликристаллы германия измельчали и превратили в порошок а синтез осуществили в два этапа: первоначально, ампулу нагревали со скоростью 2-3 град/мин до $450^{\circ}C$ и выдерживали 8 часов, а потом температура повышалась до $1000^{\circ}C$ со скоростью 1-2 град/мин и выдерживалась 10-12 часов. По окончании синтеза, ампула охлаждалась вместе с печью [2].

Монокристаллы $Ge_{1-x}Sm_xS$ ($x=0,005$) выращивались методом Бриджмена. Температура верхней зоны составляла на 50° выше, а нижней зоны на 50° меньше плавления кристалла. Скорость движения ампулы в двухзонной печи составляла 2 мм/час. Выращенные тройные монокристаллы имели, чаще всего, форму пластинок размером $15 \times 10 \times 0,2$ мм с осью \vec{c} , перпендикулярной плоскости спайности.

Синтезированные поликристаллические сплавы GeS и $Ge_{1-x}Sm_xS$ ($x=0,005$) изучались методами дифференциального термического и рентгено-структурного анализов. Было установлено, что примесные атомы Sm снижают температуру плавления на 50 градусов [3].

Рентгеноструктурные исследования монокристаллов GeS и $Ge_{1-x}Sm_xS$ ($x=0,005$), показали наличие у кристаллов трех осей второго порядка, расположенных под углом 90° , что позволяет отнести эти кристаллы к ромбической сингонии. Атомы примеси ничтожно искажают периоды решетки GeS. Никакого фазового перехода, при нагревании этих кристаллов, не наблюдается.

3. Методика эксперимента.

Измерение спектров ФП осуществлялось в режиме постоянного поля. В качестве специального прибора использовался светосильный монохроматор МДР-2. Для исследования отбирались слоистые монокристаллы с атомногладкими естественными гранями (001), на которые наносили контакты аквадаком, позволяющие прикладывать электрическое поле вдоль кристаллографической оси \vec{b} .

Для проведения исследования, в широком температурном интервале (80-320К) был использован азотный криостат. Кристаллы прижимались к стенке азотной ванны пружинным устройством и температура этих кристаллов определялась платиновым датчиком марки ИС-568А. Полученный электрический сигнал поступал на тераомметр марки Е6-13А, затем на вход двухкоординатного самописца марки Н-307/2.

Приведенные опыты со слоистыми кристаллами типа $A^{IV}B^{VI}$ показывает, что определенная доза гамма излучения (в зависимости от кристалла и от его температуры), сильно влияет на спектр ФП. Облучение образцов гамма квантами осуществлялась на установке Co^{60} при комнатной температуре.

4. Результаты и их обсуждение.

Результаты исследования спектрального распределения ФП монокристаллов GeS и $Ge_{1-x}Sm_xS$ ($x=0,005$) при постоянном электрическом поле, приложенном вдоль слоев в широком температурном интервале: 80-320 К. При измерении спектров ФП в неполяризованном свете проявляются одновременно два максимума. Исследования спектров ФП в поляризованном свете свидетельствуют о наличии двух краев поглощения (рис 1.), соответствующие поляризациям $\vec{E} \parallel \vec{a}$ и $\vec{E} \parallel \vec{b}$.

Примесные атомы Sm образуют дополнительный максимум (рис 1. б) выше температуры 200К.

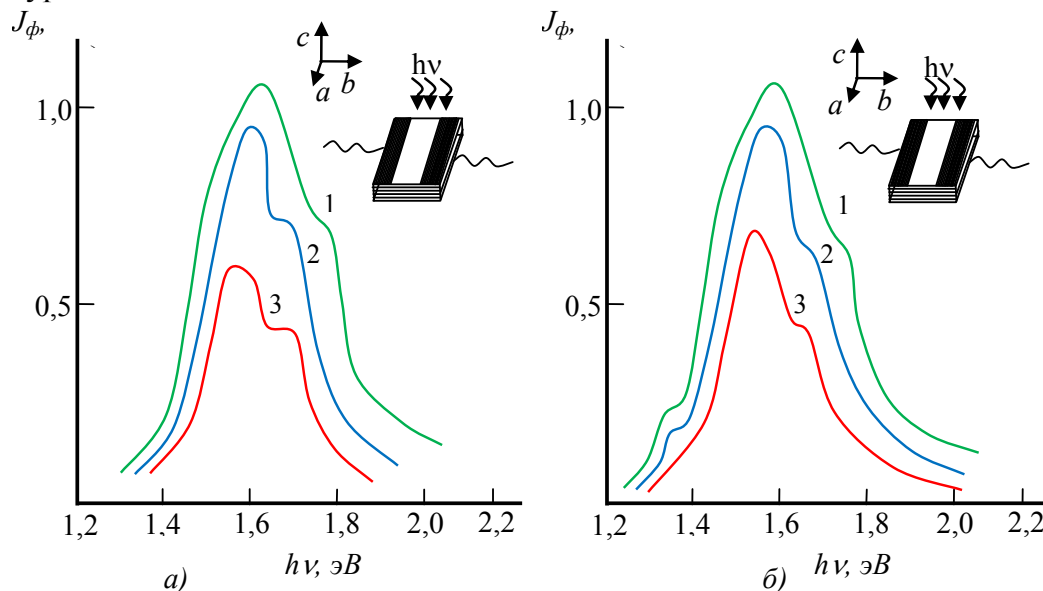


Рис.1. Спектральное распределение ФП кристалла а-GeS; б- $Ge_{1-x}Sm_xS$ ($x=0,005$); 1-300К; 2-200К; 3-80К.

При комнатной температуре ($T=293K$) в спектрах ФП монокристалла GeS (рис.1а) наблюдается два максимума: один, при энергии фотонов $h\nu=1,65$ эВ, проявляется в поляризации $\vec{E} \parallel \vec{a}$ и второй, при энергии фотонов $h\nu=1,73$ эВ, в поляризации $\vec{E} \parallel \vec{b}$. С понижением температуры оба собственных максимума смещаются в коротковолновую область со скоростью $\frac{dh\nu_{\max}}{dT} = -3 \cdot 10^{-4} \frac{\text{эВ}}{K}$ и

$\frac{d\nu_{\max}}{dT} = -2 \cdot 10^{-4} \frac{\text{эВ}}{K}$ соответственно. Кроме того, с понижением температуры второй максимум резко выделяется, что объясняется увеличением анизотропности сложных монокристаллов.

В отличие спектрального распределения ФП монокристалла GeS, в спектре ФП тройного соединения $Ge_{1-x}Sm_xS$ ($x=0,005$), проявляется дополнительный максимум, при энергии фотонов $\sim 1,3\text{эВ}$, связанный с дефектообразованием из-за отклонения от стехиометрического равновесия. Большая разница атомных радиусов вводимой примеси (Sm) и замещаемого атома (Ge) процесс легирования сопровождается генерацией дополнительных собственных точечных дефектов. Примеси элемента Sm, замещая катионы и не имея во внешней оболочке на один электрон меньше, чем атомы германия, обладают акцепторным действием. Таким образом, атомы Sm растворяются в вакансиях, то есть идет процесс заполнения катионных вложений. В связи с этим резко уменьшается концентрация дырок, приводя к резкому падению темновой электропроводности и увеличению интегральной ФП. При локализации атомов Sm в вакансиях увеличивается концентрация точечных дефектов нового типа – примесных дефектов замещения, ответственных за примесную ФП с максимумом при $h\nu=1,3\text{эВ}$. Сложная электронная конфигурация атомов редкоземельных металлов, в том числе атомов самария, позволяет осуществить эти явления при температуре выше 200К [3].

Дефектообразование в моносulfиде германия, при отклонении от стехиометрии и легировании, обуславливает разупорядочение решетки и проявляется в уменьшении интенсивности и усмирении собственных максимумов, а также в ослаблении их зоне

На спектр ФП этих сложных кристаллов оказывает сильное влияние, наряду с примесными атомами, гамма излучение. В зависимости от дозы излучения ФП кристаллов меняется по разному.

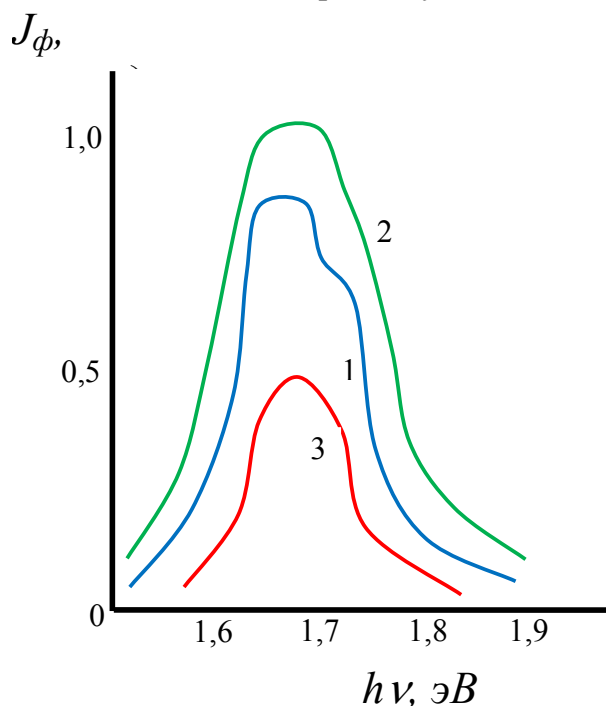


Рис. 2. Спектральное распределение ФП кристалла облученными гамма квантами $Ge_{1-x}Sm_xS$ ($x=0,005$)

1-до облучения; 2- после облучения в 30 крэд; 3- после облучения в 50 крэд

На рис. 2 показано спектральное распределение ФП облученного различными дозами ($D=30$ крэд и 50 крэд), $Ge_{1-x}Sm_xS$ ($x=0,005$). При дозе облучения до 30 крэд, происходит увеличение фотопроводимости на 30 %, что связано с увеличением концентрации медленных центров рекомбинации и влиянием уровней прилипания на время жизни неравновесных дырок. Электроны, захваченные s- центрами, переходят на r- центры, увеличивая время жизни дырок, что приводит к возрастанию фототока.

С ростом излучения максимум соответствующий поляризации $\vec{E} \parallel \vec{b}$ исчезает, ФП уменьшается приблизительно в два раза. Это указывает на возникновение большого количества центров рекомбинации в запрещенной зоне с большим сечением захвата для носителей тока.

Таким образом, гамма излучение приводит к образованию мелких акцепторных уровней прилипания, компенсирующих глубокие доноры, являющимися чувствительными центрами рекомбинации (r- центрами), что приводит к увеличению фоточувствительности в монокристаллах GeS со слоистой структурой.

49. Влияние γ -облучения на параметры локальных уровней в p-GaSe и p-GaSe <Tl> при постоянном токе

Исмаилов А.А., Ахмедов Г.М.

*Институт Физика НАН, Баку, Азербайджан
Азербайджанский технический университет, Баку*

Развитие микроэлектроники (наноэлектроника, оптоэлектроника), а также новейших направлений научных исследований таких, как свойства систем с пониженной размерностью выдвигают все возрастающие требования к качеству полупроводниковых материалов [1].

Целью работы являлось изучение влияния γ -облучения на параметры локальных уровней в p-GaSe и p-GaSe <Tl> при постоянном токе.

Для получения монокристаллов был использован метод Бриджмена-Стокбаргера [2-3].

На рис.1 показаны температурной зависимости облученных монокристаллов p-GaSe, p-GaSe <1 mol. % Tl>, p-GaSe<2mol. % Tl> и p-GaSe <2,5 mol. % Tl> в температурном интервале 100-294K при постоянном токе.

Для объяснения результатов, полученных из эксперимента сравнительным методом исследования проводились до и после облучения γ -квантами. На основании полученных данных было выяснено, что при увеличении дозы облучения увеличивается концентрация носителей тока и при этом растет электропроводность. Таким образом, такое увеличение связано с увеличением концентрации носителей тока. В случае, если полупроводник p-GaSe при увеличении концентрации образованные дефекты являются электро-положительно. А в случае уменьшения концентрации, образованные дефекты являются электро-отрицательными. А для n-типа образцов данный процесс происходит наоборот. Для оценки параметров локального уровня был построен график Шкловского. Изучены параметры локальных уровней необлученных и облученных монокристаллов p-GaSe, p-GaSe <1 mol. % Tl>, p-GaSe<2mol. % Tl> и p-GaSe <2,5 mol. % Tl> при постоянном токе которые затем приведены табл. 1.

Установлено, что, появление высоко концентрационного ловушечного уровня в запрещенной зоне связано с процессами легирования и облучения в монокристаллах p-GaSe, в результате которых появляется новый структурный дефект, который влечет за собой ряд изменений: сужение разброса ловушечных состояний вблизи уровня Ферми, уменьшение среднего расстояния между прыжками, а также уменьшение энергии активации.

Результаты, полученные из эксперимента для необлученных монокристаллов p-GaSe, p-GaSe <1 mol. % Tl>, p-GaSe<2mol. % Tl> и p-GaSe <2,5 mol. % Tl> проведенные при постоянном токе, согласуются с результатами эксперимента полученными в [4].

Параметры локальных уровней необлученных и облученных монокристаллов p-GaSe, p-GaSe <1 mol. % Tl>, p-GaSe<2mol. % Tl> и p-GaSe <2,5 mol. % Tl> при постоянном токе

N	Монокристаллы	Доза облучения D_γ , крад	T_0 , K	N_F , $\text{эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$	R_{cp} , А	ΔE , эВ	N_t , см^{-3}
1	p-GaSe		$1,36 \cdot 10^7$	$47 \cdot 10^{17}$	205,23622	159247	$5,53 \cdot 10^{16}$
2		100	$5,25 \cdot 10^6$	$146 \cdot 10^{17}$	165,7876	1286	$1,056 \cdot 10^{19}$

N	Моно-кристаллы	Доза облучения D_γ , крэд	T_0 , К	N_F , $\text{эВ}^{-1}\cdot\text{см}^{-3}$	$R_{\text{ср}}$, А	ΔE , эВ	N_t , см^{-3}
3	p-GaSe <1 mol. % Tl>		$5,92\cdot 10^6$	$999\cdot 10^{17}$	168,2085	,125482	$1\cdot 10^{17}$
4		100	$5,43\cdot 10^6$	$74\cdot 10^{17}$	164,55851	,1227	$1,07\cdot 10^{17}$
5	p-GaSe <2 mol. % Tl>		$4,74\cdot 10^6$	$98\cdot 10^{17}$	157,5885	,122	$1,226\cdot 10^{17}$
6		100	$3,91\cdot 10^5$	$21\cdot 10^{19}$	85,279775	,063657	$7,702\cdot 10^{17}$
7	p-GaSe <2,5 mol. % Tl>		$4,734\cdot 10^5$	$1\cdot 10^{19}$	89,455995	,066731	$6,679\cdot 10^{19}$
8		100	$5,784\cdot 10^3$	$185\cdot 10^{20}$	29,44	022874	$1,87\cdot 10^{19}$

ЛИТЕРАТУРА

- Ismailov A., Babaev S., Tagiev M. and Allahverdiev K. Far-infrared absorption spectra of ϵ -InSe. Phys. stat. solidi (b), 1993, 176, k.39.
- Исмаилов А.А., Гасымов Ш.Г., Мамедов Т.С., Аллахвердиев К.Р. Влияние давления на электропроводность и эффект Холла в монокристаллах селенида индия. ФТП, 1992, т.26, №11, с.1995-1997.
- Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. Пер. с англ М.: Мир, 1974, 472с.
- Мустафаева С.Н., Асадов М.М., Исмаилов А.А. Перенос заряда по локализованным состояниям в монокристалле GaSe и GaSe<Tl> Изв. РАН Неорганические материалы, т.47, №9, с.1040-1043, 2011.

50. Влияние электронного облучения на диэлектрические свойства монокристалла TlGaS_2 в переменных электрических полях

Мустафаева С.Н., Асадов М.М., Исмаилов А.А.

Институт физики НАН, Баку, Азербайджан

Монокристаллы TlGaS_2 являются слоистыми высокоомными полупроводниками, проявляющими чувствительность к видимой и рентгеновской области спектра, а также к γ -облучению. Представляло интерес изучение влияния электронного облучения на их физические свойства. В настоящей работе проведены частотные исследования диэлектрических свойств и ас-проводимости монокристалла TlGaS_2 под воздействием различных доз электронного облучения с целью выяснения природы диэлектрических потерь и механизма переноса заряда на переменном токе.

Для измерений электрических и диэлектрических характеристик из монокристаллов TlGaS_2 скалывались пластинки толщиной ~ 300 мкм, на которые наносились обкладки из серебряной пасты. Площадь обкладок составляла ~ 0.25 см². Изготовленные из TlGaS_2 конденсаторы помещались в экранированную измерительную ячейку. Частотные зависимости диэлектрической проницаемости (ϵ), тангенса угла диэлектрических потерь ($\text{tg}\delta$) и ас-проводимости ($\sigma_{\text{ас}}$) получены с помощью измерителя добротности ВМ-560 (50 кГц – 35 МГц) при $T = 300$ К.

Облучение образцов проводилось на электронном линейном ускорителе ЭЛУ-4. Образцы из монокристалла TlGaS_2 облучались потоком электронов с энергией 4 МэВ. Доза e^- -облучения (Φ) варьировалась в пределах от $2\cdot 10^{12}$ до $2.4\cdot 10^{13}$ э/см².

Установлено, что e^- -облучение монокристалла TlGaS_2 дозами $2\cdot 10^{12}$ – $2.4\cdot 10^{13}$ э/см² приводит к уменьшению действительной составляющей (ϵ') комплексной диэлектрической проницаемости в области высоких частот ($f > 10^6$ Гц), увеличению её мнимой составляющей (ϵ''), тангенса угла диэлектрических потерь ($\text{tg}\delta$) и ас-

проводимости (σ_{ac}) поперек слоев во всей изученной области частот. При дозах облучения $2 \cdot 10^{12} - 2.4 \cdot 10^{13}$ э/см² в TlGaS₂ имеют место потери сквозной проводимости и по мере накопления дозы e^- -облучения значительно увеличивается дисперсия ϵ'' и $\text{tg}\delta$. В области частот $f = 5 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^7$ Гц в облученных образцах TlGaS₂ ас-проводимость изменялась по закону $\sigma_{ac} \sim f^n$ (где $n = 0.7 - 0.8$), характерному для прыжкового механизма переноса заряда по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми. Оценены параметры локализованных состояний в TlGaS₂ в зависимости от дозы e^- -облучения, такие как плотность состояний вблизи уровня Ферми N_F и их энергетический разброс ΔE (таблица).

Доза e^- -облучения Φ , э/см ²	N_F , эВ ⁻¹ ·см ⁻³	ΔE , эВ
0	$5.9 \cdot 10^{18}$	0.15
$2 \cdot 10^{12}$ 8.4	$\cdot 10^{18}$	0.106
$6 \cdot 10^{12}$ 9.5	$\cdot 10^{18}$	0.094
$2.4 \cdot 10^{13}$ 1.5	$\cdot 10^{19}$	0.066

51. Efficiency of ion-induced secondary electron emission from photocathode surface in an IR image converter

E. Koç¹ and B.G. Salamov^{1,2}

¹Physics Department, Faculty of Sciences, Gazi University, Ankara, Turkey

²Institute of Physics, National Academy of Science, Baku, Azerbaijan

In an IR image converter, ion-induced secondary electron emission coefficient (γ_i) from photocathode surface in the discharge plasma was experimentally studied. The investigations of photocathode surface-plasma contact are performed to carry a step forward the microelectronics applications including electro-optical technology and solid-state detectors [1, 2]. The influence of photocathode surface on vacuum provides a remarkable peculiarity with the increasing of cold-electron flowing from photocathode for the continuousness of plasma and to obtain an efficient and homogeneous discharge area at microgaps [3]. Under high electric field ($\approx 10^7$ V/m), in photosensitive GaAs:Cr semiconductor material plasma breakdown curves were obtained at the different IR light intensities (up to 1.27×10^{-3} W/cm²) and in nitrogen plasma environment. These comparisons of breakdown curves show that an applied voltage value for the onset of discharge decreases when the intensity of IR light absorbed by cathode is gradually increased. As related to electron escape depth, with respect to plasma volume these differences are explained on the basis of increase of photoconductivity of semiconductor material.

The magnitude of γ_i levels from surface was computed in the range of $E/N=400-10000$ Td with the aspect of Townsend coefficient approaches including electron flow from photocathode surface and plasma-space ionization processes when the photocathode resistivity was changed. At 690 Torr it was found that the number of electron liberated by cathode without IR light remains at the lower values as $\gamma_i=0.00071$ in comparison with illumination case. This means that electrons having a rather deep escape depth in comparison with illumination case don't gain a sufficient energy for emission from surface. However, at 690 Torr we obtained that, when the conductivity of photocathode increases, the amount of electron emitted by cathode in the case of IR light into vacuum begins to increase as $\gamma_i = 0.0061$ on the basis of change of electron escape depth in cathode, which is related to an increase of number of electron carried from band to band with the conversion from optical process to electronic process into material. An electron escape depth in photocathode with ion-photocathode surface interaction becomes sufficient for emission in a large number of electrons from solid surface with the illumination of cathode. Thus, in a

photocathode material an electron escape depth leads to an important factor which results in the increase of the amount of cold-electron flowing from photocathode into vacuum when the IR light intensity is increased. With the increasing of intrinsic electron transmission in semiconductor material, γ_i results obtained from photodetector give a comparable knowledge about the electron emission characteristics of photocathode surface with respect to the change of electron escape depth.

Acknowledgments: This study is supported by Gazni University BAP Research Projects 05/2013-11.

[1] M. Pristovsek, *Phy. Status Solidi B*, 247, 8, 1974-1978, 2010.

[2] G. M. Marshall, G. P. Lopinski, F. Bensebaou and J. J. Dubowski, *Nanotechnology*, 22 235704, 2011.

[3] B. G. Salamov, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 37, 2496–2501, 2004.

52. Насыщение чувствительности фотодиодов на основе антимонида индия в поле лазерного излучения

Чишко В.Ф.¹, Средин В.Г.², Сахаров М.В.², Воробьев А.А.², Астраускас Й.И.²,
Васильева Ю.В.², Карпов В.В.¹, Астахов В.П.¹

¹ ОАО «Швабе-Фотосистемы», Москва, Россия

² РВСН им. Петра Великого, Москва, Россия

В работе исследовались рабочие характеристики фотодиодов на основе InSb в поле интенсивного лазерного излучения. Фотодиоды изготовлены по планарной технологии из антимонида индия с концентрацией электронов $10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$. P-n переход получен методом ионной имплантации Be^+ с глубиной залегания не более 0,3 мкм. Концентрация дырок в p-области составляла $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Толщина базовой n-области – 450 мкм. Поверхность фотодиода пассивировалась путем электрохимического нанесения анодного окисла и дальнейшего напыления монооксида кремния. Схематическое изображение фотодиода представлено на рис. 1.

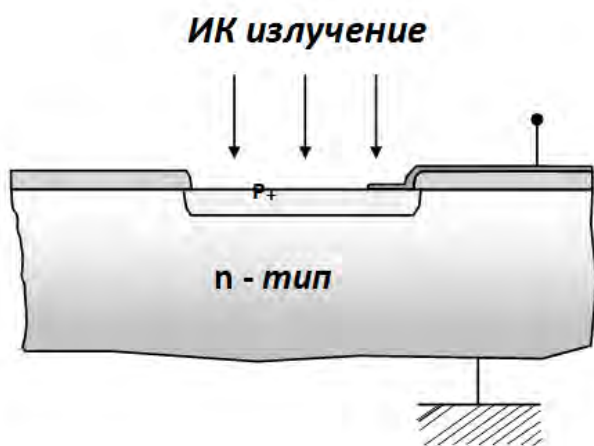


Рис.1. Структура планарного фотодиода на основе InSb

Диаметр фотодиода составлял 1 мм. Фотодиод был смонтирован в азотный заливной криостат. Сигнал фотодиода обрабатывался трансимпедансным усилителем, выходной сигнал с которого регистрировался цифровым осциллографом. В качестве источника излучения использовался импульсный лазер на иттрий-алюминиевом гранате, легированном ионами эрбия, работавший в режиме свободной генерации. Параметры лазерного излучения представлены в табл. 1. Форма волновой поверхности

лазерного пучка была близка к гауссовой. Оптическая система позволяла управлять размером поперечного сечения пучка, а также плотностью мощности излучения с помощью набора нейтральных ослабителей. Для формирования тестового сигнала на фотоприемнике использовали маломощную специальную лампу накаливания, спектр излучения которой близок к спектру абсолютно черного тела.

Параметры лазерного излучения

Параметр	Значение
Длина волны излучения, мкм	2,93
Энергия импульсов, мДж	80-85
Энергия кванта ЛИ, эВ	0,4232
Диаметр лазерного пучка на выходе, мм	3
Расходимость лазерного пучка, мрад	2
Длительность импульсов, мкс	100-110

На рис. 2 показан график полученной нами зависимости тока фотодиода от плотности мощности лазерного излучения.

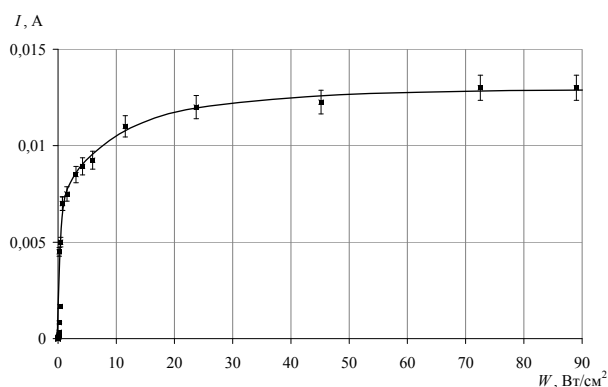


Рис. 2. График зависимости тока фотодиода от мощности лазерного излучения

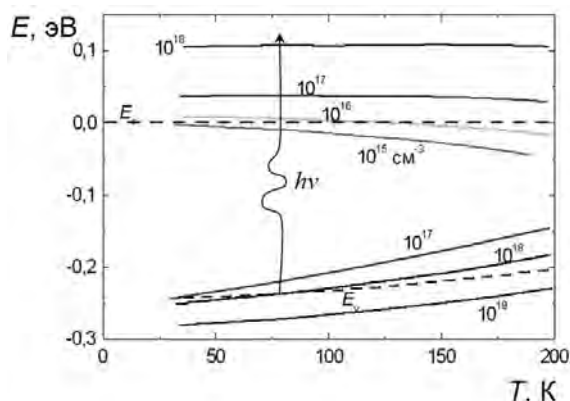


Рис. 3. Зависимость от температуры положения квазиуровней Ферми для различных концентраций электронов и дырок

График зависимости состоит из двух участков: первого (начального участка), близкого к линейному, характерному для фотодиодов рассматриваемого типа и второго (участка насыщения), на котором при плотности мощности излучения свыше 30 Вт/см^2 фотодиод переходит в режим насыщения сигнала, остающегося неизменным вплоть до мощности 10^3 Вт/см^2 , при этом ток фотодиода достигает значения 12 мА . Следует отметить, что даже при максимально достижимых в наших экспериментах плотностях мощности излучения эффекты деградации чувствительности фотодиода к тестовому сигналу АЧТ и видимые разрушения на поверхности фотодиода не наблюдались. Потеря чувствительности к тестовому сигналу происходит только на промежутках времени, равный длительности лазерного импульса.

Объяснение наблюдаемого насыщения чувствительности фотодиода возможно в рамках модели динамического эффекта Бурштейна-Мосса. Оценим концентрацию неравновесных носителей в предположении межзонной рекомбинации неравновесных электронов и дырок и независимости времени жизни от интенсивности излучения. При этих предположениях концентрация неравновесных электронов n и дырок p зависят от мощности лазерного излучения следующим образом:

$$n = p = \frac{\alpha \cdot \tau \cdot W}{q \cdot h\nu}, \quad (1)$$

где α – коэффициент поглощения на длине волны лазерного излучения; τ – время жизни неравновесных носителей; q – заряд электрона; $h\nu$ – энергия кванта лазерного излучения. Для расчета по (1) нами принималось $\alpha \approx 10^3 \text{ см}^{-1}$ [1], $\tau \approx 10^{-6} \text{ с}$ [2], для этих значений параметров рассчитанная концентрация неравновесных электронов n и дырок p при мощности лазерного излучения $W > 70 \text{ Вт/см}^2$ составляет $n = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Для полученных значений концентрации квазиуровень Ферми для

электронов попадает в зону проводимости и эффективно увеличивает значение ширины запрещенной зоны. На рис. 3 представлены положения квазиуровней Ферми для различных концентраций электронов и дырок для InSb в зависимости от температуры [2].

При поглощении интенсивного лазерного излучения происходит разогрев фоточувствительного материала. Расчет нагрева проводился для случая совмещения центра пучка лазерного излучения с центром фотодиода. Распределение энергии по сечению пучка $f_E(r)$ описывалось законом Гаусса с СКО $\sigma_n = 0,5$ мм, определяемым из выражения $D_n = 6\sigma_n$, где D_n – диаметр пучка лазерного излучения на фотодиоде. Энергия лазерного излучения, поглощенная фотодиодом, с учетом отражения составила:

$$E_{\text{фд}} = (1 - R) \int_0^{D_{\text{фд}}/2} E \cdot f_E(r) dr = 26 \text{ мДж},$$

где R – коэффициент отражения лазерного излучения, $D_{\text{фд}}$ – диаметр чувствительного элемента фотодиода, E – энергия лазерного импульса.

Рассчитанная температура [3] нагрева материала фотодиода вследствие поглощения лазерного излучения с энергией в импульсе 85 мДж длительностью 100 мкс составила:

$$T = T_0 + \frac{E_{\text{фд}}}{C_p \cdot \rho \cdot S_{\text{фд}} \cdot \delta_{\text{фд}}} = 207 \text{ К},$$

где $T_0 = 77$ К, C_p – удельная теплоемкость InSb, ρ – его плотность, $S_{\text{фд}}$ – площадь поверхности и $\delta_{\text{фд}}$ – толщина фотодиода. Соответствующее данной температуре уменьшение ширины запрещенной зоны за счет нагрева составило 0,02 эВ (см. рис. 3), что на порядок меньше, чем смещение за счет эффекта Мосса-Бурштейна.

Таким образом, при достигаемых в наших экспериментах плотностях мощности лазерного излучения, генерирующего приведенную выше концентрацию носителей, наступает нелинейный оптический эффект просветления материала.

Физическая модель наблюдаемого эффекта представляется следующей: в начальный момент воздействия лазерного излучения в течение времени τ генерируются носители на глубине $1/\alpha$, которая меньше диффузионной длины дырок и происходит эффективный сбор неравновесных носителей. Далее с течением времени концентрация неравновесных носителей растет, вследствие чего возникает эффект Бурштейна-Мосса. В результате поглощение света в этой области уменьшается, что приводит к насыщению фототока. Кроме того вследствие эффекта Бурштейна-Мосса область эффективного поглощения сдвигается вглубь образца за пределы диффузионной длины, что приводит к ухудшению сбора носителей, несмотря на рост их генерации.

Литература

1. Oszwaldowski, M. and M. Z impel, J. Phys. Chem. Sol ids 49, 10, 1988, 1179 - 1185.
2. www.joffe.ru/sva/nsm.
3. Средин В.Г., Сахаров М.В. Математическая модель воздействия лазерного импульса на многослойную полупроводниковую фоточувствительную структуру. / Прикладная физика, 2011 г., № 2. – С. 3-8.

53. Исследование электрофизических параметров высокотемпературного фотодиода Шоттки на основе Au/n-GaP

Рудневский В.С.

ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

В работе представлены результаты исследований вольт-амперных характеристик (ВАХ) высокотемпературного фотодиода Шоттки (ФДШ) на основе фосфида галлия (GaP), аналогичного представленному в [1].

Исследуемый фотодиод Шоттки Au/ n-GaP помещался в специально сконструированный измерительный криостат-термостат с системой управления, позволяющей регулировать температуру в диапазоне от минус 195 °С до +350 °С с точностью не хуже $\pm 0,5$ °С [2]. Перед измерениями вольт-амперных характеристик фотодиод был подвергнут предварительному отжигу при температуре +250°С в течение 6 часов с целью стабилизации его параметров.

На рис. 1, 2 представлены маркерами типичные экспериментальные вольт-амперные характеристики прямых и обратных ветвей исследованного ФДШ Au/n-GaP при температурах от +18°С до +250°С с интервалом 25°С.

Исследования показали, что высота барьера Шоттки равна 1,304 эВ и не зависит от температуры. Коэффициент неидеальности равен 1,05 2 и почти не зависит от температуры. Постоянная Ричардсона ~ 53 А/см²·К².

При $I_{PP} < 10^{-12}$ А и $V_{PP} < 0,3$ В ток линейно зависит от напряжения и нелинейно от температуры. $R_{SH} = V_{PP}(\pm 10 \text{ мВ}) / I_{PP}$, где R_{SH} сопротивление фотодиода при напряжении ± 10 мВ. Зависимость $\ln(R_{SH}) = f(1/T)$ близка к линейной. Из экспериментальных данных получено:

$$R_{SH}(T) \approx 2,2 \cdot 10^6 \cdot \exp\left(\frac{2260}{T}\right) \approx 2,2 \cdot 10^6 \cdot \exp\left(\frac{q \cdot 0,19}{kT}\right) \quad (1)$$

Вероятно $R_{SH}(T)$ определяется током утечки, вызванным термоэлектронной эмиссией через барьер высотой $\sim 0,19$ эВ в дефектных областях эпитаксиального слоя полупроводника [3,4].

Выражение для прямой и обратной ветвей ВАХ диода Шоттки будут иметь вид (без учета последовательного сопротивления):

$$I_{PP} \approx SA^*T^2 \cdot \exp\left(-\frac{q \cdot 1,304}{kT}\right) \cdot \left(\exp\left(\frac{q}{1,052 \cdot kT} \cdot V_{PP}\right) - 1\right) + \frac{V_{PP}}{R_{SH}(T)} \quad (2)$$

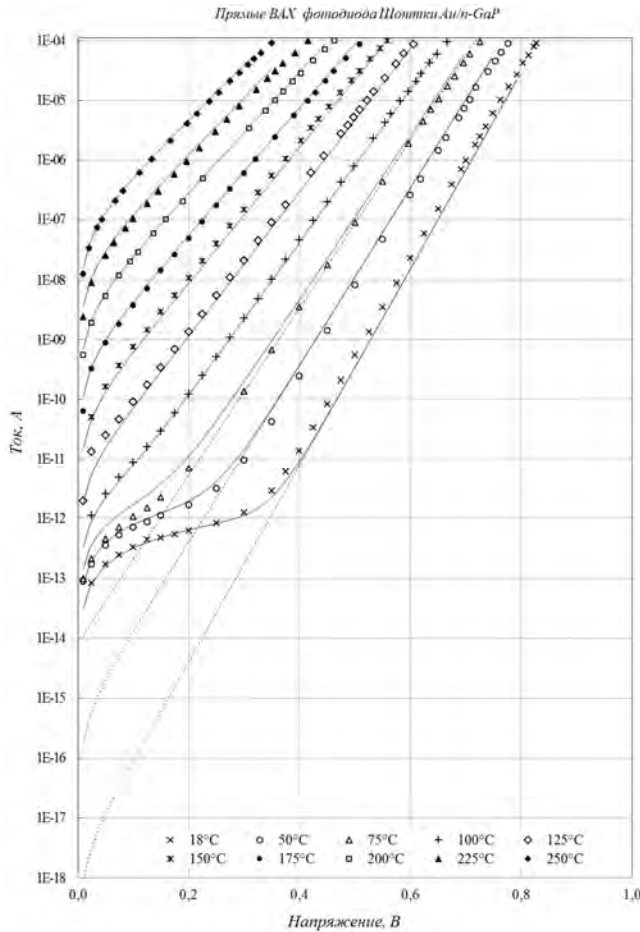


Рис. 1. Прямые ВАХ Au/n-GaP фотодиода Шоттки при различных температурах: маркеры – экспериментальные данные, штриховые линии – расчетные данные по формуле (2) при $R_{SH}=\infty$, сплошные линии – расчетные данные по формуле (2)

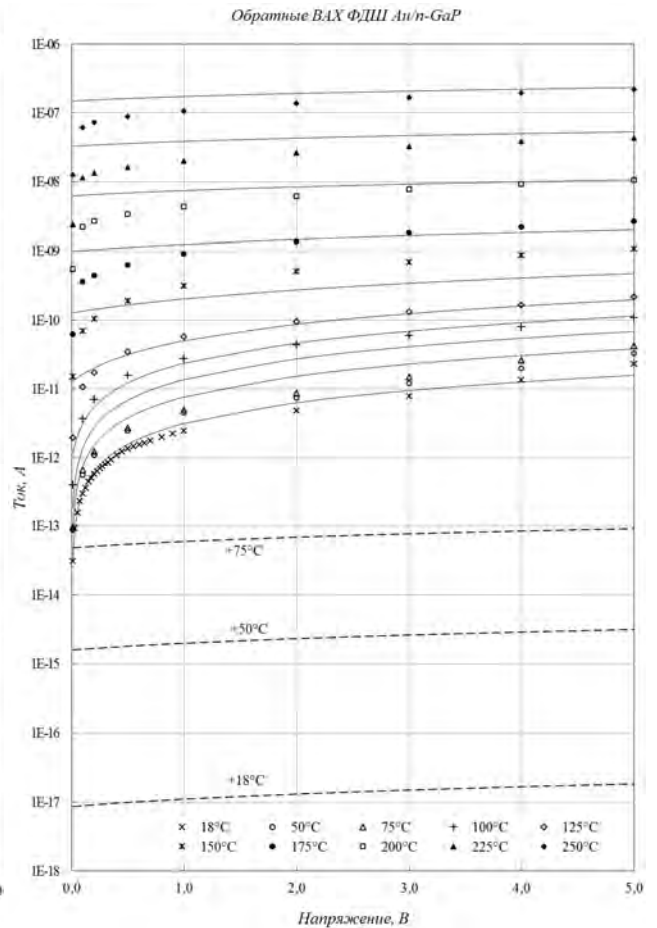


Рис. 2. Обратные ВАХ Au/n-GaP фотодиода Шоттки при различных температурах: маркеры – экспериментальные данные, штриховые линии – расчетные данные по формуле (3) при $R_{SH}=\infty$, сплошные линии – расчетные данные по формуле (3)

$$I_{OBR} \approx SA^*T^2 \cdot \exp\left(-\frac{q \cdot 1,304}{kT}\right) \cdot \exp\left(\frac{q}{kT} \cdot \sqrt{\frac{qE}{4\pi\epsilon}}\right) + \frac{V_{OBR}}{R_{SH}(T)} \quad (3)$$

где $E = \sqrt{\frac{2qN_D}{\epsilon} \cdot (V_{OBR} + V_{bi} - \frac{kT}{q})}$

$I_{ПР}$ — ток прямой ветви ВАХ

$V_{ПР}$ — прямое напряжение на диоде

I_{OBR} — ток обратной ветви ВАХ

V_{OBR} — обратное напряжение на диоде

T — температура К

N_D — концентрация носителей

V_{bi} — встроенный потенциал

S — площадь ФДШ Au/n-GaP (0,0177 см²)

A^* — эффективная постоянная Ричардсона (53 А·см⁻²·К⁻²)

ϵ -диэлектрическая проницаемость полупроводника ($11,6 \cdot 8,854 \cdot 10^{-14}$ Ф·см⁻¹)

ВАХ ФДШ Au/n-GaP, рассчитанные по формулам (2) и (3) показаны сплошными тонкими линиями на рис. 1, 2. Они имеют хорошее совпадение с экспериментальными значениями (маркеры) на всем температурном интервале от +18 °C до +250 °C.

Выражение (1) для $R_{SH}(T)$ имеет важное значение для фотодиода, т.к. параметр $(R_{SH} \cdot S)$ существенным образом определяет его удельную обнаружительную способность D^* при температурах ниже $+125^\circ\text{C}$. Из формулы (1) можно найти общее выражение для $(R_{D0} \cdot S) = S / (dI_{PP} / dV_{PP})_{V \rightarrow 0}$

$$(R_{D0} \cdot S) = \frac{1}{A^* T^2 \cdot \exp\left(-\frac{q \cdot 1,304}{kT}\right) \cdot \frac{q}{1,052 \cdot kT} + \frac{1}{S \cdot 2,2 \cdot 10^6 \cdot \exp\left(\frac{q \cdot 0,19}{kT}\right)}} \quad (4)$$

На рис. 3 представлены зависимости $(R_{D0} \cdot S)$ от температуры для разных случаев. Штриховая линия показывает идеальную (предельную) зависимость $(R_{D0} \cdot S)$ от температуры (при $R_{SH} = \infty$). Сплошная кривая представляет $(R_{D0} \cdot S)$, рассчитанную по формуле (4). Маркерами показаны экспериментально измеренные значения $(R_{SH} \cdot S)$. Для сравнения отдельными маркерами показаны лучшие значения $(R_{SH} \cdot S)$ аналогичных зарубежных фотодиодов Шоттки на основе Ga P: ФД **G1961** фирмы На mamatsu $(R_{SH} \cdot S)_{G1961} \approx 5 \cdot 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ [5], ФД **EPD-365-0/1.4** фирмы Roi thner La sertechnik $(R_{SH} \cdot S)_{EPD} \approx 4 \cdot 10^9 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ [6]. Формула (4) фактически определяет максимальное значение параметра $(R_{D0} \cdot S)$ для ФДШ типа Au/n-GaP, т.к. вырастить бездефектный полупроводник практически невозможно.

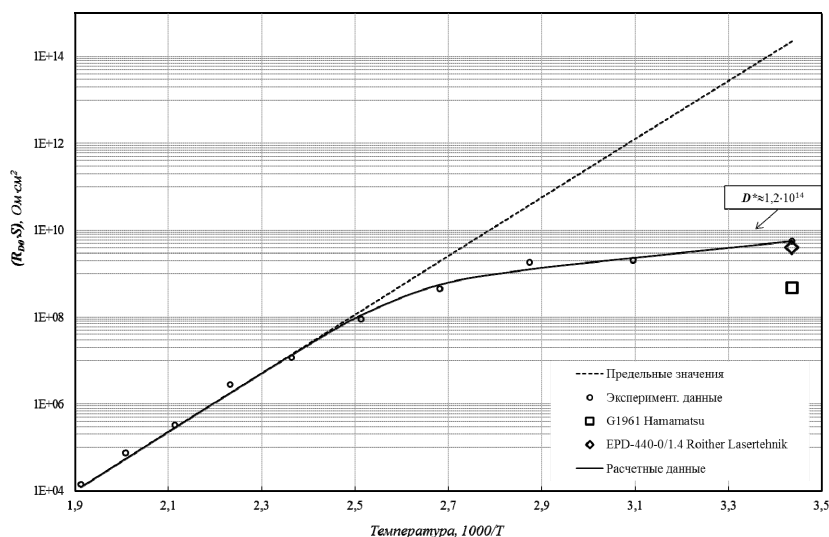


Рис. 3. Зависимость параметра $(R_{D0} \cdot S)$ от температуры: круглые маркеры – экспериментальные данные $(R_{SH} \cdot S)$, штриховая линия – расчетные предельные значения $(R_{D0} \cdot S)$ при $R_{SH} = \infty$, сплошная линия – расчетные значения $(R_{D0} \cdot S)$ по формуле (4).

Из графика на рис. 3 видно, что фотодиоды Шоттки на основе фосфида галлия в настоящее время обладают удельной обнаружительной способностью D^* на уровне $10^{14} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} / \text{Вт}$.

Следовательно, в высокотемпературных фотодиодах Шоттки, созданных напылением слоя золота толщиной 10 нм на полупроводник n-GaP, высота барьера и коэффициент неидеальности близки к значениям, присущим идеальному барьеру Шоттки Au/n-GaP и практически не зависят от температуры в диапазоне $+18 \div 250^\circ\text{C}$. Удельная обнаружительная способность таких фотодиодов до температуры $+125^\circ\text{C}$ ограничена током утечки, вызванным термоэлектронной эмиссией через дефекты в эпитаксиальном слое полупроводника.

Литература

- [1] В.С.Рудневский, В.И.Стафеев //ПФ. 2009. №3. С.111.
[2] Рудневский В.С.// Тезисы докладов XX Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения.–М. 27-30 мая 2008 г. С.224.
[3] Т.В.Бланк, Ю.А.Гольдберг, О.В.Константинов, В.Г.Никитин, Е.А.Поссе. //Письма в ЖТФ. 2004. Т.30. Вып.19. С.17.
[4] Т.В.Бланк, Ю.А.Гольдберг //ФТП. 2007. Т.41. Вып. 11. С.1281.
[5] http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/g1961_etc_kgpd1007e02.pdf
[6] http://www.roithner-laser.com/datasheets/pd/EPD-365-0-1_4.pdf

54. Метод исследования параметров ФПУ с ВЗН на основе КРТ

Соляков В.Н., Козлов К.В., Бочков В.Д., Кузнецов П.А.

ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

Для оценки возможностей изделия (ФПУ) необходимо проведение промежуточного контроля основных фотоэлектрических параметров. В числе таких параметров: пороговая мощность излучения (P_{por}) на чувствительный элемент, удельная обнаружительная способность (D^*), вольтовая чувствительность (S_v). Важным аспектом является оценка реакции ФПУ на изменение параметров внешнего фонового излучения.

В данной работе предлагается метод расчета основных параметров ФПУ с матрицей чувствительных элементов формата 1024x10 и кремниевой большой интегральной схемой (БИС) считывания, реализующей режим ВЗН путем суммирования с задержкой аналоговых сигналов fotocувствительных элементов.

Неинформативная постоянная составляющая сигналов устраняется с помощью отключаемых фильтров верхних частот во входных ячейках БИС считывания, что влияет на специфику проводимых измерений.

Для имитации реальных условий работы ВЗН-системы с целью измерения фотоэлектрических параметров, необходимо спроектировать и изготовить весьма сложный программно-аппаратный комплекс. Данный комплекс должен формировать точечный оптический сигнал, перемещаемый вдоль канала матрицы fotocувствительных элементов (ФЧЭ) синхронно с внутренней тактовой диаграммой опроса, имитируя тем самым точечную цель в режиме сканирования. В данной работе предложена альтернативная методика измерений параметров ФПУ с ВЗН. Плоскость матрицы ФЧЭ равномерно засвечивается модулированным излучением АЧТ. Частота модуляции выбирается с учетом времени полного суммирования (периода ВЗН) и частотной характеристики ФПУ. Производится измерение амплитудного значения выходных сигналов ФПУ с учетом коэффициента ослабления ВЗН-фильтра системы. Таким образом, реальное физическое сканирование заменяется теоретическим расчетом, что позволяет существенно уменьшить трудоемкость процесса изготовления контрольно-измерительного оборудования.

Измерение значений сигналов производится при включенном модуляторе АЧТ. В данном режиме на выходе ФПУ наблюдаются просуммированные с задержками и отфильтрованные значения меандра, формируемого модулятором (при малом размере диафрагмы АЧТ относительно отверстий диска модулятора).

Значение сигнала с канала ФПУ вычисляется как:

$$U_c = U_{c_амп} \frac{1}{h} \quad (1),$$

где h – коэффициент ослабления ВЗН-фильтра, а $U_{c_амп}$ – амплитудное значение выходного сигнала. Значение h вычисляется из соотношения (2):

$$h = \frac{U_{np}}{U_{полн}} \quad (2),$$

где U_{np} – значение сигнала с канала ФПУ при суммировании с ВЗН с учетом фильтров верхних частот во входных ячейках, а $U_{полн}$ – значение сигнала, не учитывающее влияние данного фильтра.

В качестве источника оптического сигнала при измерении шумов ФПУ выступает круглая зачерненная заслонка, закрывающая входное окно криостата с ФПУ, и засвечивающая матрицу ФЧЭ через охлаждаемую диафрагму прямоугольной формы. При нагревании или охлаждении заслонки происходит изменение уровня засветки матрицы ФЧЭ. Под шумом i -го канала ФПУ подразумевается среднеквадратичное отклонение значений сигналов с данного канала, зарегистрированных при заданном уровне фона с учетом паразитной периодической амплитудной модуляции ($U_{c_мод}^i$):

$$U_{ш}^i = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{k=1}^{N-1} ((U_c^i[k] - U_{c_мод}^i[k]) - \frac{1}{N} \sum_{p=1}^{N-1} (U_c^i[p] - U_{c_мод}^i[p]))^2} \quad (3)$$

N – количество выборок значений сигналов.

После измерения значений шумов был произведен расчет [14, 15] токов фотодиодов матрицы ФЧЭ, при которых данные измерения производились. Ток фотодиода $i_{фД}$ состоит из темнового тока i_T и тока i_{ϕ} , возникающего за счет фоновой облученности. i_{ϕ} включает в себя две компоненты: i_{ϕ_3} – ток, вызванный потоком от заслонки и $i_{\phi_{вн}}$ – ток, вызванный облученностью от внутренних частей криостата (4):

$$i_{фД} = i_{\phi_3} + i_{\phi_{вн}} + i_T \quad (4)$$

Данные измерения позволили зависимости значений шумов ФПУ от температуры фона, а также произвести расчет паразитных токов фотодиодов ($i_{\phi_{вн}} + i_T$), которые составили 13 пА при температуре фона -10 °С. Проведена оценка значения дробовых шумов темнового и фонового облучения, которые составили 1,8 мВ (СКО) в рабочей полосе частот. Вклад внутренних шумов БИС считывания в значения измеряемых параметров составил не более 8%. Также было определено, что шумы БИС определяются преимущественно кТС шумами накопительной емкости.

Измерение параметров С/Ш (SNR), $P_{пор}$, D^* , S_v

Вычисление основных фотоэлектрических параметров на основании измеренных значений отношения сигнал/шум производилось стандартным образом [1-3]. Результаты представлены в таблице 1.

Таблица 1. Усредненные по каналам значения параметров

Сигнал, В	$U_{ш_стр}$, В	$P_{пор}$, Вт/эл	D^* , Jones	SNR	S_v , В/Вт
267,22E-3	1,86E-3	28,84E-15	4,67E+12	144,60E +0	65,05E+9

Заключение

В данной работе представлен метод измерения параметров ФПУ с ВЗН со встроенным фильтром верхних частот применительно к регистрации точечных источников излучения. Предлагается производить исследование параметров ФПУ в режиме без сканирования, что существенно снижает сложность используемой измерительной системы. В качестве источника излучения использовалось абсолютно-черное тело (АЧТ) с модулятором. Матрица ФЧЭ засвечивалась равномерно. Частота модуляции была выбрана равной 20 Гц с учетом периода ВЗН и амплитудно-частотной характеристики ФПУ. Значения измеряемых сигналов были получены с учетом нерекурсивного ВЗН-фильтра. Получены значения “временных” шумов путем вычитания периодической амплитудной модуляции выходных сигналов ФПУ.

Рассчитаны значения внутренней и внешней засветки ФПУ, а также значения токов фотодиодов, которые им соответствуют. Значение дробового шума, вызванного суммой темного тока фотодиода и током от внутренней засветки, получено равным 1.8 мВ (СКО) для рассматриваемой измерительной системы. Измерены внутренние шумы ФПУ: 0.75 мВ (СКО). В результате вычислений было получено, что это преимущественно кТС шумы. Измерены основные фотоэлектрические параметры.

Литература

1. *Филачев А. М., Таубкин И. И., Трищенко М. А.* Твердотельная фотоэлектроника. Физические основы. — М.: Физматкнига, 2005.
2. *Бурлаков И.Д., Пономаренко В.П., Филачев А.М.*// Фотоприемные устройства для тепловизионной аппаратуры второго поколения//Прикладная физика. 2007. №2 С.43.
3. *Патрашин А. И.* Метод расчета фоновой облученности МФПУ с холодной диафрагмой произвольной формы Тез. докл. XX Междунар. науч.-техн. конф. по фотоэлектронике и приборам ночного видения. — М.: ФГУП «НПО "Орион"», А02, 2008.

55. Влияние полирующего травления на характеристики поверхности эпитаксиальных гетероструктур КРТ

Кашуба А.С., Головин С.В., Пермикина Е.В., Атрашков А.С.
ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

В настоящее время остаются актуальными вопросы, связанные с производством крупноформатных инфракрасных фотодиодных матриц для МФПУ на основе узкозонного полупроводникового твердого раствора КРТ. Для уменьшения поверхностной рекомбинации эпитаксиальные гетероструктуры теллурида кадмия-ртути (ГЭС КРТ) покрывают пассивирующим слоем. Чтобы минимизировать токи утечки фотодиодов, которые будут изготовлены в ГЭС КРТ, чтобы обеспечить отсутствие инверсии проводимости у поверхности CdTe и уменьшить плотность поверхностных состояний на границе раздела CdHgTe/пассивирующий слой перед проведением пассивации необходимо обработать поверхность ГЭС КРТ полирующим травителем. Одним из индикаторов уменьшения плотности поверхностных состояний является уменьшение шероховатостей поверхности после полирующего травления.

В данной работе проведено исследование поверхности гетероструктур $Cd_xHg_{1-x}Te$ ориентации (310) методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) в процессе их травления с целью подбора оптимального состава травителя для минимизации высоты шероховатостей поверхности.

Наиболее распространенным для обработки эпитаксиальной поверхности КРТ является раствор для травления, представляющий систему H_2O_2 -НВг-этиленгликоль [1,2]. Для улучшения качества поверхности CdHgTe в систему для травления H_2O_2 -НВг-этиленгликоль был добавлен метанол и опробовано полирующее травление при различных соотношениях компонентов травителя.

Скорость травления ($v_{max} \approx 0,7 + 0,05$ мкм/мин) определялась при помощи анализа АСМ изображений профилей образцов после травления, поверхность которых перед травлением частично покрывалась фоторезистом. Сопоставление изображений «ступенек» на рис.1 и рис.2 показало, что при добавлении к системе H_2O_2 -НВг-этиленгликоль метанола скорость травления уменьшается (время травления образцов - 2 минуты). Уменьшение скорости травления способствует достижению лучшего качества поверхности ГЭС КРТ.

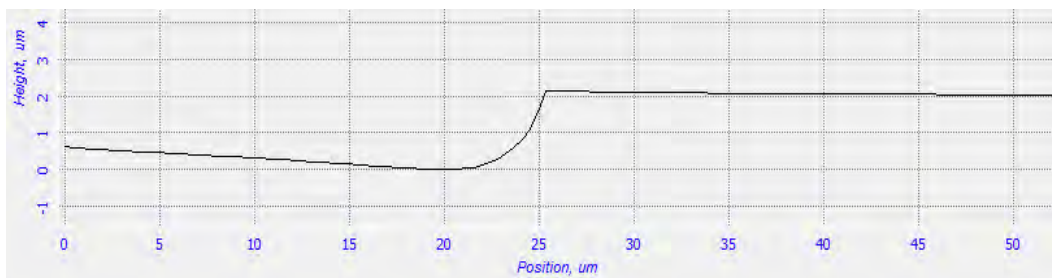


Рис. 1. Изображение профиля поверхности эпитаксиальной структуры $Cd_xHg_{1-x}Te$ после полирующего травления в течение двух минут в системе H_2O_2 - HBr -этиленгликоль при покрытии фоторезистом правой части образца, полученное на атомно-силовом микроскопе «Integra Maximus»

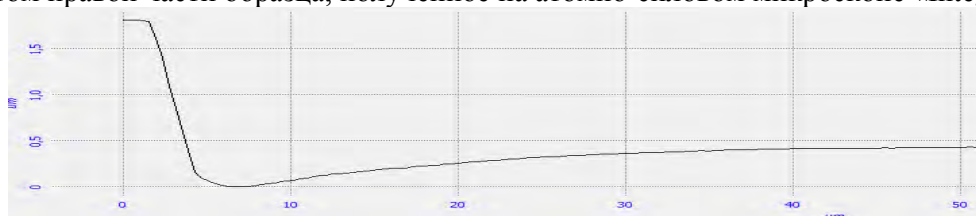


Рис. 2. Изображение профиля поверхности эпитаксиальной структуры $Cd_xHg_{1-x}Te$ после полирующего травления в течение двух минут в системе H_2O_2 - HBr -этиленгликоль-метанол при покрытии фоторезистом левой части образца, полученное на атомно-силовом микроскопе «Integra Maximus»

Уменьшение скорости травления способствует достижению лучшего качества поверхности образцов ГЭС КРТ. Как показано на рисунке 4, высота шероховатостей значительно уменьшается после травления в растворе с метанолом.

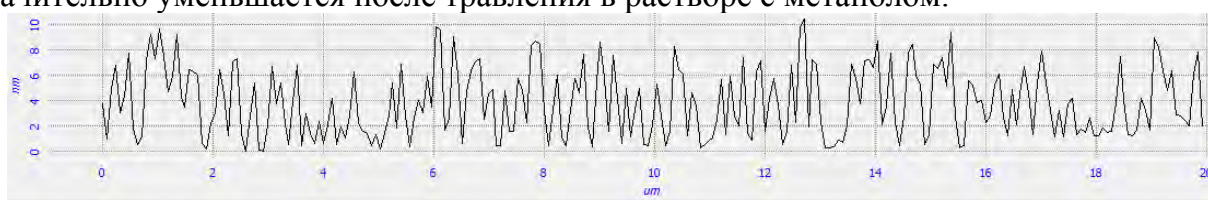


Рис. 3. Изображение профиля поверхности эпитаксиальной структуры $Cd_xHg_{1-x}Te$ после полирующего травления в системе H_2O_2 - HBr -этиленгликоль, полученное на атомно-силовом микроскопе «Integra Maximus»

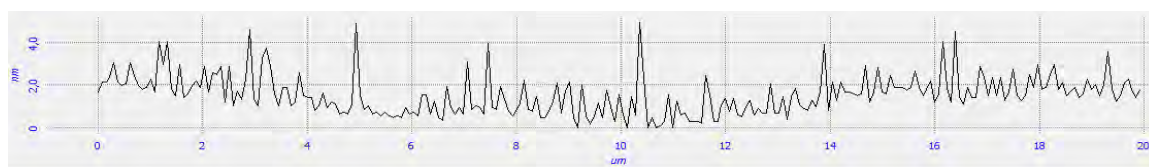


Рис. 4. Изображение профиля поверхности эпитаксиальной структуры $Cd_xHg_{1-x}Te$ после полирующего травления в системе H_2O_2 - HBr -этиленгликоль-метанол, полученное на атомно-силовом микроскопе «Integra Maximus»

Наблюдение поверхности образцов методом АСМ после полирующего травления показало, что после травления в системе H_2O_2 - HBr -этиленгликоль-метанол шероховатость снижается не менее чем в три раза (среднее значение шероховатости 1,6 нм) по сравнению с травлением в системе H_2O_2 - HBr -этиленгликоль (среднее значение шероховатости – 6,339 нм) (рисунки 3,4)

Литература

1) Томашик З.Ф., Иваницкая В.Г., Томашик В.Н., Фейчук П.И., Щербак Л.П. Травление монокристаллов $CdTe$ разной кристаллографической ориентации растворами I_2 в метаноле и диметилформамиде. Тезисы докладов XIX Между-народной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения, Москва, 2006, стр. 147-148.

2) Томашик З.Ф., Гнатий И.И., Томашик В.Н., Стратийчук И.Б. Формирование полированных поверхностей монокристаллов $Cd_xHg_{1-x}Te$ травителями систем H_2O_2 - HBr -растворитель. Тезисы докладов XIX Между-народной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения, Москва, 2006, стр. 148-149.

56. Исследование подложек КЦТ

Сизов А.Л.¹, Яковлева Н.И.¹, Смирнова Н.А.², Денисов И.А.²

¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

²ОАО «Гиредмет», Москва, Россия

Проведены исследования качества морфологии поверхности и структурного совершенства подложек КЦТ и проведен выбор наиболее подходящей подложки для выращивания высококачественных гетероэпитаксиальных слоев КРТ. Проведены исследования морфологии поверхности подложек КЦТ с помощью интерференционного профилометра Sensofast Р Lu N EOX. Разработана методика контроля морфологии поверхности с целью выявления дефектных подложек, которая позволяет повысить качество получаемых гетероэпитаксиальных структур.

В настоящее время наиболее подходящей для выращивания высококачественных эпитаксиальных слоев КРТ считается подложка теллурида кадмия-цинка. Несмотря на высокую стоимость (~400 \$ за cm^2) и сложность в подготовке подложки к эпитаксиальному росту, крайне незначительные расхождения в параметрах решетки (< 0.1%) и коэффициентах теплового расширения (3,53%) для $Cd_{0.96}Zn_{0.04}Te$ и $Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$ являются определяющими факторами при выборе подложки для МЛЭ. Для сравнения, эти параметры для подложек GaAs составляют 13,6% (<1%) и 27,04% (<1,85%). Для подложек Si 19,47% (<1%) и 51,85 (1,85%) соответственно. В скобках указаны значения при использовании в процессе гетероэпитаксиального роста буферных слоев CdTe [1].

На качество выращиваемых гетероэпитаксиальных слоев КРТ влияют следующие параметры:

1. кристаллографическая ориентация подложки
2. структурное совершенство
3. примесный состав
4. неоднородность состава по площади
5. загрязнение поверхности
6. морфология поверхности

В данной статье основное внимание уделяется структурному совершенству и морфологии поверхности.

Морфология поверхности напрямую влияет на качество получаемого гетероэпитаксиального слоя. Для достижения высокого качества поверхности подложку шлифуют, полируют, а затем проводят травление в разбавленном растворе Br_2+CH_3OH (0.1-1 об. %) [2]. В работе [3] описана методика подготовки подложки КЦТ, которая позволяет получать поверхность КЦТ высокого качества. В настоящее время коммерческие подложки обладают атомарно-гладкими поверхностями, что позволяет получать наиболее совершенные эпитаксиальные слои. Однако в процессе транспортировки или при длительном хранении происходит загрязнение поверхности подложки. Из-за этого приходится проводить предэпитаксиальную обработку, которая может включать освежающее травление или обработку атомарным водородом. В обоих случаях при наличии дефектов поверхности два этих типа обработки могут увеличить шероховатость подложек. Высокая шероховатость поверхности эпитаксиального слоя может приводить к появлению нерабочих пикселей в МФПУ [4]. Шероховатость более

10 нм приводит к трехмерному росту в процессе эпитаксии и, соответственно, низкому структурному совершенству. Также концентрация иглообразных дефектов на поверхности КРТ увеличивается экспоненциально с увеличением шероховатости поверхности с 10^5 см^{-2} при росте на гладкой поверхности до 10^7 см^{-2} при росте на подложке с шероховатостью 1,5 нм с каким объективом, увеличением. Плотность иглообразных дефектов можно снизить на порядок, вырастив 80 Å буферный слой CdTe. Эти дефекты характерны только при росте КРТ на КЦТ и их плотность не связана с объемным качеством подложки. Для того чтобы избежать возможного негативного влияния на ГЭС КРТ проводится исследование методом атомно-силовой микроскопии и интерференционной профилометрии. На рис. 1 показано изображение морфологии поверхности подложки КЦТ (образец 1), измеренной на интерференционном профилометре Sensofar PLu NEOX.

Для определения шероховатости используют ряд значений: S_a , S_z , S_q . В таблице 1 приведены данные по шероховатости образцов различных производителей.

S_a – среднеарифметическое отклонение профиля, определяется по формуле:

$$S_a = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n y_i$$

S_z – высота неровностей по десяти точкам:

$$S_z = \left(\sum_{i=1}^5 H_{i \max} - \sum_{i=1}^5 H_{i \min} \right) / 5$$

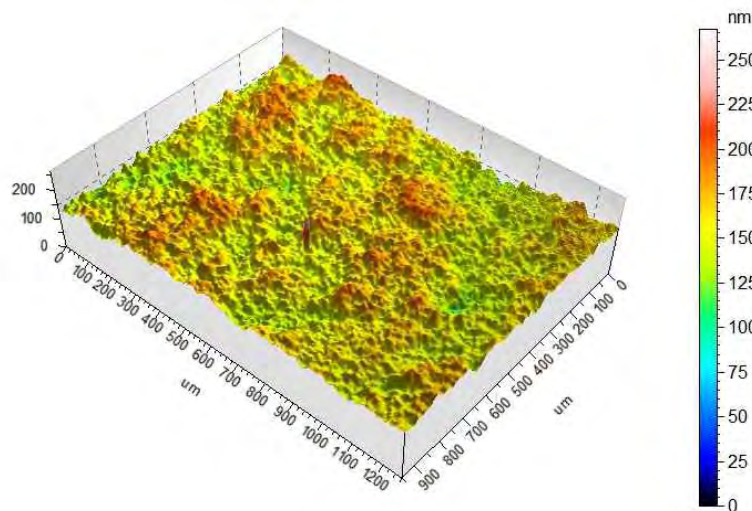


Рис. 1. Морфология поверхности подложки КЦТ (образец 1), измеренная на интерференционном профилометре Sensofar PLu NEOX. S_q – среднеквадратичное отклонение профиля:

$$S_q = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n y_i^2}$$

Таблица 1. Сравнение шероховатостей образцов различных производителей (при увеличении 10^x на площади $\sim 1 \text{ мм}^2$)

	Образец 1	Образец 2	Образец 3
S_a , нм	3,92	73,3	9,94
S_z , нм	187	612	99,7
S_q , нм	3,13	91	12,5

Структурное совершенство подложки является еще одним из наиболее важных параметров, определяющих качество гетероэпитаксиального слоя. Низкая плотность дефектов является необходимым, но недостаточным условием для выращивания ГЭС

КРТ с высоким кристаллическим совершенством. Влияние состояния поверхности на ГЭС КРТ показано на рис. 2. В продаже встречаются подложки КЦТ различного кристаллического качества. Исследования, проведенные в работе [5] показали, что из 12 приобретенных подложек только 4 продемонстрировали хорошее структурное совершенство. Наличие структурных несовершенств повышает плотность прорастающих дислокаций, которые в свою очередь могут приводить к микродвойникованию. Исследования, проведенные на рентгеновском дифрактометре «Bruker Discover D8» показали, что наибольшим структурным совершенством обладает образец 2. Однако, наличие объемных дефектов при высоком качестве поверхности не влияет на структурное качество гетероэпитаксиальных слоев КРТ.

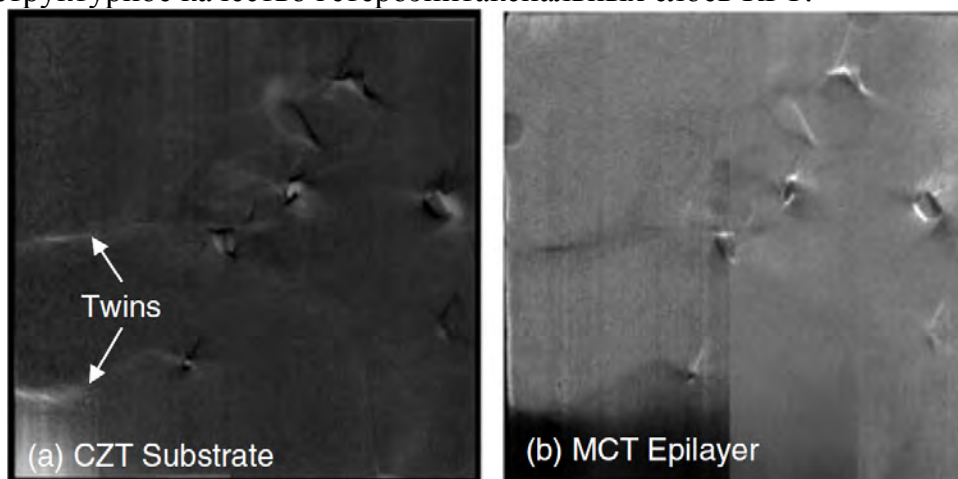


Рис. 2. Влияние двойников и дефектов поверхности в подложке КЦТ (а) на гетероэпитаксиальный слой КРТ (б) [1]

На основании проведенного исследования получено, что образцы 1 и 3 обладают более совершенной морфологией, в то время как образец 2 обладает более совершенной кристаллической структурой. Разработана методика проведения исследований параметров подложек КЦТ, которые влияют на качество получаемых структур КРТ.

Литература

1. P. Capper, J.W. Garland, Mercury Cadmium Telluride, Wiley Ltd, p. 77
2. G. Dhanaraj, K. Byrappa, V. Prasad, M. Dudley, Springer Handbook of Crystal Growth, Springer, p. 1102 (2010)
3. R. Singh, S. Velicu, et al. (2005) *J. Electron. Mater.*, 34, 885-890.
4. Zhao, J., Chang, Y., Badano, G. et al. (2005) *J. Electron. Mater.*, 33, 881-885.
5. Carini, G.A., Arnone, C., Bolotnikov, A.E. et al. (2006) *J. Electron. Mater.*, 35, 1495-1502.

57. Исследования действия мягкого рентгеновского излучения на поверхность твердых растворов $Cd_xHg_{1-x}Te$ методами атомной силовой микроскопии

Мирофянченко А.Е.

ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

К мягкому рентгеновскому излучению (МРИ) относят излучение с длиной волны от 0,1 до 10 нм (энергия кванта 0, 1-12,4 кэВ). Так как излучение указанного диапазона характеризуется высокими значениями линейного коэффициента поглощения, а также не приводит к непосредственной генерации точечных дефектов в кристаллах, оно перспективно в качестве средства для модификации свойств тонких

поверхностных слоев материалов, например, для травления поверхности. Подобные операции могут представлять определенный интерес как в эпитаксиальных технологиях выращивания многослойных структур, так и в технологиях изготовления твердотельных матричных фотоприемных устройств нового поколения [1].

Существующие в настоящее время лабораторные источники МРИ, включая источники синхротронного излучения, позволяют получать потоки с плотностью мощности до 10^2 Вт/см², что может оказаться недостаточным для решения ряда технологических задач.

В настоящей работе приведены результаты исследования воздействия интенсивного импульсного МРИ, создаваемого лазерной плазмой, на поверхностные свойства эпитаксиальных слоев твердых растворов Cd_xHg_{1-x}Te с составом $x=0,2$.

В экспериментах в качестве источника МРИ использовалась излучение плазмы, генерируемое импульсным лазером с поверхности кристаллической мишени. Схема установки приведена на рис. 1.

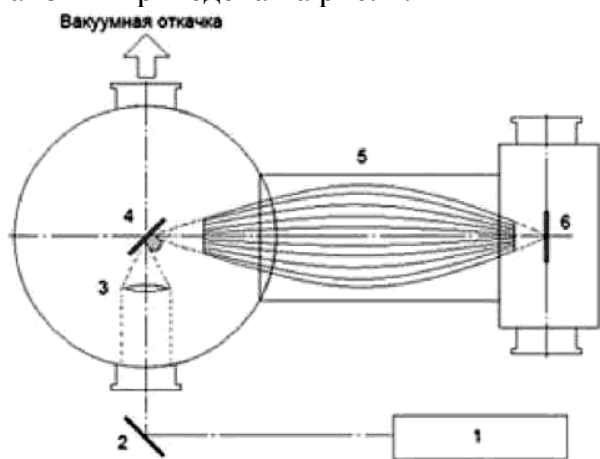


Рис. 1. — Лазерно-плазменный источник импульсного мягкого рентгеновского излучения: 1 — импульсный лазер; 2 — поворотное зеркало; 3 — короткофокусная линза; 4 — лазерная мишень из Al; 5 — волноводный концентратор коротковолнового излучения; 6 — облучаемый образец

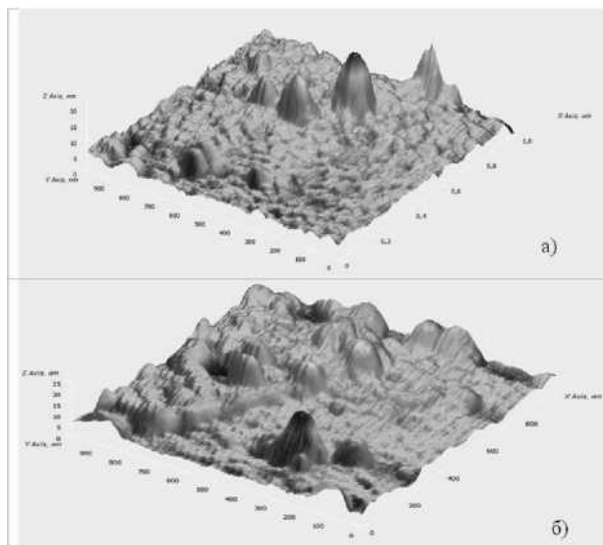


Рис. 2.-АСМ-изображения поверхности эпитаксиальных слоев Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te после обработки МРИ в течение а) 25 минут и б) 80 минут

Излучение твердотельного лазера на алюминате иттрия с $X=1,079$ мкм и энергией $<0,4$ Дж в импульсе при частоте следования до 3 Гц фокусировалось на поверхность мишени из Al, находящейся в условиях глубокого вакуума. Плотность потока лазерного излучения на ее поверхности составляло около $4 \cdot 10^{11}$ Вт/см². При этих условиях достигалась электронная температура лазерной плазмы порядка 80 эВ, содержащей рентгеновскую компоненту.

Рентгеновское излучение является результатом всех возможных электронных переходов, сопровождающих процессы испускания и поглощения излучения: 1) свободно-свободные переходы (тормозное излучение и поглощение света); 2) связанно-свободные переходы (излучательная рекомбинация и фотоионизация); 3) связанно-связанные (дискретные переходы). Свободно-свободные и связанно-свободные переходы приводят к образованию непрерывного спектра излучения, связанно-связанные переходы в атомах или ионах дают линейчатые спектры излучения. Лазерная плазма (ЛП) содержит также в горячей области многозарядные ионы, ядра и электроны [2, 3]. Высокая интенсивность МРИ на поверхности исследуемых эпитаксиальных слоев создавалась за счет использования волноводного концентратора,

представляющего собой плотный пакет из нескольких тысяч тонких стеклянных капилляров, собранных в гексагональную сотовую структуру. Концентратор одновременно защищал слои от прямого воздействия разлетающихся высокоэнергичных частиц ЛП и фокусировал коротковолновое излучение в пятно диаметром около 2 мм в заднем фокусе сборки.

Интегральный коэффициент конверсии энергии лазерного излучения в энергию МРИ на выходе концентратора зависит от материала мишени-источника и составляет величину порядка 10^{-4} . В эксперименте достигались следующие параметры МРИ: длительность импульсов $\tau \sim 15$ нс; частота следования 3 Гц; плотность потока ~ 80 кВт/см; спектральный диапазон 10-1500 эВ (свыше 80 % энергии приходится на область 50—250 эВ); энергия в импульсе коротковолнового излучения < 2 мкДж.

Известно, что МРИ поглощается в тонком приповерхностном слое толщиной 100-1000 нм. За счет интенсивного внешнего фотоэффекта в приповерхностной области следует ожидать возникновения существенного электрического поля, которое также может приводить к изменению структуры поверхности [2, 4, 5].

В эксперименте исследовались 3 идентичных образца эпитаксиальных слоев $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. В настоящей работе фактор кристаллографической ориентации поверхности не учитывался, хотя известно, что для твердого раствора $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ характерна некоторая анизотропия поверхностных свойств [6, 7]. Диаметр пятна МРИ на поверхности слоев увеличивали за счет расфокусировки до 5 мм. Время облучения образцов составляло 25, 60 и 80 минут (образцы № 1, 2 и 3 в таблице), оцениваемые дозы облучения МРИ в этих условиях составляют 0,8, 1,4 и 1,9 Дж/см², соответственно. Влияние указанного воздействия на поверхность образцов исследовались методом атомной силовой микроскопии (АСМ). Результаты исследований представлены на рис. 2 и в таблице 1.

Таблица 1. Параметры шероховатости ЭС $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Параметр	№ 1	№ 2	№ 3
Максимальная высота профиля, нм	209,8	326,3	1200
Среднее значение высоты профиля, нм	11,8	13,1	139
Среднее арифметическое отклонение профиля, S_a , нм	4,1	6,1	54,2
Высота неровностей профиля по 10 точкам, S_{10z} , нм	165,5	259,7	1165

Из набора статистических параметров, характеризующих морфологию поверхности, получаемых с помощью АСМ, наиболее информативными являются средний перепад микровыступов по высоте и среднее или среднеквадратичное отклонение от него, т.е. шероховатость и среднеквадратичная шероховатость поверхности [8]. Как видно из рис. 3 и таблицы, увеличение дозы облучения приводит к росту перепада высот микровыступов и шероховатости в целом. При этом возникающая структура не обладает признаками дополнительной периодичности. Отметим также, что рост шероховатости при облучении МРИ в нашем случае не связан с нагревом поверхности, т.к. генерируемая в импульсе энергия коротковолнового излучения, как отмечалось выше, не превышает 2 мкДж.

Предварительные исследования гальваномагнитных свойств эпитаксиальных слоев $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$ [6] показали, что объемные концентрация и подвижность носителей заряда в них не изменяются в результате воздействия МРИ в пределах погрешности измерений в условиях наших экспериментов.

Приведенные результаты показали, что облучение эпитаксиальных слоев интенсивным мягким рентгеновским излучением приводит к изменению морфологии поверхности без изменения объемных свойств материала. Увеличение дозы облучения приводит к росту перепада высот микровыступов и шероховатости в целом. При этом

возникающая структура не обладает признаками дополнительной периодичности, что делает такой способ воздействия потенциально пригодным для создания на его основе нового метода травления в технологиях изготовления твердотельных матричных фотоприемных устройств нового поколения.

Литература

1. Бурлаков И.Д., Пономаренко В.П., Филачев А.М., Дегтярев Е.В. // *Прикладная физика*. 2007. № 2. С. 43
2. Ананьин О.Б., Афанасьев Ю.В., Быковский Ю.А., Крохин О.Н. *Лазерная плазма*. — М.: Изд-во. МИФИ, 2003
3. Jevtic M. M., Scerpanovic M. J. // *Appl. Phys.* 1991. V. A53. P. 332.
4. Беграмбеков Л.Б. Процессы в твердом теле под действием ионного и плазменного облучения. — М: Изд. МИФИ, 2008
5. Суханов Я. А., Сахаров М. В., Дяченко И. В. и др. Взаимодействие лазерного излучения с материалами оптико-электронной техники. — Сергиев-Посад: ЦФТИ МО РФ, 2004.
6. Средин В.Г., Ананьин О.Б., Бурлаков И.Д. и др. // *Известия высших учебных заведений. Физика*. 2013. Т. 9/2. С. 113
6. Средин В.Г., Мезин Ю.С., Укроженко В.М. // *Физика и техника полупроводников*. 2001. Т.35. № 11. С. 1335
7. Chu J., Sher A. *Physics and Properties of Narrow Gap Semiconductors*. — Springer. 2008.
8. Миронов В.Л. Основы сканирующей зондовой микроскопии. — Нижний Новгород: РАН, Институт физики микроструктур, 2004

58. Исследование полной проводимости МДП-структур на основе варизонного МЛЭ n -HgCdTe ($x=0.22-0.23$ и $0.31-0.32$) в широком диапазоне температур

Войцеховский А.В.¹, Несмелов С.Н.¹, Дзядух С.М.¹, Васильев В.В.², Варавин В.С.², Дворецкий С.А.², Михайлов Н.Н.², Кузьмин В.Д.², Ремесник В.Г.², Сидоров Ю.Г.²

¹Томский государственный университет, Томск, Россия

²Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

Узкозонный твердый раствор теллурид кадмия и ртути широко применяется при создании высокочувствительных инфракрасных детекторов, действующих в диапазонах окон прозрачности атмосферы 3-5 и 8-12 мкм [1,2]. Ширина запрещенной зоны $Hg_{1-x}Cd_xTe$ зависит от состава x (содержания CdTe), что позволяет создать на основе данного материала детекторы для различных спектральных областей [1-3]. Например, для действия в спектральном диапазоне 8-12 мкм часто используется HgCdTe с составом x , близким к 0.23 (граничная длина волны $\lambda_c=9.47$ мкм при 77 К), а для действия в диапазоне 3-5 мкм – HgCdTe с составом x , близким к 0.3 ($\lambda_c=5.1$ мкм при 77 К) [1,3,4]. Перспективным методом выращивания HgCdTe является молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ), которая позволяет выращивать пленки с заданным распределением состава по толщине эпитаксиальной пленки, что используется для оптимизации характеристик инфракрасных детекторов, например, путем создания приповерхностных варизонных слоев с повышенным содержанием CdTe [5]. Исследования свойств МДП-структур на основе варизонного МЛЭ HgCdTe пока немногочисленны [6-10]. Дополнительную информацию о процессах в МДП-структурах на основе МЛЭ HgCdTe могут дать исследования электрофизических характеристик при температурах, меньших, чем 77 К [11-13]. Целью данной работы являются экспериментальные исследования полной проводимости МДП-структур на

основе варизонного МЛЭ n -HgCdTe ($x=0.22-0.23$ и $0.31-0.32$) в широком диапазоне температур (8-300 К) и анализ полученных результатов.

МДП-структуры для исследований изготавливались на основе n -HgCdTe, выращенного методом МЛЭ на подложках из GaAs(013). При выращивании гетероструктур с обеих сторон рабочего слоя создавались варизонные слои с повышенным компонентным составом CdTe. До нанесения диэлектрических покрытий гетероструктуры были исследованы при помощи метода Холла и бесконтактной СВЧ методики. Технологические и электрофизические параметры некоторых исследованных гетероструктур приведены в таблицах 1 и 2, соответственно.

Таблица 1. Технологические параметры гетероструктур

№ структуры	Состав на поверхности	Толщина верхнего варизонного слоя, мкм	Толщина нижнего варизонного слоя, мкм	Состав в рабочем слое	Толщина рабочего слоя, мкм
1 0.464		0.7	1.3	0.231	8.3
2 0.231		нет слоя 1.3		0.231	8.3
3 0.456		0.5	1.0	0.226	8.5
4 0.226		нет слоя 1.0		0.226	8.5
5 0.431		0.5	0.8	0.324	8.1
6 0.312		нет слоя 1.6		0.312	7.3

Для структур 2,4,6 проводилось предварительное удаление приповерхностного варизонного слоя путем травления поверхности в растворе Br_2-HBr , а затем наносился диэлектрик SiO_2/Si_3N_4 . Для структур 1,3,5 диэлектрическое покрытие наносилось поверх варизонного слоя. Исследование таких образцов позволяет исследовать влияние варизонных слоев на электрофизические свойства полупроводника. Область HgCdTe за «барьером» для структур 3 и 4 легирована индием (на расстоянии от границы раздела примерно 10.5 -11.5 мкм, рис.1, кривая 2). Распределение состава по толщине эпитаксиальной пленки для структур 1,3,5, измеренное автоматическим эллипсометром в процессе роста, показано на рис. 1. Отсчет толщины пленки ведется от границы раздела HgCdTe с двухслойным диэлектриком.

Таблица 2. Электрические параметры гетероструктур при $T=78$ К

№ структуры	Концентрация основных носителей, $см^{-3}$	Подвижность основных носителей, $см^2В^{-1}с^{-1}$	Проводимость, $Ом^{-1}см^{-1}$	Время жизни, мкс
1 3.7×10^{14}	70000		4.5	6-7
2 3.7×10^{14}	70000		4.5	6-7
3 9.2×10^{15}	33000		50	7-10
4 9.2×10^{15}	33000		50	7-10
5 4.1×10^{14}	16000		1.1	10
6 5.5×10^{14}		20000 1.8		>10

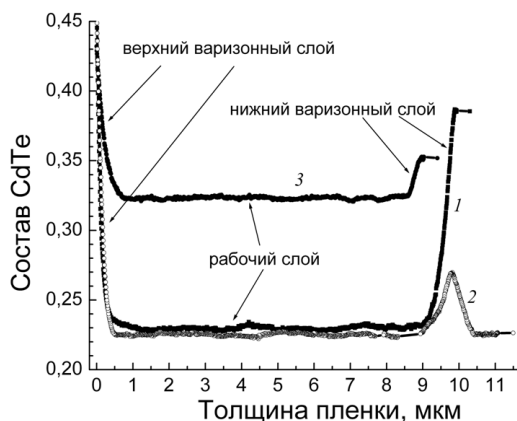


Рис. 1 . Распределение состава по толщине структур 1 (кривая 1), 3 (2) и 5 (3) на основе гетероэпитаксиального МЛЭ $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$.

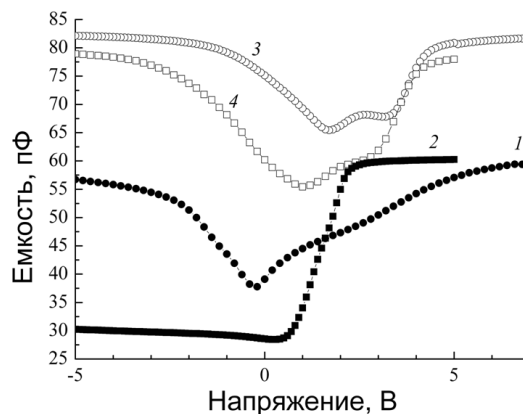


Рис.2 . ВФХ МДП-структур на основе $n\text{-HgCdTe}$ для структуры 1 (кривые 1, 2) и структуры 2 (кривые 3, 4), измеренные на частоте 200 кГц при температурах 77 К (кривые 1,3) и 8 К (кривые 2,4)

Измерения проводились на автоматизированной установке спектроскопии адмиттанса наногетероструктур на базе неоптического криостата Janis и измерителя иммитанса Agilent E4980A (температурный диапазон 8-475 К, диапазон выставяемого напряжения -40+40 В, частоты – 20 Гц – 2 МГц).

На рис.2 и 3 показаны зависимости емкости от напряжения для МДП-структур на основе $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x=0.226$ и 0.231) с варизонным слоем и без варизонного слоя при частоте 200 кГц и температурах 60,77 К и 8 К. Из рис.2 видно, что на вольт-фарадной характеристике (ВФХ) структуры 2 без варизонного слоя при низких частотах (2-200 кГц при 77 К) ясно проявляется особенность, связанная с вкладом в измеряемую емкость емкости перезарядки уровня в запрещенной зоне, расположенного в приповерхностном слое HgCdTe . Энергия этого уровня, определенная по ВФХ, составляет $E_c-0.04$ эВ, плотность состояний, рассчитанная по величине «полочки» на ВФХ, имеет значение около $2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. При температуре 8 К «максимум» на ВФХ уже не проявляется, так как увеличилось время перезарядки уровня при глубоком охлаждении. Из рис.2 и 3 видно, что при 60 и 77 К ВФХ для МДП-структур с варизонным слоем и без варизонного слоя имеют вид, близкий к низкочастотному. При температуре 8 К для структуры без варизонного слоя на частоте 200 кГц наблюдается вид ВФХ, также близкий к низкочастотному. В то же время для структуры с варизонным слоем при 8 К реализуется высокочастотный вид ВФХ. Частота, при которой начинает наблюдаться высокочастотный вид ВФХ, при низких температурах значительно меньше для МДП-структуры на основе $n\text{-Hg}_{0.77}\text{Cd}_{0.23}\text{Te}$ с варизонным слоем, чем для структур без варизонного слоя.

Из анализа рис.2 и 3 можно сделать вывод, что уменьшение температуры от (60-77) К до 8 К сильно изменяет емкостные характеристики МДП-структур на основе $n\text{-HgCdTe}$ ($x=0.22-0.23$) с приповерхностным варизонным слоем. Одной из причин наблюдаемого на рис.2 и 3 изменения ВФХ МДП-структур на основе $n\text{-HgCdTe}$ ($x=0.22-0.23$) с приповерхностным варизонным слоем при снижении температуры от (60-77) К до 8 К может быть увеличение дифференциального сопротивления области пространственного заряда.

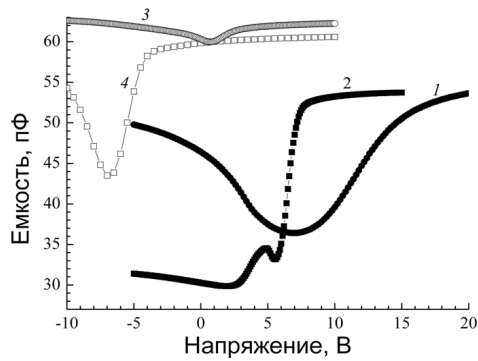


Рис. 3. ВФХ МДП-структур на основе n - HgCdTe для структуры 3 (кривые 1,2) и структуры 4 (кривые 3,4), измеренные на частоте 200 кГц при температурах 60 К (кривые 1,3) и 8 К (кривые 2,4)

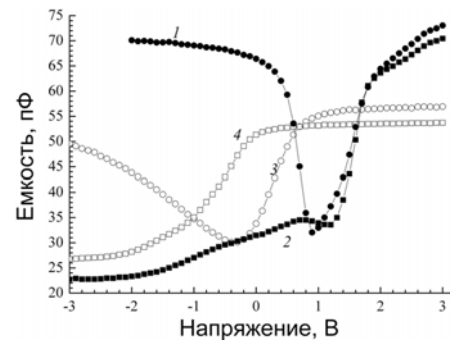


Рис. 4. ВФХ МДП-структур на основе n - HgCdTe для структуры 5 (кривые 1,2) и структуры 6 (кривые 3,4), измеренные на частоте 10 кГц при температурах 77 К (кривые 1,3) и 8 К (кривые 2,4)

На рис.4 показаны зависимости емкости от напряжения для МДП-структур на основе n - $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с варизонным слоем ($x=0.324$, структура 5) и без варизонного слоя ($x=0.312$, структура 6) при температурах 77 К и 8 К. При температуре 77 К для структур 5 и 6 высокочастотный вид не наблюдается, а при температуре 8 К для обеих структур наблюдается высокочастотный вид ВФХ независимо от наличия варизонного слоя. Для структуры 5 при 8 К в диапазоне частот 10-500 кГц на ВФХ проявляется «полочка» (рис.4, кривая 2), которая может быть связана с максимумом плотности состояний глубоких уровней с энергией около $E_c-0.125$ эВ.

На рис.5 приведены зависимости сопротивления объема эпитаксиальной пленки от температуры для МДП-структур на основе n - $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с варизонным слоем (структуры 1,3,5) и без варизонного слоя (структуры 2,4,6). Высокотемпературный спад сопротивления объема связан с увеличением собственной концентрации носителей. Рост сопротивления объема в диапазоне температур 50-200 К может быть связан с уменьшением подвижности электронов при увеличении температуры. На рис.6 показаны зависимости дифференциального сопротивления ОПЗ от обратной температуры для МДП-структур на основе n - $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x=0.22-0.23$ и $0.31-0.32$) с варизонным слоем и без варизонного слоя. Из рисунка 6 видно, что температурные зависимости дифференциального сопротивления ОПЗ для МДП-структур на основе n - $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x=0.31-0.32$) с варизонным слоем и без варизонного слоя качественно сходны, чем они отличаются от МДП-структур на основе n - $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x=0.22-0.23$) без варизонного слоя и с варизонным слоем, которые качественно различны.

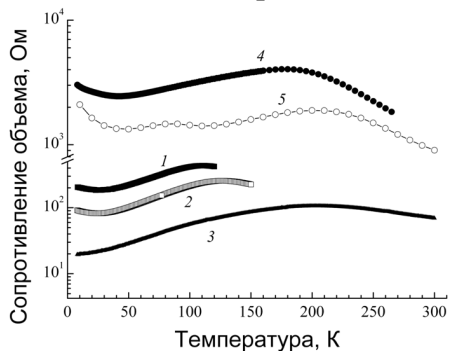


Рис. 5. Зависимости сопротивления объема от температуры для МДП-структур на основе n - $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с варизонным слоем (структуры 1 (кривая 1), 5 (4)) и без варизонного слоя (2 (2), 4 (3), 6 (5)), измеренные на частоте 20 кГц (4, 5) и 1 МГц (1-3)

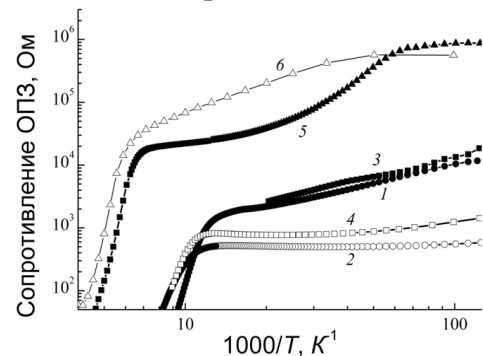


Рис. 6. Зависимости дифференциального сопротивления ОПЗ в сильной инверсии от обратной температуры для МДП-структур на основе n - $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с варизонным слоем (структуры 1 (кривая 1), 3 (3), 5 (5)) и без варизонного слоя (2 (2), 4 (4), 6 (6)), измеренные на частоте 200 кГц (5, 6) и 1 МГц (1-4)

Полученные результаты можно объяснить, тем, что дифференциальное сопротивление ОПЗ для структуры без варизонного слоя ограничено при 8-77 К процессами туннелирования через глубокие уровни, а для структур с варизонным слоем - процессами генерации Шокли-Рида. Температурные зависимости дифференциального сопротивления ОПЗ для МДП-структур на основе МЛЭ $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x=0.31-0.32$) с варизонным слоем и без варизонного слоя качественно сходны. При охлаждении от 77 К до (13-20) К их дифференциальное сопротивление ОПЗ увеличивается, что можно объяснить доминированием в обеих структурах на основе МЛЭ $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x=0.31-0.32$) процессов генерации Шокли-Рида.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рогальский А. Инфракрасные детекторы: пер. с англ. под ред. А.В. Войцеховского. – Новосибирск: Наука, 2003. – 636 с.
2. Chu J., Sher A. Device Physics of Narrow Gap Semiconductors. – New York: Springer, 2010. – 506 p.
3. Войцеховский А.В., Давыдов В.Н. Фотоэлектрические МДП-структуры из узкозонных полупроводников. – Томск: Радио и связь, 1990. – 327 с.
4. Kinch M.A. // Semicond. Semimet. – 1981. – V.18. – P.313-385.
5. Овсяк В.Н., Курышев Г.Л., Сидоров Ю.Г. и др. Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона. – Новосибирск: Наука, 2001. – 376 с.
6. Васильев В.В., Машуков Ю.П. // Прикладная физика. – 2010. – №4. – С.106-110.
7. Овсяк В. Н., Ярцев А. В. // Прикладная физика. – 2007. – №5. – С.80-83.
8. Войцеховский А.В., Несмелов С.Н., Дзядух С.М., et al. // Известия ВУЗов. Физика. – 2006. – №10. – С. 70 – 80.
9. Voitsekhovskii A.V., Nsmelov S.N., Dzyadukh S.M. // Thin Solid Films. – 2012. – V. 522C. – P. 261-266.
10. Voitsekhovskii A.V., Nsmelov S.N., Dzyadukh S.M. // Thin Solid Films. – 2014. – V. 551. – P. 92-97.
11. He W., Celik-Butler Z. // Solid-State Electron. – 1996. – V. 39. – No. 1. – P.127-132.
12. Yang M.J., Yang C.H., Kinch M.A., Beck J.D. // Appl. Phys. Lett. – 1989. - V. 54. – No. 3. – P.265-267.
13. Zvara M., Grill R., Hli dek P., e t al.// Semicond. Sci. Tecnol..- 1995. – No . 10. – P.1145-1150.

59. Особенности адмиттанса МДП-структур на основе варизонного МЛЭ $p\text{-HgCdTe}$ ($x=0.22-0.23$)

Войцеховский А.В.¹, Несмелов С.Н.¹, Дзядух С.М.¹, Васильев В.В.², Варавин В.С.², Дворецкий С.А.², Михайлов Н.Н.², Кузьмин В.Д.², Ремесник В.Г.², Сидоров Ю.Г.²

¹Томский государственный университет, Томск, Россия

²Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

Одним из популярных типов детекторов на основе узкозонного полупроводникового твердого раствора $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ являются матричные фотодиоды для спектрального диапазона окна прозрачности атмосферы 8-14 мкм, которые создаются на основе $p\text{-}n$ переходов из $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ при $x=0.21-0.23$ [1,2]. Выращивание HgCdTe при помощи метода молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) обеспечивает возможности выращивания пленки с заданным распределением состава по толщине пленки, что используется для оптимизации характеристик приборов оптоэлектроники на основе HgCdTe . Например, создание приповерхностных слоев с повышенным содержанием CdTe позволяет уменьшить влияние поверхностной рекомбинации на время жизни носителей заряда в рабочем слое инфракрасных детекторов [3].

Исследования свойств МДП-структур на основе варизонного МЛЭ $p\text{-HgCdTe}$ ($x=0.22-0.23$) немногочисленны [4-7]. Пока практически не изучены свойства МДП-структур на основе варизонного МЛЭ $p\text{-HgCdTe}$ ($x=0.22-0.23$) при температурах, меньших 77 К, хотя такие исследования могут дать важную информацию о физических процессах в МДП-структурах и в фотодиодных структурах [8,9]. Целью данной работы являются экспериментальные исследования электрофизических характеристик МДП-структур на основе варизонного МЛЭ $p\text{-HgCdTe}$ ($x=0.22-0.23$) в диапазоне температур (8-300 К) и анализ полученных результатов.

МДП-структуры для исследований изготавливались на основе $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, выращенного методом МЛЭ на подложках из GaAs(013). С обеих сторон рабочего слоя при выращивании гетероструктур создавались варизонные слои с повышенным содержанием CdTe. До формирования диэлектрических покрытий гетероструктуры были исследованы при помощи метода Холла и бесконтактной СВЧ методики. Технологические и электрофизические параметры некоторых исследованных гетероструктур приведены в таблицах 1 и 2, соответственно.

Следует отметить, что структура 1 была получена на основе эпитаксиальной пленки, легированной As, а структуры 2 и 3 были получены на основе пленки, в которой произошла конверсия типа проводимости в результате отжига [10].

Таблица 1. Технологические параметры гетероструктур

№ структуры	Состав на поверхности	Толщина верхнего варизонного слоя, мкм	Толщина нижнего варизонного слоя, мкм	Состав в рабочем слое	Толщина рабочего слоя, мкм
1 0.49		0.4	1.3	0.23	7.5
2 0.47		0.45	1.6	0.22	8.1
3 0.22		—	1.6	0.22	8.1

Таблица 2. Электрические параметры гетероструктур ($T=78\text{ K}$)

№ структуры	Концентрация основных носителей, см^{-3}	Подвижность основных носителей, $\text{см}^2\text{V}^{-1}\text{c}^{-1}$	Проводимость, $\text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$	Время жизни, нс
1	1.1×10^{17}	260	4,64	100
2,3	8.8×10^{15}	502	0,72	6

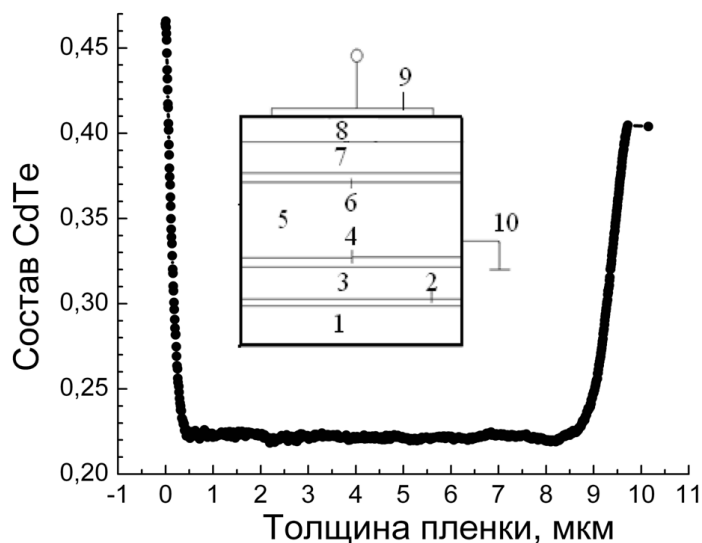


Рис. 1. Распределение состава по толщине структуры 2 на основе гетероэпитаксиального $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, выращенного методом МЛЭ. На вставке – схематическое изображение исследуемых МДП-структур с двухслойным диэлектриком ($\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$)

Структуры 2 и 3 изготавливались из одной гетероструктуры после разрезания ее на части. При изготовлении структуры 3 проводилось предварительное удаление приповерхностного варизонного слоя путем травления поверхности в растворе $\text{Br}_2\text{-HBr}$, а затем наносился двухслойный диэлектрик $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$. Для структур 1, 2 диэлектрическое покрытие наносилось поверх варизонного слоя. Распределение состава по толщине эпитаксиальной пленки для структуры 2, измеренное автоматическим эллипсометром в процессе роста, показано на рис. 1. На вставке рис. 1 показано схематическое изображение исследуемых МДП-структур. На этом рисунке введены следующие обозначения: 1 – подложка из $\text{GaAs}(013)$, 2 – буферный слой из ZnTe толщиной 0.1 мкм, 3 – буферный слой из CdTe толщиной 6.2 мкм, 4 – нижний варизонный слой с повышенным составом, 5 – рабочий слой HgCdTe , 6 – верхний варизонный слой с повышенным составом, 7 – слой SiO_2 , 8 – слой Si_3N_4 , 9 – полевой электрод из In , 10 – тыловой контакт к эпитаксиальной пленке.

Измерения проводились на автоматизированной установке спектроскопии адмиттанса наногетероструктур на базе неоптического криостата Janis и измерителя иммитанса Agilent E4980A. За прямое направление развертки при измерениях принимается изменение напряжения от отрицательных значения к положительным, а за обратное направление развертки – от положительных к отрицательным.

На рис.2 показаны вольт-фарадные характеристики (ВФХ) для МДП-структур на основе $p\text{-Hg}_{0.77}\text{Cd}_{0.23}\text{Te}$ (структура 1) с варизонным слоем при частоте 200 кГц, температурах 8 и 77 К при различных направлениях развертки напряжения. Из рис.2 видно, что емкость структуры 2 при 8 К принимает большие значения в сильной инверсии, чем при 77 К, что может быть связано с уменьшением при снижении температуры дифференциального сопротивления области пространственного заряда (ОПЗ). На ВФХ, измеренных на частотах 1 МГц и 2 МГц, в обеднении-инверсии появилась особенность, которая может быть связана с максимумом плотности состояний разрешенных уровней в запрещенной зоне полупроводника, которые расположены вблизи границы раздела диэлектрик-полупроводник и по данным ВФХ имеют энергию около $E_c-0.14$ эВ. Из температурных зависимостей приведенной проводимости полупроводника на разных частотах следует, что в этой структуре присутствуют глубокие уровни с энергией $E_c-(0.138-0.146)$ эВ. Отметим, что гистерезис ВФХ при температуре 77 К значительно больше для структуры 1, чем при 8 К.

На рис.3 показаны вольт-фарадные характеристики (ВФХ) для МДП-структур на основе варизонного $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$ (структура 2) при частоте 200 кГц, температурах 30 и 77 К при различных направлениях развертки напряжения. По данным спектроскопии адмиттанса в этой структуре присутствуют глубокие уровни с энергией $E_v+(0.04-0.08)$ эВ. При уменьшении температуры от 77 К до 30 К емкость МДП-структуры в сильной инверсии уменьшилась, что может быть связано с увеличением дифференциального сопротивления ОПЗ при снижении температуры. Различие хода ВФХ структуры 2 при температуре 77 К значительно больше, чем при 30 К.

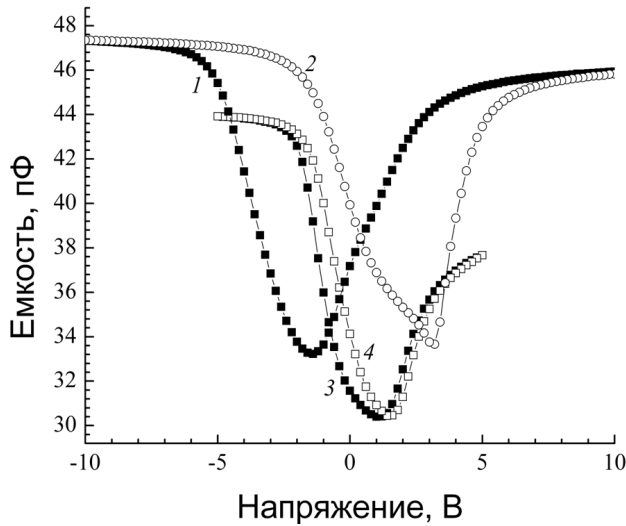


Рис.2. Вольт-фарадные характеристики МДП-структуры на основе p -HgCdTe с варизонным слоем (структура 1), измеренные на частоте 200 кГц при температурах 77 К (1,2) и 8 К (3,4) при прямой (1,3) и обратной развертке (2,4) напряжения

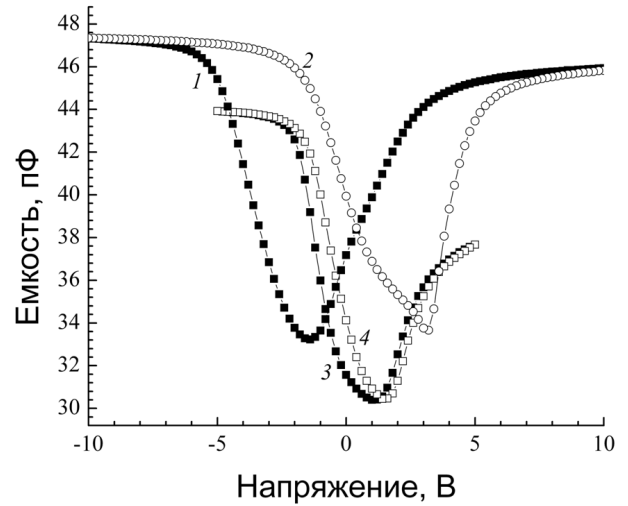


Рис.3. Вольт-фарадные характеристики МДП-структуры на основе p -HgCdTe с варизонным слоем (структура 1), измеренные на частоте 200 кГц при температурах 77 К (1,2) и 30 К (3,4) при прямой (1,3) и обратной развертке (2,4) напряжения

На рис.4 приведены температурные зависимости сопротивления объема эпитаксиальной пленки для МДП-структур на основе МЛЭ p -HgCdTe (структуры 1-3) [4,11]. На вставке показана зависимость проводимости на постоянном токе от обратной температуры для рабочего слоя структуры 1. Видно, что на зависимостях сопротивления объема эпитаксиальной пленки от температуры и проводимости на постоянном токе от обратной температуры можно выделить три участка. При увеличении температуры от 8 К до примерно 50 К сопротивление объема эпитаксиальной пленки уменьшается, что связано с тепловой активацией примеси As. При увеличении температуры от 50 К до 120 К сопротивление объема эпитаксиальной пленки слабо увеличивается, что связано с уменьшением подвижности дырок. При дальнейшем увеличении температуры сопротивление объема эпитаксиальной пленки уменьшается, что связано с ростом собственной концентрации носителей. На зависимости проводимости на постоянном токе от обратной температуры участки 1 и 3 можно аппроксимировать прямой, что позволяет определить энергии активации. Энергетическое положение примеси As составляет $E_V + 4$ мэВ (участок 3, вставка рис.4). Энергия активации высокотемпературного участка роста проводимости (участок 1, вставка рис.4) составляет 173 мэВ, что близко к среднему значению энергии ширины запрещенной зоны для p -Hg_{0.77}Cd_{0.23}Te в диапазоне температур 120-300 К.

На рис.5 показаны зависимости дифференциального сопротивления ОПЗ от обратной температуры для двух различных МДП-структур, сформированных на p -Hg_{1-x}Cd_xTe каждой из структур 1-3. Кривые 2,4,6 на рис.5 рассчитаны разными способами: из измерений частотных зависимостей приведенной проводимости в сильной инверсии (способ 1) и из измерений зависимостей полной проводимости от напряжения с последующей обработкой результатов по формулам [11] (6) (способ 2). Из рис.5 видно, что для структуры 1 при охлаждении от 100 К до 8 К дифференциальное сопротивление ОПЗ монотонно уменьшается. Такой вид зависимости дифференциального сопротивления ОПЗ от температуры характерен для случая ограничения дифференциального сопротивления ОПЗ процессами туннельной генерации (ширина запрещенной зоны зависит от температуры).

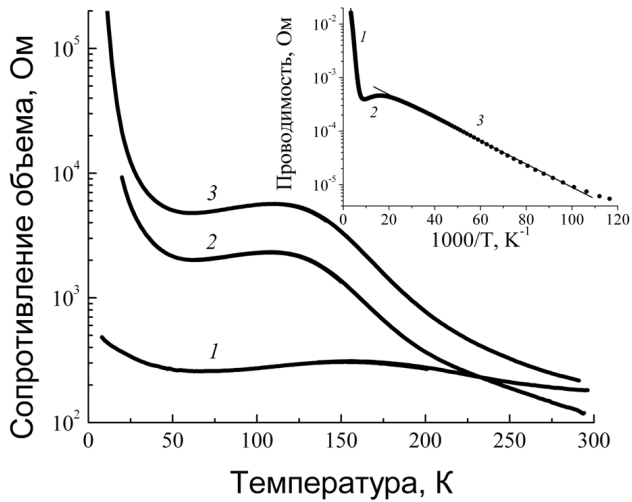


Рис.4. Температурные зависимости сопротивления объема, измеренные на частоте 1 МГц, для МДП-структуры на основе *p*-HgCdTe (1 — структура 1, 2 - структура 2, 3 — структура 3). На вставке — зависимость проводимости на постоянном токе рабочего слоя структуры 1 от обратной температуры

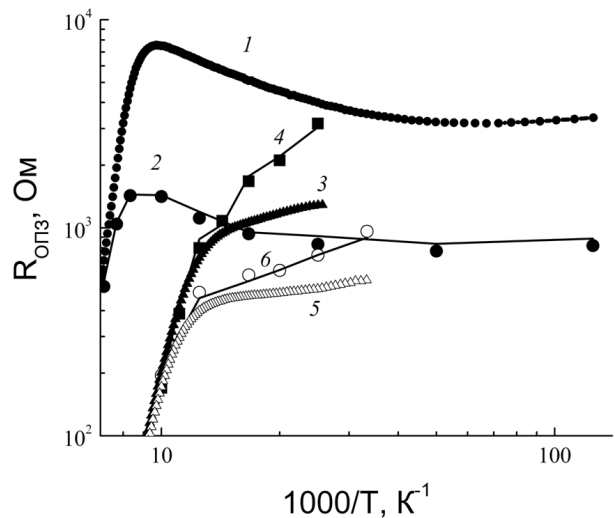


Рис.5. Зависимости дифференциального сопротивления ОПЗ от обратной температуры для различных точек МДП-структур на основе *p*-HgCdTe: 1,2 - структура 1; 3,4 – структура 2; 5,6 – структура 3. Линиями для кривых 2,4,6 показаны зависимости, построенные способом 1, а точками — способом 2

Для структур 2 и 3 при охлаждении от 77 К до 50 К дифференциальное сопротивление ОПЗ монотонно увеличивается. Значение дифференциального сопротивления ОПЗ несколько больше для МДП-структуры на основе *p*-HgCdTe с варизонным слоем (структура 2), чем значение аналогичной величины для МДП-структуры на основе *p*-HgCdTe без варизонного слоя (структура 3). Наиболее вероятно, что доминирующим механизмом генерации неосновных носителей для структур 2 и 3 в диапазоне температур 50-77 К является генерация Шокли-Рида [2]. Это подтверждается проведенными ранее измерениями полевых зависимостей фотоЭДС для таких структур [7]. Высокотемпературный спад дифференциального сопротивления ОПЗ для структур 1-3 связан с доминированием при повышении температуры процессов диффузии неосновных носителей заряда из квазинейтрального объема к поверхности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рогальский А. Инфракрасные детекторы: пер. с англ. под ред. А.В. Войцеховского. – Новосибирск: Наука, 2003. – 636 с.
2. Войцеховский А.В., Давыдов В.Н. Фотоэлектрические МДП-структуры из узкозонных полупроводников. Томск: Радио и связь, 1990. 327 с.
3. Овсяк В.Н., Курышев Г.Л., Сидоров Ю.Г. и др. Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона. Новосибирск: Наука, 2001. 376 с.
4. Войцеховский А.В., Несмелов С.Н., Дзядух С.М. // Изв. вузов. Физика. 2005. №6. С.31-37.
5. Овсяк В. Н., Ярцев А. В. // Прикладная физика. 2007. №5. С.80-83.
6. Voitsekhovskii A.V., Nsmelov S.N., Dzyadukh S.M. // Thin Solid Films. – 2012. – V. 522C. – P. 261-266.
7. Voitsekhovskii A.V., Nsmelov S.N., Dzyadukh S.M. // Thin Solid Films. – 2014. – V. 551. – P. 92-97.
8. He W., Celik-Butler Z. // Solid-State Electron. – 1996. – V. 39. – No. 1. – P.127-132.
9. Zvara M., Grill R., Hlidek P., et al.// Semicond. Sci. Technol.- 1995. – No. 10. – P.1145-1150.

10. Варавин В.С., Дворецкий С.А., Костюченко В.Я. и др.// ФТП. 2004. №5. С.532-537.
11. Войцеховский А.В., Несмелов С.Н., Дзядух С.М. // Изв. вузов. Физика. 2009. №10. С.3-18.

60. О модифицированной модели коллективного движения неосновных носителей заряда в двухслойном полупроводнике

Серегина Е.В.¹, Степович М.А.¹, Макаренков А.М.², Филиппов М.Н.³, Платошин Е.В.¹

¹ *Калужский государственный университет им. К.Э. Циолковского, Калуга, Россия*

² *Филиал МГТУ им. Н.Э. Баумана, Калуга, Россия*

³ *Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН», Москва, Россия*

Для количественного описания явления диффузии неравновесных неосновных носителей заряда (ННЗ), генерированных в полупроводнике внешним энергетическим воздействием, обычно используются следующие две модели:

1) т.н. модель коллективного движения ННЗ [1, 2], согласно которой на диффузию неравновесных ННЗ из любого микрообъема полупроводника оказывают влияние другие электроны или дырки из других микрообластей материала. Математически это выражается в том, что в дифференциальное уравнение диффузии в качестве функции генерации ННЗ (правая часть дифференциального уравнения) входит функция, описывающая зависимость от координат плотности ННЗ, генерируемых в единицу времени в мишени. Эта модель успешно используется для количественного описания процессов диффузии ННЗ в однородных полупроводниках, для которых правая часть дифференциального уравнения является непрерывной функцией от координат;

2) т.н. модель независимых источников, согласно которой на диффузию неравновесных ННЗ из любого микрообъема полупроводника не оказывают влияния другие электроны или дырки из других микрообластей материала. Математически это выражается в том, что сначала решается уравнение диффузии для каждого из точечных источников ННЗ, после чего посредством интегрирования по объему, занимаемому источниками ННЗ, находится распределение ННЗ в полупроводнике в результате их диффузии. Идея такого подхода заимствована нами из классической работы [3]. Эта модель ранее использовалась для количественного описания процессов одномерной диффузии ННЗ в неоднородных и многослойных планарных структурах, для которых распределение электрофизических параметров материалов по глубине имеет точки разрыва первого рода [4, 5]. Так, в работе [4] при использовании модели независимых источников было получено аналитическое выражение для расчета распределения ННЗ, генерированных широким электронным пучком в структуре типа “эпитаксиальная пленка-подложка”, созданной на базе одного и того же полупроводникового материала. Расчеты в [4] проводились для параметров, характерных для полупроводниковой структуры “эпитаксиальная пленка GaAs-монокристаллическая подложка GaAs” с разным (но одинаковым внутри каждого из материалов) уровнем легирования примесями – в этом случае электрофизические параметры в каждом материале различны, а на границе раздела “пленка-подложка” имеют разрыв первого рода. Аналогичные расчёты проведены в [5] для более сложной трёхслойной структуры. Нами модель независимых источников использовалась в задачах математического моделирования стохастического явления диффузии ННЗ в однородных полупроводниковых материалах [6, 7].

В настоящей работе предложена модификация первой модели, позволяющая использовать её для моделирования диффузии ННЗ в двухслойном материале. Возможность использования этой модели для решения такой задачи появляется, если

вместо кусочно-постоянных коэффициентов (электрофизических параметров) дифференциального уравнения диффузии НЗ использовать их новые аппроксимации, основанные на тригонометрических выражениях в виде рекурсивных функций [8]. Отметим, что аппроксимирующие функции являются непрерывными и аналитическими и потому на границе слоев они в большей степени, чем ступенчатые функции, соответствуют зависимости значений реальных электрофизических параметров от координаты [9].

В этом случае для одномерной диффузии в конечный полупроводник концентрация НЗ по глубине находится как решение дифференциального уравнения

$$L_n(z) \frac{d^2 \Delta p(z)}{dz^2} - \Delta p(z) = -\rho(z) \tau_n(z) \quad (1)$$

с граничными условиями

$$D_1 \frac{d \Delta p(z)}{dz} \Big|_{z=0} = v_s \Delta p(0), \quad \Delta p(l) = 0. \quad (2)$$

Для двухслойной структуры обозначим: z_1 - координата границы раздела двух слоев, $D_1, D_2, L_1, L_2, \tau_1, \tau_2$ - коэффициент диффузии, диффузионная длина, время жизни НЗ соответственно в первом и втором слоях. При этом $L_1 = \sqrt{D_1 \tau_1}$, $L_2 = \sqrt{D_2 \tau_2}$, а $S = L_1 v_s / D_1$, v_s - скорость поверхностной рекомбинации НЗ в первом материале. Функция $\Delta p(z)$ описывает концентрацию по глубине НЗ, генерированных внешним энергетическим воздействием; z - координата, отсчитываемая от плоской поверхности вглубь полупроводника. Функция $\rho(z)$ - зависимость от координаты плотности мощности, рассеянной в полупроводниковой мишени. Для широкого электронного пучка $\rho(z)$ может быть найдена из соотношения для плотности энергии $\rho^*(z)$ [10]:

$$\rho^*(z) = \frac{1,085(1-\eta)P_0}{\sqrt{\pi}(1-\eta + \eta z_{ss} / z_{ms})} \left\{ \exp \left[-\left(\frac{z - z_{ms}}{z_{ms}} \right)^2 \right] + \frac{\eta}{1-\eta} \exp \left[-\left(\frac{z - z_{ss}}{z_{ss}} \right)^2 \right] \right\}.$$

Здесь P_0 - мощность электронного пучка, рассеянная в мишени, z_{ms} - глубина максимальных потерь энергии первичными электронами, испытавшими малоугловое рассеяние; z_{ss} - глубина максимальных потерь энергии обратно рассеянными электронами; η - коэффициент обратного рассеяния электронов зонда.

В уравнении (1) вместо кусочно-постоянных коэффициентов (электрофизических параметров) используются их новые аппроксимации, основанные на использовании тригонометрических выражений в виде рекурсивных функций [8]:

$$\begin{aligned} \{f_n(z) | f_n(z) &= (h/2)(1 + \sin(\varphi_n(z))), \\ \varphi_n(z) &= (\pi/2)\sin(\varphi_{n-1}(z)), \varphi_1(z) = (\pi/2)f_1(z), n-1 \in N \}. \end{aligned}$$

В качестве начальной функции выбирается функция вида $f_1(z) = \exp(1 - (az + b)^2) - 1$. Из условия $f_1(z_2) = f_1(z_3) = 0$ находятся $a = 2/(z_1 - z_2)$; $b = (z_1 + z_2)/(z_2 - z_1)$. При этих значениях коэффициентов a и b последовательность $\{f_n(z)\}$ сходится к ступенчатой функции $f(z)$:

$$f(z) = \begin{cases} h, & z \in (z_2, z_3), \\ 0, & z \notin (z_2, z_3). \end{cases}$$

Тогда ступенчатые функции $L(z)$ и $\tau(z)$ со значениями L_1, τ_1 на промежутке $[0, z_1]$, и L_2, τ_2 на промежутке $[z_1, l]$ можно аппроксимировать суммой аналогичных последовательностей: $L_n(z) = \sum_{i=1}^2 \{f_n(z)\}_i, \tau_n(z) = \sum_{i=1}^2 \{f_n(z)\}_i$.

Целью работы является нахождение решения уравнения (1), (2) с использованием метода конечных разностей [11].

Для дифференциальной задачи (1), (2) построена разностная схема второго порядка аппроксимации на равномерной сетке $\bar{D}_h = \{z_i = ih, i = 0, \dots, N, h = l/N\}$:

$$\begin{aligned} \Delta p_{i-1} + \left(-\frac{h^2}{L_{n_i}^2} - 2 \right) \Delta p_i + \Delta p_{i+1} &= -\frac{h^2 \tau_{n_i} \rho_i}{L_{n_i}^2}, \quad 1 \leq i \leq N-1, \\ \left(1 + \frac{h^2}{2L_{n_0}^2} + Sh \right) \Delta p_0 - \Delta p_1 &= \frac{\tau_{n_0} h^2 \rho_0}{2L_{n_0}^2}, \quad \Delta p_N = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Система (3) решается методом прогонки.

На рис. 1 и 2 представлены результаты расчетов, проведенных для параметров, характерных для полупроводниковой структуры “эпитаксиальная пленка GaAs - монокристаллическая подложка GaAs”. Используются следующие значения параметров: $L_1 = 0,5$ мкм, $\tau_1 = 3,2 \cdot 10^{-9}$ с, $S_1 = 50$ – для первого материала (пленки); $L_2 = 10$ мкм, $\tau_2 = 9,5 \cdot 10^{-9}$ с – для второго материала (подложки). Энергия электронов пучка $E_0 = 20$ кэВ. Значение $z_1 = 1,5$ мкм.

$L_5(z); L_{11}(z)$, мкм

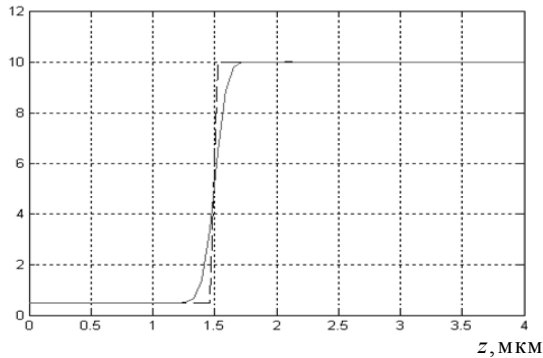


Рис. 1. Аппроксимация диффузионной длины ННЗ, основанная на использовании тригонометрических выражений в виде 5 рекурсивных функций (график отмечен непрерывной линией) и 11 рекурсивных функций (график отмечен пунктирной линией)

$\Delta p(z)$, усл. ед.

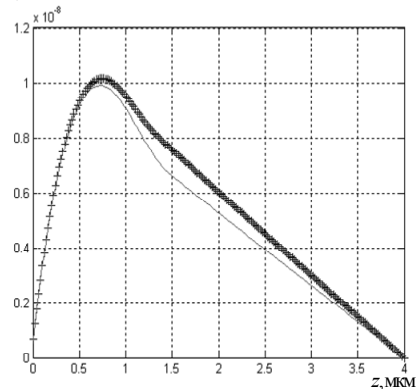


Рис. 2. Концентрация ННЗ, полученная с помощью модифицированной модели (1), (2) с использованием $n = 5$ рекурсивных тригонометрических функций (график отмечен крестиками), и с использованием $n = 11$ функций (график отмечен непрерывной линией), а также концентрация ННЗ, рассчитанная с использованием кусочно-постоянных коэффициентов (электрофизических параметров) дифференциального уравнения диффузии ННЗ при помощи модели независимых источников (график отмечен пунктирной линией)

Из рисунка 2 видно, что концентрация НЗ по глубине, рассчитанная методом конечных разностей с помощью модифицированной модели (1) (2) с использованием 11 рекурсивных тригонометрических функций, в выбранном масштабе совпадает с концентрацией НЗ, рассчитанной с использованием кусочно-постоянных коэффициентов дифференциального уравнения диффузии НЗ. Здесь также показан результат моделирования концентрации НЗ по глубине с использованием 5 аппроксимирующих функций.

Предложенная модель является перспективной для количественного описания процессов одномерной диффузии НЗ в неоднородных и многослойных планарных структурах.

Исследования проведены при частичной финансовой поддержке Минобрнауки РФ (проект № 1.6107.2011).

Литература

1. Wittry D.B., Kyser D.F. // J. Appl. Phys. 1967. Vol. 38. P. 375.
2. Rao-Sahib T.S., Wittry D.B. // J. Appl. Phys. 1969. № 40. P. 3745.
3. Van Roosbroeck W. // J. Appl. Phys. 1955. Vol. 26 No. 1. P. 380.
4. Степович М. А., Снопина М. Г., Хохлов А. Г. // Прикладная физика. 2004. № 3. С. 61.
5. Burylova I.V., Petrov V.I., Snopina M.G., Stepovich M.A. // Физика и техника полупроводников. 2007. Т. 41. вып. 4. С. 458.
6. Серегина Е.В., Макаренков А.М., Степович М.А. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2009. № 6. С. 80.
7. Серегина Е.В., Макаренков А.М., Степович М.А. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2012. № 4. С. 47.
8. Алюков С.В. // Математическое моделирование. 2011. Т. 23. № 3. С. 75.
9. Baek D.H., Kim S.B., Schroder D.K. // J. Appl. Phys. 2008. 054503. 104.
10. Михеев Н.Н., Степович М.А. / / Заводская лаборатория. 1996. Т. 62. № 4. С. 20.
11. Самарский А.А. Теория разностных схем. М.: Наука. 1977. 572 с.

61. Анализ диффузии носителей заряда в фоточувствительном слое матричных фотоприемников на основе HgCdTe

Вишняков А.В., Стучинский В.А., Брунев Д.В., Зверев А.В., Дворецкий С.А.

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

В настоящей работе мы даем анализ возможности применимости модели, ранее использованной для анализа результатов сканирования узкого пятна засветки отдельным фотодиодом (ФД) матричного фотоприемного устройства (ФПУ) при малом уровне регистрируемого фототока j_{ph} (см. [1]), для описания аналогичных распределений, измеренных в нормальном рабочем режиме устройства. Модель [1] была основана на предположении, что эффективная (с учетом отбора фотогенерированных носителей заряда (ФНЗ)) длина диффузии НЗ в фоточувствительной пленке устройства $l_{d\text{eff}}$ является сопоставимой (а в идеале – превышает) как толщину ФС d , так и расстояние между краями областей пространственного заряда смежных ФД l_{SCR} . В результате можно было считать, что диффузия НЗ осуществляется по пленке нулевой толщины, а их отбор в цепи считывания фотосигнала S осуществляется не дискретной фотодиодной матрицей, а сплошным электродом. В такой модели учесть возмущающее действие фотодиодной матрицы на распределение ФНЗ в ФС оказывалось возможным посредством введения в

диффузионное уравнение дополнительного члена, записанного в предположении, что локальная плотность отбираемого фототока j_{ph} (обезразмеренная на время жизни носителей заряда) пропорциональна (с некоторым коэффициентом k) локальному значению слоевой концентрации ФНЗ n . Анализ распределений фотосигнала $S(x)$, измеренных при низком уровне регистрируемых фототоков, позволил определить “объемную” длину НЗ в материале ФС, которая для изученных матричных ФПУ на основе материала HgCdTe средневолнового и длинноволнового диапазонов (ФП-1 и ФП-2, описание ФПУ дано в [1]) составила $l_d \approx 19.5$ и 24 мкм.

Между тем в нормальном рабочем уровне рассматриваемых ФПУ эффективная длина диффузии ФНЗ в ФС ФПУ становится сопоставимой с характерным размером l_{SCR} латеральной структуры фотодиодной матрицы, и при расчете фотосигнала S возникает необходимость учитывать ее неоднородность. Этот учет осуществлялся путем решения двумерного уравнения диффузии

$$l_d^2 \cdot \Delta n(x, y) = -g(x, y) \cdot \tau + n(x, y) + k_{ph} \cdot P(x, y) \cdot n(x, y) \quad (1)$$

для функции $n(x, y)$, описывающей распределение слоевой концентрации ФНЗ в плоскости фотоприемника. Структура фотодиодной матрицы учитывалась функцией $P(x, y)$, которая предполагалась равной единице в области под n^+ -областями фотодиодной матрицы и нулю в области вне фотодиодов. Далее, предполагалось, что в области матрицы вне ФД реализуется длина диффузии, равная длине диффузии в “объемном” материале HgCdTe, величина которой ранее была определена для каждого из двух исследованных ФПУ в [1]. В области под фотодиодами предполагалось уменьшенное (из-за отсасывающего действия ФД) значение (эффективной) длины диффузии, соответствующее подлежащему определению значению коэффициента k_{ph} . Связь между величиной коэффициента k_{ph} и значением $l_{d\,eff}$ в области под фотодиодами дается соотношением $l_{d\,eff} = l_d / \sqrt{1 + k_{ph}}$.

Средством решения уравнения (1) являлось использование функции `rela` х системы MathCad. Уравнение решалось в квадратной области размером 1024×1024 мкм, покрытой квадратной же сеткой с шагом 1 мкм. Пятно засветки протягивалось посередине области вдоль оси y (положение оси пятна при $x=512$ мкм соответствовало ситуации, когда выбранный ФД лежал точно на оси пятна). На границах, параллельных пятну засветки ($x=0$ и 1024 мкм) для слоевой концентрации ФНЗ принимались нулевые граничные условия ($n=0$). Начальное граничное условие на границах, перпендикулярных пятну засветки, бралось из решения одномерной задачи, а на второй итерации, для уточнения решения, – из условия периодичности решения вдоль направления, параллельного пятну. Далее путем соответствующего интегрирования (по квадрату размером 14×14 мкм) вычислялись относительные величины фотосигнала S для разных положений пятна засветки относительного используемого для измерений фотодиода. Для примера на Рис. 1 показаны трехмерные графики и изолинии решения $n(x, y)$, полученные для ситуаций, когда измерительный фотодиод лежал на оси пятна засветки (Рис. 1 а) и когда его центр был смещен от оси пятна на расстояние 10 мкм (Рис. 1 б).

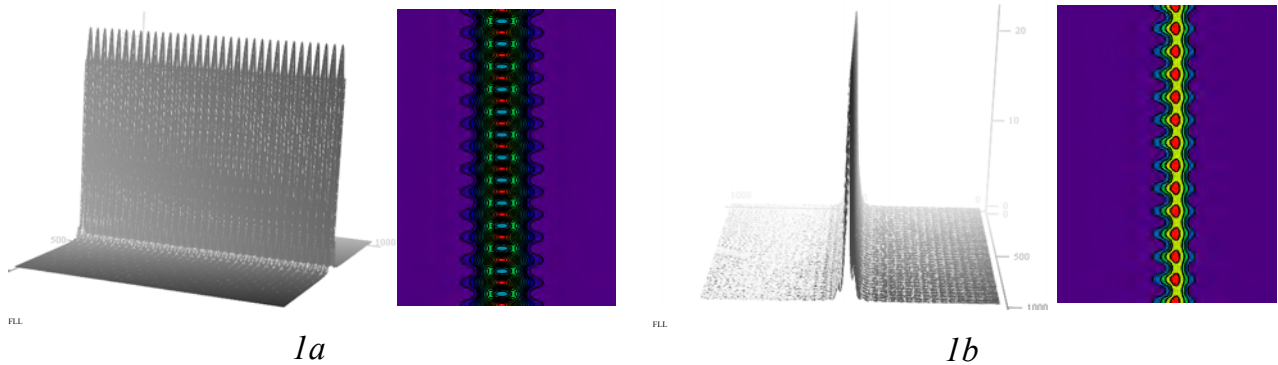


Рис. 1. Двумерные графики и изолинии концентрации ФНЗ при положении измерительного фотодиода на оси пятна засветки (а) и при положении его центра на расстоянии 10 мкм в стороне от оси пятна (б). Данные получены в расчете с $k_{ph}=40$

Целью вычислений являлось подбор таких величин коэффициента k_{ph} , при которых достигалось наилучшее совпадение рассчитанных и измеренных нормированных распределений фотосигнала $S(x)$, регистрируемых для разных значений потенциала V_g на затворах входных МОП-транзисторов цепей считывания фотоэлектрических ячеек ФПУ, включая значение V_g , соответствующее нормальному рабочему режиму. Значения коэффициента k_{ph} , найденные для значений $V_g \leq 0.90$ В для фотоприемника ФП-1 и $V_g \leq 0.95$ В для фотоприемника ФП-2, оказались превышающими значения коэффициента k в модели с однородным отбором фототока примерно в 4-5.5 раз (т.е. с коэффициентом, близким к отношению площадей пикселя и фотодиода); этот результат верифицирует применимость описанного выше подхода с однородным отбором тока при малых значениях V_g .

При значениях V_g , соответствующих нормальному рабочему режиму ФПУ форма измеренных распределений $S(x)$ является более сложной по сравнению с формой распределений $S(x)$, измеренных при малых значениях V_g , так что, например, крылья распределений уже не могут быть аппроксимированы экспоненциальными распределениями с фиксированной величиной показателя экспоненты.

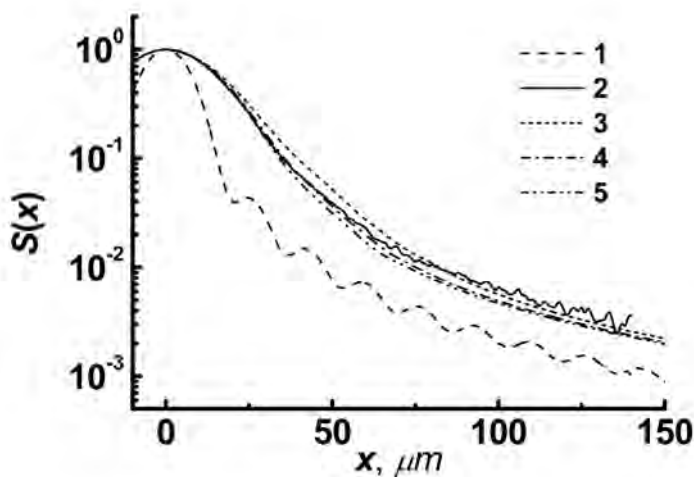


Рис. 2. Измеренное при $V_g=0.95$ В распределение фотосигнала $S(x)$ в фотоприемнике ФП-2 (кривая 2) в сопоставлении с распределениями $S(x)$, рассчитанными для $k_{ph}=20, 40$ и 60 (кривые 3, 4 и 5, соответственно). Кривая 1 – распределение интенсивности излучения в пятне засветки.

соответствующему нормальному рабочему режиму ФПУ. Указанные значения k_{ph} соответствуют значениям эффективной длины диффузии НЗ в области под ФД $l_{d\text{eff}} \approx 3.7\text{-}5.2$ мкм. Следует отметить здесь, что полученная оценка длины $l_{d\text{eff}}$ имеет характер

Сравнение измеренного при $V_g=0.95$ В и рассчитанных с разными значениями k_{ph} распределений $S(x)$ для фотоприемника ФП-2 дано на Рис. 2. Видно, что с $k_{ph} \approx 20\text{-}40$ достигается неплохое совпадение формы измеренного и рассчитанного распределений; это показывает, что, по крайней мере, в некоторых случаях, использованная модель с $d=0$ способна обеспечить неплохую аппроксимацию измеренных распределений $S(x)$ расчетными кривыми также и при значениях V_g ,

оценки сверху ввиду того, что с увеличением значения k_{ph} рассчитанные значения фотосигнала S (и форма распределений $S(x)$) проявляют насыщение. Можно показать, однако, что полученные значения $l_{d\,eff} \approx 3.7-5.2$ мкм хорошо согласуются с априорной оценкой длины $l_{d\,eff}$, оказывающейся возможной в силу того обстоятельства, что значения кривизны распределений $n(x,z)$ в латеральном направлении и поперек ФС связаны уравнением (1), а относительно формы распределения концентрации ФНЗ поперек ФС оказываются допустимыми некоторые весьма правдоподобные предположения.

Действительно, рассмотрим протяженный (с характерным размером $l \gg l_{d\,eff}$) участок фоточувствительной пленки под отсасывающим электродом с пренебрежимо малой фотогенерацией носителей заряда; мы предполагаем, что диффундирующие ФНЗ попадают в этот участок через его боковую границу, параллельную продолговатому пятну засветки. На фиксированном расстоянии от оси пятна засветки ($x=const$) функцию, описывающую распределение концентрации ФНЗ поперек пленки (вдоль координаты z), можно разложить в ряд по синусам вида $\sin[\frac{z}{d} \cdot (\frac{\pi}{2} + 2\pi \cdot n)]$, $n=0,1,\dots$

Решая уравнение (1) методом разделения переменных, можно видеть, что каждая компонента в ряде экспоненциально затухает в направлении, перпендикулярном оси пятна засветки (вдоль координаты x) с характерной длиной

$$l_{decay} = l_d / \sqrt{1 + [\frac{l_d}{d_{eff}} \cdot (\frac{\pi}{2} + 2\pi \cdot n)]^2}, \quad (2)$$

причем наименее быстро затухает компонента с наименьшим значением пространственной частоты соответствующего синуса ($n=0$). В формуле (2) d_{eff} – эффективная толщина ФС в области под ФД (за вычетом величины заглубления $p-n$ – перехода в пленку и глубины поглощения ИК-излучения в ФС). Значение длины l_{decay} для наименее быстро затухающей компоненты с $n=0$ может быть отождествлено с эффективной длиной латеральной диффузии ФНЗ в ФС фотоприемника $l_{d\,eff\,lat}$. Для $d_{eff}=6, 7$, и 8 мкм в фотоприемнике ФП-2 формула (2) дает соответственно $l_{d\,eff\,lat} \approx 3.8, 4.4$, и 5.0 мкм. Эти значения $l_{d\,eff\,lat}$ соответствуют $k_{ph} \approx 22-39$. Отметим, что, в соответствии с ожиданиями, значение $l_{d\,eff\,lat} \approx 5.0$ мкм оказывается весьма сопоставимым с величиной d_{eff} . Аналогичная оценка длины $l_{d\,eff\,lat}$ была также получена и для фотоприемника ФП-1.

Далее мы можем рассмотреть вопрос о том, почему модель с нулевой толщиной ФС оказывается способной давать приемлемое описание формы распределения слоевой концентрации ФНЗ в ФС не только при малых значениях V_g , где возможность использования двумерной модели является естественным следствием того обстоятельства, что при малом отборе ФНЗ из ФС их распределение поперек ФС оказывается близким к однородному, но также и при больших значениях V_g . Характерной чертой модели с $d=0$ является то обстоятельство, что в ней принимается пропорциональность локального фототока локальной величине слоевой концентрации ФНЗ. В более же адекватной трехмерной модели диффузии локальный фототок должен вычисляться посредством интегрирования по площади ФД нормальной компоненты градиента концентрации ФНЗ. Можно рассмотреть предельный случай, противоположный случаю, рассмотренному выше, а именно участок пленки, в который ФНЗ попадают преимущественно путем их фотогенерации в тонком слое вблизи границы раздела HgCdTe- подложка, где имеет место поглощение ИК-излучения. В этом случае поперечное (поперек ФС) распределение ФНЗ близко к гиперболическому синусу, $\propto \sinh(z/l_d)$. Теперь для двух рассмотренных предельных случаев можно вычислить отношения $\delta n(z)/\delta z / n_{sheet}$, которые для синуса и гиперболического синуса оказываются равными $(\pi/2d)^2$ и $(2/d)^2$, и, таким образом, различаются не слишком

сильно. В случаях, когда ФНЗ появляются в рассматриваемой области в результате фотогенерации и диффузии примерно в сопоставимых долях, рассматриваемое отношение $(\delta n(z)/\delta z)/n_{sheet}$ будет принимать значение где-то между вышеприведенными величинами $(\pi/2d)^2$ и $(2/d)^2$. Поэтому диапазон значений между числом $(\pi/4)^2 = 0.62$ и единицей характеризует максимальную относительную погрешность, с которой реальные распределения слоевой концентрации ФНЗ могут быть приближены результатами модели с $d=0$. Если же на протяжении рассматриваемого участка в общем количестве ФНЗ доминирует одна из двух долей (например, происходящая от диффузии), то относительная точность, с которой результаты использованной модели с $d=0$ будут воспроизводить реальные распределения концентрации ФНЗ, может оказаться существенно выше. Вышеприведенное рассуждение может служить обоснованием применимости использованной модели с нулевой толщиной ФС к анализу диффузии носителей заряда в ФС рассматриваемых фотоприемников.

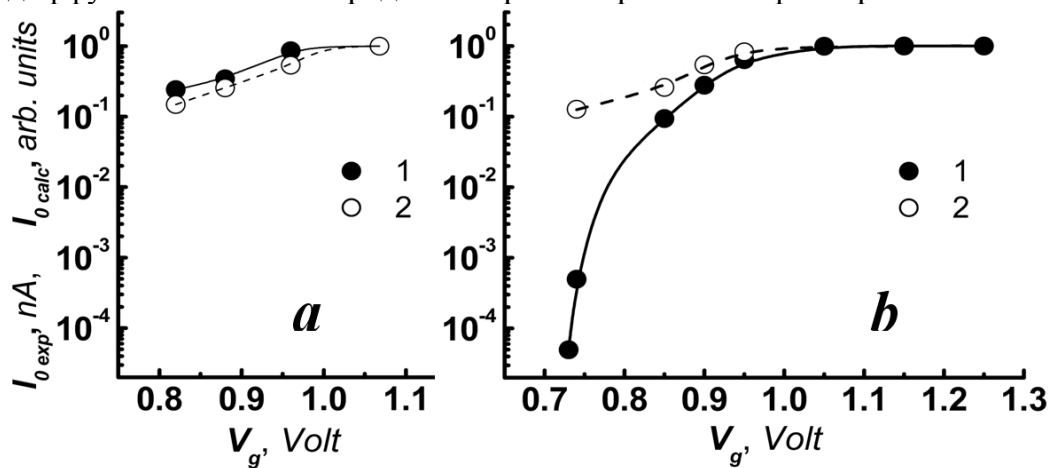


Рис. 3. Сравнение зависимостей от V_g экспериментально оцененного и рассчитанного по двумерной модели с $d=0$ фототока I_o фотодиода, центрированного на пятне засветки, для фотоприемников ФП-1 (a) и ФП-2 (b). Данные для фотоприемника ФП-2 приведены к постоянному уровню освещенности в пятне

На Рис. 3 дано сопоставление зависимости предсказываемого двумерной моделью фототока I_o центрированного на пятне фотодиода от величины V_g с соответствующей экспериментальной зависимостью. Рассчитываемый ток вычислялся исходя из величины коэффициента k_{ph} , полученного из анализа формы распределений $S(x)$. В связи с отсутствием точных фотометрических данных значения тока I_o вычислялось в относительных величинах, а затем полученные данные нормировались таким образом, чтобы оказались совмещены уровни насыщения фототока, достигающиеся при больших значениях V_g . Значительное относительное превышение величины $I_{o\ calc}$ над $I_{o\ exp}$ в области V_g , соответствующей малым величинам фототока, может указывать на заметную рекомбинацию электронов и дырок, генерированных светом в фоточувствительной пленке HgCdTe, в n^+ -области фотодиодов длинноволнового фотоприемника с малой шириной запрещенной зоны. Отметим, что коррекция результатов работы [1] на это обстоятельство не приводит к существенному изменению полученной в [1] оценки l_d . Именно, для фотоприемника ФП-2 аппроксимация зависимости $l_{d\ eff}(I_{o\ calc})$ к нулевому значению тока $I_{o\ calc}$ приводит к значению $l_d \approx 25.5$ мкм, близкому к найденному ранее значению 24 мкм. Для фотоприемника ФП-1 аналогичная аппроксимация дает значение l_d , практически совпадающее с полученным ранее (≈ 19.5 мкм).

Отметим в заключение, что еще одним естественным применением рассмотренной здесь модели, помимо верификации подхода работы [1] и анализа структуры тока освещенных прямосмещенных фотодиодов, может быть основанный на решении диффузионного уравнения (1) расчет функции точечного источника для

рассматриваемых ФПУ, а также моделирование результатов экспериментов по субпиксельному сканированию фотодиодных матриц.

Литература

1. А.В. Вишняков, В.А. Стучинский, и др. Определение длины диффузии носителей заряда в фоточувствительном слое матричных фотоприемников на основе HgCdTe с применением метода сканирования светового пятна при малых уровнях фототока, Тезисы доклада на 23 Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения, 28-30 мая 2014 г., Москва.

62. Длина диффузии неосновных носителей заряда в слоях AlGaN для фотоприемных структур

Малин Т.В.¹, Гишинский А.М.¹, Мансуров В.Г.¹, Протасов Д.Ю.¹, Якимов Е.Б.², Журавлев К.С.¹

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

² Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Россия

Длина диффузии неосновных носителей заряда (н.н.з.) L_d определяет параметры целого ряда полупроводниковых приборов, включая светоизлучающие (светодиоды и лазеры) и фоточувствительные приборы (фотодиоды, фотокатоды), а также биполярные транзисторы. Приводимые в литературе значения длины диффузии неосновных носителей для материалов группы А₃-нитридов (GaN и твердые растворы на его основе), перспективных для создания фотоприемных и светоизлучающих устройств ультрафиолетового (УФ) диапазона спектра, могут различаться в сотни раз, что обусловлено отличиями в составе и концентрации дефектов в слоях, полученных различными методами. По этой причине необходимы определение длины диффузии в используемых материалах и оптимизация приборной гетероструктуры с учетом полученных значений. В настоящей работе сообщаются результаты измерения длины диффузии н.н.з. в слоях AlGaN состава $x=0,1$, предназначенных для фотоприемных структур «видимо-слепого» диапазона спектра.

Исследуемые структуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) в модифицированной установке МЛЭ Riberg CBE-32P (Франция) с использованием аммиачного источника активного азота. Рост производился на подложках двухсторонне полированного сапфира с ориентацией (0001) производства ОАО «Монокристалл», г.Ставрополь. Гетероструктуры предназначались для создания $p-n$ или $p-i-n$ фотодиодов, освещаемых через прозрачную подложку и подключаемых к устройству считывания с обратной стороны. Перед выращиванием p и n областей в структуре формировался широкозонный «оконный» слой с содержанием $x_{\text{AlN}}=0,2-0,45$. Легирование n и p -областей структуры производилось соответственно кремнием и магнием. Для изготовления фотодиодов на структурах плазмохимическим травлением в среде $\text{BrCl}_3:\text{Ar}:\text{N}_2$ через маску вытравливались мезы, после чего изготавливались контакты к n и p -областям. Поскольку проводимость слоев нитридов p -типа значительно ниже проводимости материала n -типа, для снижения влияния сопротивления растекания гетероструктуры выращивались с $n-p$ -последовательностью слоев и освещением с n -стороны фотодиодов, в то время как p -слой структуры использовался как контактный. Омические контакты изготавливались к тыльной p -стороне структуры на вершинах мез напылением слоев Ni/Au с последующими вжиганием на воздухе и между мезами к фронтальной n -области напылением слоев Ti/Au с последующим вжиганием в атмосфере азота.

Измерение длины диффузии неосновных носителей заряда – дырок в n -области структуры производилось двумя методами. Для измерения величины L_d в приборной структуре применялась методика регистрации спектральной зависимости фототока диода, использующая зависимость глубины генерации пар носителей от длины волны возбуждающего излучения. Измерения проводились в структуре с увеличенной толщиной n -слоя, плотность мощности возбуждения составляла ≈ 10 мкВт/см². Для определения L_d в слоях AlGaIn, синтезируемых при отработке технологии роста структуры и её легирования, использовалась методика тока, наведенного электронным пучком. Измерение этим методом проводилось при освещении структуры с барьером Шоттки, созданным напылением металла на поверхность исследуемого образца, формируемым в электронном микроскопе пучком электронов с переменной энергией. Зависимость величины наведенного тока от энергии электронов в пучке, обусловленная изменением глубины генерации электрон-дырочных пар при изменении энергии первичных электронов, позволяет в этом случае определять длину диффузии неосновных носителей заряда. Для проведения измерений использовался растровый электронный микроскоп JEOL JSM-840A. Измерения длины диффузии проводились при комнатной температуре.

Результаты измерения величины L_d двумя методами соответствуют друг другу. Основные данные иллюстрируются на рисунках 1 и 2. На рис.1 показан спектр фототока n -Al_{0,1}Ga_{0,9}N / p -Al_{0,1}Ga_{0,9}N структуры с толщинами n и p слоев 500 и 2000 нм соответственно и концентрацией электронов в n -слое 10^{17} см⁻³ (символы). Сплошными линиями на рисунке показаны расчетные спектры фототока для различных значений длины диффузии дырок в n -слое структуры. Расчет модельных спектров сделан с учетом спектра поглощения слоев Al_{0,1}Ga_{0,9}N, измеренного при помощи регистрации спектра пропускания структуры. Как видно из рисунка, величина L_d составляет 125–150 нм.

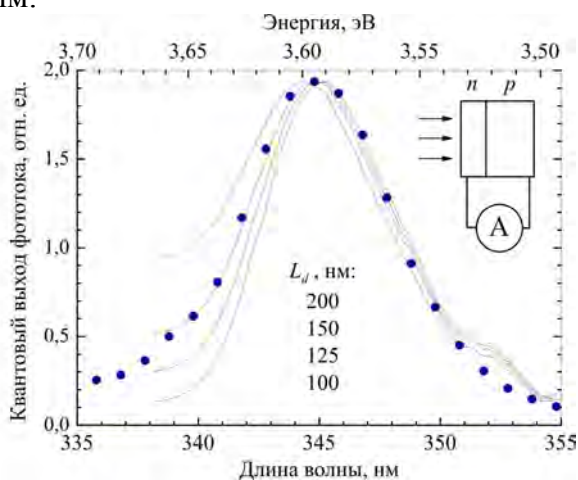


Рис.1. Экспериментальный (точки) и расчетные (линии) спектры фототока фотодиодной структуры n -Al_{0,1}Ga_{0,9}N/ p -Al_{0,1}Ga_{0,9}N

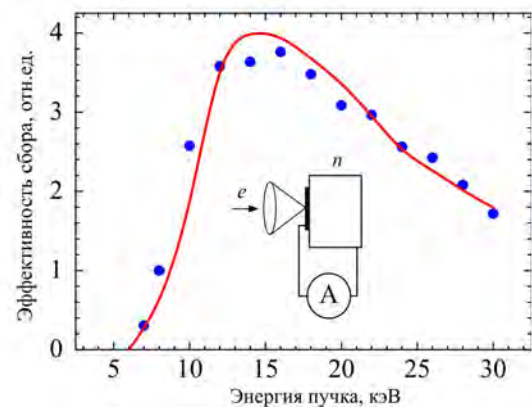


Рис.2. Зависимость величины тока, наведенного электронным пучком в структуре с n -Al_{0,1}Ga_{0,9}N слоем толщиной 2000 нм и уровнем легирования 10^{17} см⁻³, от энергии электронного пучка (символы). Сплошная линия: расчетная зависимость для длины диффузии дырок 150 нм

На рис.2 показана зависимость величины тока, наведенного электронным пучком в структуре с барьером Шоттки на n -Al_{0,1}Ga_{0,9}N слое толщиной 2000 нм и близким уровнем легирования, от энергии электронного пучка (символы). Эта зависимость хорошо описывается показанной сплошной линией теоретической зависимостью, рассчитанной для величины длины диффузии дырок $L_d = 150$ нм.

Таким образом, длина диффузии дырок в твердом растворе $\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{N}$ n -типа проводимости, синтезируемом методом аммиачной МЛЭ для использования в видимослепых фотодиодах, равна 125–150 нм. Это значение задает толщину n -слоя гетероструктуры для p - n -фотодиодов. Для оптимизации конструкции фотодиодов p - i - n структуры дополнительно требуется моделирование характеристик прибора с учетом встроенного электрического поля.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ в рамках проектов 13-02-00985, 14-02-91371 и 14-02-00033.

63. Влияние плазмохимического травления и последующего отжига на электрофизические свойства $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$

Костюк Б.А., Варавин В.С., Парм И.О., Ремесник В.Г., Сидоров Г.Ю.

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

Введение.

Пленки $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в настоящее время находят широкое применение в производстве ИК-фотоприемников, работающих в диапазоне длин волн от 1 до 20 мкм. Усложнение ИК матричных фотоприемников требует поиска новых процессов глубокого травления $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. При изготовлении большеформатных линеек и матриц разделение фоточувствительных элементов часто осуществляется с помощью вытравливания канавок для получения меза-диодов. В многоцветных приемниках, ввиду послойного синтеза материала $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, фоточувствительного к разным диапазонам длин волн, существует проблема изготовления контактов к фоточувствительным элементам каждого диапазона. Она решается протравливанием контактных областей к слоям $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ заданного состава.

Проблемы плазменного травления $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$.

Травление на глубину до 10 мкм при размерах фоточувствительного элемента структуры 15-20 мкм возможно только при условии анизотропного процесса травления с преимущественным травлением в глубину.

Известные основные методы травления подразделяются на химическое, ионное и плазмо-химическое травление (ПХТ) [1]. Химическое травление обладает минимальным уровнем воздействия на параметры материала, но в силу изотропии процесса не может быть применено для решения поставленных задач. Ионное травление напротив, может обеспечить необходимый уровень анизотропии, но сильно меняет электрофизические свойства образца [1]. На сегодняшний день наиболее широко для получения двуцветных фотоприемников используется ПХТ, например СЕА/LETI во Франции [2].

В случае ПХТ анизотропия достигается путем получения ускоряющих электрических полей для ионизованных компонентов в зоне травящегося образца.

В литературе не существует достаточно полного описания закономерностей влияния процессов травления и последующего отжига на электрофизические свойства пленок $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$.

Целью работы является выяснение зависимости электрофизических параметров пленок $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, выращенных методом молекулярно лучевой эпитаксии (МЛЭ), от условий ПХТ и отжига.

Экспериментальные результаты и обсуждение.

Исследования проводились на гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ выращенных методом МЛЭ на подложках из (013) Ga As. Образцы были подвергнуты ПХТ на установке реакционно-ионного травления индукционного типа “Plasmalab 80 Plus” фирмы “Oxford Instruments”. В качестве газа-носителя используется смесь Ar/H₂. При травлении образцов скорость достигала около 0,2 мкм/мин при зеркально-гладком

качестве поверхности. Давление газов в реакторе 5 мТорр, соотношение потоков Ar:H₂ равно 4. Время травления 5 минут. При исследовании релаксации электрофизических параметров после ПХТ образцы подвергались химическому травлению на глубину ~1,5 мкм. Электрофизические параметры образцов определялись по измерению эффекта Холла методом Ван - дер - Пау, в диапазоне магнитных полей от 0,05 Тл до 1 Тл, для измерений использовался прибор «Agilent B1500», затем из полевых зависимостей проводимости и коэффициента Холла рассчитывался спектр подвижностей [3]. Из которого методом DM SA [4] извлекались электрофизические параметры носителей заряда.

Результаты и обсуждения

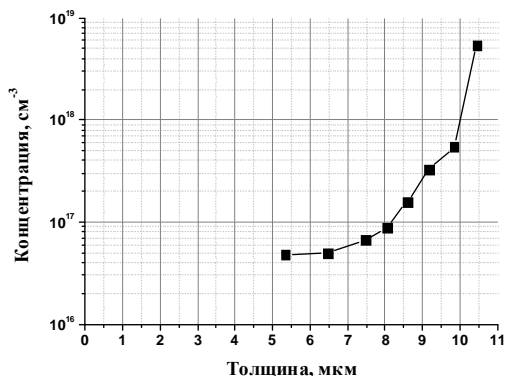
Было проведено ПХТ эпитаксиальной пленки Cd_{0,22}Hg_{0,78}Te выращенной на подложке (013) GaAs диаметром 50,8 мм, и имеющей после выращивания следующие электрофизические параметры:

Таблица №1. Электрофизические параметры образца Cd_{0,22}Hg_{0,78}Te

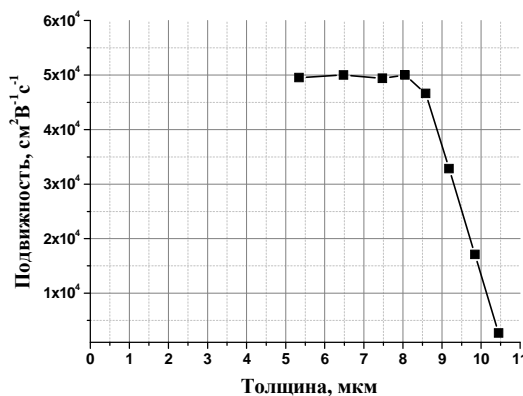
Толщина, мкм	Проводимость, Ом ⁻¹ см ⁻¹	Тип проводимости	Концентрация электронов, n, см ⁻³	Подвижность электронов, μ, см ² В ⁻¹ с ⁻¹
11,3 2,64		электронный	9,0 · 10 ¹³	1,2 · 10 ⁵

Перед ПХТ эпитаксиальная структура была разрезана на образцы размером около 1x1 см².

На рис. 1 а, б приведены распределения концентрации и подвижности по толщине, полученные с помощью дифференциальных Холловских измерений при послойном химическом травлении образцов, подвергнутых ПХТ.



а)



б)

Рисунок 1. а) - распределение концентрации электронов по глубине пленки Cd_{0,22}Hg_{0,78}Te после ПХТ, б) - распределение подвижности. Толщина отсчитывается от границы с буферным слоем CdTe, символы поставлены в середине стравленных слоев.

Из рисунка 1 видно, что вблизи поверхности наблюдается большой градиент электрофизических параметров по толщине. Это явление связано с наличием ионной составляющей в процессе травления, которая разрушает поверхность и создает дефектный приповерхностный слой с высокой концентрацией и низкой подвижностью. Этот эффект хорошо согласуется с литературой [6]

В образцах после ПХТ наблюдалась релаксация электрофизических параметров со временем. На рисунке 2 показаны экспериментальные данные и теоретический расчет для кривых релаксации при T=299К, 343К.

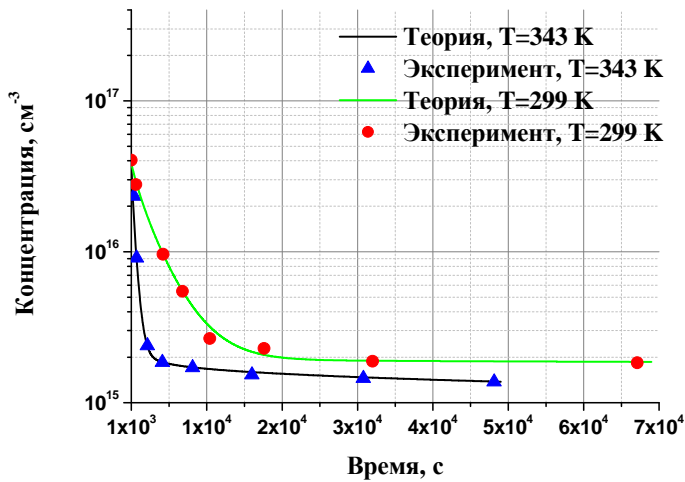


Рисунок 2. Релаксация концентрации “объемных” электронов в образце $\text{Cd}_{0,22}\text{Hg}_{0,78}\text{Te}$ после ПХТ. Сплошные кривые – теоретический расчет, символы – экспериментальные данные.

Для описания процесса релаксации мы использовали теоретическую модель, предложенную в работе [7] согласно которой атомы ртути, освобожденные на поверхности в процессе ПХТ, диффундируют вглубь пленки $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, рекомбинируют с вакансиями ртути в подрешетке металла и захватываются на неподвижные ловушки с образованием комплексов. Ловушки двух типов образованы дефектами кристаллической структуры. Междоузельные и захваченные на ловушки атомы ртути интерпретируются как одновалентные доноры. Для исследованных пленок $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ система кинетических уравнений будет несколько отличаться от предложенной в работе [7], и примет вид:

$$\frac{\partial C_{tr}^{(1)}(y,t)}{\partial t} = -w^{(1)} \cdot C_{tr}^{(1)}(y,t) + R^{(1)} \cdot C_i(y,t) \cdot (N_{tr}^{(1)} - C_{tr}^{(1)}(y,t)) \quad (1)$$

$$\frac{\partial C_{tr}^{(2)}(y,t)}{\partial t} = -w^{(2)} \cdot C_{tr}^{(2)}(y,t) + R^{(2)} \cdot C_i(y,t) \cdot (N_{tr}^{(2)} - C_{tr}^{(2)}(y,t)) \quad (2)$$

$$\frac{\partial C_i(y,t)}{\partial t} = Di \cdot \frac{\partial^2 C_i(y,t)}{\partial y^2} + w^{(1)} \cdot C_{tr}^{(1)}(y,t) + w^{(2)} \cdot C_{tr}^{(2)}(y,t) - \left(R^{(2)} \cdot (N_{tr}^{(2)} - C_{tr}^{(2)}(y,t)) + R^{(1)} \cdot (N_{tr}^{(1)} - C_{tr}^{(1)}(y,t)) \right) \cdot C_i(y,t) \quad (3)$$

с граничными условиями:

$$\left(\frac{\partial C_i(y,t)}{\partial y} \right)_{y=d} = 0 \quad \left(\frac{\partial C_i(y,t)}{\partial y} \right)_{y=0} = \frac{S}{Di} \cdot (C_i(y,t))_{y=0} \quad (4)$$

где C_i , $C_{tr}^{(i)}$ - концентрация междоузельных и пойманных на ловушки атомов ртути соответственно, $w^{(i)}$ - вероятность распада комплекса в единицу времени, $R^{(i)}$ - константа скорости реакции ловушка \leftrightarrow междоузельный атом ртути, Di - коэффициент диффузии междоузельных атомов ртути, $N_{tr}^{(i)}$ - полная концентрация ловушек, S - темп уничтожения атомов на поверхности (выход их из образца), d - граница с буферным слоем CdTe . Параметр S принимается константой, не зависящей от температуры [8]. Температурные зависимости коэффициентов Di , $R^{(i)}$, $w^{(i)}$ были аппроксимированы законом Аррениуса:

$$R^{(i)} = R_0^{(i)} \cdot \exp\left(-\frac{E_{br}^{(i)}}{k_b \cdot T}\right) \quad Di = Di_0 \cdot \exp\left(-\frac{E_m}{k_b \cdot T}\right) \quad w^{(i)} = w_0^{(i)} \cdot \exp\left(-\frac{E_{bl}^{(i)}}{k_b \cdot T}\right) \quad i = 1,2 \quad (5)$$

где k_b - постоянная Больцмана, T - абсолютная температура в Кельвинах.

Первый член в правой части (1) отвечает за термическую неустойчивость донорных комплексов и описывает их спонтанный распад со временем, второй член отвечает за рекомбинацию междоузельной ртути с пустыми ловушками. Второе уравнение аналогично первому для второго типа ловушек. В (3) присутствует также член ответственный за диффузию междоузельных атомов ртути. Граничные условия соответствуют выходу ртути с поверхности образца и их отражению от буферного слоя CdTe. Параметры D_i , E_m , S - были взяты из литературы [7, 8]. N_{ocm} определялась по спектру подвижность исходного образца. Полная концентрация дается выражением:

$$n = N_{ocm} + C_i + C_{tr}^{(1)} + C_{tr}^{(2)} \quad (6)$$

При подгонке теоретической кривой к экспериментальным данным были определены параметры образца и ловушек – таблица 2.

Таблица 2. Параметры образца и ловушек

N_{ocm} , см ⁻³	$9,0 \cdot 10^{13}$	$w_0^{(2)}$, с ⁻¹	$4,0 \cdot 10^{11}$
$N_{tr}^{(1)}$, см ⁻³	$1,0 \cdot 10^{17}$	$E_{br}^{(1)}$, мэВ	120
$N_{tr}^{(2)}$, см ⁻³	$1,8 \cdot 10^{15}$	$E_{br}^{(2)}$, мэВ	120
$R_0^{(1)}$, см ³ с ⁻¹	$3,3 \cdot 10^{-12}$	$E_{bl}^{(1)}$, мэВ	380
$R_0^{(2)}$, см ³ с ⁻¹	$3,3 \cdot 10^{-12}$	$E_{bl}^{(2)}$, мэВ	1030
$w_0^{(1)}$, с ⁻¹	$1,7 \cdot 10^7$	E_m , мэВ	120

Расчет также показывает, что при хранении образцов при температуре $T=393$ К в течении $5 \cdot 10^4$ с (≈ 14 часов) концентрация носителей упадет до уровня $\sim N_{ocm}$.

Закключение

Было установлено, что ПХТ образцов $Cd_xHg_{1-x}Te$ приводит к:

1.Повышению концентрации электронов вблизи поверхности до значений $\sim 10^{19}$ см⁻³ и до 10^{16} см⁻³ в рабочем слое полупроводника, сразу после травления.

2.Релаксации электрофизических параметров образца после ПХТ, ускоряющейся с температурой.

Наблюдаемый эффект релаксации описывается моделью с образованием донорных комплексов между междоузельными атомами ртути и структурными дефектами кристалла. Полученные значения параметров модели релаксации позволяют оценить время, необходимое для распада донорных комплексов при повышенных температурах после ПХТ.

Список литературы

1.V. Srivastav, R. Paul, H.P. Vyas “Overview of emerging technologies used for HgCdTe” Opto-Electronix Rev. 13, 197 (2005)

2.G. Des Stefanis, J. Baylet et al, “Status of HgCdTe bicolor and dual-band infrared focal arrays at LETI”, J. Electron. Mat. 36, 1031 (2007)

3.W.A. Beck, J.R. Anderson, “Determination of electrical transport properties using a novel magnetic field dependent Hall technique” J. Appl. Phys, 62, 541-555 (1987)

4.Богобоящий В.В., Ижнин И.И., “О физическом смысле огибающей спектров подвижности” НИИ материалов НПП «Карат», (2000)

5.R.L. Petritz “Theory of an Experiment for Measuring the Mobility and Density of Carriers in the Space-Charge - Region of a Semiconductor Surface” Phys. Rev. 110, 1254 (1958)

6.К. Д. Мынбаев, В. И. Иванов-Омский, “Модифицирование свойств $Hg_{1-x}Cd_xTe$ низкоэнергетическими ионами” Физика и техника полупроводников, 37, 1-26 (2003)

7.Е. Belas, R. Grill et al, “Dynamics of native point defects in H_2 and Ar plasma-etched narrow gap $(HgCd)Te$ ” J. Crystal Growth 224, 52 (2001)

8.Е. Belas, R. Grill et al, “Determination of the migration energy of Hg interstitials in $(HgCd)Te$ from ion milling experiments” J. Crystal Growth 159, 1117 (1996)

64. Определение электрофизических параметров высокоомных полупроводников при подсветке образца красным излучением регулируемой интенсивности

Голубятников В.А.¹, Григорьев Ф.И.¹, Лысенко А.П.¹, Строганкова Н.И.¹, Белов А.Г.², Денисов И.А.², Каневский В.Е.²

¹НИУ «Высшая школа экономики», Москва, Россия

²ОАО «ГИРЕДМЕТ», Москва, Россия

При проведении электрофизических измерений вопрос об электрическом сопротивлении исследуемого образца является одним из важнейших, в особенности, если речь идёт об измерениях параметров высокоомных полупроводниковых материалов (полуизолирующий арсенид галлия, детекторный теллурид кадмия-цинка и т.д.). Как правило, сопротивление контактов образца оказывается настолько большим, что полезный сигнал извлечь не удаётся. Например, при проведении гальваномантных измерений на образцах высокоомного материала $Cd_{1-y}Zn_yTe$ (КЦТ) р-типа электропроводности с удельным электрическим сопротивлением $\rho \geq 10^7$ Ом·см по методу Ван дер Пау наблюдается следующий эффект: при изменении направления тока через образец измеряемый сигнал либо вообще не меняет знак, либо знак сигнала меняется, но сами значения по модулю сильно различаются. При этом невозможно выделить полезный сигнал, а, следовательно, и определить значения электрофизических параметров исследуемого образца.

Упомянутый эффект во многом обусловлен контактными явлениями и, в первую очередь, большими переходными сопротивлениями контактов (или приконтактных областей) [1 – 3]. Если устранить влияние контактов (или, по крайней мере, заметно уменьшить), то можно ожидать, что удастся вычислить значения упомянутых параметров.

В настоящей работе предлагается простой и не требующий сложного специального оборудования метод отдельного определения сопротивления собственно образца и контактов к нему путём засветки приконтактных областей образца монохроматическим излучением регулируемой интенсивности с энергией кванта, большей ширины запрещённой зоны исследуемого материала. Метод применим, в первую очередь, к образцам полуизолирующего арсенида галлия и высокоомного теллурида кадмия-цинка, хотя, в принципе, может быть распространён и на другие полупроводниковые материалы с высоким удельным электрическим сопротивлением.

На рис.1 приведены традиционная схема измерения сопротивления образца-двухполюсника (а) и схема измерений по предлагаемому нами методу (б).

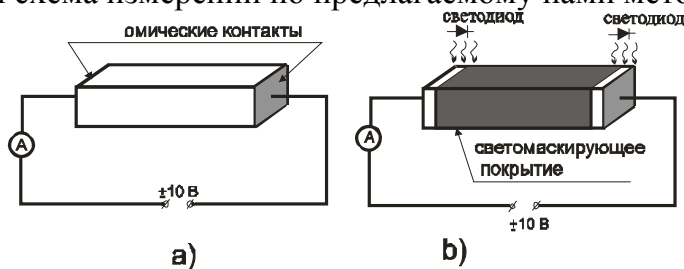


Рис.1. Традиционная схема измерения сопротивления образца-двухполюсника (а); схема измерения по предлагаемому методу (б).

Предлагаемые нами изменения традиционной схемы измерений состоят в следующем (рис.1b). Образец тот же самый, что и в случае а), но вся его поверхность, за исключением малых областей вблизи контактов, закрыта светонепроницаемым покрытием. Чтобы уменьшить сопротивление контактов, осуществляется засветка приконтактных областей [4]. Для засветки используются светодиоды, испускающие монохроматический свет с энергией кванта, большей ширины запрещённой зоны исследуемого полупроводника. При этом можно считать, что интенсивность излучения светодиодов пропорциональна прямому току через них.

Эквивалентная схема образца-двухполюсника представлена на рис.2. В первом приближении контакты будем предполагать омическими; для простоты будем считать сопротивления левого и правого контактов одинаковыми.

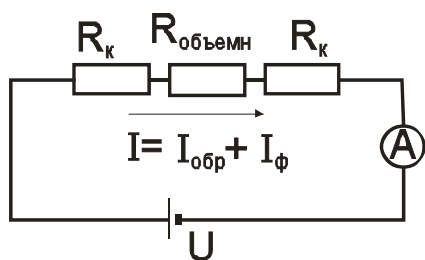


Рис.2. Эквивалентная схема образца-двухполюсника, включённого в электрическую цепь: R_k – сопротивление контакта; $R_{объемн}$ – сопротивление собственно образца, U – напряжение источника, $I_{обр}$ – ток через образец в отсутствие засветки; I_{ϕ} – добавочный фототок, вызванный засветкой

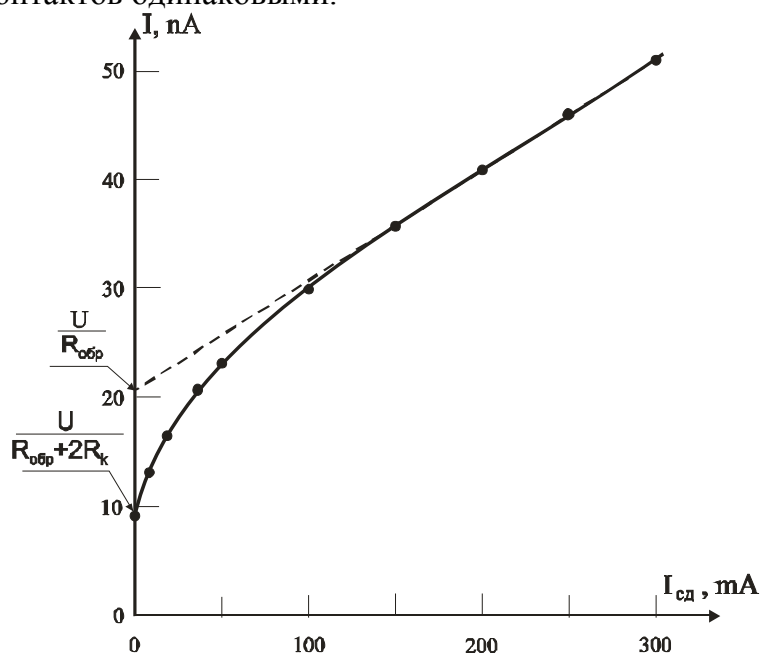


Рис. 3. Зависимость тока через образец от тока через светодиоды

Зафиксируем выходное напряжение источника питания (в процессе проведения измерений оно должно оставаться постоянным). Тогда для тока через образец в отсутствие засветки, $I_{обр}$, будет справедливо соотношение:

$$I_{обр} = U / (2R_k + R_{обр}) \quad (1)$$

Если теперь приконтактные области образца засвечиваются с помощью светодиодов, тогда в цепи появляется дополнительный фототок, I_{ϕ} , связанный с возникновением дополнительных свободных носителей заряда. В этом случае полный ток, измеряемый включённым в цепь амперметром, будет равен сумме токов: $I = I_{обр} + I_{\phi}$. Принимая во внимание соотношение (1) и учитывая, что I_{ϕ} пропорционален току через светодиоды ($I_{\phi} = k I_{сд}$, где k - некий коэффициент пропорциональности, $I_{сд}$ – ток через светодиоды), получим:

$$I = k I_{сд} + U / (2R_k + R_{обр}) \quad (2)$$

Предположим далее, что, освещая приконтактные области образца, мы уменьшили сопротивление контактов настолько, что стало выполняться условие $2R_k \ll R_{обр}$, тогда зависимость $I=f(I_{сд})$ будет стремиться к прямой линии.

Пересечение этой прямой с осью ординат дает значение тока отсечки $I_{отс} = U/R_{обр}$ (см. формулу(2)), а тангенс угла наклона – угловой коэффициент k . Зная U и $I_{отс}$, легко вычислить значение $R_{обр}$, а вслед за ним – и значение сопротивления контактов: $2R_k = (U/I_{отс}) - R_{обр}$.

Процедура определения $R_{обр}$ и $2R_k$ состоит в следующем. Снимается «люкс-амперная характеристика» $I=f(I_{сд})$ исследуемого образца - зависимость тока через образец (измеряется включённым в цепь амперметром) от тока через светодиоды (измеряется другим амперметром, не показанным на рис.2). Типичная «люкс-амперная» характеристика высокоомного образца представлена на рис.3.

Далее на кривой выбирается прямолинейный участок, соответствующий достаточно большому интервалу значений тока через светодиоды, который экстраполируется до пересечения с осью ординат (см. рис.3); точка пересечения определяет $I_{отс}$. Затем по известным значениям U и $I_{отс}$ вычисляется значение $R_{обр} = U/I_{отс}$. Точка пересечения кривой $I = f(I_{сд})$ с осью ординат, отвечающая нулевому значению тока через светодиоды, даёт значение $I_{отс}$; далее по известным значениям U , $I_{отс}$ и $R_{обр}$ вычисляется значение сопротивления контактов, $2R_k$:

$$2R_k = (U/I_{отс}) - R_{обр}.$$

Примечание: принципиальное значение имеет наличие на кривой $I=f(I_{св})$ прямолинейного участка, причём, чем он длиннее, тем точнее будут определяться значения перечисленных параметров.

Описываемая методика опробована на квадратном образце полуизолирующего арсенида галлия п-типа электропроводности ($10 \times 10 \text{ мм}^2$). Индиевые контакты были нанесены с помощью пайки на лицевую грань образца по углам, а засвечивались области вблизи контактов, расположенных по диагонали (двухполюсник). Вольтамперные характеристики всех четырёх контактов были линейными; напряжение питания составляло 10 В. В качестве источников монохроматического излучения использовались светодиоды марки EDEF-1LS3 (длина волны излучения в максимуме – 740 нм).

Из полученных данных следует, что сопротивление объема образца $R_{обр} = (5,4 \pm 0,5) \times 10^8 \text{ Ом}$; а суммарное сопротивление контактов $2R_k = (5,6 \pm 0,5) \times 10^8 \text{ Ом}$. В данном случае суммарное переходное сопротивление контактов оказалось близким к сопротивлению объема образца.

Выводы:

1. Предложен метод отдельного определения сопротивления образца-двухполюсника и контактов к образцу, основанный на засветке приконтактных областей образца монохроматическим излучением регулируемой интенсивности с энергией кванта, большей ширины запрещённой зоны исследуемого материала. Метод применим к образцам различных высокоомных полупроводниковых материалов.

2. Метод опробован на образце полуизолирующего арсенида галлия п – типа электропроводности. Показано, что суммарное сопротивление двух контактов приблизительно равно сопротивлению объема образца.

Библиографический список:

1. Jaeger H, Seipp E. // J. of Electronic Materials (USA), 1981, v 10, №3, p. 605-618.
2. Brinkman A.W. // «Contacts to Cd/Zn/Te/Se Compounds» // «Properties of Narrow Gap Cadmium-Based Compounds», 1994, № 10, В7.6, p 575-581.// INSPEC, London, UK.
3. Brun D., Daudin B., Ligeon E. //Appl. Phys. Lett., 1994, v 65, №4, p 475-477.

4 Голубятников В.А., Григорьев Ф.И., Лысенко А.П., Строганкова Н.И., Шадов М.Б., Белов А.Г. «Снижение переходного сопротивления омических контактов к высокоомным полупроводникам с помощью оптического излучения» // Заводская лаборатория. Диагностика материалов», 2014, том 80, № 1, с. 35 -38.

65. Исследование дефектов структуры в кристаллах CdZnTe методами инфракрасной и оптической микроскопии

Гришечкин М.Б.¹, Денисов И.А.¹, Силина А.А.², Смирнова Н.А.¹, Шматов Н.И.¹, Яковенко А.Г.²

¹ОАО «ГИРЕДМЕТ», Москва, Россия

²МИТХТ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Твердые растворы $Cd_{1-y}Zn_yTe$ ($y = 0 \div 0,06$) широко используются в качестве подложечного материала для эпитаксиального наращивания $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x = 0,18 \div 0,40$), служащих основой для изготовления современных фотоприемников инфракрасного (ИК) диапазона спектра. Основными требованиями, предъявляемыми к выбору подложек для эпитаксии $CdHgTe$, являются высокое структурное совершенство пластин $CdZnTe$ и их прозрачность в ИК-диапазоне. По мнению авторов работы [1] одним из факторов, влияющих на коэффициент поглощения $CdZnTe$, является рассеяние падающего излучения на включениях второй фазы и преципитатах, которые, в свою очередь, оказывают негативное влияние не только на оптические свойства материала, но и на качество выращиваемых гетероструктур $CdZnTe/HgCdTe$ и изготавливаемых на их основе фотоприемников [2].

Исследования проводились на ориентированных в направлении (111) пластинах $CdZnTe$, вырезанных из объемного кристалла, выращенного вертикальной направленной кристаллизацией методом Бриджмена, подробно описанным в работе [3]. Для удаления нарушенного слоя пластины подвергались химико-механической обработке.

В данной работе изучалась морфология включений второй фазы и преципитатов микронных размеров разных геометрических форм в пластинах $CdZnTe$ методом ИК-микроскопии в сравнении с изображениями тех же участков образцов, полученных в оптическом микроскопе с использованием контраста по Номарскому после селективного травления. Методом энергодисперсионного анализа определялся состав исследуемых дефектов.

ИК микроскоп Olympus BX51 в режиме работы в проходящем свете с рабочим диапазоном длин волн от 0,75 до 1,2 мкм использовался для исследования внутренней структуры пластин $CdZnTe$. Выявление дефектов структуры в $CdZnTe$ на поверхности (111)А осуществляли с помощью селективного травителя на основе водного раствора CrO_3 и HF [4]. Форма и распределение полученных фигур травления изучались в оптическом микроскопе ЛОМО VIDI-CAM MET и полевом эмиссионном растровом электронном микроскопе (РЭМ) JEOL J SM-6700F с приставкой для энергодисперсионной спектроскопии JED-2 300F, с помощью которой определяли состав исследуемых дефектов.

Исследования пластин $CdZnTe$ методом ИК-микроскопии позволяют изучать их внутреннюю структуру благодаря различиям в поглощении ИК-излучения дефектными областями материала и окружающей их матрицей. Получающийся в результате контраст в виде темных пятен связан с присутствием в объеме материала включений второй фазы и преципитатов. Анализ литературных данных показал, что не существует единого мнения по вопросу о четком разделении этих дефектов между собой и о механизмах их образования. Большинство исследователей [5-8], однако, полагают, что включения второй фазы образуются во время роста кристалла из-за нестабильности

фронта кристаллизации путем захвата капель расплава и имеют размеры более 1 мкм. Формирование же преципитатов происходит во время послеростового охлаждения и связано с ретроградным характером растворимости в области гомогенности. Исследование наноразмерных преципитатов выполнено в работе [9].

Поскольку довольно сложно определить природу темных пятен, наблюдая их в ИК- микроскопе, а разделение дефектов на два типа в соответствии с их размерами является не достаточно корректным, то предлагается ввести классификацию по наличию или отсутствию границы раздела дефекта с окружающей его матрицей при исследовании пластин в оптическом микроскопе. Так включение – это частица второй фазы с хорошо различимой границей раздела дефект-матрица в оптическом микроскопе, а преципитат – это структурное нарушение чередования атомов кристаллической решетки, представляющее собой, в основном, скопление одного типа атомов без границы раздела. При этом если образующийся преципитат достигает некоторого критического размера, то наблюдается выпадение второй фазы, приводящее к возникновению границы раздела, т.е. к образованию включения. Т.о. природа включений второй фазы может быть различной, а именно формирование данного типа дефектов обусловлено либо захватом капли расплава фронтом кристаллизации при росте слитка, либо ассоциацией большого числа преципитатов, приводящим к образованию области, отличной по составу от окружающей матрицы, и возникновению границы раздела дефект-матрица. В то время как преципитат возникает во время послеростового охлаждения кристалла за счет локального скопления избыточного компонента твердого раствора.

На Рис. 1 представлено сравнение дефекта, наблюдаемого в пластине CdZnTe после селективного травления, полученного в ИК- и в видимом свете. Данный дефект имеет гексагональную форму с хорошо различимой в оптическом микроскопе границей раздела с окружающей матрицей, обрамленную дислокационными ямками травления, и представляет собой включение второй фазы. Энергодисперсионный анализ таких дефектов выявил избыточное содержание теллура или кадмия по сравнению с окружающей матрицей (Рис. 2). Причем в некоторых случаях дислокационные ямки травления вокруг включений могут вообще отсутствовать. Также в некоторых образцах наблюдались подобные дефекты треугольной формы.

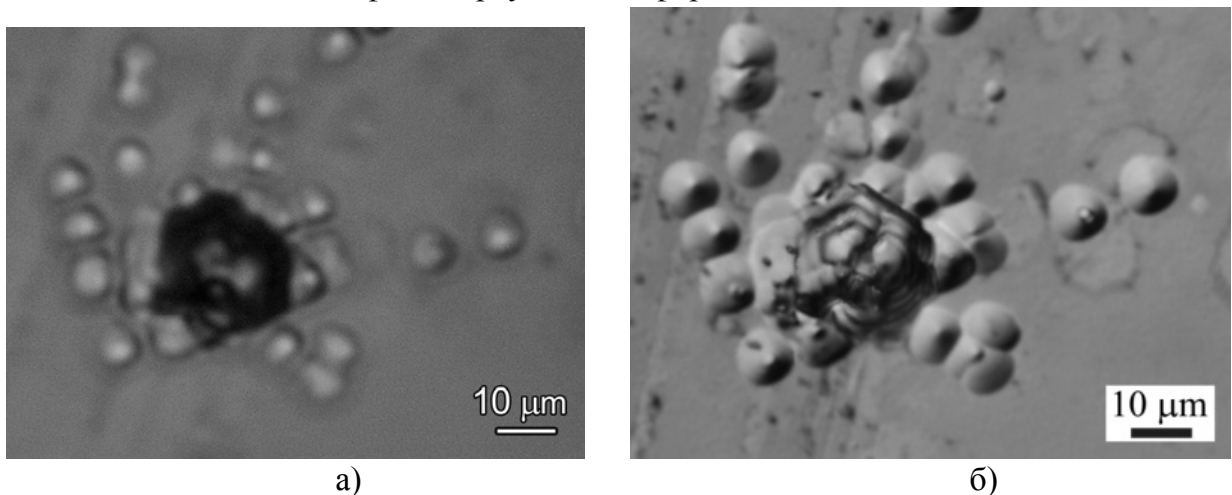


Рис. 1. Изображение включения, наблюдаемого после селективного травления; а – ИК-микроскопия, б – оптическая микроскопия

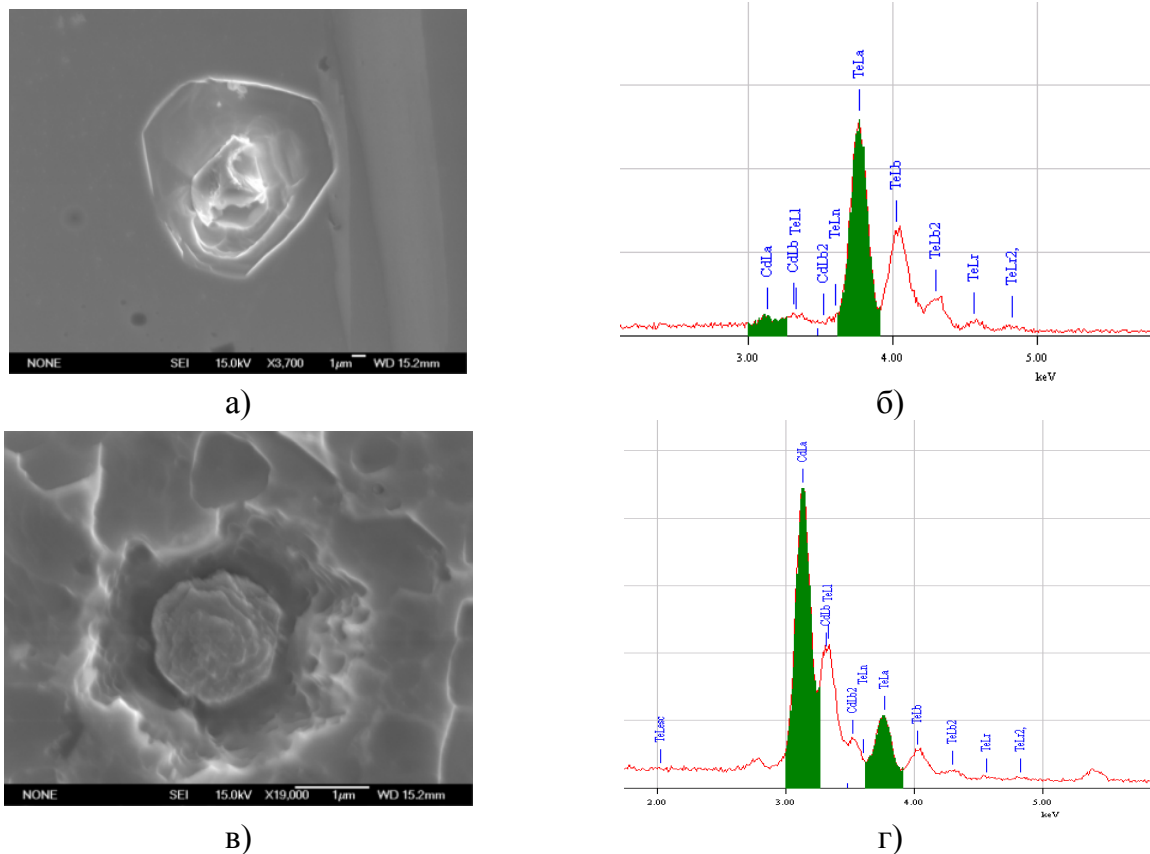


Рис. 2. Результаты энергодисперсионного анализа включений второй фазы:
 а, б – Те включение; в, г – Cd включение (а, в – изображения в РЭМ).

На Рис. 3 показаны дефекты, контраст которых в ИК-свете представляет собой 6-лучевую звезду с ядром в центре и конгломерат мелких частиц вытянутой формы. После селективного травления этих дефектов образуется скопление дислокационных ямок травления вокруг «пустой» гексагональной ямки в центре в первом случае, либо выстраивание дислокационных ямок в форме линии, расширяющейся к одному концу во втором случае. При этом выделения второй фазы не наблюдается, что позволяет отнести данный вид дефектов к преципитатам различного размера. Также в некоторых образцах наблюдались звездоподобные дефекты с тремя лучами.

Данные энергодисперсионного анализа, приведенного на Рис. 4 показали, что в местах скопления преципитатов не выявлено избытка компонента в ту или иную сторону, что может быть связано с вытравливанием избыточного компонента во время селективного травления вследствие очень малого размера преципитатов. Авторы работ [6, 8] считают, что ядро звездоподобного дефекта содержит избыток Те и устраняется отжигом в парах Cd. Однако авторы работ [2, 10] при исследовании подобных дефектов обнаружили в них избыток Cd.

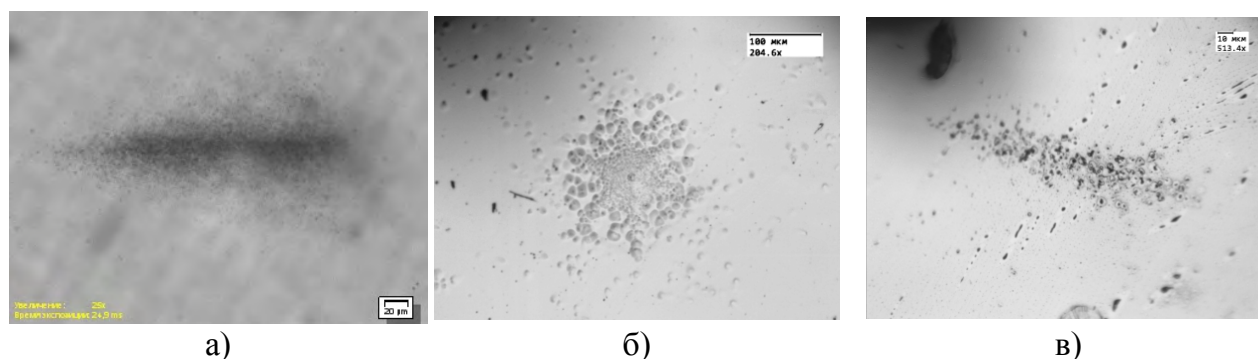


Рис. 3. Преципитаты после селективного травления;
 а) ИК-микроскопия; б, в) Оптическое изображение

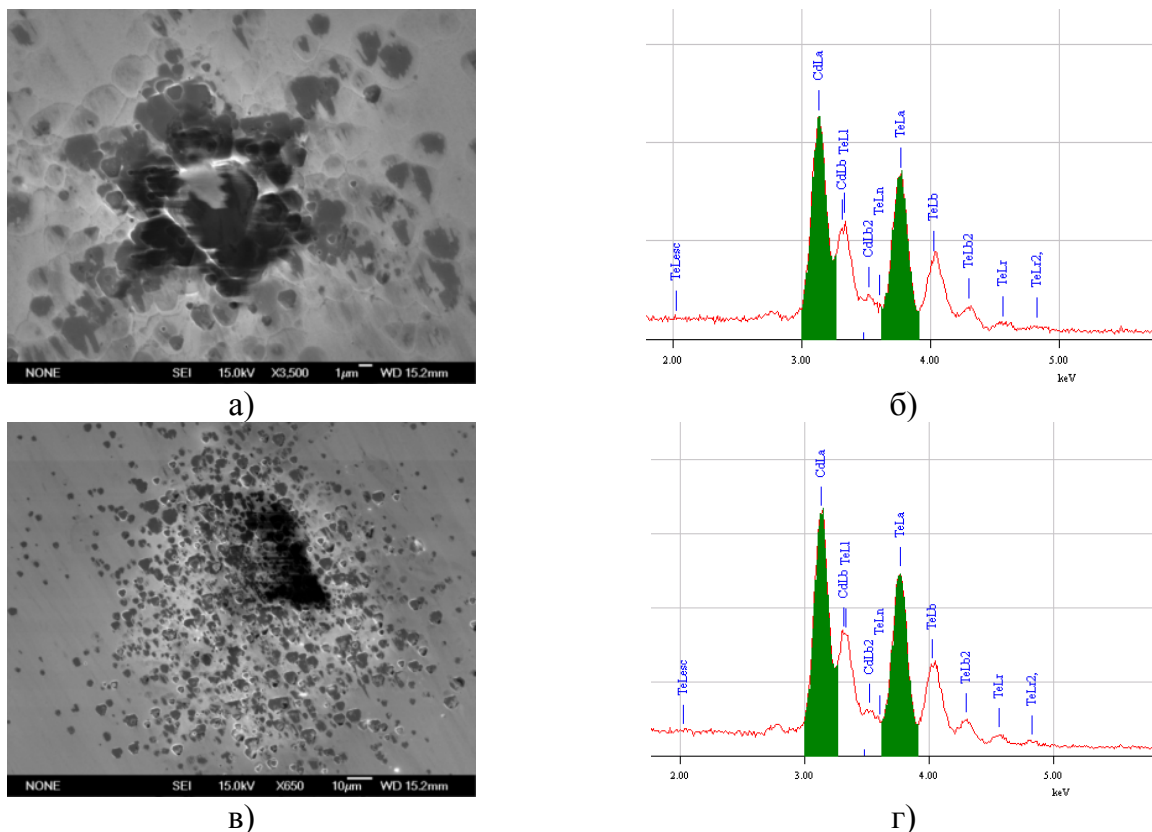


Рис. 4. Типичные изображения precipитатов различной геометрической формы в РЭМ (а, в) и результаты их энергодисперсионного анализа (б, г)

Выводы

Поскольку не существует единого мнения по вопросу о четком разделении дефектов, наблюдаемых в ИК-микроскопе, на включения и precipитаты, была предложена новая классификация, в соответствии с которой включением называется дефект, имеющий границу раздела дефект-матрица, а precipитат – это скопление атомов избыточного компонента без границы раздела с матрицей.

Было проведено сравнение темных контрастных пятен, наблюдаемых в ИК-микроскопе с оптическими изображениями после селективного травления. На основе предложенной классификации показано, что дефекты гексагональной формы (или треугольной) представляют собой включения второй фазы, в то время как звездчеподобные образования и скопления мелких частиц являются precipитатами.

Методом энергодисперсионного анализа был исследован состав дефектов, который обнаружил, что включения второй фазы содержат избыток либо Te, либо Cd, а precipитаты имеют состав не отличающийся от окружающей матрицы, что может быть связано с вытравливанием избыточного компонента во время селективного травления вследствие малого размера дефектов.

Список используемой литературы

- [1] Magee T.J., Peng J., Bean J. *Physica status solidi*, 27/2, 557 (2006).
- [2] Sen S., Liang C.S., Rhiger D.R., Stannard J.E. *J. Cryst. Growth*, 25, 1188 (1996).
- [3] Шматов Н.И., Смирнова Н.А., Белов А.Г., Оранский В.А., Шленский А.А. *Материалы электронной техники*, 3, 28 (2006).
- [4] Инденбаум Г.В., Бароненкова Р.П., Бойных Н.М. *Физика и химия обработки материалов*, 2, 91 (1971).
- [5] Rudolph P., Engel A., Schentke I., Gröschel A. *J. Cryst. Growth*, 147, 297 (1994).

[6] Hossain A., Bolotnikov A.E., Camarda G.S., Cui Y., Yang G., Kim K-H., Gul R., Xu L., James R.B. J. Cryst. Growth, 312, 1795 (2010).

[7] Rodriguez M.E., Zelaya-Angel O., Perez Bueno J.J., Jimenez-Sandoval S., Tirado L. J. Cryst. Growth, 213, 259 (2000).

[8] Yadong Xu, Wanqi Jie, Tao Wang, Pengfei Yua, Yihui Hea, Li Fua, Paul Sellin. Journal of Alloys and Compounds, 509, 2338 (2011).

[9] Денисов И.А., Смирнова Н.А., Андрусов Ю.Б., Резник В.Я., Меженный М.В. Прикладная физика, 5 (2011).

[10] Sheng F.F., Cui X.P, Sun S.W., Yang J.R. J. Cryst. Growth, 354, 76 (2012).

66. Исследования энергетических характеристик фототермопреобразователей избирательного излучения

Касымахунова А.М., Олимов Ш.А.

Ферганский политехнический институт, Фергана, Узбекистан

Фототермопреобразователь избирательного излучения (ФТПИИ)-это один из последних вариантов конструкций комбинированных преобразователей солнечной и тепловой энергии в электрическую. При фототермоэлектрическом преобразовании [1÷3] световое излучение падает на фотоэлектрический преобразователь (ФЭП) и преобразуется на электрическую (рисунок 1). Часть поглощенного света преобразуется в тепло и нагревает горячие спаи термоэлектрического преобразователя энергии (ТЭП). При отборе тепло от холодных спаев ТЭП, состоящего из р- и n-ветвей, вдоль ветвей термоэлементов (ТЭ) образуется перепад температур, и за счет эффекта Зеебека выделяется электрическая мощность на нагрузке преобразователя. Суммарный к.п.д. такого прибора (опыт который проводился на макетах прибора [3]) достигнута до 30%, что является конкурентоспособным с ФЭП при равных условиях.

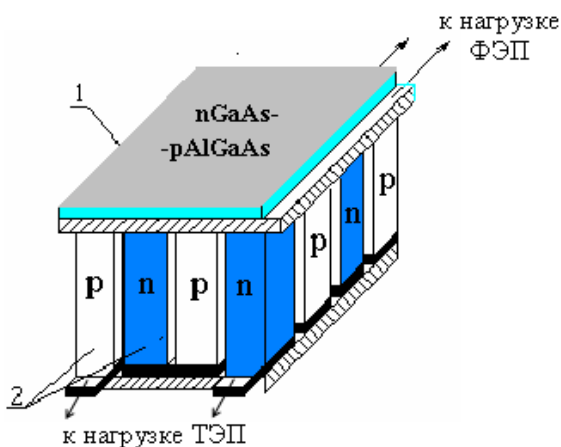


Рис.1 Фототермоэлектрический способ преобразования.

1-ФЭП из nGaAs – pAlGaAs гетероструктуры, 2-р- и n – ветви термоэлемента

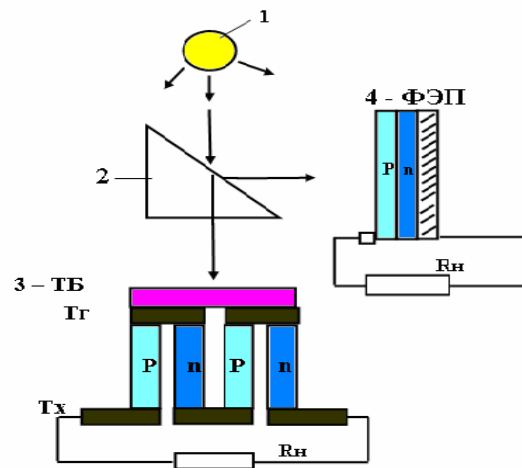


Рис.2. Фототермоэлектрическое преобразование распределенного излучения. 1- источник излучения, 2-набор оптических стекол (линз)

На пути дальнейшего (особенно прикладного) развития данной проблемы лежат две отрицательные явления, проистекающие как из массой природы используемых эффектов, так и из применяемой схемы конструкции «фототерма». Первый нежелательный фактор – это не преобразованная часть солнечного спектра в электроэнергию. Эта часть излучения перегревает (особенно при наличии концентратора) фотопреобразователь, что приводит несмотря на активный теплоотвод, к падению к.п.д. фотопреобразования, ввиду тепловой деградации фотоэлемента.

Второй фактор - тепловой поток, поступающий от фотоэлементов, недостаточен (даже в случае высокой степени концентрации светового потока) для создания на спаях термоэлемента разности температур, при которой достигаются макроскопические значения термоэлектрического к.п.д. (5-7%). Самым оптимальным температурным интервалом для наиболее высокоэффективных «фототерм»ов является $100\div-140$ °С (температура горячего спая-Tr). Этот интервал соответствует для преобразователей изготовленных из ФЭП на основе «nGaAl-pAlGa As» гетероструктур, так как эти преобразователи обладают значительно малым значением отрицательного температурного коэффициента. Что касается к.п.д. фото структур из кремния, то дела обстоит так: при их нагревании до 100-120 градусов снижается примерно в тех же масштабах, реальный суммарный к. п. д. «фототерма» лишь ненамного превышает к.п.д. отдельно работающей фотобатареи. При этом используется существенно менее половины энергетических возможностей термоэлектрической составляющей системы.

В отличие от предыдущих [1÷3] действующих образцов фототермопреобразователей (ФТП), рекомендуемая нами настоящая конструкция (рисунок-2) обладает наибольшим значением коэффициента полезного действия ($\eta_{\text{фТПИИ}}$) как в целом, так и по фотоэлектрической части ($\eta_{\text{фЭП}}$). Первоначальные результаты теоретических исследований (оптических, тепловых, электрических характеристик) были доложены в работах [4, 5]. Поскольку материалы, используемые в качестве коммутирующих, электрически соединяющих всех компонентов ФТП, остались как и прежде, нами не считалось необходимым выйти на печать с отдельной публикацией, подробно излагающей конструкцию. В данном случае, основные изменения в использовании фототермопреобразователей с избирательными свойствами, были произведены в разделении фото- и термопреобразователей (ФТПИИ) на отдельные части и методике освещения фронтальных поверхностей ФЭП и ТЭП прибора. Это, естественно, способствовало внести модернизацию в экспериментальную установку для исследования оптических и энергетических характеристик рекомендуемого преобразователя.

Установка для экспериментального исследования состояла из нескольких основных частей. В установку входили источник светового излучения, набор оптических стекол, установленные строго на основе проделанных расчетов, концентратор света, водяной фильтр для ограничения пропускания определенной части не фото активной части света, вакуумная система и система управления для автоматического поддержания электрических параметров преобразователей, их температуры и интенсивности света, падающего на поверхности преобразователей энергии. Регистрация значений полученных данных от измерительных приборов, производилось на компьютере на основе специально созданной программы. Оптические стекла, состоящие из линз, служат для распределения света строго по длинам волн. Это позволяет осуществить выбора света определенной длины для каждого преобразователя энергии. Как известно [7 ,8] фотоэлектрические преобразователи световой энергии в электрическую, в зависимости от материала и технологии изготовления, сильно зависят от спектрального состава света. Кроме того, так же немаловажную роль играют следующие факторы: глубина залегания р-п-перехода, наличие широкозонных оптических слоев (как например, у арсенид галлиевых преобразователей $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs}$), ширина запрещенных зон и т. п. Поэтому, рекомендация и внедрение а так же эксплуатация преобразователей, реагирующие на все света со специально выбранными длинами волн, без сомнения позволяет получить высокоэффективного комбинированного преобразователя энергии. На вопрос можно- ли получить отдельных высокоэффективных преобразователей, к сожалению пока еще с полной уверенностью невозможно положительно ответить, так как в последнем случае нефотоактивная часть световой

энергии либо выбрасывается, либо превращается в потерь, преобразуясь в тепло. Образование тепло в объеме конструкции фотоэлектрических преобразователей является нецелесообразным. Это приводит к резкому снижению значения $\eta_{\text{фэп}}$. Исходя из этого, можно еще раз подчеркнуть, важности продолжения исследования в области создания и совершенствования новых и новых конструкций фототермоэлектрических комбинированных преобразователей энергии.

Таким образом, ФТПИИ – выбранные нами были изготовлены из двух видов: первый ФТП с кремниевыми фотопреобразователями и из термоэлектрических материалов тройного сплава на основе BiTeSe (n-тип) и BiTeSb (p-тип). Второй тип - с теми же термоэлектрическими свойствами и параметрами, но с фотоэлементами изготовленными из арсенида галлия с различными ширинами запрещенных зон - $\text{pAl}_{0,3}\text{Ga}_{1-0,3}\text{As-nGaAs}$.

По результатам исследования установлено, что поскольку длинноволновая часть светового излучения (свыше $\sim 0,9$ мкм) была направлена на фронтальную поверхность термобатареи, нагрев фотопреобразователя практически отсутствовала. Эта «тепловая часть» света поступая на поверхность термобатареи легко превращалась в электрическую энергию (за счет эффекта Зеебека).

Было доказано [6], что повышение интенсивности света, падающего на поверхность фотоэлемента при обыкновенных условиях, приводит к росту отрицательного влияния последовательного сопротивления ($R_{\text{п}}$) на вольт-амперную характеристику (ВАХ) преобразователя. Это объяснялось изменением спектрального состава света, положительным температурным коэффициентом $R_{\text{п}}$. Эти два отрицательных фактора на фотопреобразователе избирательного излучения отсутствуют. В результате этого имеется возможность достичь «идеальному» фотопреобразователю. Это хорошо видно на рисунке 3.

Здесь представлено семейство ВАХ арсенид-галлиевых гетерофотопреобразователей с площадью $1 \times 1 \text{ см}^2$, снятых при различных интенсивностях света, при температуре $+20^{\circ}\text{C}$. Этот график включает в себя, также зависимости выходной полезной мощности ФЭП от напряжения. Здесь важно отметить то, что при варианте комбинированного ФТПИИ, неиспользованная часть светового излучения не пропадает, наоборот дополнительно преобразуется в электроэнергию с помощью термопреобразователя.

Суммарный к.п.д. фототермопреобразователя избирательного излучения вычислялись по формулам:

$$\eta_{\text{фтпий}} = (W_{\text{пол.фэп}} + W_{\text{пол.тэп}}) / W_{\text{пад}} \quad (1)$$

где $W_{\text{пол.фэп}}$ и $W_{\text{пол.тэп}}$ - соответственно: значения полезных мощностей, генерируемые на нагрузке фотоэлектрических и термоэлектрических преобразователей. $W_{\text{пад}} = W'_{\text{пад}} + W''_{\text{пад}}$ - суммарное значение интегральной световой мощности, падающей на поверхности ФЭП и ТЭП. $W''_{\text{пад}} \approx Q$ - свет, преобразованное в тепло. Отметим, что при определении значения $W_{\text{пад}}$ отражение светового излучения от поверхности ФЭП принималось равным 20%.

Характерным является тот факт, что и в данном случае, традиционная зависимость выходной полезной мощности ФЭП от спектрального состава интенсивности света с ростом последнего, в элементах с различными материалами сохранилась. Так например, фотоэлектрические преобразователи, изготовленные из просветленных кремниевых материалов были более чувствительны к ультрафиолетовой части спектра. Гетеропереходные элементы из арсенида галлия показали наилучшие результаты при освещении их поверхности видимой частью светового излучения. Что касается имитатора солнечного света, здесь нами были использованы два вида источников света: дуга разрядная ксеноновая лампа трубчатого исполнения и вольфрамовая лампа специального назначения с мощностью 450 Вт.

Спектральные характеристики сильно отличались. В последнем случае, большая часть света соответствовала инфракрасной области излучения, что и позволяла получить наибольшее тепло на поверхности, т. е на горячих спаях термобатареи. Разумеется одни и те же образцы, измеренные на разных источниках света, давали разные результаты. При максимальных мощностях обоих имитаторов солнечного излучения невозможно было получить идеально равные плотности интенсивности света, поступающие на фото принимающую поверхность. Это объясняется следующими. Интенсивность света дуговой газоразрядной лампы варьировалась с помощью специальной автоматической установки типа «УРАН», а у вольфрамовой лампы, хотя и автоматически, но с изменением тока лампы вольфрамовой нити. Кроме того, этот фактор можно ещё объяснить с различием конструкций, принципов работы, физикой разности дугового разряда и освещенности.

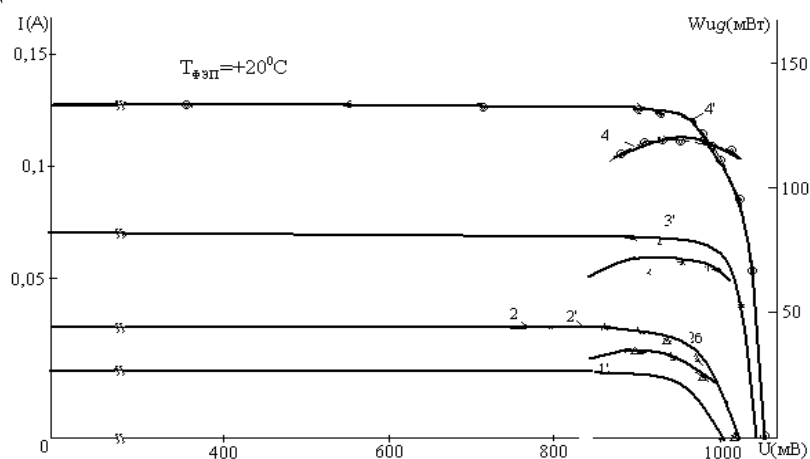


Рис. 3. Вольт – амперные характеристики фотопреобразователя избирательного излучения при различных интенсивностях света.

Выходные параметры термоэлектрической батареи традиционно зависят от значения тепла, поступающего на его горячие спаи. Чем больше разности температур между холодными и горячими спаями ветвей термоэлементов, тем больше коэффициент полезного действия прибора. Значение температур холодных спаев термобатареи варьировалась изменением потока паров азота. При этом имелись возможности получить отрицательные температуры вплоть до $-120\text{ }^{\circ}\text{C}$. Поток паров азота регулировался изменением тока в нагревательном элементе, вмонтированного внутри сосуда на кончик трубки через которой проходит пар. Расположение линз, направляющий избранную часть света на поверхность, хорошо тепло проводящую керамическую пластину, установленную на фронтальной части термобатареи, подобрано таким образом, чтобы однородность светового пятна не сильно отличались на разных участках пластины. Однако, поскольку здесь важную роль играет тепловой поток, а не луч создающий электронно-дырочные пары как у фотопреобразователя, допускается погрешность до $\pm 10\%$. Во всем диапазоне измерения поддерживалась постоянства температуры на горячих и холодных спаях температуры. Следует отметить тот факт, что для достижения стопроцентного поглощения светового излучения поверхностью термобатареи (т.е. керамической пластиной, вмонтированной на коммутационные пластины горячих спаев термобатареи) последняя была покрашена черной краской. Потерями энергии являлось тепло снимаемое с холодных спаев ТБ.

В заключении следует отметить существенное преимущество фототермопреобразователей избирательного излучения по сравнению с существующими аналогами. Возможности достижения высоких значений к.п.д. преобразования, без каких либо дополнительных затрат, остаётся фактом. Отпадает необходимость охлаждения фотопреобразователя. За раз решается проблема

отрицательного эффекта, связанного с ростом температуры фотоэлектрических преобразователей.

Список литературы:

- [1]. А.М. Касымахунова, Т.К.Жабборов, Х.О.Олимов, А.А.Камолов. Фототермопреобразователь излучения, Патент РУз., №1DP 2002 04.14. от 04.07.2002 г.
[2]. А.М.Касымахунова, Фототермоэлектрические преобразователи и их применение, моногр., Изд-во «Техника», г.Фергана, 2003 г. 201 с. [3]. А.М Касымахунова, М.Н.Набиев. Фототермоэлектрические преобразователи концентрированного излучения. « Письма в ЖТФ», Санкт-Петербург, 2003, том 29, вып.6 с.76-81/ [4]. А.М.Касымахунова, Ф.Н.Насретдинова, И.Х.Холиддинов. Фототермоэлектрогенераторы селективного излучения. 19-я Международная НТК по фотоэлектронике и приборам ночного видения, 26-28 май, Россия, г. Москва, 2006г. с. 121. [5] . А.М.Касымахунова, Ф.Н.Насретдинова, А.Х.Эралиев. Исследование энергетических параметров полупроводникового фототермопреобразователя, предназначенного в условиях селективного освещения. Матер. Респ. НТК «Оптич., акуст., и радиоволн. мет. контр. ест. сред., веществ, матер. и прод.», 18-10 май, 2006г. г.Фергана с. 67. [6]. Андреев В.М., Грилихес В.А., Румянцев В.Д. Фотоэлектрическое преобразование концентрированного солнечного излучения. – Л.; « Наука»,1990.[7]. Колтун М.М. Солнечные элементы. -М.: «Наука», 1987. с.192.[8].Твайделл Дж., А.Уэйр. Возобновляемые источники энергии. Пер. с англ. –М.: «Энергоатомиздат»,1990. с. 392.

67. Исследование характеристик многоканального линейного ИК фотодетектора на основе гетероструктур КРТ/КЦТ для фемтосекундного измерительного комплекса «Накачка-зондирование»

Андрусов Ю.Б.¹, Денисов И.А.¹, Серебряков Д.В.², Смирнова Н.А.¹

¹ОАО «ГИРЕДМЕТ», Москва, Россия

²Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия

Использование схемы измерений типа «накачка-зондирование» (рис.1) совместно с генератором световых импульсов фемтосекундной длительности позволяет исследовать изменение поглощения зондирующего излучения под воздействием света и динамику протекания фотохимических процессов с разрешением несколько десятков фемтосекунд.

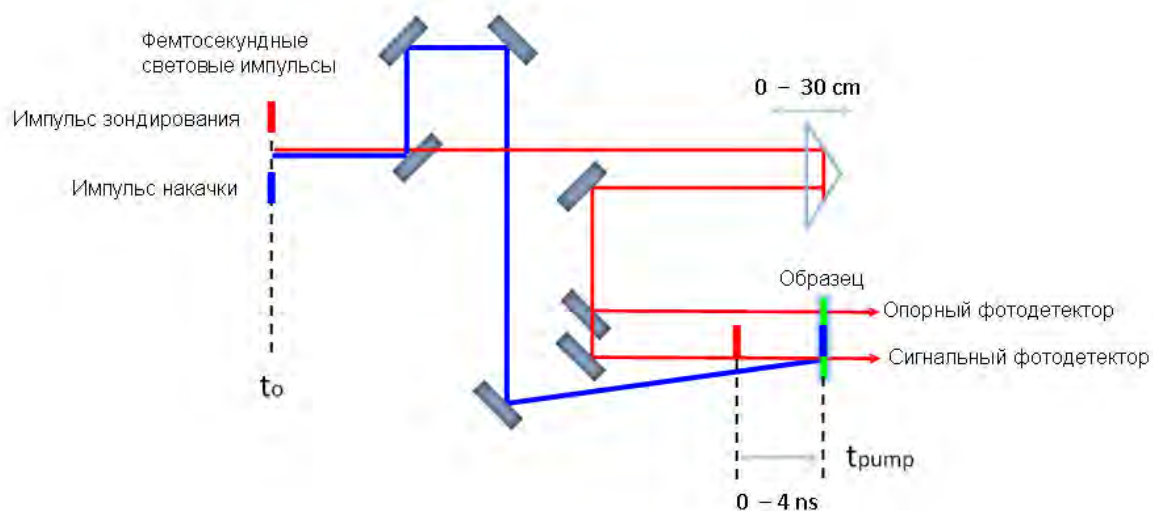


Рис.1. Оптическая схема прибора

В качестве источника световых импульсов зондирования используется либо генератор белого света – т.н. «генератор континуума», либо параметрический генератор света. Генератор белого света генерирует излучение одновременно во всем диапазоне длин волн от 300 нм до 2 мкм, в этом случае для регистрации используются многоэлементные кремниевые или InGaAs фотоприемники. В диапазоне длин волн от 2 до 10 мкм в качестве источника используется параметрический генератор света. Его излучение имеет достаточно узкий спектр, поэтому для фотоприемника достаточно иметь 32 – 64 элемента, в отличие от 256 – 1024 элементов для работы в видимом диапазоне. Одна из первых систем такого типа описана в работе [1].

Следует отметить, что для точного измерения слабых изменений поглощения света необходимо обеспечить относительно большие линейные размеры фоточувствительного элемента, достаточные для полного попадания изображения спектра на площадку приемника. Практически этот размер должен быть не менее 1 мм. Большая площадь фоточувствительного элемента при относительно небольшом количестве контактных площадок делают оптимальным использование фоторезистивных приемников на основе эпитаксиальных слоев кадмий-ртуть теллур (КРТ).

Кроме того, чувствительность измерительной системы в спектральном диапазоне от 2 до 10 мкм может быть повышена при использовании т.н. «неселективного» фотоприемника, т.е. фотоприемника, у которого максимум спектральной чувствительности расположен не на одной определенной длине волны, соответствующей ширине запрещенной зоны полупроводника, а распространяется на некоторый спектральный диапазон, что может быть реализовано с использованием гетероструктуры с варизонным эпитаксиальным слоем.

В данной работе для изготовления фоточувствительного элемента была использована гетероструктура с варизонным эпитаксиальным слоем КРТ n- типа проводимости ($n=4,0 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\mu_n=23000 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ при 77К), выращенным на подложке кадмий-цинк-теллур (КЦТ) методом жидкофазной эпитаксии с последующим низкотемпературным отжигом в насыщенных парах ртути. Выращивание проводилось из ограниченного объема раствора-расплава на основе теллура (толщина слоя жидкой фазы составляла 1,2 мм) в условиях принудительного охлаждения системы подложка/раствор-расплав со скоростями от 1,0 град/мин на начальных стадиях проведения процесса эпитаксии до 0,1 град/мин на стадии разрачивания эпитаксиального слоя до требуемой толщины (~ 18 мкм). В использованных условиях выращивания, которые при малых скоростях охлаждения близки к равновесным, по толщине эпитаксиального слоя формируется плавный градиент состава за счет обеднения жидкой фазы по растворенным компонентам. Минимальное значение состава $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ соответствует приповерхностной области выращенного слоя и составило, в нашем случае, $x=0,225$.

Фотография одного из изготовленных фоточувствительных элементов (ФЧЭ) представлена на рис. 2. Изготовление ФЧЭ включало последовательно 3 фотолитографических процесса с промежуточными операциями разделения, окисления, электролитического осаждения индиевых контактов. Разделение фоточувствительных площадок ФЧЭ осуществлялось с помощью химического травления [2].

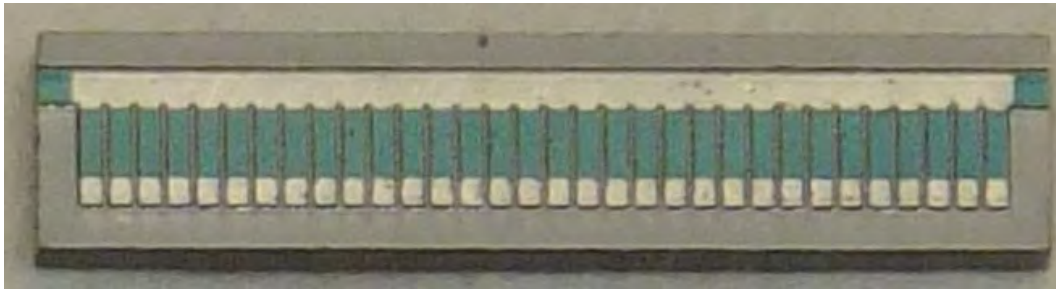


Рис. 2. Фоточувствительный элемент на основе гетероструктуры КРТ/КЦТ.

Линейные размеры фоточувствительных площадок составляют $1,0 \times 0,3$ мм×мм, шаг – 0,4 мм, количество элементов – 32. Общая длина фоточувствительной области составляет 12,8 мм, что соответствует стандартному размеру изображения в фокальной плоскости спектрометра. Заполнение рабочей области фоточувствительными площадками составляет 75%, что является приемлемым для поставленной задачи.

Два ФЧЭ монтируются на медном хладопроводе азотного криостата, обеспечивая регистрацию опорного и сигнального спектров. Съем сигналов обеспечивается с помощью пружинных стальных контактов. Сигналы с фоточувствительных элементов поступают на усилители-интеграторы и оцифровываются одновременно шестьюдесятью четырьмя 16-разрядными АЦП, после чего обрабатываются цифровым сигнальным процессором.

Фотография системы приведена на рис. 3. В центре – азотный криостат с фотоприемниками, состыкованный с оптическим спектрометром (слева). Блок электроники расположен в основании криостата.

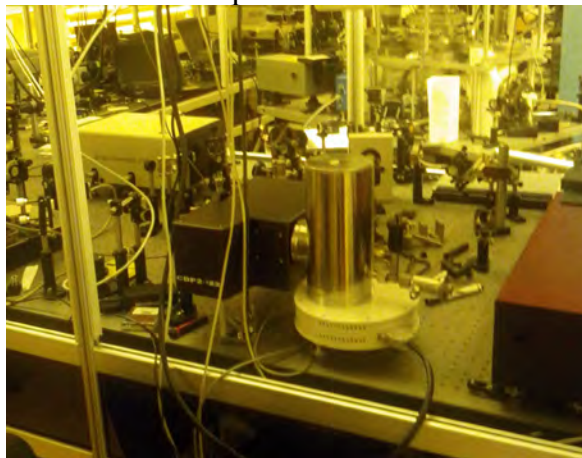


Рис.3 Общий вид многоканального детектора в сборе (в центре) в составе измерительной системы

На рис.4 приведен спектр излучения оптического параметрического генератора, используемого для формирования зондирующего импульса. Измерение проведено с помощью многоканального КРТ-фотоприемника, изготовленного на основе ФЧЭ, представленного на рис. 2.

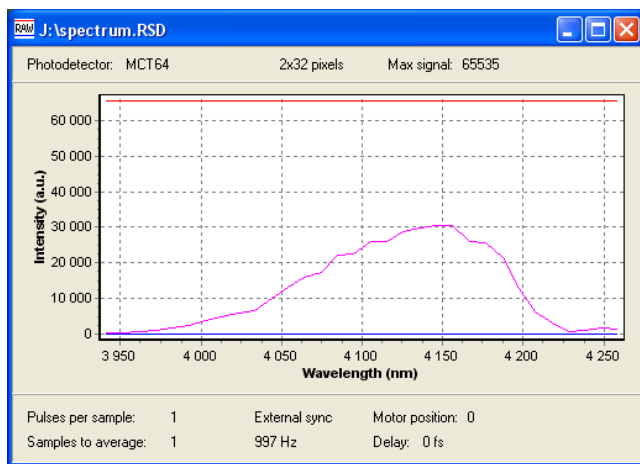


Рис.4 Спектр излучения параметрического генератора, зарегистрированный с помощью многоканального КРТ фотоприемника

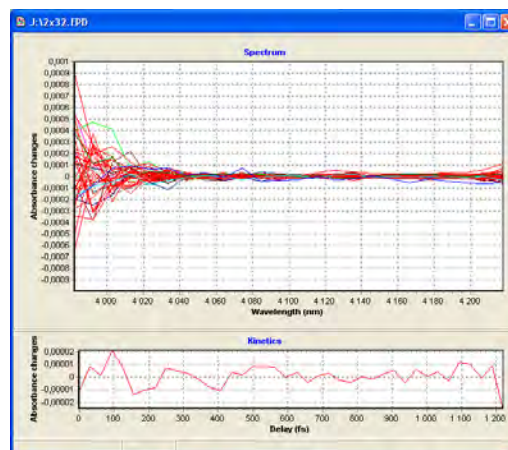


Рис.5 Результаты калибровки системы . Верхний график – спектры наведенного поглощения, нижний график – изменение значение центральной точки спектра (4100 нм) от измерения к измерению

На Рис.5 приведен пример калибровки измерений изменения поглощения при выключенном импульсе возбуждения. Результат на верхнем графике – это разница десятичных логарифмов отношений интенсивностей в опорном и сигнальном фотодетекторе, снятых при включенном и выключенном импульсе возбуждения. Шум (RMS) не превышает 10^{-5} OD (optical density, единицы оптической плотности) относительного значения поглощения. Большой шум на длинах волн короче 4040 нм объясняется очень малым количеством света, попадающего на элементы фотодетектора (рис. 4), что пропорционально снижает соотношение сигнал-шум

На нижнем графике представлено изменение значения поглощения на центральной длине волны (4100 нм) от измерения к измерению. По горизонтально оси отложено значение оптической задержки (см. Рис. 1), устанавливаемой с помощью перемещения уголкового отражателя, однако при калибровке изменение значения оптической задержки из-за отсутствия импульса возбуждения не влияет на результат измерения.

Проведенная калибровка показывает, что чувствительность многоканального фотоприемника и его динамический диапазон достаточны для проведения измерений наведенного оптического поглощения с требуемой точностью – от 10^{-4} до 10^{-3} OD, ограничиваемой оптическими параметрами установки и свойствами исследуемых образцов. Широкий спектральный диапазон фотоприемника позволяет проводить измерения во всем диапазоне работы оптического параметрического генератора.

Список используемой литературы

1. Y. Wang, J.B. Asbury, T. Lian, J. Phys. Chem. A 104 (2000), 4291.
- 2 A. Causier, I. Gerard, M. Bouttemy, A. Etcheberry, C. Pautet, J. Baylet, L. Mollard, J. Elect.Materials, Vol. 40, No. 8, 2011,p.1823

68. Исследование шероховатости поверхности подложек CdZnTe

Бурлаков И.Д.¹, Денисов И.А.², Сизов А.Л.¹, Силина А.А.³, Смирнова Н.А.²

¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

²ОАО «ГИРЕДМЕТ», Москва, Россия

³МИТХТ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Твердые тройные растворы Cd ZnTe (КЦТ) широко используются в качестве оптически прозрачных подложек при выращивании эпитаксиальных слоев (ЭС) тройных растворов кадмий-ртуть-теллур $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (КРТ), являющихся основным

материалом для производства фотоэлектронных устройств инфракрасного (ИК) диапазона спектра [1, 2, 3].

В эпитаксиальных технологиях предъявляются жесткие требования к состоянию и качеству обработки поверхности подложек, морфология которых во многом определяет механизмы роста эпитаксиальных слоев на начальных стадиях и условия формирования дефектов структуры. Необходимость контроля параметров текстуры поверхности требует использования современных средств измерений, обладающих высокой точностью, воспроизводимостью и чувствительностью к микронеоднородностям рельефа [4]. При характеристике поверхности различными по физическому принципу средствами измерений могут наблюдаться расхождения в получаемых параметрах морфологии поверхности. Источники несоответствия этих параметров и неоднозначность получаемых результатов при сопоставлении различных методов могут быть связаны с физическими ограничениями методов и разными методиками выполнения измерений.

В настоящей работе приводится сравнение результатов измерений среднеквадратичного отклонения профиля шероховатости поверхности подложек CdZnTe (r_{ms}) методами конфокальной микроскопии (КМ), атомно-силовой микроскопии (АСМ) и рентгеновской рефлектометрии (РР). Выбор данных средств измерения для исследований в рамках данной работы объясняется их бесконтактным способом измерений (кроме контактного режима АСМ), что исключает вероятность повреждения исследуемого объекта в процессе измерения, а также высоким разрешением приборов.

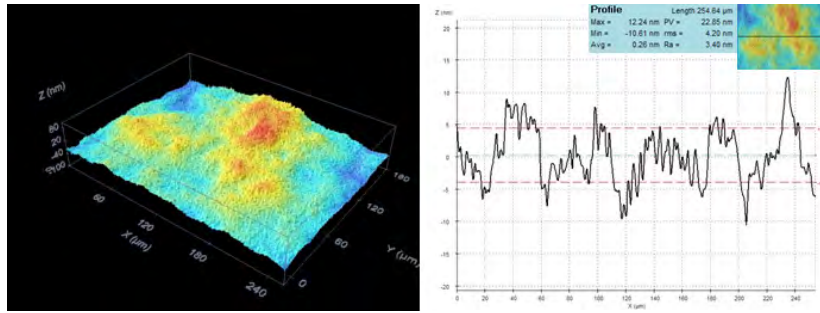
Наиболее часто используемым параметром измерения шероховатости поверхности является параметр r_{ms} , который представляет собой среднеквадратичное значение ординат $z(x)$ на базовой длине l :

$$r_{ms} = \sqrt{\frac{1}{l} \int_0^l z^2(x) dx}$$

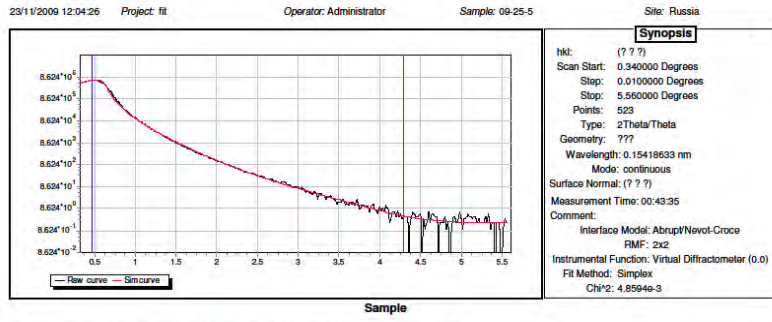
Шероховатость профиля измеряется последовательно по нескольким базовым длинам, которые в совокупности представляют длину оценки – общую длину пути по поверхности. Выбор базовой длины осуществляется в соответствии с предполагаемым рельефом и размером микронеоднородностей. Важную роль при анализе шероховатости поверхности методами КМ и АСМ играет фильтрация профиля, с помощью которой из первичного профиля подавлением длинноволновой компоненты выделяют профиль шероховатости.

Исследования проводились на ориентированных подложках Cd ZnTe, вырезанных из объемного кристалла, выращенного вертикальной направленной кристаллизацией методом Бриджмена [5]. Для удаления нарушенного слоя и придания необходимых геометрических параметров пластины подвергались химико-механической обработке. Измерения шероховатости поверхности подложек проводились на следующих средствах измерения: оптических профилометрах Sensofar PL μ 2300 и Sensofar PL μ NE OX, сочетающих в себе конфокальный и интерферометрический методы измерения; атомно-силовых микроскопах NT-MDT Ntegra M aximus и Solver P47 H; рентгеновском дифрактометре Bede Scientific Ltd.D1 System.

На Рис. 1 показаны типичные картины измерений параметров шероховатости поверхности подложек CdZnTe методами КМ, РР и АСМ.

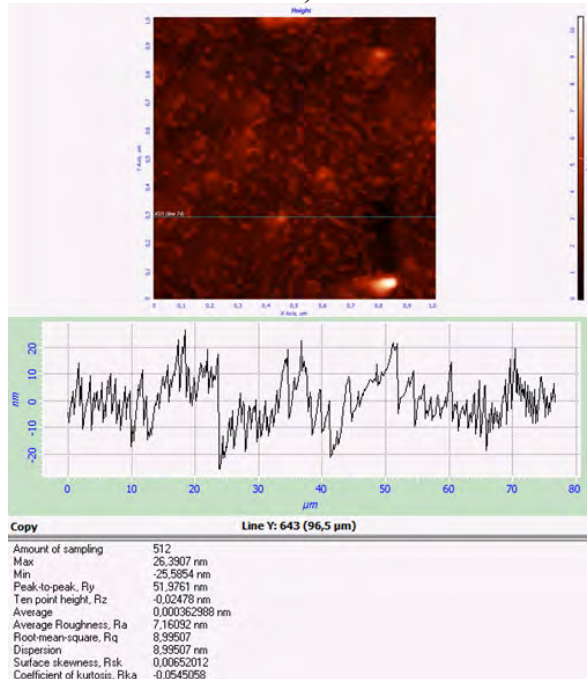


a)



N	R	Material	Cell input	Thickness	Roughness	Profile	Grating	Density T	Density B
1	1	CdTe	density	2.8871	0.7429	Exponential	20	4.92411	5.85210
SUB	1	CdTe	density	0.0000	0.0000	No Gradient	0	5.85210	5.85210

б)



в)

Рис. 1. Типичные картины измерений параметров шероховатости поверхности методами КМ (а), РР (б) и АСМ (в)

Результаты измерения среднеквадратичного отклонения профиля (r_m s) подложек CdZnTe в центральной точке поверхности и полученные с использованием различных средств измерения представлены на Рис. 2.

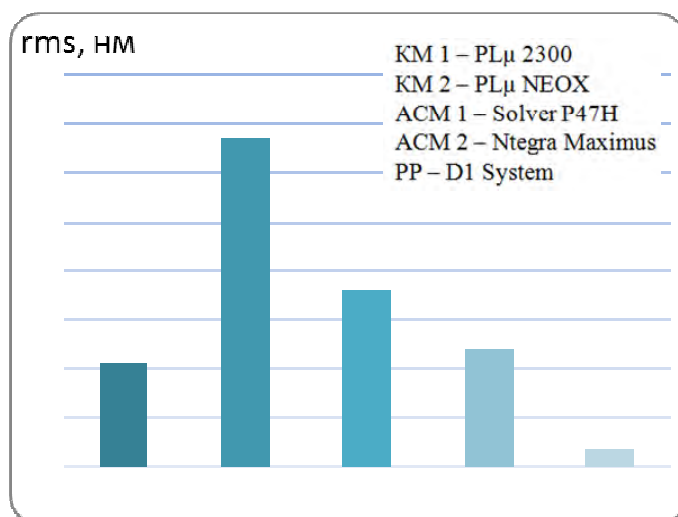


Рис. 2. Сравнение результатов различных средств измерений при измерении шероховатости подложек CdZnTe.

Из графика видно, что метод КМ дает большие значения параметра rms, метод АСМ занимает промежуточное положение, а РР дает значения на порядок меньше остальных двух методов. Расхождения в полученных результатах при сопоставлении различных по физическому принципу методов может быть вполне объяснимо вследствие различной природы взаимодействия оптического, рентгеновского излучения и АСМ зонда с исследуемым образцом. Поэтому сравнение результатов измерений, полученных с помощью разных методов, следует осуществлять с осторожностью. Оптические методы могут преувеличивать значение шероховатости из-за множественного рассеяния света на плоскостях, не лежащих в плоскости фокусировки. Рентгеновский метод, наоборот, занижает значения шероховатостей, что может быть объяснено тем, что отдельные пики с высотами большими определенной перестают отражать рентгеновское излучение [6]. В методе АСМ получаемый в результате профиль представляет собой сочетание форм образца и иглы зонда, что также может занижать значения шероховатости.

Кроме того, значения параметров шероховатости могут существенно различаться и в рамках одного метода. Так, например, в методе конфокальной микроскопии (Sensofar PLμ 2300) при использовании различных объективов (разное увеличение, рабочее расстояние) значения параметров шероховатости поверхности могут сильно меняться, что проиллюстрировано в таблице 1:

Таблица 1 - Сравнение измерений параметра rms методом КМ с использованием различных объективов

Тип объектива	Увеличение объектива	Рабочее расстояние, мм	Числовая апертура (NA)	Длина измерения, мкм	rms, нм
EPI	10X	17,3	0,30	800	49,7
	20X	24,0	0,45	400	18,9
	50X	17,0	0,80	250	4,3
	100X	6,5	0,90	125	2,8
SLWD	20X	4,5	0,35	400	47,2
	50X	1,0	0,45	250	30,2
	100X	1,0	0,70	125	15,5

Расхождение значений параметров шероховатости между объективами EPI и SLWD объясняется различными рабочими расстояниями. С увеличением рабочего

расстояния конфокальных микроскопов числовая апертура обычно уменьшается, что приводит к уменьшению латерального разрешения и разрешения по глубине. Объективы EPI имеют более высокую воспроизводимость и идеальны для измерения плоских образцов. SLWD объективы с более низкими значениями числовой апертуры используются, в основном, для толстых образцов, когда объектив может физически коснуться исследуемого объекта.

Отличия значений шероховатости в пределах одного типа объективов, но имеющих разные увеличения объясняется различием в оптическом разрешении и в размерах поля зрения. Поэтому при выборе объектива важно учитывать периодичность формы рельефа образца и размер микронеоднородностей. Низкие значения числовых апертур (ниже 0,4), как правило, не подходят для анализа шероховатости.

Безусловным достоинством методов КМ и АСМ является возможность трехмерной реконструкции поверхности, что позволяет наглядно исследовать морфологию после различных видов обработки, поскольку значение параметра gms позволяет оценить среднюю шероховатость поверхности, но не дает представление о форме неровностей поверхности.

Недостатком АСМ при контактном режиме измерения служит возможность повреждения поверхности в процессе измерения, в бесконтактном режиме работы метод крайне чувствителен к внешним шумам.

Т.о. при контроле параметров шероховатости подложек для эпитаксиального наращивания очень важно учитывать, с помощью какого прибора оценивается микрорельеф поверхности, а также саму методику измерений (выбор базовой длины, длины оценки, характеристик объектива и параметров используемой фильтрации изображения).

По результатам исследований, проведенных в рамках данной работы, наиболее оптимальными методами измерения шероховатости поверхности являются методы КМ и АСМ, позволяющие проводить трехмерную визуализацию поверхности, что является наглядной демонстрацией качества обработки подложек, поскольку параметр gms не дает представления о форме неровностей поверхности. Также необходимо отметить быстрое действие этих методов и легкость интерпретации результатов измерений.

Список используемой литературы

[1] А.М. Филачев, И.И. Таубкин, М.А. Трищенко. Твердотельная фотоэлектроника. – М.: Физматкнига, 2005. – 384 с.

[2] Корнеева М.Д., Пономаренко В.П., Филачев А.М. Современное состояние и новые направления полупроводниковой ИК-фотоэлектроники (часть 1) // Прикладная физика, 2011, №2, сс. 47-60.

[3] Корнеева М.Д., Пономаренко В.П., Филачев А.М. Современное состояние и новые направления полупроводниковой ИК-фотоэлектроники (часть 2) // Прикладная физика, 2011, №3, сс. 82-90.

[4] Лич. Р. Физические основы измерений нанометровой точности. Издательский Дом «Интеллект», Долгопрудный, 2012.

[5] Шматов Н.И., Смирнова Н.А., Белов А.Г., Оранский В.А., Шленский А.А. Материалы электронной техники, 3, 28 (2006).

[6] Грибков Б.А. Сканирующая зондовая микроскопия поверхностной шероховатости и магнитных наноструктур: автореферат диссертации кандидата физ.-мат. наук. Институт Физики Микроструктур РАН, Нижний Новгород, 2006.

69. Исследование температурной зависимости диффузионной длины неосновных носителей заряда в эпитаксиальных слоях CdHgTe

Никифоров И.А.^{1,2}, Болтарь К.О.^{1,2}, Никонов А.В.^{1,2}

¹МФТИ (Государственный университет), Долгопрудный, Россия

²ОАО НПО «Орион», Москва, Россия

В настоящее время твёрдые растворы теллуридов ртути и кадмия являются одним из наиболее перспективных материалов для производства фотонных фотоприемников ИК-диапазона, поскольку при любом соотношении кадмия и ртути образуется непрерывный ряд запрещённых зон, позволяющих, при изменении состава образца, получать фотоприемники для различных диапазонов длин волн (от 1 до 40 мкм). Вид фотоприёмной матрицы показан на рис. 1.

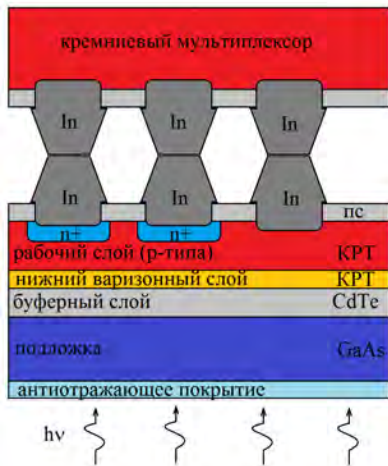


Рис. 1. Матричный фотоприемник на основе эпитаксиальной пленки КРТ

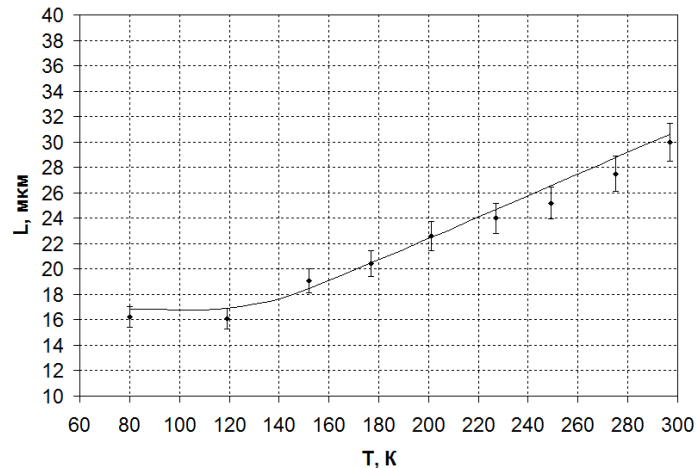


Рис. 2. Зависимость диффузионной длины от температуры рабочего слоя МФПУ МСТ-048А на основе КРТ

Одним из наиболее важных параметров, характеризующих материал полупроводниковых фотоприемников, является диффузионная длина неосновных носителей заряда. С одной стороны, с уменьшением диффузионной длины уменьшается количество собранных p-n переходом неосновных носителей заряда, и, следовательно, фототок; с другой стороны, её увеличение приводит к росту взаимосвязи между соседними фоточувствительными элементами [1]. Следовательно, требуется достаточно точная оценка диффузионной длины неосновных носителей заряда в эпитаксиальном рабочем слое (ЭС) матричного фотоприемного устройства (МФПУ) на основе КРТ.

В данной работе исследовалась температурная зависимость эффективной диффузионной длины неосновных носителей заряда в МФПУ с рабочим ЭС КРТ с долей кадмия $x=0,414$. Измерения одномерного распределения чувствительности по площадке фотоприемника проводились на стенде измерения фотоэлектрической площадки и коэффициентов взаимосвязи фоточувствительных элементов ЕЖЯИ.401141.002, устройство и методика измерения которого рассмотрены в [2].

Распределение чувствительности по координате в области спада характеристики имеет вид:

$$P = P_0 \exp\left(\frac{-x}{L}\right) \quad (1)$$

По рассчитанным значениям диффузионной длины неосновных носителей заряда построен график зависимости диффузионной длины от температуры в диапазоне

от 80 до 300 К. Значения диффузионной длины плавно увеличиваются от 16 мкм при $T=80$ К до 30 мкм при $T=300$ К.

По рассчитанным значениям диффузионной длины неосновных носителей заряда выполнено построение зависимости логарифма диффузионной длины от температуры. Значения достаточно точно совпадают с зависимостью, полученной в [3, 4]. Зависимость и экспериментальные точки представлены на рис. 2. По графику видно, что диффузионная длина практически не меняется в диапазоне 80-120 К, а затем увеличивается с ростом температуры.

Благодаря относительно небольшому числу необходимых измерений и высокой надежности, разработанный экспериментальный метод может с успехом применяться для исследования полупроводниковых материалов для матричных ИК-фотоприёмников.

Литература

1. Болтарь К.О., Яковлева Н.И. Определение длины диффузии носителей в ЭС КРТ по измерениям фоточувствительной площади фотодиода. – Прикладная физика. – 2006. – № 1. – С. 69-72.
2. Болтарь К.О., Яковлева Н.И. Исследование фотоэлектрических размеров элементов в матричных ИК-фотоприемниках. – Прикладная физика. – 1999. – № 2. – С. 45-49.
3. Rosbeck J. P., Starr R. E., Price S. L., Riley K. J. Background and temperature dependent current-voltage characteristics of HgCdTe photodiodes // J. Appl. Phys. – 1982. – V. 53, N. 9. – P. 6430–6440.
4. J. Chu., A. Sher. Device physics of narrow gap semiconductors. Springer Science+Business Media, 2010.

70. Исследование влияния обработки поверхности ГЭС КРТ на время жизни носителей заряда

Болтарь К.О.^{1,2}, Кашуба А.С.¹, Седнев М.В.¹, Шаронов Ю.П.¹

¹ ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

² МФТИ (Государственный университет), Долгопрудный, Россия

Гетероэпитаксиальные полупроводниковые структуры на основе тройных соединений Hg CdTe (КРТ) в настоящее время широко используются для создания различных фотодетекторов инфракрасного диапазона в области спектральных атмосферных окон 3-5 и 8-12 мкм. Основные параметры фотодетекторов – чувствительность, обнаружительная способность, быстродействие и др. – во многом определяются рекомбинационно-диффузионными параметрами данных структур.

Экспериментальные результаты.

В работе исследовалась зависимость времени жизни неосновных носителей заряда от толщины рабочего слоя гетероэпитаксиальных структур КРТ, изготовленных в ИФП РАН методом молекулярно-лучевой эпитаксии, при послойном травлении, термической обработке и пассивации поверхности [1,2]. Исследуемые образцы состояли из верхнего варизонного слоя толщиной 0,35-0,4 мкм, рабочего слоя толщиной 7-9 мкм, нижнего варизонного слоя толщиной 1,2-1,5 мкм, слоя CdTe 5-5,5 мкм, слоя ZnTe 0,1 мкм и подложки GaAs 350-400 мкм.

Толщина рабочего слоя измерялась по спектру оптического отражения на ИК-спектрофотометре FTIR-8400S «SHIMADZU» [3-5].

Измерения времени жизни проводилось бесконтактным методом [6,7] по времени релаксации отраженной от образца СВЧ (26 ГГц) волны при засветке импульсным полупроводниковым лазером ($\lambda=0.9$ мкм, $P=1$ Вт, время нарастания и

спада импульса 5 нс). Основной вклад в измеряемое время жизни дают носители, генерируемые на расстоянии $1 \div 3$ мкм от поверхности.

На образцах с однородной поверхностью измерялась зависимость времени релаксации неравновесных носителей от толщины рабочего слоя при послойном его стравливании и последующей обработке (рис 1).

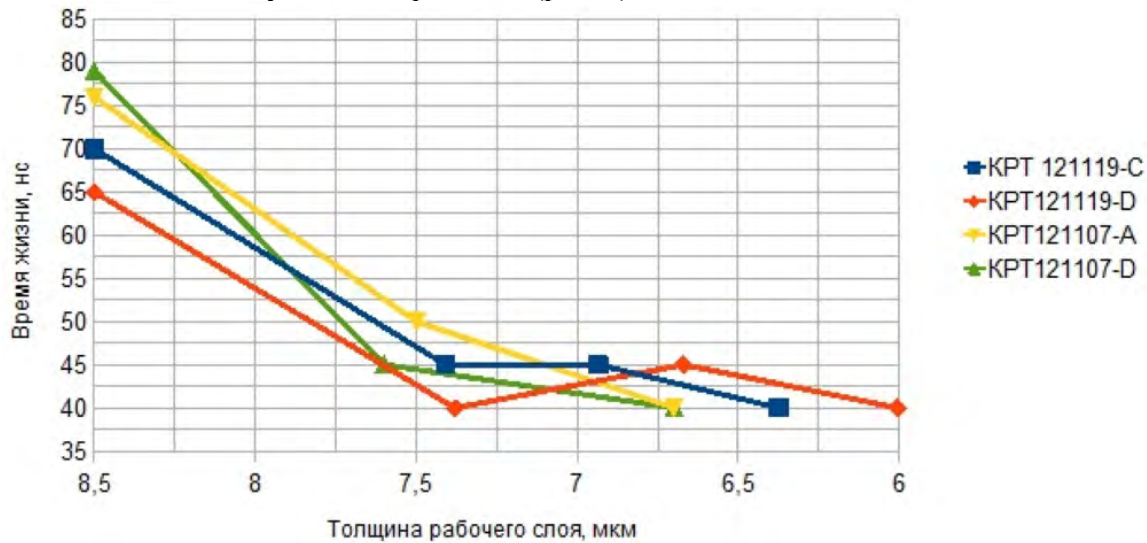


Рис.3 Зависимость времени релаксации от толщины рабочего слоя.

КРТ121119-С послойное стравливание без последующей обработки;
 КРТ121119-D послойное стравливание с последующим отжигом (4 часа, 100 С°);

КРТ121107-A послойное стравливание с последующим нанесением слоя CdTe;
 КРТ121107-D послойное стравливание с последующим нанесением слоя CdTe и отжигом.

Как видно из зависимостей время релаксации уменьшается с 65-80 нс при первоначальном измерении до 40-45 нс при стравливании верхнего слоя. Это объясняется тем, что верхний варизонный слой имеет более высокое время жизни неравновесных носителей по сравнению с более узкозонным рабочим слоем, который имеет время жизни 40-45 нс. Вышеприведенная обработка материала не приводит к существенному ухудшению поверхностных свойств рабочего слоя.

[1] А.С. Кашуба, А.В. Заблоцкий, Е.В. Коростылев, А.А. Кузин, Е.В. Пермикина, В.В. Арбенина «Исследование морфологии гетероэпитаксиальных структур на основе фоточувствительного твердого раствора $Cd_x Hg_{1-x}Te$ методами электронно-зондового анализа», Вестник МИТХТ, 2010 т.5 №5.

[2] И.Д. Бурлаков, А.С. Кашуба, Е.В. Пермикина, С.В. Головин «Влияние морфологии и полярности поверхности эпитаксиальных слоев на качество пассивирующего покрытия и параметры матричных фотоприемных устройств на основе $Cd_x Hg_{1-x}Te$ », Вестник МИТХТ, 2009 т.4 №4.

[3] К.О. Болтарь, В.А.Федирко «Определение параметров слоистых структур методом ИК отражения», Физика и Техника Полупроводников т.30, вып. 11, стр. 1993-1996.

[4] К.О. Болтарь, А.С. Кашуба, А.Г. Удалова, Н.И. Яковлева «Исследование характеристик эпитаксиальных слоев КРТ по спектрам пропускания», Прикладная физика, №1, 2008 г. Стр.26-31.

[5] К.О. Болтарь, А.В. Никонов, Н.И. Яковлева «Применение модели показателя преломления в исследованиях оптических свойств ГЭС КРТ», Успехи прикладной физики, 2013, том 1, №4, стр. 520-525.

[6] К.О. Болтарь, А.А. Лопухин, С.К. Ранцан «Динамическая взаимосвязь в МФПУ на основе антимонида индия», Успехи прикладной физики, 2013, №1, стр. 82-87.

[7] К.О. Болтарь, А.А. Лопухин, С.К. Ранцан, В.П. Пономаренко, В.В. Фадеев «Динамическая взаимосвязь в матричных фотоприемниках среднего инфракрасного диапазона спектра», Прикладная физика, 2013, №6, стр. 67-70

71. Исследование планарных фотодиодов МФЧЭ на основе гетероэпитаксиальной структуры InGaAs/InP

Болтарь К.О.^{1,2}, Власов П.В.¹, Иродов Н.А.¹, Лопухин А.А.¹

¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

²МФТИ (Государственный университет), Долгопрудный, Россия

Обнаружительная способность матричного фотоприемника ограничивается темновыми токами фотодиодов. Зависимость предельной величины обнаружительной способности от темнового тока определяется выражением $D^* \approx 1/\sqrt{I_T}$ [1]. В реальных фотодиодах темновой ток определяется, главным образом, дефектами в *p-n*-переходах и поверхностными утечками. В *pin*-фотодиоде суммарный темновой ток, складывающийся из тока I_T , обусловленного процессами генерации-рекомбинации в области пространственного заряда, и диффузионного темнового тока неосновных носителей заряда из квазинейтральной области $I_{T_{дифф}}$ [2, 3], может быть достаточно мал при низких напряжениях смещения [4]. Однако для обеспечения быстродействия [5], а также уменьшения взаимосвязи *pin*-фотодиодов в МФЧЭ необходимо проникновение поля на всю глубину фоточувствительного слоя, что требует подачи значительного напряжения смещения. В то же время при увеличении напряжения смещения растет туннельная составляющая темнового тока, поэтому необходимо точно определять оптимальное смещение фотодиодов на основе эпитаксиальной структуры InGaAs/InP.

Исследованы МФЧЭ формата 320 x256 с шагом элементов 30 мкм, изготовленные по планарной технологии на эпитаксиальной структуре InGaAs/InP, выращенной на подложке *n+*-InP методом МОС-гидридной эпитаксии. Схема МФЧЭ приведена на рис. 1.

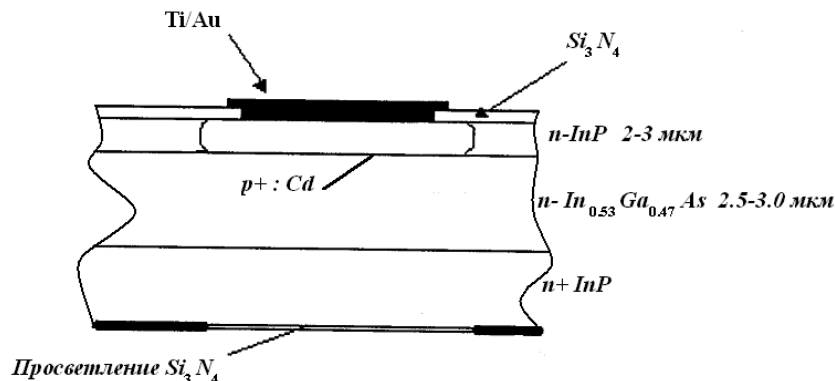


Рис. 1 – Схема МФЧЭ на основе планарных фотодиодов из эпитаксиальной структуры InGaAs/InP

Элементы МФЧЭ являются *pin*-фотодиодами [6] и представляют многослойную структуру, состоящую из «широкозонного» слоя *n*-InP толщиной 2-3 мкм с концентрацией $1\text{-}2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, активного поглощающего слоя *n*-In_{0.53}Ga_{0.47}As толщиной 2,5-3,5 мкм с концентрацией $4\text{-}7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и подложки *n+*-InP толщиной 350 мкм с концентрацией $2\text{-}5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. *p-n*-переход образован локальной диффузией кадмия через маску нитрида кремния. Для просветляющего покрытия также использован нитрид кремния. Контактная площадка образована слоем золота с подслоем титана. Засветка матрицы осуществляется через подложку *n+*-InP.

На рис.2 приведена темновая вольт-амперная характеристика типичного фотодиода, расположенного в центральной области матрицы.

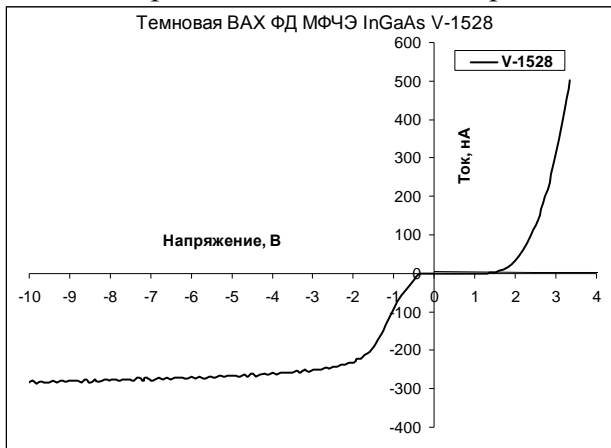


Рис. 2 – Типичная темновая вольт-амперная характеристика планарных фотодиодов МФЧЭ из эпитаксиальной структуры InGaAs/ InP

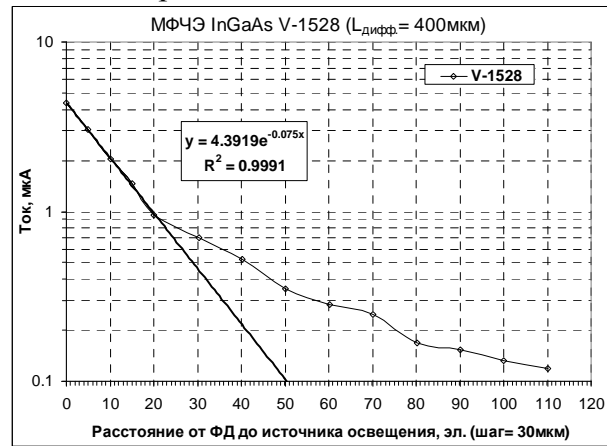


Рис. 3 – Зависимость фототока фотодиода МФЧЭ из эпитаксиальной структуры InGaAs/ InP от расстояния до точечного источника освещения

При увеличении обратного смещения на ФД более 1В наблюдается значительное возрастание темнового тока. Для проверки возникшего предположения о собирании темнового тока с большой площади неподключенных ФД из-за инверсной проводимости приповерхностного слоя или большой длины диффузии снята зависимость сигнала фотодиода от расстояния до точечного источника излучения, которая приведена на рис. 3.

Начальный участок графика хорошо приближается экспоненциальной зависимостью, из которой можно оценить величину диффузионной длины неосновных носителей заряда ~ 400 мкм. Таким образом, большая величина темнового тока фотодиода из МФЧЭ обусловлена собиранием темнового тока с большой площади, соизмеримой с размером всего матричного фоточувствительного элемента. Зная диффузионную длину и коэффициент диффузии дырок $\sim 7,5 \text{ см}^2\text{с}^{-1}$ [7], можно оценить время жизни дырок из соотношения $\tau_p = L_p^2/D_p \approx 210\text{мкс}$, что соответствует зарубежным данным [8, 9].

Исследованы два матричных фотоприемника, изготовленные гибридизацией фоточувствительных элементов через индиевые микроконтакты с двумя типами БИС-считывания: с большой (0,88 пФ) и малой (10 фФ или 100 фФ) емкостями накопления.

Для обоих образцов при малых обратных напряжениях смещения характерно наличие больших круглых или вытяженных дефектов типа «утечки». С увеличением обратного напряжения смещения на малой емкости накопления наблюдается постепенное сужение этих дефектов и уже при рабочем напряжении ($\sim 2\text{В}$) превращение их в точки. Данный эффект объясняется особенностями pin-фотодиодов. При больших напряжениях смещения поле проникает на глубину порядка 3 мкм, что обеспечивает дрейф носителей в электрическом поле и препятствует растеканию неосновных носителей заряда вследствие боковой диффузии или инверсной проводимости приповерхностного слоя. Кроме того, с возрастанием обратного смещения возрастает и количество точечных дефектных элементов.

Аналогичное сужение области изображения дефектов наблюдается при уменьшении температуры МФЧЭ до -20°C с помощью двухкаскадного термоэлектрического охладителя. Однако при этом не наблюдалось возрастания количества точечных дефектных элементов, что означает сильную температурную зависимость этих видов дефектных утечек.

В фотоприемнике с большой емкостью накопления при увеличении напряжения смещения уменьшение области изображения дефектов не наблюдается. Однако, при малых временах накопления видно, что и здесь крупные области фотодиодов с взаимосвязью на самом деле не занимают столь большую площадь, а являются следствием точечных, либо тонких протяженных дефектов.

Полученные данные показывают, что для уменьшения взаимосвязи в МФЧЭ необходимо увеличивать смещение на ФД и понижать температуру МФЧЭ.

Проведены измерения темновых токов фотоприемника на емкостях накопления 10 фФ и 100 фФ. При расчете темновых токов измерялось напряжение на выходах БИС считывания [10] при времени накопления T , при котором напряжение на емкости накопления лежит в области постоянства внутреннего коэффициента передачи БИС считывания K [11]. Величина темнового тока I_T определялась по разряду емкости накопления за время накопления T :

$$I_T = \frac{\Delta U_{\text{вых}} \cdot C1}{T \cdot K} \quad (1)$$

Результаты проиллюстрированы на рис. 4. Полученные средние значения темного тока составили 0,22 пА (на 10 фФ) и 0,24 пА (на 100 фФ) при оптимальном обратном напряжении смещения 2,4 В. Значения темновых токов фотодиодов для различных пластин InGaAs одинаковой структуры различаются несущественно.

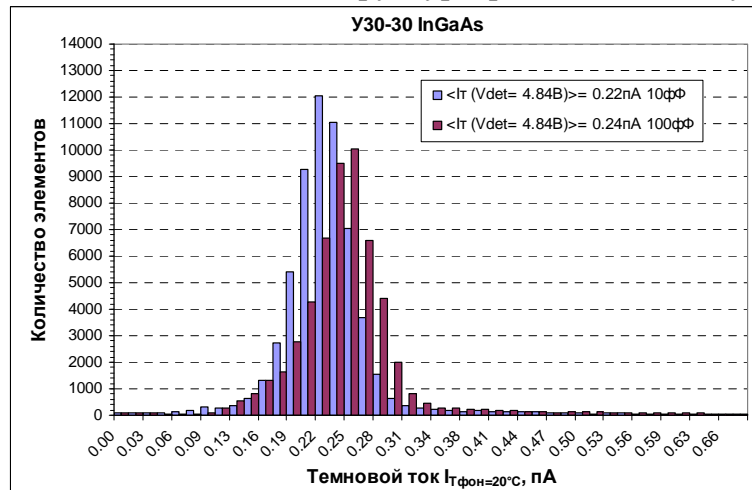


Рис. 4 – Гистограммы распределения темновых токов фотоприемника на емкостях накопления 10 фФ и 100 фФ при температуре МФЧЭ +20°C

[1] *Marshall J. Cohen, Mart in H. Ett enberg, Michael J. Lange, and G regory H. Commercial and Industrial Applications of Indi um Ga llium A rsenide Near I nfrared Focal Plane Arrays*//3490 U.S. Route 1, Princeton, NJ 08540. Перевод с англ. под ред. доктора тех. наук М.А Трищенко. Техника оптической связи. Фотоприемники. – М.: Мир, 1988.

[2] *Селяков А.Ю.* Эффект подавления диффузионного тока р-п- перехода в пикселях многоэлементного ИК-фотоприемника, обусловленный трансляционной симметрией многоэлементной структуры. Часть II// Прикладная физика. 2007. № 4. С. 75-84.

[3] *Селяков А.Ю.* Спектральная плотность флуктуаций диффузионного тока р-п переходов с короткой базой. Часть I и II// Прикладная физика. 2009. № 6. С. 127-137.

[4] *Андреев Д.С., Чинарёва И.В.* Кристалл матрицы рi n-фотодиодов формата 322x258 на основе гетероструктур InGaAs/InP// Заявка на госрегистрацию топологии интегральной схемы. 2011.

[5] *Андреев Д.С., Гришина Т.Н., Залетаев Н.Б., Трищенко М.А.* Многоэлементные быстродействующие фотодиоды на основе гетероструктур InGaAs/InP// Прикладная физика. 2012. № 4.

[6] Филачев А.М., Таубкин И.И., Тришенков М.А.//Твердотельная фотоэлектроника. Фотодиоды. 2011. Москва. Физматкнига. С. 268.

[7] Goldberg Yu.A. and N .M. Schmidt// Handbook Series on Semiconductor Parameters, vol.2, M. Levinshtein, S. Rumyantsev and M. Shur, World Scientific, London, 1999, pp. 62-88.

[8] Yuan H., Meixell M., Zhang J., Bey P., Kimchi J., Kilmer L.C. Low Dark Current Small Pixel Large Format InGaAs 2D Photodetector Array Development at Teledyne Judson Technologies//Proc. of SPIE Conference on Infrared Technology and Applications XXXVIII. 2012. V. 8353. P. 09-6.

[9] Zemel A., Gallant M.// J. Appl. Phys. 1988. V. 64. No. 11. P. 6552 – 6561.

[10] Зайцев А.А., Хромов С.С., Болтарь К.О., Кузнецов П.А. Проектирование интегральной схемы считывания формата 320×256 для приборов ночного видения на основе тройных соединений // Прикладная физика. 2011. № 2. С. 97-99.

[11] Бурлаков И.Д., Голубков А.В., Дирочка А.И., Касаткин И.Л., Лопухин А.А., Пасеков В.Ф., Пономаренко В.П., Чишко В.Ф.// Прикладная физика. 2005. № 2. С. 16-21.

72. Исследование влияния светового отжига на свойства матричных фотоприемных структур на основе антимонида индия

Лопухин А.А., Степанюк В.Е.

ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

В серийной технологии изготовления матричных фотоприемных устройств (МФПУ) формата 320x256 элементов на основе антимонида индия достигнут уровень дефектности около $0,2 \div 0,3\%$ [1]. В основной массе эти 150-250 элементов являются дефектами типа К.З. (короткозамкнутые) и характеризуются повышенными токами утечек. Эти дефекты не поддаются визуальному контролю и связаны с качеством полупроводникового материала. Исследовано влияние светового отжига на дефектность МФЧЭ с трех слитков антимонида индия *n*-типа, характеризующихся двумя значениями концентраций неосновных носителей с двух сторон слитка, плотностью дислокаций и средним значением диффузионной длины неосновных носителей заряда (табл.1).

Таблица 1.

Слитки	Диффузионная длина, мкм	Концентрация электронов (слева), см ⁻³	Концентрация электронов (справа), см ⁻³	Плотность дислокаций, см ⁻²
Сл.7 (N609)	73,45	3,2E+14	1,2E+15	< 100
Сл.9 (С/20-205II-ИСЭ-2В)	70,30	4,9E+14	1,6E+15	13,8 – 4,36
Сл.10 (N578)	54,04	3,8E+14	1,3E+15	< 100

МФЧЭ изготовлены по меза-технологии, включающей прецизионное ионно-лучевое травление структуры и последовательное напыление слоев металлических контактов к *p*- и *n*-областям. Под действием бомбардировки ионами на поверхности *p-n*-областей возникают дефекты. Для их устранения при формировании меза-диодов проводится отжиг на установке инфракрасного светового отжига с водородным модулем.

Технические характеристики установки:

- Рабочие температуры – от 50°C до 650°C;
- Скорость нагрева – до 75°C/сек;
- Скорость охлаждения – до 3°C/сек (от 600°C до 400°C);
- Скорость охлаждения до 0,5°C/сек (от 400°C до 100°C);
- Температурный PID-контроллер с возможностью сохранения до 20 программ с программированием до 100 сегментов (шагов);
- Рабочие газы: N₂, H₂, Ar и другие неагрессивные газы.

Нагрев осуществляется 18-ью инфракрасными галогеновыми лампами по 1 кВт, расположенными сверху и снизу рабочей камеры. Рабочая камера изготовлена из кварцевого стекла со встроенной системой подачи и отвода газа. Лоток изготовлен также из кварцевого стекла.

Пластины антимонида индия устанавливаются на подложках из кремниевых пластин толщиной 380 мкм для более равномерного нагрева снизу. Сверху они прикрываются пластинами кремния, которые служат оптическим фильтром, поглощающим коротковолновую часть спектра ламп для снижения возможности перегрева поверхностного слоя пластин и изменения состава материала. Отжиг осуществляется в атмосфере водорода H₂ чистотой 99,9999% и скоростью потока 2 л/сек.

На рис. 1 представлены интегральные функции распределения пластин антимонида индия по величине напряжения пробы. Ухудшение характеристики напряжения пробы на пластинах, прошедших световой отжиг, не наблюдается.

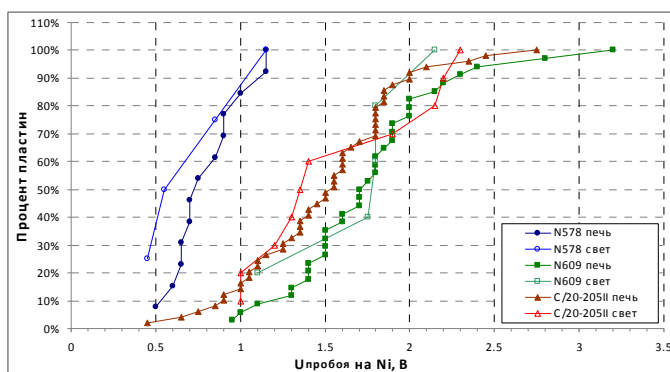


Рис. 1 – Интегральная функция распределения пластин InSB по напряжению пробы

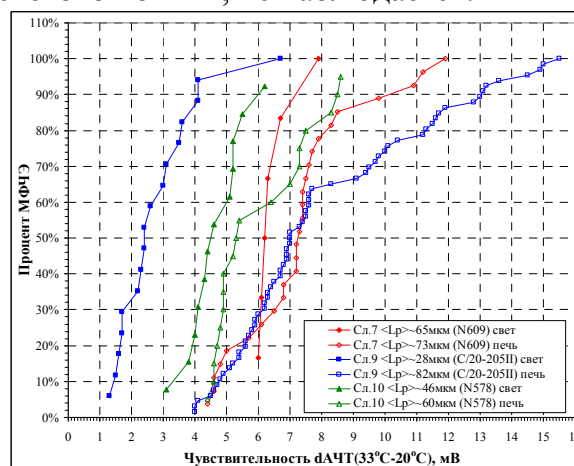


Рис. 2 – Интегральная функция распределения МФЧЭ по чувствительности на толстой базе

На рис. 2 представлены интегральные функции распределения МФЧЭ по средней чувствительности на толстой базе для различных слитков.

Как установлено в [1], чувствительность на кристаллах с толстой базой прямо пропорциональна диффузионной длине. Тогда, из графиков на рис.2 видна корреляция между световым отжигом и диффузионной длиной. Для всех трех слитков диффузионная длина в среднем оказалась меньше для светового отжига по сравнению со стандартным отжигом в печи, что можно объяснить поверхностным характером воздействия на дефектность светового отжига. Исходя из вышеизложенного, можно было бы предположить увеличение дефектности для МФЧЭ со световым отжигом. Однако, измеренные зависимости показали противоречивые результаты. Как видно из интегральных функций распределения МФЧЭ по количеству одноточечных дефектов (рис. 3) для слитка 7 со световым отжигом в среднем одноточечная дефектность уменьшилась в ~1.5 раза, в то время как для слитка 9 со световым отжигом в среднем одноточечная дефектность, наоборот, увеличилась в ~1.7 раза. Для слитка 10 со

световым отжигом в среднем одноточечная дефектность увеличилась в ~1.4 раза. Таким образом, для слитков с большой одноточечной дефектностью световой отжиг привел к увеличению дефектности, а для слитка с меньшей одноточечной дефектностью световой отжиг привел к уменьшению одноточечной дефектности.

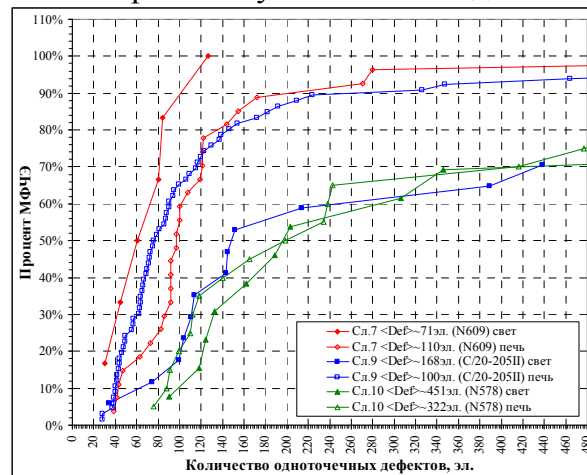


Рис. 3 – Интегральная функция распределения МФЧЭ по количеству одноточечных дефектов.

- [1] Болтарь К.О., Власов П.В., Лопухин А.А., Полунеев В.В., Рябова А.А. Характеристики серийных матричных фотоприемных устройств на основе антимонида индия формата 320×256// Успехи прикладной физики, 2013, №6 С. ?-?.

73. Исследование влияния взаимосвязи между элементами матрицы фотодиодов планарного типа на основе структуры InGaAs/InP на вольтамперные характеристики

Акимов В.М.¹, Демидов С.С.¹, Климанов Е.А.^{1,2}

¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

²МИРЭА (Технический университет), Москва, Россия

При исследованиях особенностей работы матриц фоточувствительных элементов планарного типа на основе InP/ InGaAs были проведены измерения ВАХ отдельных диодов – пикселей. Имеется большое количество работ, посвященных исследованиям характеристик диодов на основе InP и тройных соединений [1-5], но, к сожалению, особенности работы диодов в составе матриц освещены сравнительно слабо.

Структура матриц ФЧЭ, на которых выполнялись исследования, и их характеристики подробно описаны в [2]. Матрицы изготавливались из пластин InP *n*-типа ($n=2\cdot 5\cdot 10^{18}$ см⁻³), на которых выращивался слой In_{0.53}Ga_{0.47}As ($n\sim 6\cdot 10^{14}$ см⁻³) и слой слаболегированного InP *n*-типа. Р-область диодов формировалась диффузией Cd, а контакты к ней получали нанесением слоёв CrNi/Au. Пример ВАХ, подключённого в измерительную цепь одного диода – пикселя, показан на рис 1. Из этих характеристик следует:

1. Контакт металла к р-области представляет из себя диод Шоттки, но при отрицательных напряжениях на структуре его влияние на выходные характеристики невелико.

2. Большой темновой ток диода, размером 20x20 мкм, а также большой фототок при сравнительно слабых засветках, свидетельствует о наличии связи с соседними элементами. Поэтому дальнейшие измерения ВАХ проводились на диодах, у которых контакты соседних элементов замыкались и подключались к схеме в режиме “охранного кольца”.

Пример характеристик диодов с “охранным кольцом” показан на рис.2. Видно, что влияния периферии удаётся избежать увеличением смещения кольца относительно диода и увеличивая отрицательное напряжение на диоде. В области больших отрицательных напряжений характеристики имеют вид, характерный для нормальных диодов. Встречаются структуры, “нормальная” работа которых возможна лишь при напряжениях смещения больших, чем 5 В. (Рис. 3).

На исследованных структурах в режимах, когда влияние соседних элементов невелико, темновой ток отдельного диода равен 1-2 рА, а фоточувствительность (приблизительно) в спектральной полосе, ограниченной кремниевым фильтром и спадом собственной чувствительности диода, - 0.8 А/Вт.

Столь сильную взаимосвязь между элементами на довольно большой площади можно было бы объяснить наличием инверсного слоя на поверхности структуры, однако вольт-фарадные измерения тестовых элементов на полях матрицы наличия такого слоя не показали.

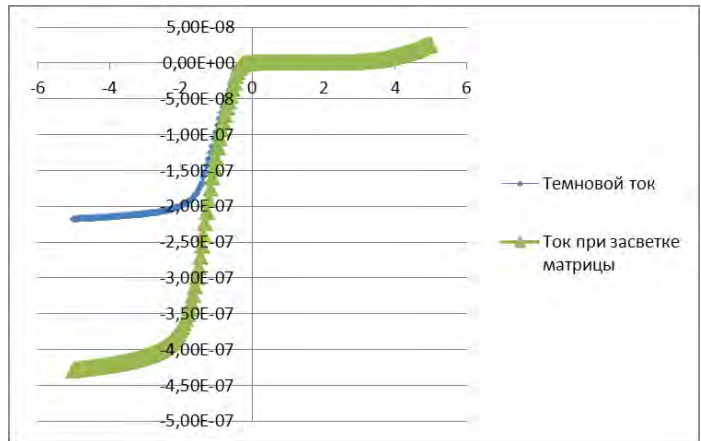


Рис. 1

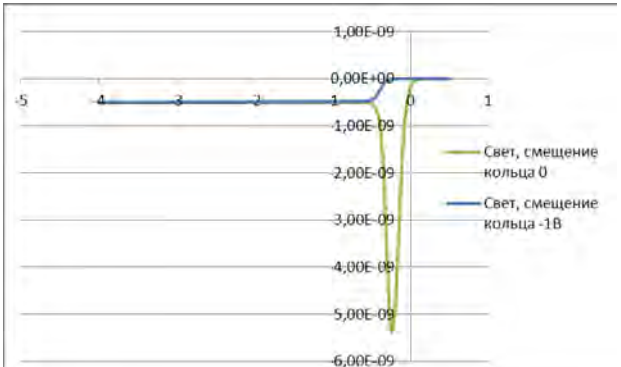
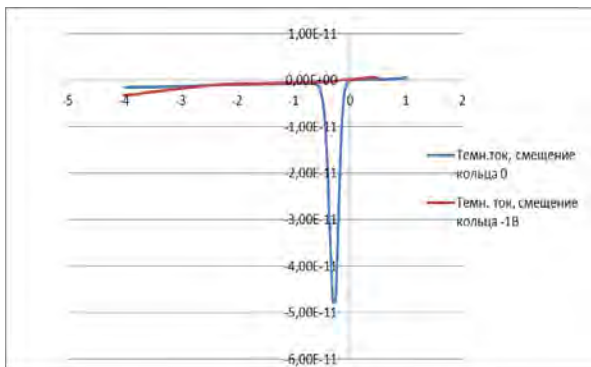


Рис. 2

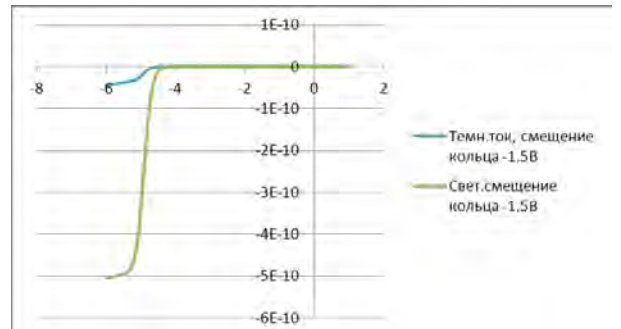
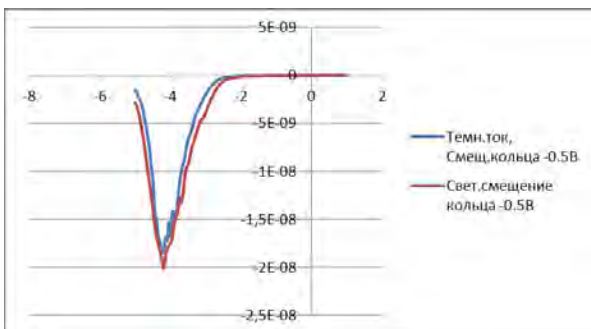


Рис. 3

Литература.

1. Филачев А.М., Таубкин И.И., Трищенко М.А. Твердотельная фотоэлектроника. Фотодиоды. М., Физматкнига, 2011 г.

2. Андреев Д.С., Гришина Т.Н., Залетаев Н.Б., Трищенко М.А. Многоэлементные быстродействующие фотодиоды на основе гетероструктур InGaAs/InP/ Прикладная физика, 2012 г., №4

3. Д.С. Андреев, К.О. Болтарь, П.В. Власов, Н.А. Иродов, А.А. Лопухин, Матричные фоточувствительные элементы на основе планарных фотодиодов из гетероэпитаксиальной структуры InGaAs/InP, Прикладная физика, 2014 г., №1, с.47.

4. A.Zemel and M. Galland Current-voltage characteristics of vertical organic chemical vapor deposited InP/InGaAs p-i-n Photodiodes: The influence of finite dimensions and heterointerfaces, J. Applied physics, v.64, №1163-6552-6561.

5. А.Ю. Селяков, Эффект подавления диффузионного тока p-n перехода в пикселях многоэлементного ИК-фотоприемника, обусловленный трансляционной симметрией многоэлементной структуры, Часть II, Прикладная физика, 2007, №4, с.75-85.

74. Гальваномагнитные свойства $Mn_{0,6}Ga_{0,4}Sb$

Исмаилов А.А.¹, Алиев С.А.², Алиева И.К.², Алиев Х.М.²

¹Институт физики НАН, Баку, Азербайджан

²Азербайджанская государственная морская академия, Баку, Азербайджан

Как известно [1-2], 3d-металлы и элементы V группы периодической системы образуют интерметаллические соединения MnSb, MnAs, MnBi, FeSb, CrSb обладающие металлической проводимостью и в некоторых случаях эффективно применяемые как и ферромагнитные материалы [3].

Светоизлучающие структуры и фотоприемники на основе антимонида галлия (ширина запрещенной зоны GaSb составляет 0,725 эВ при 300 К) являются перспективными приборами инфракрасного диапазона. Было показано, что сплавы $Ga_{1-x}Mn_xSb$ обладают наряду с полупроводниковыми еще и ферромагнитными свойствами при комнатной температуре [4]. Интерметаллические соединения элементов III и V групп периодической системы (GaAs, GaSb, InAs, InSb), которые в основном обладают полупроводниковыми свойствами GaSb принадлежит к структурному типу сфалерита ($a=6,096 \text{ \AA}$), плавится при 710°C .

Из электронных конфигураций атомов, можно ожидать образования однофазных сплавов в системах $Mn_xA_{1-x}B^V$ (где M-3d переходные элементы) с интересными полупроводниковыми и ферромагнитными свойствами. О возможности образования твердых растворов в системе $Mn_xGa_{1-x}Sb$ исходила из факта, что в этой системе при воздействии компонентов можно ожидать распаривания s^2 -электронов Mn (характерное для изолированных атомов) с образованием sp-состояний, которое в свою очередь создает условия для замещения атомов Ga в GaSb атомами Mn [5].

Настоящее исследование проведено, с целью получения в разных методах эвтектических сплавов $Mn_{0,6}Ga_{0,4}Sb$ и изучение электрических свойств.

Для измерения электрических свойств получена, изготовлена и проведена исследование эвтектического сплава $Mn_{0,6}Ga_{0,4}Sb$.

Эвтектической системе $Mn_{0,6}Ga_{0,4}Sb$ изучалась гальваномагнитные свойства полученного в разных методов и разных ориентации направления кристаллизации. В качестве электродов использовали серебряную пасту. Эти контакты оказались омическими и стабильными во всем интервале используемых температур и освещенностей. Омичность контактов контролировалась по виду статических вольтамперных характеристик. Расстояние между анода и катода составляла $0,9 \cdot 10^{-2} \text{ см}$, а площадь обкладок для всех изученных плоских конденсаторов варьировалась от $1,8 \cdot 10^{-2}$ до $2,0 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$. В процессе электрофизических измерений образцы помещали в экранированную камеру.

Результаты измерений показано на таблице

Установлено, что металлические фазы MnS b хорошо кристаллизуются в матрице GaSb. В результате исследования электрических, гальваномангнитных свойств показано, что полученные материалы являются ферромагнитными полупроводниками.

Таблица

Электрические свойства соединений эвтектического сплава $Mn_{0.6}Ga_{0.4}Sb$ при 300К.

Методов получение	$\sigma, \text{ Ом}^1 \cdot \text{см}^{-1}$		$n, \text{ см}^{-3} R,$		$\text{см}^2 \text{сек}^{-1}$		$\alpha, \text{ мкВ} \backslash \text{град}$	
	XIQ	XIIQ	XIQIN	XIIQIN	XIN	XIIN	XIN	XIIN
Вертикаль ным Бридж мен	3550 1	850	$8.2 \cdot 10^{20}$	$6.8 \cdot 10^{20}$	16	15 1	5 24	
медленным охлаждени ем	2075		$9.5 \cdot 10^{20}$		14 1		3	
MnSb 14			$1.4 \cdot 10^{17}$		627 497			
GaSb 9	650		$7.3 \cdot 10^{21}$		7 2.		3	

X-направление кристаллизации,
Q- направление потока тепла,
I- направление электрического поля,
H- направление магнитного поля,
 σ -электропроводность,
n-концентрация,
R- коэффициент Холле,
 α - коэффициент Терно е.д.с.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Хансен М., Андерко К. Структура двойных сплавов. Изд. Иностран. Лит., М., 1962.
2. Сирота Н.Н., Васильева Э.А. Сб. Химическая связь в полупроводниках.» Наука и техника», Минск, 1969, с.129.
- 3.Вонсовский С.В. Магнетизм. «Наука», М., 1971.
4. Алиев М.И., Сафаралиев Г,И., Гулиев А.Н., Дадашев И.Ш. Изв. АН СССР Неорган.матер.,10,1778(1974).
- 5.Дехтяр И.Я., Немашкаленко В.В.Электронная структура и электронные свойства переходных металлов и их сплавов «Наукова думка», Киев,1971,с.239.

75. Физические свойства GaSb-NdSb

Исмаилов А.А.¹, Алиев С.А.², Алиева И.К.², Алиев Х.М.²

¹Институт физики НАН, Баку, Азербайджан

²Азербайджанская государственная морская академия, Баку, Азербайджан

Развитие микроэлектроники (наноэлектроника, оптоэлектроника, криоэлектроника) и новейшие направления научных исследований (свойства систем с пониженной размерностью) выдвигают все возрастающие требования к качеству полупроводниковых материалов.

Для получения монокристаллов был использован метод Бриджмена-Стокбаргера [2].

На основании исследования химических взаимодействий между соединениями GaSb и NdSb методами термографических, рентгенографических и

металлографических анализов была построена диаграмма состояний GaSb- Nd Sb (рис.1).

При температуре 300К растворимость NdSb в GaSb составляет 8% моль, а GaSb в NdSb - 3%. С увеличением температуры область твердого раствора соответственно растет и составляет 17% моль для Nd Sb при температуре 860К и 10% для GaSb при температуре 1300К.

Эвтектические линии со стороны Ga Sb начинаются с 12% моль Nd Sb и кончаются 50% моль NdSb (865К), а эвтектические линии со стороны NdSb находятся в температуре состава 50-90 % моль Ga Sb(1320К), и в системе образуются перетектические соединения с химической формулой $NdGaSb_2$, которые затем расплавляются при температуре 1300 ± 20 К. видно из штрихдиаграммы матрицы материала, изменение численности линий интенсивности d/p (10^{-10} м) сохраняется для всех образцов в области твердого раствора, который соответствует 8% моль Nd Sb. Отсюда следует, что структуры матричного материала GaSb сохраняются.

Для исследования электрических свойств контакты легко наносились холодным способом на очищенные спиртом торцевые грани образца. В качестве электродов использовали серебряную пасту. Эти контакты оказались омическими и стабильными во всем интервале используемых температур. Омичность контактов контролировалась по виду статических вольтамперных характеристик. Для исследования свойств отдельных синтезированных сплавов геометрические формы имели следующие размеры (цилиндра- $d=5,5$ мм, $L=8,0$ мм, параллелепипеда- $a=3$ мм, $d=4$ мм, $L=8$ мм).

Электропроводность изучена в интервале температур 100-500К сплава GaSb+0.01% моль NdSb, GaSb+0.03% мольNdSb, GaSb+0.05% мольNdSb, GaSb+0.06% мольNdSb, GaSb+0.08% мольNdSb.

При увеличении процентного содержания состава NdSb электропроводность увеличивается. Из температурной зависимости электропроводности соединения GaSb и сплавов содержания 1, 3, 5, 8 моль% NdSb найдена ширина запрещенной зоны, которая оказалось для соединения GaSb равной 0.6 эВ и сплавов содержания 0,68 ; 0, 72; 0,78 NdSb 0,86 эВ, соответственно.

А также измерена термо-э.д.с. сплавов Ga Sb+0.01% моль NdSb, GaSb+0.03% мольNdSb, GaSb+0.05% мольNdSb, GaSb+0.06% мольNdSb, GaSb+0.08% мольNdSb.

Из рис.4 видно, что независимо от состава все сплавы относятся к p-типу проводимости до ~800К, а после 800К все сплавы меняют тип проводимости на п-тип. Полученные данные не противоречат результатам, приведенным в [3].

Установлено, что в системе GaSb - Nd Sb образуются новые соединения $NdGaSb_2$. А также изучены электрофизические свойства твердого раствора на основе GaSb.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1.Исмаилов А.А., Гасымов Ш.Г., Мамедов Т.С., Аллахвердиев К.Р. Влияние давления на электропроводность и эффект Холла в монокристаллах селенида индия ФТП, 1992, т.26, №11,с.1995-1997

2. P.Stocharger, Phys.Rev. sei, Enter, 7,133(1936)

3.Кулиев А.Н., Сафаралиев Г.И., Алиджанов М.А., Дадашов И. Исследование сплава в систем GaSb – NdSb. Известия НАН Азерб., серия ФМТН, 2004, т.XXXIV, N5, с.Т21.

76. Исследование дефектности гетероэпитаксиальных структур КРТ

Коротаев Е.Д., Яковлева Н.И.

ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

Свойства полупроводниковых твердых растворов кадмий-ртуть-теллур в большой степени зависят от наличия дефектов кристаллической структуры. При изготовлении фотоприемных устройств (ФПУ) инфракрасного диапазона спектра существует важная научно-техническая задача определения влияния качества гетероэпитаксиальных структур КРТ на выходные фотоэлектрические параметры ФПУ. Данная задача является непростой и требует совместного изучения как гетероэпитаксиальных структур КРТ, так и фотоприемных устройств, изготовленных на их основе.

Дефектность гетероэпитаксиальных структур КРТ напрямую влияет на механизмы рассеяния, поскольку дефекты являются центрами рекомбинации носителей заряда, и в конечном счете, вызывают увеличение генерационно-рекомбинационной составляющей темнового тока, что повышает собственные шумы ФПУ и ухудшает выходные параметры фотоприемных устройств на основе HgCdTe [1, 2, 3].

Собственными доминирующими дефектами в КРТ можно считать дефекты кристаллической решетки: вакансии, включения, микро- и макро-пустоты. Существует два класса вакансий, приводящих к локальному искажению кристаллической решетки, вакансии теллура V_{Te} и вакансии ртути V_{Hg} . Для кристаллической структуры HgCdTe основным фундаментальным типом дефектов являются вакансии ртути Hg, которые возникают при выращивании материала. Данный тип дефектов широко используется для получения вакансионно-легированного материала в процессе постростового отжига.

Другой основной тип дефектов - дефекты, связанные с процессами диффузии в кристаллической решетке материала, к которым можно отнести включения и примесные атомы. Большую роль в материале КРТ играют дефекты, связанные с дислокациями. Зерна и преципитаты теллура могут приводить к образованию дислокаций, наибольшая плотность дислокаций наблюдается в слоях, выращенных на альтернативных подложках, кристаллическая структура которых не совпадает с кристаллической структурой КРТ.

Междоузельные атомы и фазы внедрения относятся к дефектам, которые вносят дополнительные анионы или катионы в решетку материала, таким образом, искажая зонную структуру, т.е. энергетическое распределение носителей заряда в кристаллах. Они являются источником дополнительных примесных уровней в запрещенной зоне.

При выращивании гетероэпитаксиальных структур КРТ методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) наибольший вред наносят структурные дефекты, которые получили название V- дефектов [4, 5], и поверхностные кратеры [6, 7]. V-дефекты относятся к сложным комплексным ростовым дефектам, которые включают в себя более мелкие дефекты: дислокации, включения, разориентированные кристаллиты и др. Размеры данных дефектов достигают от нескольких единиц до десятков микрон. Если V-дефект располагается в активной области фотодиода, это приводит к ухудшению параметров вплоть до пробоя p-n перехода [8]. Поэтому количество V-дефектов должно быть минимизировано в процессе выращивания.

На рисунке 1 представлены собственные дефекты и концентрация свободных носителей заряда в зависимости от давления паров ртути при выращивании КРТ состава $x=0,2$. При построении графиков предполагалось, что дефекты образуются в равновесных условиях при температуре 500 °C, при низких температурах порядка 77 К дефекты могут аннигилировать и вымораживаться.

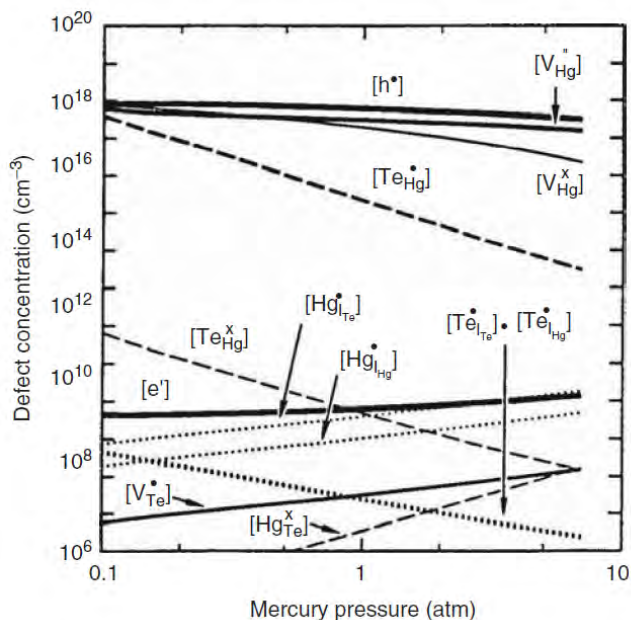


Рисунок 1 – Зависимость концентрации дефектов от давления паров ртути при выращивании слоев КРТ



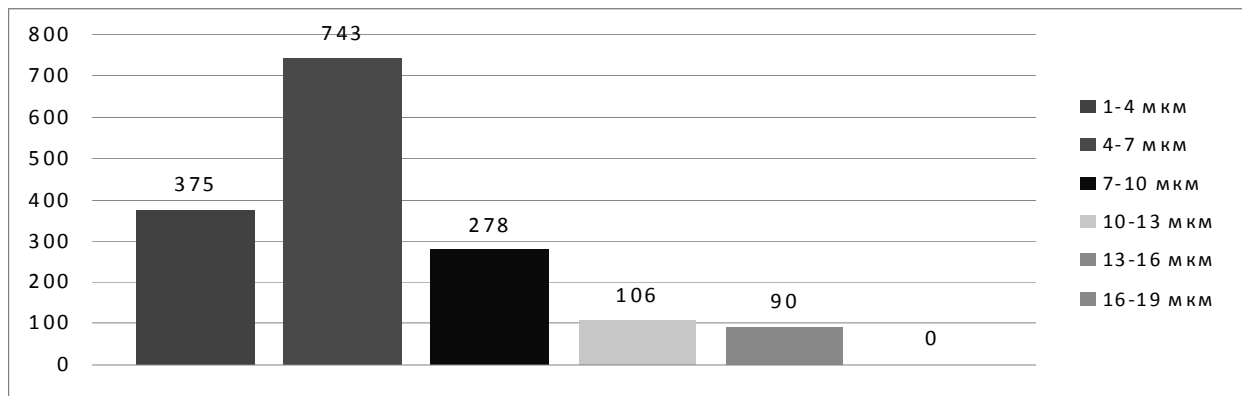
Рисунок 2 - Автоматизированный оптический анализатор поверхности Candela CS 10R

Из рисунка 1 следует, что в кристаллической структуре КРТ основными собственными дефектами являются вакансии ртути, что хорошо согласуется с экспериментальными данными. Возможна высокая плотность включений TeHg , величина которой может достигать плотности вакансий ртути при обогащении Te в условиях выращивания структур КРТ. Последние исследования *Cia ni* [9] показывают наличие избыточного теллура, который может являться источником зарождения V -дефектов в слоях КРТ. Возможно возникновение дефектов за счет самодиффузии в материале.

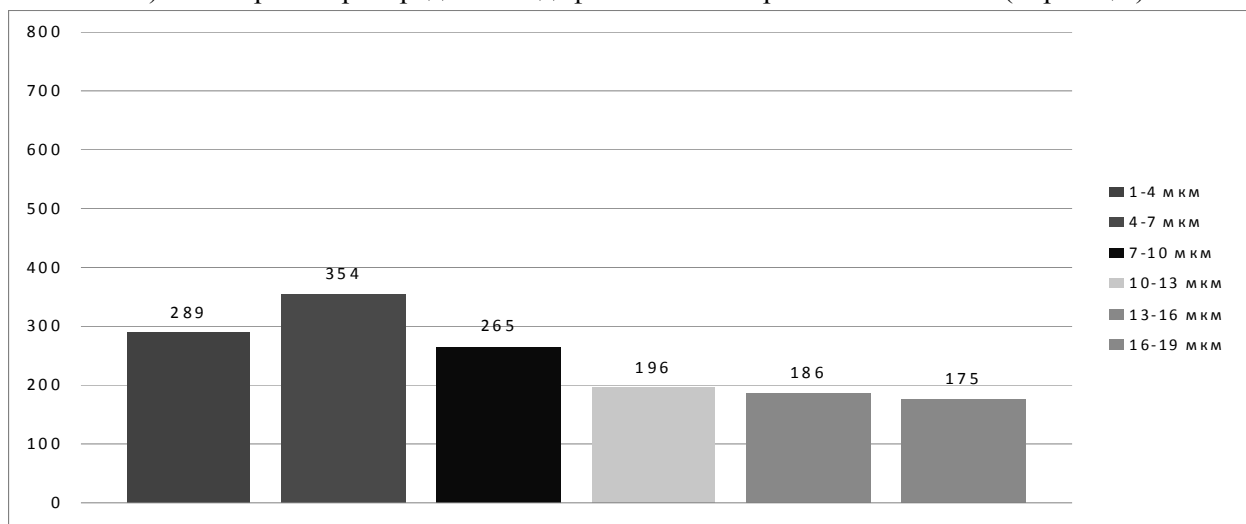
Существует большое число методик исследований дефектообразования в КРТ, например по ямкам травления, они обычно основываются на теории расчета плотности дефектов и структурных несовершенств [10, 11]. Большинство расчетов плотности дефектов, связанных с кристаллической структурой основывается на вычислении «local-density approximation». При расчетах обычно рассматриваются энергетические зависимости в реальной кристаллической системе, а также поведение электронного газа определенной плотности [12] в потенциальном поле кристаллической решетки.

Исследования морфологии поверхности эпитаксиальных слоев КРТ и расчет количества ростовых V -дефектов проводились на полупроводниковых многослойных эпитаксиальных гетероструктурах теллурида кадмия ртути диаметром 76,8 мм, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Для измерений использовался автоматизированный оптический анализатор поверхности Candela CS 10R фирмы KLA-Tencor (США) (рисунок 2). Данный анализатор автоматически обнаруживает, классифицирует и строит карту распределения дефектов, в том числе по типу, размеру и другим признакам.

После измерений карты распределений дефектов по поверхности образцов КРТ были подвергнуты анализу, построены диаграммы и гистограммы распределения дефектов с учетом их размеров и площади. На рисунке 3 представлены гистограммы распределения дефектов по поверхности ГЭС КРТ образцов, выращенных методом МЛЭ. Для обоих образцов преобладали V -дефекты с линейными размерами 4-7 мкм, причем у первого образца доминировали мелкие V -дефекты (менее 10 мкм), а у второго образца – крупные (более 10 мкм).



а) Гистограмма распределения дефектов по поверхности ГЭС КРТ (образец 1)



б) Гистограмма распределения дефектов по поверхности ГЭС КРТ (образец 2)

Рисунок 3 - Гистограммы распределения дефектов по поверхности ГЭС КРТ для двух образцов, выращенных методом МЛЭ

Возможными причинами возникновения V-дефектов являются не оптимальные условия роста структур КРТ, а именно, высокая температура подложки, низкое парциальное давление Hg, наличие избыточного теллура Te, неравномерности поверхности подложки, которые могут приводить к возникновению зерен Hg CdTe и преципитатов теллура Te на начальной стадии выращивания [13].

Считается, что кристаллические образования теллура Te, разориентированные относительно направления роста кристаллических слоев HgCdTe, являются главной причиной возникновения V-дефектов и при изготовлении фоточувствительных структур будут являться причиной утечек и снижения фотоэлектрических параметров.

Литература

1. И.Д. Бурлаков, В.П. Пономаренко, А.М. Филачев, Е.В. Дегтярев. Фотоприемные устройства для тепловизионной аппаратуры второго поколения // Прикладная физика. 2007. № 2. с. 43-53.
2. Boltar K.O., Burlakov I.D., Filachev A.M., Klimanov E.A., Ponomarenko V.P., Solyakov V.N., Stafeev V.I. Single and Matrix HgCdTe Photovoltaic Detectors // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). – v. 16. – № 4. – 2007 – p. 234-247.
3. Boltar K.O., Burlakov I.D., Ponomarenko V.P., Yakovleva N.I., Klimanov E.A., Akimov V.M. Line Integration HgCdTe Focal Plane Array. // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). – v. 17. – № 1. – 2008. – p. 9.
4. M. Zandian, E. Goo, J. Electron. Mater. 30 (2001) 623.

5. E.C. Piquette, M. Zandian, D.D. Edwall, J.M. Arias, J. Electron. Mater. 30 (2001) 637.
6. Y. Chang, G. Badano, J. Zhao, C.H. Grein, S. Sivananthan, T. Aoki, D.J. Smith, Appl. Phys. Lett. 83 (2003) 4785.
7. T. Aoki, David J. Smith, Y. Chang, J. Zhao, G. Badano, C. Grein, S. Sivananthan, Appl. Phys. Lett. 82 (2003) 2275.
8. D. Chandra, H.D. Shih, F. Aqariden, R. Dat, S. Gutzler, M.J. Bevan, T. Orent, J. Electron. Mater. 27 (1998) 640.
9. Ciani, A.J., Ogut, S., and Batra, I.P. (2004) J. Electron. Mater., 33, 737–741.
10. Hohenberg, P. and Kohn, W. (1964) Phys. Rev., 136, B864–B871.
11. Seminario, J. (ed.) (1996) Recent Developments and Applications of Modern Density Functional Theory, Elsevier Science.
12. Kohn, W. and Sham, L.J. (1965) Phys. Rev, 140, A1133–A1138.
13. Е.В.Пермикина, А.С.Кашуба, А.В.Ляликов, Е.Д.Коротаев, И.Д.Бурлаков, Исследования гетероэпитаксиальных структур HgCdTe методами микроскопии высокого разрешения // Прикладная физика, № 5, 2012, СС. 81-90.

77. Оптимизация ростовых условий для улучшения параметров фотоприемников и солнечных элементов на основе кремния с квантовыми точками германия

Войцеховский А.В., Коханенко А.П., Лозовой К.А.
Томский государственный университет, Томск, Россия

В последние годы исследователи проявляют очень большой интерес к созданию различных оптоэлектронных устройств на основе материала с квантовыми точками (КТ) германия в кремнии, таких как фотоприемники инфракрасного диапазона и солнечные элементы [1–7]. К преимуществам данной материальной системы можно отнести продление спектрального отклика в инфракрасную область по сравнению с чистым кремнием, относительную дешевизну, безвредность для здоровья человека, работу в широком температурном интервале и совместимость с высокоразвитой технологией кремниевых интегральных микросхем.

Столь высокий интерес к наногетероструктурам с КТ Ge на Si обусловлен рядом уникальных свойств, характеризующих подобного рода структуры. К этим свойствам можно отнести увеличение времени жизни носителей из-за уменьшения рассеяния на фононах, снижение скорости тепловой генерации, появление так называемой промежуточной зоны, чувствительность к нормально падающему излучению, возможность узкополосного детектирования и др. Все перечисленные особенности позволяют приборам на основе Si и Ge на равных конкурировать с уже ставшими традиционными оптоэлектронными приборами на основе соединений $A^{III}B^V$ и $A^{II}B^{VI}$.

Инфракрасные фотодетекторы применяются в целом ряде областей: от военной промышленности до гражданских нужд. Основными требованиями при выборе фотоприемников являются хорошие рабочие характеристики, работа при как можно более высоких температурах, низкая стоимость изготовления. На сегодняшний день основным материалом для изготовления фотоприемников инфракрасного диапазона является HgCdTe (КРТ). Однако, существуют сложности, связанные с его эпитаксиальным выращиванием, что выливается в очень высокую стоимость данного материала. Альтернативой фотоприемникам на основе КРТ могут стать инфракрасные фотодетекторы с квантовыми точками [8].

Солнечные элементы также с каждым годом привлекают к себе все большее внимание исследователей, особенно в связи с колоссальными темпами роста энергопотребления, ограниченностью традиционных ископаемых источников энергии и

осознанием необходимости перехода к альтернативным энергетическим ресурсам. На сегодняшний день на рынке преобладают кремниевые солнечные элементы, коэффициент полезного действия лучших образцов которых составляет величину порядка 20 %. В более дорогих многокаскадных солнечных элементах на основе соединений $A^{III}B^V$ удается достичь значения эффективности в 44 %. Теоретические же оценки показывают, что предельная эффективность преобразования излучения в электричество для фотопреобразователей на основе материала с КТ Ge в Si может достигать 53 % [9, 10].

Характеристики оптоэлектронных устройств на основе наногетероструктур с КТ (обнаружительная способность для фотоприемников и коэффициент полезного действия для солнечных элементов) напрямую зависят от параметров КТ: поверхностной плотности, среднего размера в плоскости основания и разброса их по размерам. В то же время, основным методом получения массивов КТ на сегодняшний день является их самоорганизация в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии. В связи с этим, управлять параметрами формирующихся таким образом островков можно лишь косвенно, контролируя условия роста: температуру подложки и скорость осаждения германия.

Поэтому цель данной работы — теоретически определить оптимальные с точки зрения дальнейшего приборного применения ростовые условия для создания фотоприемников с наиболее высокой обнаружительной способностью и солнечных элементов с максимальным коэффициентом полезного действия.

Известно, что обнаружительная способность D^* инфракрасных фотодетекторов с квантовыми точками, работающих в режиме ограничения темновым током, определяется выражением [8]

$$D^* = \frac{\eta}{qh\nu\sqrt{2G}} \cdot (1)$$

Здесь η – внешняя квантовая эффективность детектора, q – заряд электрона, h – постоянная Планка, ν – частота падающего излучения, G – скорость термической генерации носителей заряда, определяемая выражением

$$G = \frac{n_{th}}{\alpha\tau}, (2)$$

где n_{th} – концентрация термически генерированных носителей заряда, α – коэффициент поглощения материала фотоприемника, τ – время жизни носителей заряда.

Если полосу поглощения одной квантовой точки в случае оптического перехода между основным и возбужденным связанными состояниями можно описать гауссовым распределением с полушириной σ_{QD} , то для реального ансамбля квантовых точек, вследствие неизбежной дисперсии по размерам, происходит неоднородное уширение спектра поглощения, а полуширина полосы поглощения σ_{ens} становится значительно большей, $\sigma_{ens} > \sigma_{QD}$. Коэффициент поглощения в таком случае можно описать формулой

$$\alpha(h\nu) = A \frac{n_1 \sigma_{QD}}{N \sigma_{ens}} \exp\left[-\frac{(h\nu - E_G)^2}{\sigma_{ens}^2}\right], (3)$$

где A – максимум коэффициента поглощения, n_1 – поверхностная концентрация электронов в основном состоянии квантовой точки, N – поверхностная плотность квантовых точек, $E_G = E_2 - E_1$ – энергия оптического перехода между основным и возбужденным состояниями квантовой точки. Отношение $\sigma_{ens} / \sigma_{QD}$ в (3) определяет уменьшение максимального значения коэффициента поглощения из-за неоднородного уширения энергетических уровней ансамбля квантовых точек [8].

Зависимость энергии основного состояния квантовой точки от ее размера довольно хорошо описывается прямой линией [11], поэтому в дальнейшем будем

считать, что полуширина полосы поглощения σ_{ens} пропорциональна разбросу квантовых точек по размерам δL .

Объединяя выражения (1)–(3) и оставляя только те параметры, которые определяются условиями выращивания квантовых точек, получим:

$$D^* \propto \frac{1}{\sqrt{G}} \propto \sqrt{\frac{\sqrt{N}}{\delta L}} \quad (4)$$

На основе выражения (4) можно оценить ростовые условия, благоприятные для создания фотоприемников инфракрасного диапазона на основе наноструктур кремния с квантовыми точками германия.

При численном моделировании зависимостей δL и N от условий роста использовалась разработанная в [12–14] кинетическая модель расчета параметров квантовых точек германия на кремнии, которая основана на обобщении классической теории зародышеобразования и позволяет определить температурные зависимости поверхностной плотности квантовых точек и функции плотности распределения островков по размерам для различных скоростей роста. Для расчета кинетики формирования квантовых точек сначала определялись термодинамические параметры системы, такие как свободная энергия образования островка и равновесная толщина смачивающего слоя. Затем вычислялись скорость зарождения кластеров, поверхностная плотность квантовых точек, скорость поступления атомов в островок и функция распределения квантовых точек по размерам, позволяющая определить средний размер и разброс островков по размерам.

Длина волны, соответствующая максимуму поглощения фотодетектора, определяется средним размером квантовых точек в плоскости основания. Поэтому увеличения обнаружительной способности фотоприемников на основе массивов квантовых точек с заданным средним размером можно добиться только уменьшением разброса островков по размерам δL . Разброс по размерам оценивался как среднеквадратичное отклонение и вычислялся из функции распределения островков по размерам по формуле

$$\delta L = \sqrt{\frac{1}{N} \int_{L_{\min}}^{L_{\max}} (L - L_{av})^2 f(L) dL} \quad (5)$$

где $f(L)$ – функция распределения квантовых точек по размерам L , L_{av} – средний размер квантовых точек в плоскости основания, L_{\min} и L_{\max} – минимальный и максимальный размеры островков, наблюдаемые в ансамбле.

Расчет проводился для массивов квантовых точек со средними размерами 10, 15 и 20 нм. Температура и скорость роста выбирались такими, чтобы обеспечить постоянство среднего размера. На рисунке 1 приводятся полученные зависимости дисперсии по размерам δL от температуры роста.

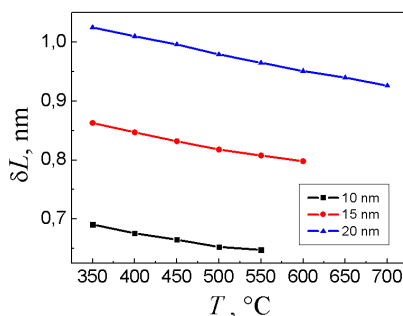


Рисунок 1 – Зависимость разброса по размерам квантовых точек от температуры для трех средних размеров: 10, 15 и 20 нм

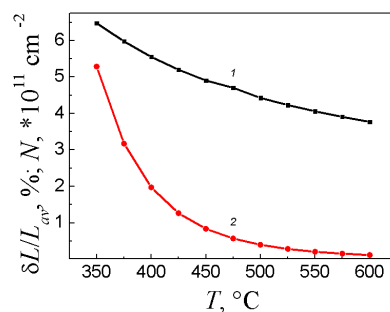


Рисунок 2 – Зависимость относительного разброса по размерам (1) и поверхностной плотности (2) квантовых точек от температуры

Из графика видно, что с ростом температуры осаждения разброс по размерам уменьшается, поэтому можно сделать вывод, что более высокие значения обнаружительной способности могут быть достигнуты в фотоприемниках на основе наногетероструктур с квантовыми точками, выращенными при температуре 500 °С и выше и соответствующих высоких скоростях осаждения германия.

Для применения же в солнечных элементах необходимы массивы с наибольшей плотностью квантовых точек (для увеличения коэффициента поглощения) и по возможности более широким распределением квантовых точек по размерам, так как это обеспечит более полное использование солнечного спектра [15].

На рисунке 2 приводятся температурные зависимости поверхностной плотности и относительного разброса по размерам островков при постоянной скорости осаждения германия $V = 0,1$ МС/с (достаточно традиционная для технологических процессов выращивания), полученные с использованием указанной выше модели. Из анализа рисунка 2 можно сделать вывод о том, что для выращивания наногетероструктур с квантовыми точками германия в кремнии, ориентированных на создание солнечных элементов, подходят условия роста, характеризующиеся наименьшей температурой подложки. Так, например, для температуры $T = 350$ °С и скорости роста $V = 0,1$ МС/с, теоретические оценки дают для параметров массива наноструктур следующие значения: поверхностная плотность $N \approx 5 \cdot 10^{11}$ см⁻², средний размер $L_{av} \approx 11$ нм, относительный разброс по размерам $\delta L/L_{av} \approx 6,5$ %.

Таким образом, в работе на основе теоретической модели роста квантовых точек германия на кремнии, позволяющей рассчитывать поверхностную плотность и функцию распределения квантовых точек по размерам, даются рекомендации по условиям роста, необходимым для получения максимальных обнаружительной способности и коэффициента полезного действия фотоприемников и солнечных элементов на квантовых точках соответственно. Показано, что для достижения оптимальных характеристик фотоприемников следует выращивать квантовые точки при достаточно высоких температурах, а для увеличения коэффициента преобразования солнечных элементов, наоборот, при относительно низких температурах роста.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пчеляков О. П., Болховитянов Ю. Б., Двуреченский А. В., Соколов Л. В., Никифоров А. И., Якимов А. И., Фойхтлендер Б. Кремний-германиевые наноструктуры с квантовыми точками: механизмы образования и электрические свойства // ФТП. – 2000. – Т. 34. – № 11. – С. 1281-1299.
2. Brunner K. Si/Ge nanostructures // Rep. Prog. Phys. – 2002. – V. 65. – № 27. – P. 27-72.
3. Wang K. L., Cha D., Liu J., Chen C. Ge/Si self-assembled quantum dots and their optoelectronic device applications // Proc. of the IEEE. – 2007– V. 95. – № 9. – P. 1866-1882.
4. Шкляев А. А., Ичикава М. Предельно плотные массивы наноструктур германия и кремния // Успехи физических наук. – 2008. – Т. 178. – № 2. – С. 139-169.
5. Войцеховский А. В., Коханенко А. П., Лозовой К. А., Турапин А. М., Романов И. С. Фоточувствительные структуры на основе наногетероструктур Si/Ge для оптических систем передачи информации // Успехи прикладной физики. – 2013. – Т. 1. – № 3. – С. 338-343.
6. Aqua J.-N., Berbezier I., Favre L. Growth and self-organization of Si-Ge nanostructures // Physics Reports. – 2013. – V. 522. – P. 59-189.

7. Якимов А. И. Гетероструктуры Ge/Si с квантовыми точками Ge для фотоприемников среднего ИК-диапазона // Автометрия. – 2013. – Т. 49. – № 5. – С. 57-67.

8. Phillips J. Evaluation of the fundamental properties of quantum dot infrared detectors // J. Appl. Phys. – 2002. – V. 91. – № 7. – P. 4590-4594.

9. Luque A., Martí A. Increasing the Efficiency of Ideal Solar Cells by Photon Induced Transitions at Intermediate Levels // Phys. Rev. Lett. – 1997. – V. 78. – No. 26. – P. 5014–5017.

10. Pchelyakov O. P., Dvurechenskii A. V., Nikiforov A. I., Voit sekhovskii A. V., Grigor'ev D. V., Kokhanenko A. P. Ge/Si nanoheterostructures with ordered Ge quantum dots for optoelectronic applications // Russian Physics Journal. – 2011. – V. 53. – № 9. – P. 943-948.

11. Dvurechenskii A. V., Nenashev A. V., Yakimov A. I. Electronic structure of Ge/Si quantum dots // Nanotechnology. – 2002. – V. 13. – P. 75-80.

12. Дубровский В. Г. Расчет функции распределения квантовых точек по размерам на кинетической стадии роста // ФТП. – 2006. – Т. 40. – № 10. – С. 1153-1160.

13. Лозовой К. А., Войцеховский А. В., Коханенко А. П. Кинетика формирования квантовых точек германия на кремнии различной формы с учетом диффузии, сегрегации и влияния напряженных подслоев // Изв. вузов. Физика. – 2013. – № 9/2. – С. 17-20.

14. Lozovoy K. A., Voit sekhovskiy A. V., Kokhanenko A. P., Satarov V. G. Comparative analysis of pyramidal and wedge-like quantum dots formation kinetics in Ge/Si(001) system // Surface Science. – 2014. – V. 619. – P. 1-4.

15. Войцеховский А. В., Григорьев Д. В., Пчеляков О. П., Никифоров А. И. Эффективность преобразования солнечной энергии солнечным элементом на основе Si с квантовыми точками Ge // Прикладная физика. – 2010. – Т. 6. – № 2. – С. 96-102.

78. Механизм релаксации тока в примесных фоторезисторах на кремнии, легированном галлием или бором, при гелиевых температурах и низкой облучённости

Залетаев Н.Б.

ОАО "НПО "Орион", Москва, Россия

Введение

Разработка фотоприёмников длинноволнового ИК-диапазона для работы в условиях холодного космоса является актуальной как для решения задач оборонного характера, так и для развития новых научных направлений, связанных с космосом, в частности, внеатмосферной инфракрасной астрономии. Основным требованием к таким приёмникам является реализация предельных значений пороговой чувствительности, соответствующих космическим уровням фоновой облучённости, которые на 8-10 порядков ниже облучённости, создаваемой тепловым излучением Земли. Это требование обеспечивают примесные фотоприёмники, в частности, примесные фоторезисторы.

Примесные фоторезисторы в условиях низкой фоновой облучённости сочетают характерное для фоторезисторов усиление фототока с характерным для *pin*-фотодиодов вытягиванием фотоносителей электрическим полем [1,2]. Частотная характеристика их фотоотклика имеет низкочастотное (НЧ) и высокочастотное (ВЧ) плато [3,4], где характерные частоты зависят от облучённости. При этом фоторезистивные свойства проявляются при низких частотах и больших временах, а фотодиодные – при более высоких частотах и коротких временах [1, 2]. Коэффициент усиления на ВЧ-плато насыщается с ростом напряжения на значении меньшем единицы [3]. Высокая

актуальность изучения особенностей частотно-импульсных зависимостей основных параметров низкофоновых примесных фоторезисторов обусловлена изменением этих параметров в рабочей полосе частот при изменении облучённости.

Сложная форма и ряд других особенностей импульсного и частотного отклика примесных ИК-фоторезисторов при низких уровнях облучённости в ранних публикациях, посвящённых этому вопросу, были охарактеризованы как "аномальные" [5]. Предпринимались попытки разработки теории примесного фоторезистора, адекватно описывающей такое поведение его отклика. В ранних моделях основное внимание уделялось процессам, происходящим в объёме фоторезистора при нестационарном облучении. Влияние контактов определялось через граничные условия, которые вводились *a priori*, то есть, как бы постулировались, и предполагалось, что их справедливость может быть установлена, если будет иметь место согласие теоретических характеристик с экспериментальными. С другой стороны, существовало понимание, что эти "аномальные" эффекты связаны как раз со свойствами контактов и эти свойства должны быть тщательно исследованы.

Известные механизмы изменения тока через примесный фоторезистор при изменении напряжения или облучённости

Приращение плотности тока фоторезистора при малом изменении напряжения или облучённости:

$$\Delta J \cong q\mu_p[\Delta p(0)E_o + p_o\Delta E(0)] = q\mu_p p_o \left(1 + \frac{E_o}{E_c}\right) \Delta E(0) = \left[\frac{1}{E_o} + \frac{1}{E_c}\right] \Delta E(0) J, \quad (1)$$

где точка $x = 0$ – координата виртуального анода около p^+ -контакта фоторезистора, q – заряд электрона, μ_p – подвижность носителей, $E_o = V/L$ – стационарное поле в объёме фоторезистора (V – напряжение на фоторезисторе, L – расстояние между контактами), p_o – стационарная концентрация носителей в объёме фоторезистора, $J = q\mu_p p_o E_o$ – плотность стационарного тока, $\Delta E(0)$ – приращение поля у виртуального анода, вызванное изменением напряжения или облучённости, $\Delta p(0) = p_o \left[\exp \frac{\Delta E(0)}{E_c} - 1 \right]$

– изменение концентрации носителей около виртуального анода при изменении напряжения или облучённости (механизм нестационарной инжекции [4,6], E_c – характерное поле, определяемое концентрацией компенсирующей примеси и температурой $\sim \sqrt{N_D T}$).

Предельные случаи выражения (1)

1. Модель Фукса-Суриса [4,6]: $E_c \ll E_o, \Delta J \cong \frac{\Delta E(0)}{E_c} q\mu_p p_o E_o = \frac{\Delta E(0)}{E_c} J.$

Время релаксации тока при малом изменении напряжения или облучённости:

$$\tau_R = 2 \frac{\varepsilon_s E_c}{qg_p L} = 2 \frac{\mu_p \tau_p E_o}{L} \frac{\varepsilon_s}{qg_p \mu_p \tau_p} \frac{E_c}{E_o} = 2G_p \tau_D \frac{E_c}{E_o},$$

где g_p – стационарный темп генерации носителей, τ_p – время жизни носителей, ε_s – диэлектрическая проницаемость, $\tau_D = \frac{\varepsilon_s}{qg_p \mu_p \tau_p}$ – время диэлектрической релаксации, G_p –

коэффициент усиления фоторезистора, равный отношению времени жизни носителей к времени их пролёта между контактами.

Характерные особенности: 1) $\tau_R \sim \sqrt{N_D T}$, 2) τ_R не зависит от напряжения.

2. Модель Хайкина и др. [3]:

$$3. E_c \gg E_o, \Delta p(0)=0, \Delta J = q\mu_p p_o \Delta E(0) = q\mu_p p_o E_o \frac{\Delta E(0)}{E_o} = \frac{\Delta E(0)}{E_o} J.$$

$$\text{Время релаксации тока при малом изменении облучённости: } \tau_{Rx} = 2 \frac{\varepsilon_s E_o}{qg_p L} = 2G_p \tau_D.$$

Характерные особенности: 1) τ_{Rx} не зависит от температуры, 2) τ_{Rx} пропорционально напряжению.

Экспериментальные результаты для разработанных в НПО "Орион" фоторезисторов из кремния, легированного галлием, и кремния, легированного бором

Для образцов из Si:Ga наблюдалось два типа температурной зависимости 3-дБ граничной частоты низкочастотного плато, $f_R = 1/(2\pi\tau_R)$. В первом случае f_R слабо зависела от температуры (рис. 1, кривая 1) во всем исследованном диапазоне температур. Во втором случае наблюдались зависимости, где за участком $f_R(T) \approx \text{const}$ следовал участок, где f_R увеличивалась с температурой (рис. 1, кривые 2, 3). Это увеличение описывалось экспоненциальным законом с энергией активации около 2,5 мэВ и f_R возрастала примерно на порядок величины к температуре 20 К. Переход с первого участка на второй происходил при температуре около 12 К.

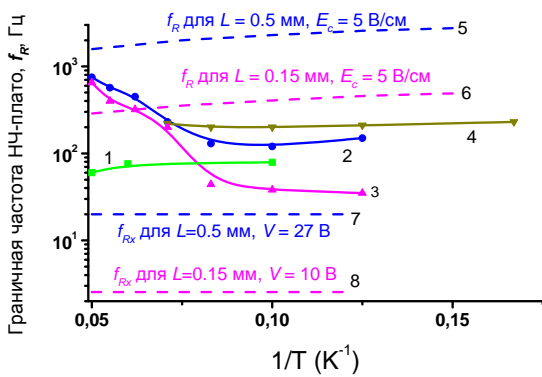


Рис. 1. Температурные зависимости 3-дБ граничной частоты низкочастотного плато: эксперимент: Si:Ga $L=0,4$ мм (1), $0,5$ мм (2), $0,15$ мм (3); Si:B $L=0,25$ мм (4); расчёт для тех же условий: f_R : $L=0,5$ мм (5), $0,15$ мм (6); f_{Rx} : $L=0,5$ мм (7), $0,15$ мм (8). Уровни облучённости: для образцов из Si:Ga $N_{\text{сигнала}} \cong N_{\text{фона}} \cong 1,2 \times 10^{12}$ фотонов/см²с. Для образцов из Si:B $4N_{\text{сигнала}} \cong N_{\text{фона}} \cong 1,8 \times 10^{12}$ фотонов/см²с.

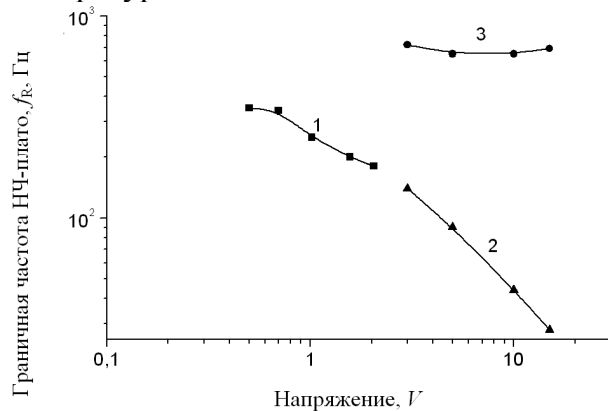


Рис. 2. Зависимости 3-дБ граничной частоты низкочастотного плато от приложенного напряжения: Si:B, $T=10$ К (1); Si:Ga, $T=12$ К (2), $T=20$ К (3). Для образцов из Si:Ga $N_{\text{сигнала}} \cong N_{\text{фона}} \cong 1,2 \times 10^{12}$ фотонов/см²с. Уровни облучённости: для образцов из Si:B $4N_{\text{сигнала}} \cong N_{\text{фона}} \cong 1,8 \times 10^{12}$ фотонов/см²с

Для образцов из Si:B во всем исследованном интервале температур f_R слабо зависела от температуры (рис. 1, кривая 4).

Этим двум температурным зависимостям соответствовали различные зависимости $f_R(V)$. Так, для образцов из Si:B, а также для образцов Si:G а в температурном интервале, где их $f_R \approx \text{const}(T)$, f_R уменьшалась с ростом напряжения (рис. 2, кривые 1, 2). Для образцов из Si:G а, которые имели участок роста f_R на зависимости $f_R(T)$, $f_R(V)$ при температурах, соответствующих этому участку, становилась более плавной с ростом температуры и при температуре 20 К она переходила в $f_R \approx \text{const}(V)$ (рис. 2, кривая 3).

Сравнение эксперимента с существующей теорией

Для всех образцов при $T < 12$ К величины f_R находятся в интервале между теоретическими значениями, рассчитанными по модели Фукса-Суриса и модели Хайкина (рис. 1). Характер зависимости от температуры и напряжения соответствует модели Хайкина. При этом значения f_R примерно на порядок выше, чем следует из модели. Это указывает на наличие инжекции, механизм которой отличен от предложенного Фуксом и Сурисом.

Для образцов с участками роста на зависимости $f_R(T)$ при $T > 12$ К значения f_R к 20 К приближаются к рассчитанным по модели Фукса-Суриса. При этом f_R практически не зависит от напряжения, что характерно для этой модели.

Предлагаемый механизм нестационарной инжекции

В реальных фоторезисторах повышенная концентрация примесей в приконтактных областях, введённая туда при изготовлении контактов, приводит к повышению концентрации свободных носителей относительно их концентрации в объёме. Стационарное значение поля вблизи контактов при этом уменьшается в меру

отношения концентраций носителей в объёме и около контактов: $E_k = \frac{p_o}{p_k} E_o$, где p_k – стационарная концентрация носителей вблизи контактов. Инжекция происходит за счёт протягивания этой повышенной концентрации вглубь объёма при изменении облучённости или напряжения, без начального изменения концентрации носителей вблизи контакта (анода), что является принципиальным отличием от механизма Фукса-Суриса. Выражение (1) для этого случая переписывается в виде:

$$\Delta J \cong q\mu_p [\Delta p(0)E_k + p_k \Delta E(0)] = \left[\frac{1}{E_k} + \frac{1}{E_c} \right] \Delta E(0) J = (\text{при } E_c \gg E_k) = \frac{\Delta E(0)}{E_k} J.$$

Время релаксации тока при малом изменении напряжения или облучённости:

$$\tau_{Rk} = 2 \frac{\varepsilon_s E_k}{qg_p L} = 2G_p \tau_D \frac{E_k}{E_o} = 2G_p \tau_D \frac{p_o}{p_k} = \tau_{Rx} \frac{p_o}{p_k}.$$

Характерные особенности: 1) τ_{Rk} не зависит от температуры, 2) τ_{Rk} пропорционально напряжению, 3) $\tau_{Rk} \ll \tau_{Rx}$.

Заключение

Обнаружен новый механизм нестационарной инжекции носителей из контактов в примесных фоторезисторах. В реальных фоторезисторах повышенная концентрация примесей в приконтактных областях, введённая туда при изготовлении контактов, при определенных соотношениях концентраций основных и компенсирующих примесей приводит к повышению концентрации свободных носителей относительно их концентрации в объёме. Инжекция происходит за счёт протягивания этой повышенной концентрации вглубь объёма при изменении облучённости или напряжения, без начального изменения концентрации носителей вблизи контакта. Именно этот механизм является основным в разработанных фоторезисторах из кремния с галлием и кремния с бором при гелиевых температурах и низкой облучённости и определяет время релаксации тока, равное удвоенному произведению времени диэлектрической релаксации в объёме на отношение концентраций носителей в объёме и около инжектирующего контакта и на коэффициент усиления. Характерными особенностями этого механизма инжекции являются слабая зависимость времени релаксации от температуры в интервале от 4,2 до 20 К, что важно для практических применений, и рост времени релаксации с напряжением. Наиболее вероятными причинами подавления альтернативного механизма нестационарной инжекции (механизм Фукса-Суриса) при

низких температурах представляются повышенное содержание компенсирующих примесей и прилипание носителей на Н-центры (A^+ -центры) основной примеси около инжектирующего контакта. В большей части исследованных образцов данный механизм не наблюдался. В остальных образцах переход к инжекции Фукса-Суриса происходил при повышении температуры до 20 К. При этом при температурах больше 12 К наблюдалось экспоненциальное снижение времени релаксации тока с ростом температуры с энергией активации около 2,5 мэВ, характерной для Н-центров в кремнии.

Основной вывод: Обнаруженный механизм нестационарной инжекции описывает *все* основные особенности поведения граничной частоты фотоотклика разработанных фоторезисторов в условиях сверхнизких фонов при изменении температуры и напряжения при $T < 12$ К и объясняет причину расхождения экспериментальных значений этой частоты с её оценками, полученными в рамках существующей теории.

Литература

1. И.И. Таубкин, Н.Б. Залетаев, В.Ф. Кочеров, "Физические явления в монокристаллических примесных фоторезисторах", НТИЦ «Информтехника», Москва, 1992 г.
2. I.I. Taubkin, N.B. Zaletaev, V.F. Kocherov, "Extrinsic Silicon and Germanium Detectors," Ch. 8 in the book *Infrared Photon Detectors* by A. Rogalski, et al., SPIE Press, USA, 1995.
3. С.А. Кауфман, Н.Ш. Хайкин, Г.Т. Яковлева, "Влияние антизапорных контактов на кинетику примесной фотопроводимости", *ФТП*, 3(4), с. 571-577, 1969.
4. Р.А. Сурис, Б.И. Фукс, "К теории нестационарных процессов в компенсированных полупроводниках", *ФТП*, часть 1: 12(12), с.2319-2327, 1978; часть 2: 13(1), с.138-151, 1979.
5. N. Sclar, "Properties of Doped Silicon and Germanium Infrared Detectors," *Prog. Quant. Electr.*, 9(2), 149-257, 1984.
6. Б.И. Фукс, "Инжекционные свойства контактов к высокоомным полупроводникам", *ФТП* 15(9), часть 1: с.1679-1689, часть 2: с.1690-1700, 1981.

79. Автоматизированный стенд для измерения основных параметров МФПУ на основе InGaAs

Деомидов А.Д.¹, Полесский А.В.^{1,4}, Сидорин А.В.^{1,2}, Смирнова Е.А.^{1,3}, Юдовская А.Д.¹

¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

²НИУ «МЭИ», г. Москва, Россия

³МГТУ им. Н.Э. Баумана, г. Москва, Россия

⁴МГТУ МИРЭА, Москва, Россия

В настоящее время в ОАО «НПО «Орион», в связи с разработкой матричных фотоприемных устройств (МФПУ) на основе InGaAs [1], возникает необходимость создание специального стендового контрольно-измерительного оборудования для метрологического обеспечения разработки и производства данного типа фотоприемных устройств. Стендовое оборудование, разрабатываемое для решения этой задачи, должно соответствовать современным требованиям: оно должно обеспечивать измерение максимально возможного количества параметров, проводить измерения с необходимой точностью, быть автоматизировано, иметь высокую унификацию и удобный интуитивно понятный пользовательский интерфейс.

Все указанные выше требования были выполнены при создании и автоматизированный стенд для измерения основных параметров МФПУ на основе

InGaAs, который в настоящее время используется для измерения основных параметров на этапе финишного контроля.

Стенд позволяет обеспечить измерение и контроль следующих основных характеристик:

- удельной обнаружительной способности D^* ;
- вольтовой чувствительности S_U ;
- динамический диапазон;
- величину и распределение сигналов при равномерной засветке;
- число и расположение нерабочих фоточувствительных элементов.

Для всех этих характеристик стенд производит измерение среднего значения, дисперсии и разброса, а так же строит гистограммы и карты распределения параметров. Методики измерений параметров приближены к ГОСТ 17772-88 [2].

Основные технические данные стенда приведены в таблице 1.

Таблица 1

Наименование параметра	Значение
Спектральный диапазон контролируемых МФПУ, мкм	0,9 – 2,5
Размер диагонали контролируемых МФПУ, мм не более	24,6 мм
Диапазон температур АЧТ MICRON M360 323	– 1373 К
Размер диафрагм АЧТ, мм	25,4; 12,7; 10,16; 7,62; 5,08; 2,54
Количество каналов приема данных 8	
Частота входного сигнала, МГц 8	
Разрядность АЦП, бит 14	
Формат контролируемых ФПУ 320x256	

Конструкция стенда позволяет проводить измерения характеристик как самих МФПУ, так и фотоэлектронных модулей на их основе включающих в свой состав блок сопряжения.

Конструкция разработанного стенда позволяет осуществлять быструю, удобную установку и съем измеряемых изделий, стенд обслуживается одним оператором. Для измерения параметров МФПУ в дневных условиях с высоким уровнем фоновых засветок в состав стенда входит специальный кожух.

Внешний вид стенда приведен на рисунке 1.



Рисунок 1. Внешний вид автоматизированного стенда для измерения основных параметров МФПУ на основе InGaAs

В качестве источников излучения в стенде высокотемпературное АЧТ с точечной диафрагмой MICRON M360. Так же в состав стенда входят: модуль цифровой обработки, шторка, ПЭВМ, блок питания и специализированное программное обеспечение.

Программное обеспечение, разработанное для стенда, является многофункциональным: оно позволяет проводить измерения как в полностью автоматическом режиме по заранее заданной программе (профилю измеряемого МФПУ), так и более детальные измерения задавая перечень измеряемых параметров, условия проведения измерений, критерии дефектности.

Внешний вид программного обеспечения приведен на рисунке 2.

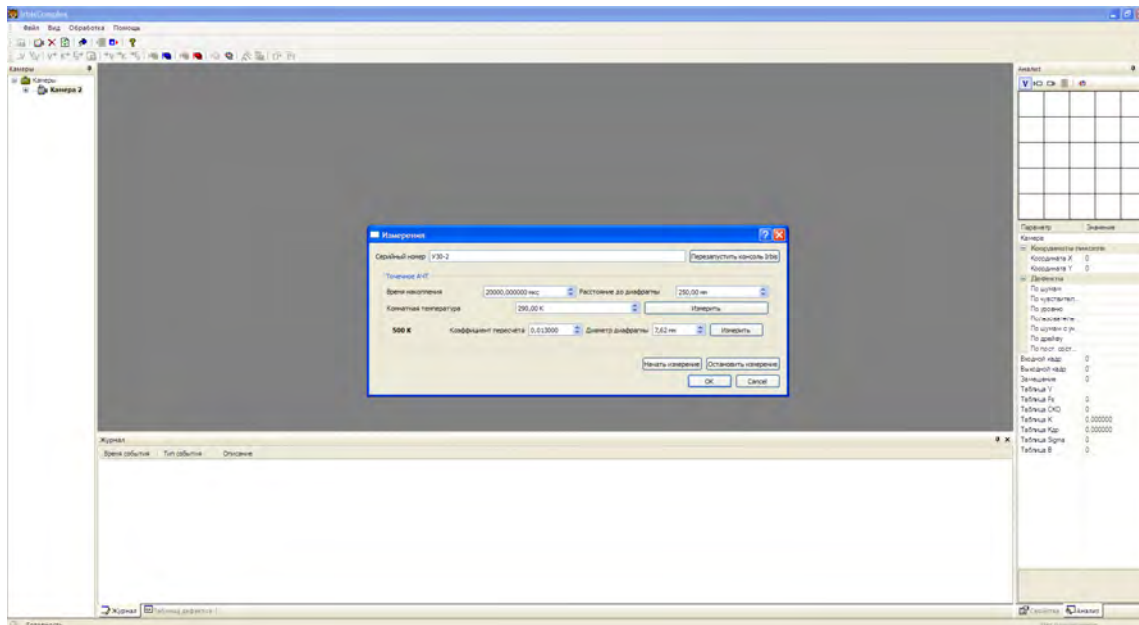


Рисунок 2. Внешний вид программного обеспечения автоматизированного стенда для измерения основных параметров МФПУ на основе InGaAs

Исследование достоверности измерений, проводимых с помощью стенда, проводилось по двум основным критериям: верификация и повторяемость.

Верификация была подтверждена путем подачи на входные каналы стенда напряжения с известной величиной сигнала и шума, имитирующие работу виртуального матричного фотоприемного устройства. В программное обеспечение задавались необходимые коэффициенты пересчета и данные о температуре АЧТ. По полученным данным на стенде были получены характеристики виртуального МФПУ [3,4,5]. Характеристики виртуального МФПУ, полученные на стенде, с высокой степенью точности совпали с ожидаемыми. Повторяемость измерений виртуального МФПУ составляет порядка 2%.

Список литературы

1. Андреев Д.С. Болтарь К.О. Бурлаков И.Д. Залетаев Н.Б. Кравченко Н.В. Лопухин А.А. Трошков А.Е. Филачев А.М. Чинарёва И.В. Матричное фотоприёмное устройство формата 320×256 для спектрального диапазона 0,9-1,7 мкм на основе эпитаксиальной фотодиодной гетероструктуры InGaAs/InP // Труды 22 Международной научно-технической конференция по фотоэлектронике и приборам ночного видения, 2012 г., Москва, ФГУП «НПО «Орион»
2. ГОСТ 17772-88. Приемники излучения и устройства приемные полупроводниковые фотоэлектрические. Методы измерения фотоэлектрических параметров и определения характеристик. – М.: Государственный комитет СССР по стандартам, 1988. – 65 с.
3. Госсорг Ж., «Инфракрасная термография. Основы. Техника. Применение» - М.: Мир, 1988. – 416 с.
4. Филачев А.М., Таубкин И.И., Тришенков М.А. «Твердотельная фотоэлектроника. Физические основы» - М.: Физматкнига, 2005. – 384 с.
5. Патрашин А.И. Метод расчета параметров ИК матричного фотоприемного устройства // Прикладная физика, №2, 2010, с. 103

80. Установка измерения параметров фотомодуля с ВЗН на основе КРТ

Александров В.В.¹, Бочков В.Д.¹, Бычковский Я.С.¹, Дрожников Б.Н.¹, Козлов К.В.^{1,2},
Кондюшин И.С.¹, Матвеев А.В.¹, Соляков В.Н.^{1,2}

¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

²МФТИ (Государственный университет), Долгопрудный, Россия

При разработке и изготовлении многоэлементных ИК фотоприемников возникает необходимость промежуточного контроля сборок: матрица фоточувствительных элементов (МФЧЭ) - большая интегральная схема (БИС) считывания. Основными критериями оценки качества сборки (фотомодуля) служат фотоэлектрические параметры, которые определяют временные и пространственные характеристики изготавливаемых ФПУ.

В данной работе предлагается описание установки измерения параметров фотомодуля с матрицей чувствительных элементов 1024×10 и БИС, работающей в режиме временной задержки и накопления (ВЗН). Назначением измеряемой системы в составе фотоприемного устройства (ФПУ) является регистрация, первичная обработка и фильтрация сигналов, их мультиплексирование. Фоточувствительный слой состоит из 1024 столбцов (каналов), по 10 чувствительных элементов в каждом, что позволяет производить суммирование сигналов с каждых 10 элементов в режиме временной задержки и накопления (ВЗН). Накопление и фильтрация сигналов с каждого чувствительного элемента производится во входных ячейках БИС считывания. Далее сигналы поступают на сумматоры, где производится суммирование заряда в режиме ВЗН. Полученные сигналы мультиплексируются в 2 канала и выводятся последовательно для дальнейшей обработки.

При проведении измерений используется специально разработанное и изготовленное нестандартное оборудование, а также стандартные измерительные приборы. Измерения проводятся на стенде, блок-схема которого представлена на рисунке 1. При подготовке к измерениям фотомодуль устанавливается в криостат, который подключается к сосуду Дьюара с жидким азотом. Испаряемый из сосуда Дьюара азот обеспечивает охлаждение ФМ до температуры 170К. Блок управления ФМ обеспечивает формирование и подачу на ФМ напряжений питания, импульсов управления и установку режима формирования сигнала.

ИК-излучение АЧТ через диафрагму диаметром D , периодически прерываемое электромеханическим модулятором через сапфировое окно криостата, поступает на фоточувствительные элементы (ФЧЭ) фотомодуля. В настоящей методике измерений применена модуляция излучения АЧТ с помощью диска прерывателя, обеспечивающего подачу оптического сигнала в виде импульсов длительностью 25мс с периодом повторения 50мс с длительностью фронтов не более 1мс. Такая модуляция обеспечивает возможность накопления сигнала в ВЗН-фильтре по экспоненциальному закону.

Выходной сигнал ФМ поступает через плату АЦП измерительной стойки на персональный компьютер. с соответствующим программным обеспечением (ПО), написанным на ANSI C и La bView. Плата АЦП преобразует выходные сигналы фотомодуля в цифровой код, который используется в измерительных программах. Синхронизация моментов оцифровки с амплитудными значениями выходных сигналов ФМ осуществляется с помощью цифровых последовательностей, формируемых ПЛИС Блока управления ФМ и подаваемых на цифровые входы платы АЦП. Автоматизация измерений реализуется благодаря непрерывному взаимодействию компьютерной измерительной программы и микросхемы ПЛИС Блока управления ФМ по цифровым линиям связи. По окончании измерений, компьютерная программа формирует протокол измерения, в котором содержатся основные параметры ФМ.

Литература

4. Приемники излучения полупроводниковые фотоэлектрические и фотоприемные устройства. Методы измерения фотоэлектрических параметров и определения характеристик, ГОСТ 17772, 1988 г., с. 32.

2 Филачев А. М., Таубкин И. И., Трищенко М. А. Твердотельная фотоэлектроника. Физические основы. — М.: Физматкнига, 2005.

81. Влияние быстрого отжига на ВАХ AlGaN фотодиодов

Седнев М.В., Смирнов Д.В., Степанюк В.Г.

ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

Фотодиоды (ФД) на основе гетероэпитаксиальных структур (ГЭС) GaN/AlGaN в последнее время находят все более широкое применение в области детектирования излучения ультрафиолетового (УФ) диапазона спектра. [1-4] В то же время совершенствуется технология изготовления с целью улучшения параметров и повышения надежности диодов. В работе представлены исследования влияния быстрого отжига в вакууме или инертной среде на вольт-амперные характеристики (ВАХ) сформированных травлением ионами Ag^+ диодов.

В данной работе исследовано влияние параметров быстрого термического отжига (БТО) на вольт-амперные характеристики фотодиодов на основе ГЭС GaN/AlGaN. Целью работы являлся подбор оптимальных параметров отжига фотодиодных структур GaN/AlGaN с соответствующими параметрами вольт-амперных характеристик: дифференциальные сопротивления диодов и контактов при нулевом смещении R_0 , R_k .

В исследовании были использованы образцы матричных фоточувствительных элементов (МФЧЭ) формата 320×256 элементов с шагом 30 мкм, сформированных на основе видимо-слепых (ВС) и солнечно-слепых (СС) *p-i-n* УФ фотодиодных ГЭС GaN/AlGaN, выращенных на оптически прозрачных сапфировых подложках методами МОС-гидридной и молекулярно-лучевой эпитаксии. [5] Для изготовления МФЧЭ использовалась меза-технология, включающая прецизионное ионно-лучевое травление структуры и последовательное напыление слоев металлических контактов к *p*- и *n*-областям.

Отжиг полупроводниковых пластин Al GaN выполнялся на установке инфракрасного светового отжига с водородным и азотным модулями, а также на установке термического напыления. Температура отжига варьировалась в пределах от 400 до 650 °С. Время отжига составляло 40, 60, 120 и 180 секунд. Исследуемые образцы устанавливались на подложках из кремниевых пластин толщиной 380 мкм для более равномерного нагрева снизу оптически прозрачного материала (AlGaN). Отжиг осуществлялся в атмосфере азота N_2 чистотой 99,999% и скоростью протока 2 л/с. На установке термического напыления образцы устанавливались непосредственно в резистивно нагреваемый элемент. Отжиг в вакууме осуществлялся при остаточном давлении $\sim 1 \times 10^{-3}$ Па.

Измерения вольт-амперных характеристик проводились до и после процесса отжига исследуемых образцов на зондовой установке, разработанной для измерений параметров полупроводниковых структур, обеспечивающей измерение тока 10^{-13} А.

В ходе исследований проводилось варьирование параметров отжига: температуры, времени и рабочей среды. На некоторых образцах отжиг проводился без формирования металлизации к *n*⁺-области.

Типичные вольт-амперные характеристики фотодиодов и металлических контактов до и после отжига представлены на рис. 1 и 2.

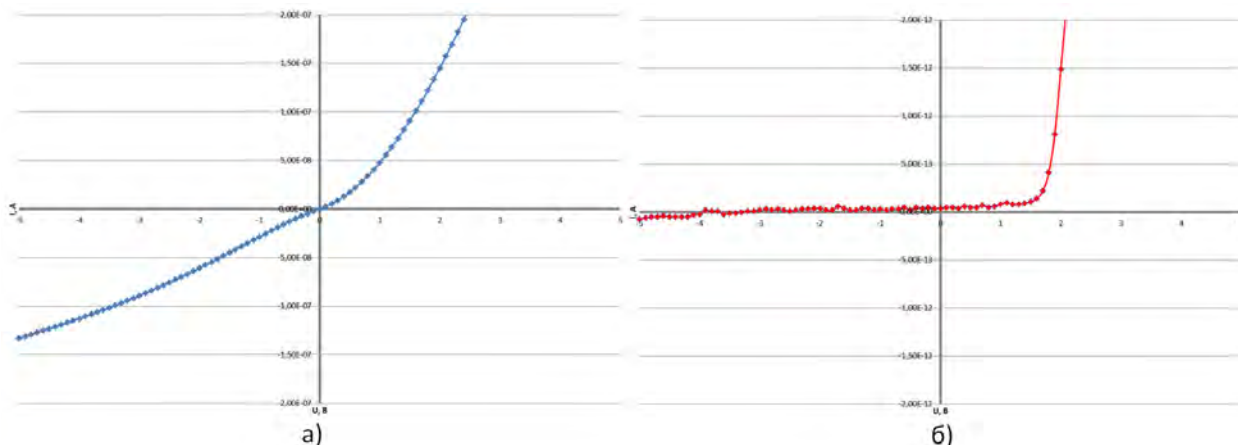


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики тестовых фотодиодов матрицы ВС V-1914(3): а) без термической обработки; б) после БТО (600 °С, 40 с, N₂).

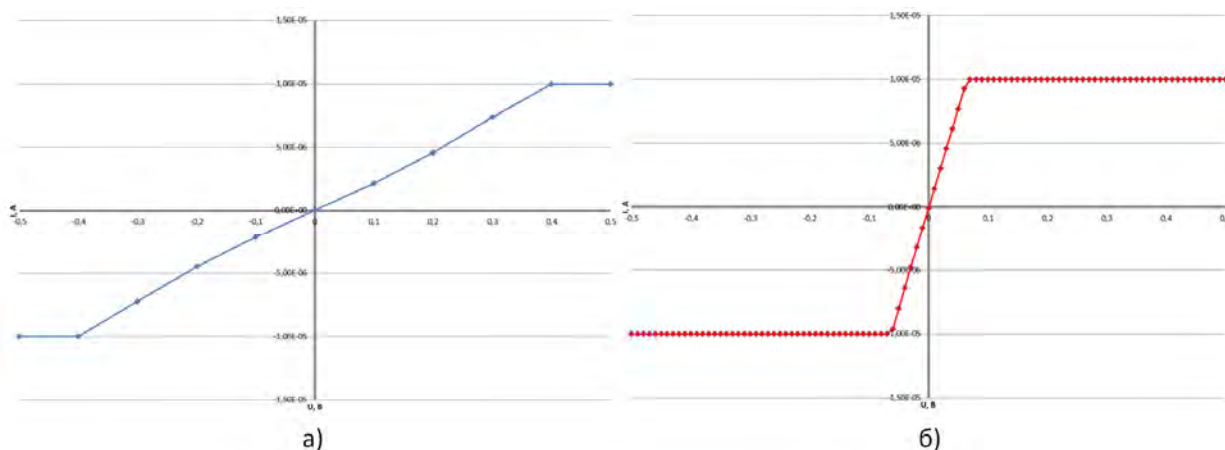


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики металлических контактов к n⁺-области матрицы ВС V-1914(3): а) без термической обработки; б) после БТО (600 °С, 40 с, N₂). Измерения выполнены в диапазоне токов менее 1.0 мкА.

Проведено исследование влияния параметров (температуры, времени и рабочей среды) быстрого отжига на ВАХ фотодиодов на основе ГЭС GaN/AlGaIn. Выбраны оптимальные параметры БТО для исследуемых фотодиодных структур.

Выводы работы:

- оптимальными параметрами отжига для получения фотодиодов с большим дифференциальным сопротивлением и напряжением пробоя, а также малым сопротивлением омических контактов являются: T=600°C, t=40 с, рабочая среда – N₂.

- лучшие меза-структуры фотодиодов размером 25×25 мкм после термической обработки имели сопротивление при нулевом смещении >3.0×10¹³ Ом и темновые токи <10⁻¹³ А. Сопротивление металлических омических контактов к n⁺-области составляло 10³÷10⁴ Ом.

Литература

1. Филачёв А.М., Таубкин И.И., Трищенко М.А. Твердотельная фотоэлектроника. Фотодиоды. – М.:Физматкнига, 2011. – 387 с.
2. Бланк Т.В., Гольдберг Ю.А. Полупроводниковые фотоэлектропреобразователи для ультрафиолетовой области спектра. – ФТП. – 2003. – Т. 37. – № 9. – С. 1025-1055.
3. Han J., Waldrip K.E., Lee S.R., Figiel J.J., He arne S.J., Pe tersen G.A., Myers S.M. Control and elimination of cracking of Al GaN using low-temperature Al GaN interlayers. – Applied Physics Letters. – 2001. – V. 78. – N 1. – P. 67-69.

4. McClintock R., Yas an A., Mayes K., Shi ell D., Darvish S.R., Kung P., Razeghi M. High quantum efficiency AlGaN solar-blind p-i-n photodiodes. – Applied Physics Letters. – 2004. – V. 84. – N 8. – P. 1248-1250.

5. Болтарь К.О., Бурлаков И.Д., Яковлева Н.И., Кравченко Н.В., Седнев М.В., Смирнов Д.В., Иродов Н.А. Матричные фотоприемные модули ультрафиолетового диапазона спектра на основе гетероэпитаксиальных структур Al GaN. – Успехи прикладной физики. – 2013. – № 3. – С. 344-349.

82. Особенности спектральной характеристики ультрафиолетовых GaP фотодиодов на основе барьера Шоттки

Варганова В.С., Кравченко Н.В., Патрин В.М., Тришенков М.А., Хакуашев П.Е., Чинарева И.В.

ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

Введение

Фотоприемное устройство (ФПУ) ФУР-137Л было разработано для обнаружения слабых оптических сигналов в ближнем ультрафиолетовом диапазоне – UVA (315 – 400 нм). В качестве фотоприемника в этом ФПУ используется Ga P фотодиод на основе барьера Шоттки с максимумом спектральной характеристики $\lambda_m=0,44$ мкм, левой и правой границей спектральной чувствительности $\lambda_1=0,28$ мкм $\lambda_2=0,51$ мкм соответственно. Для реализации UVA – диапазона в ФПУ был использован оптический фильтр УФС-6, который скорректировал спектральную характеристику к $\lambda_m=0,37$ мкм, $\lambda_1=0,30$ мкм $\lambda_2=0,41$ мкм (рис.1). Таким образом, чувствительность ФПУ ФУР-137Л обеспечивается за счет собственного поглощения в Ga P ($E_g=2,24$ эВ), а "скрытые" возможности фотоприемника – чувствительность за счет барьера Шоттки с $E_{ш}=1,3$ эВ (контакт GaP-Au) [1] не реализуются и даже гасится фильтром УФС-6. Исследование спектральной характеристики ФПУ ФУР-137Л с целью обнаружения чувствительности за счет барьера Шоттки и является целью данной работы.

Эксперимент

В качестве образцов для исследования использовались стандартные ФПУ ФУР-137Л без входного фильтра УФС-6. Эффективное сопротивление преобразования фоточувствительного элемента ФПУ $\sim 10^9$ Ом, частотная полоса ~ 1 кГц. Выходные сигналы регистрировались динамическим анализатором спектра НР-3561А, при слабых сигналах использовалось накопление сигнала. Спектральные характеристики измерялись с помощью двухрешеточного монохроматора МДР-6.

Результаты и обсуждение

Типичная спектральная характеристика ФПУ ФУР-137Л без оптического фильтра в диапазоне длин волн (0,28-0,88) мкм приведена на рис. 2. Видны два механизма формирования спектральной характеристики : в диапазоне (0,28-0,54) мкм – собственное поглощение, в диапазоне 0,54-0,98 мкм – некоторый другой механизм фоточувствительности. Для его выяснения воспользуемся известной формулой для спектральной зависимости барьеров Шоттки [2]:

$$S_{ш} = \frac{q}{\varepsilon E_F} \left(1 - \frac{\lambda}{\lambda_{ш}} \right)^2 \quad (1)$$

q – заряд электрона,

E_F – работа выхода металла,

$\lambda_{ш}$ – граничная длина волны для барьера Шоттки.

Для системы GaP/Au высота барьера $E_{ш}=1.3$ эВ [1], соответственно граничная длина волны для барьера Шоттки равна $\lambda_{ш}=0,95$ мкм, работа выхода Au равна $E_F=5,2$ эВ [2]. Рассчитанная для этих параметров спектральная зависимость барьера Шоттки $S_{ш}(\lambda)$ представлена на рис. 2. Видно двукратное превышение теоретических значений над экспериментальными (в области 0,54-0,98 мкм), но характер теоретических и экспериментальных зависимостей совпадает, что видно из построенной на этом же графике зависимости $S_{ш}(\lambda)/2$.

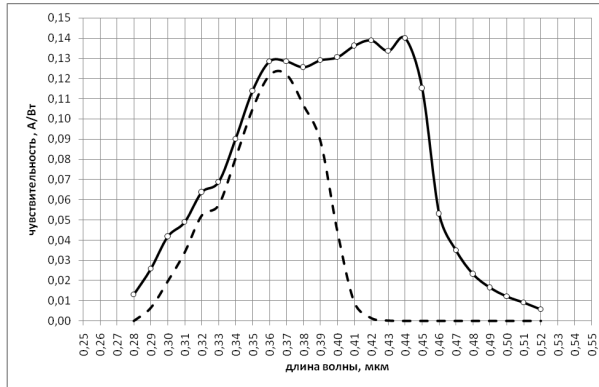


Рис. 1. Спектральные характеристики ФУР-137Л – рабочая область спектра

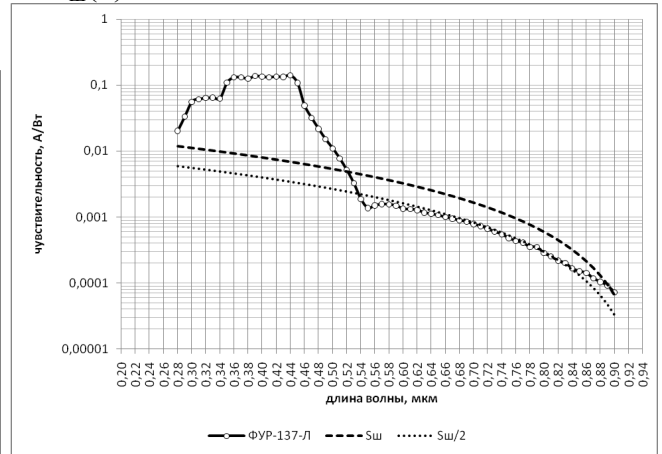


Рис. 2. Спектральные характеристики ФУР-137Л – расширенная область спектра

Данное двукратное расхождение теоретических и экспериментальных значений очевидно связано со следующим. В формуле (1) подразумевается поглощение фотонов в металле, в то время как скорее всего в эксперименте имеет место поглощение и на свободных носителях заряда. В работе [3] приведен спектр поглощения свободными носителями заряда в фосфиде галлия n- типа, в диапазоне длин волн около 1 мкм он составляет 10 см^{-1} и увеличивается на порядок при длинах волн (3-5) мкм. В пользу версии поглощения на свободных носителях заряда также свидетельствуют результаты работы [4]. В этой работе рассматривается GaN/Al GaN фотодиод, работающий на длинах волн 0,36 мкм (собственное поглощение) и (8- 14) мкм (поглощение на свободных носителях и разделение "горячих" носителей на барьере геттерограницы).

Разумеется, что полученная в работе низкая чувствительность ($\sim 0,001$ от максимума) в районе 1 мкм, не представляет интерес для пороговых фотоприемников. Более того, не очень интересен и диапазон 1 мкм – он для основного применения ФУР-137Л является паразитным фоном. Однако, для некоторых применений регистрация значительной энергии лазерного излучения в указанном диапазоне может представлять практический интерес. Более того, если уменьшить высоту барьера до 0,25 эВ, то можно переместиться в более интересный диапазон (3-5) мкм. В этом диапазоне, как отмечалось выше, можно даже на порядок поднять чувствительность за счет поглощения на свободных носителях. Известны также и способы уменьшения высоты барьера [1, 5] – подлегирование полупроводника в области контакта и вариации отжига контакта.

Выводы.

Показана возможность работы ФПУ ФУР-137Л в двух спектральных диапазонах.

В первом (основном) чувствительность обеспечивается за счет собственного поглощения и ФПУ работает как пороговый фотоприемник в ультрафиолетовом диапазоне.

Во втором (вспомогательном) чувствительность может обеспечиваться за счет поглощения на свободных заряда и разделении "горячих" носителей на

дополнительном барьере Шоттки (с более низкой высотой барьера) и ФПУ может работать как обнаружитель мощных оптических сигналов в инфракрасном диапазоне

Литература

1. С. Зи Физика полупроводниковых приборов. – М.: Мир. 1984.
2. А.М. Филачев, И.И. Таубкин, М.А. Трищенко. Твердотельная электроника. Фотодиоды. – М.: Физматкнига. 2011.
3. Справочник по электротехническим материалам. Под ред. Ю.В. Корицкого, В.В. Пасынкова, Б.М. Тареева. Том. 3. – Л.: Энергоатомиздат. 1988.
4. G. Ariyawansa et al. GaN/AlGaIn ultraviolet/infrared dual-band detector // Applied Physics Letters. 2006. V. 89. P. 091113-1 – 091113-3.
5. И.Д. Анисимова, И.В. Викулин, Ф.А. Зайтов, Ш.Д. Курмашев. Полупроводниковые фотоприемники. Ультрафиолетовый, видимый и ближний инфракрасный диапазоны спектра. – М.: Радио и связь. 1984.

83. Формирование граней чипа для мозаичных фотоприемных модулей

Новоселов А.Р.

Филиал ИФП СО РАН «КТИПМ», Новосибирск, Россия

Одним из основных недостатков матричных фотоприёмных модулей (МФМ), состоящих из нескольких фотоприёмных модулей (ФМ), является наличие «слепых зон» в изображении, что снижает эффективность преобразования изображения МФМ. Под эффективностью преобразования изображения понимается отношение числа функционирующих фотоприёмников в МФМ к сумме фотоприёмников, потерянных в слепых зонах и функционирующих. Например, эффективность преобразования изображений в МФМ типа «CRIRES 1024×4096» (Германия), состоящего из четырёх - ФМ форматом чипов 1024×1024 с периодом следования элементов, равным 27 мкм, составляет около 83 %. Это обусловлено как повреждением материала на краях чипов, возникающих при разделении приборных пластин - зоны повреждения, так и зазоров между соседними ФМ. Ширина зон повреждения в кремнии равна 30 мкм и более (при разрезании алмазными дисками – [1], с применением лазерного излучения на длине волны 1,06 мкм – [2]).

Решение, позволяющее уменьшить ширину слепых зон, в определении режима лазерного скрайбирования с минимальной шириной области повреждения.

Известно, что с уменьшением длины волны, увеличивается коэффициент поглощения, и, следовательно, уменьшается необходимая плотность энергии для абляции полупроводникового материала. Для исследования был выбран лазер с длиной волны 0,337 мкм, частотой повторения 1 00 Гц, длительностью импульса около 7×10^{-9} сек. Экспериментально определено, что для формирования канавок в полупроводниковых материалах достаточно плотности энергии до $3,60 \text{ Дж/см}^2$

Общепринятым считается способ формирования канавки за один проход. При скрайбировании приборных пластин наносекундными импульсами в полупроводниковых материалах образуется много расплава, который выдавливается на поверхность по краям канавки, образуя, так называемые, «буртики», препятствующие гибридизации ФМ. Формируя канавку за несколько проходов, когда перекрытие световых пятен составляет максимум 10%, буртик на поверхности не образуется. Скорость перемещения приборной пластины под лазерным излучением составляет около 120 мкм/сек. Формирование канавок глубиной более 50 мкм достигается за 50 проходов.

При гауссовом распределении плотности энергии в пятне на поверхности на его краях существует область с плотностью энергии недостаточной для плавления

материала. Известно, что в этой области и зоне повреждения (вокруг пятна излучения) наблюдаются сходные повреждения материала. Следовательно, если нанести защитное покрытие на поверхность приборной пластины (например, фоторезист толщиной не менее 1 мкм с отжигом в течение 2 минут при температуре 116°C), то на поверхности излучения отсутствует зона с плотностью энергии меньше плавления фоторезиста. По изменению вольт-амперных характеристик линейки диодов в гетероэпитаксиальных плёнках кадмий-ртуть-теллур (КРТ), когда канавка формируется под небольшим углом к ним, выяснено, что зона повреждения уменьшается с 13 [3] до 8 мкм для поверхностей закрытых фоторезистом. Критерием являлось неизменность вольт-амперных характеристик диодов до и после лазерного скрайбирования.

На рисунке 1 показана фотография фрагмента линейчатого ФП (размерностью 4×288 фоточувствительных элементов - диодов, период следования столбцов 56 мкм) после лазерного скрайбирования в многопроходном режиме и раскола [3]. Обозначения: 1 - индиевый столб связи с мультиплексором, размером 20 на 20 мкм, под ним диод размером 10×10 мкм; 2 - индиевая токопроводящая дорожка; 3 - канавка, сформированная за 50 проходов излучением с плотностью энергии около 3,60 Дж/см²; 4 - канавка, сформированная за 50 проходов излучением с плотностью энергии около 2,60 Дж/см². Минимальное расстояние между краем канавки и ближайшим к ней ФЧЭ составит 8 мкм, максимальное - 25 мкм. Ширина канавки 3 составила 18 мкм, вне массива диодов - 22 мкм. Поверхность линейчатого ФП перед скрайбированием покрывалась фоторезистом, который удалялся с поверхности после скрайбирования стандартными растворителями в ультразвуковой ванне.

На рисунке 2 показаны фотографии двух образцов гетероэпитаксиальных плёнок КРТ на Ga As подложках, у которых левая сторона скрайбировалась, после нанесения фоторезиста, лазерным излучением, а правая алмазным резцом.

После удаления фоторезиста образцы обрабатывались в хромокислом травителе, при травлении в котором на поверхности КРТ (в местах выхода дислокаций) формируются треугольные ямки травления. Левый образец не подвергался термическому отжигу, правый образец – отжигался при температуре 120°C в течении 28 дней. Сравнивая фотографии, можно сделать вывод, что предлагаемый метод является наиболее щадящим полупроводниковый материал: не наблюдается увеличение концентрации дислокаций и отслоения плёнки КРТ от подложки.

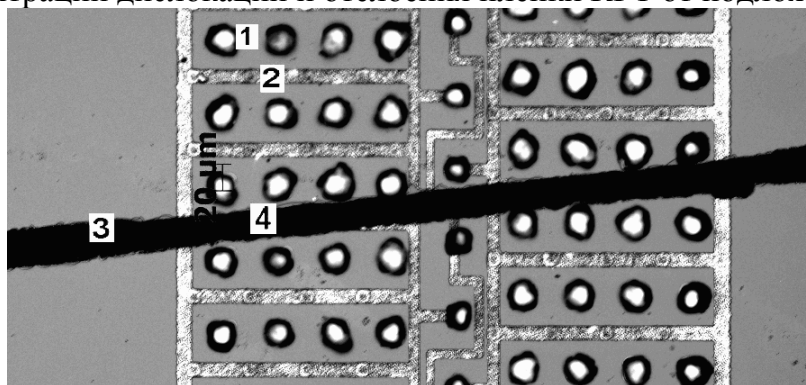


Рисунок 1

Полученный результат позволяет утверждать, что ширина зоны повреждённого материала в слепой зоне ФМФ составляет 16 мкм. Рассмотрим возможность уменьшения зазоров между соседними ФМ. Формируя симметричную V-образную канавку при скрайбировании приборных пластин, после раскалывания, гибридизации ФМ, сборки ФМФ минимальный зазор будет равен ширине канавки, для выбранного лазерного источника и фокусирующих линз составит 18÷20 мкм, тем самым увеличивая ширину слепой зоны до 36 мкм.

Формируя асимметричную V-образную канавку, путем отклонения оптической оси лазерной системы на угол около 12° от нормали к поверхности приборной пластины в поперечном направлении, ширина слепой зоны уменьшается до 26÷28 мкм. Это обусловлено тем, что стенка канавки со стороны чипа, образует с поверхностью приборной пластины угол близкий к 90°. На рисунке 3 показана фотография результата формирования канавок с отклонениями оптической оси лазерной системы на угол около 0, 12 и 24° в кремниевой пластине.

Наиболее оптимальным является отклонение оптической оси лазерной системы на угол около 12° (средняя канавка).

Расстояние между линией раскола пластины и верхним краем канавки составляет около 3 мкм. При совмещении ФМ с краями, сформированными таким способом, зазор составит 6 мкм или с учётом неровности поверхности раскола 1 мкм – 8 мкм.

Предлагаемый способ формирования граней чипа, существенно минимизирует ширину слепой зоны до 26÷28 мкм, увеличивая эффективность преобразования изображений в МФМ. Для описанного в статье МФМ («CRIRE S 1024×4096» (Германия)), эффективность преобразования изображения увеличивается с 83 % до 99,9%.

Способ защищён патентом.

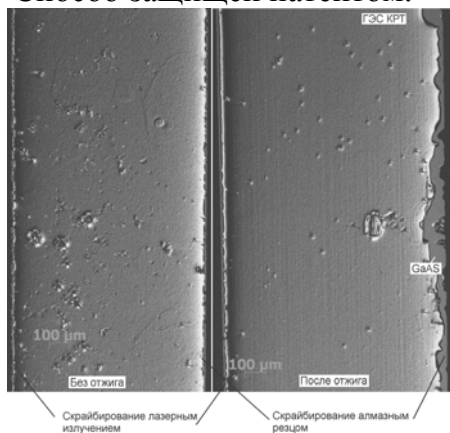


Рисунок 2

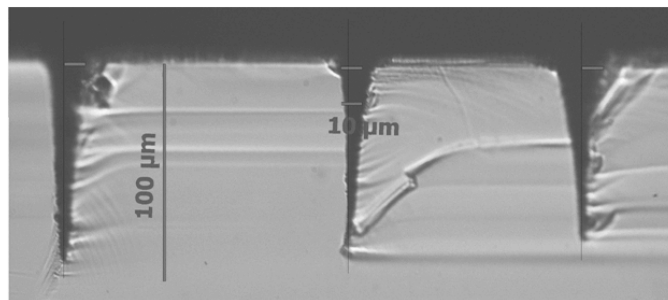


Рисунок 3

Список литературы

1. Готра З.Ю./Технология микроэлектронных устройств//Москва: «Радио и связь», 1991г., 528 с.
2. Промышленное применение лазеров, под ред. Кёбнера Г./М.: «Машиностроение», 1988г., 279 с.
3. А.Р. Новоселов/Разработка высокоэффективных мозаичных фотоприёмников на основе линеек фоточувствительных элементов//Автометрия. Т. 46, № 6, 2010, С. 106-115

84. Гетероструктуры HgCdTe на подложках Si(310) для инфракрасных фотоприемников коротковолнового спектрального диапазона

Варавин В.С., Марин Д.В., Ремесник В.Г., Якушев М.В.

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

В последние годы значительное внимание уделяется созданию новых типов фотодетекторов для ближнего и среднего ИК-диапазонов спектра. Данные фотоприемники (ФП) могут применяться для задач экологического мониторинга, метрологии, газового анализа, в медицине и т.д. По мере развития производства экологический мониторинг становится одним из важнейших направлений охраны

окружающей среды. Мониторинг включает в себя задачу спектрального анализа атмосферы в диапазоне длин волн 2–5 мкм, в котором существует множество линий поглощения промышленных газов и других веществ, вредных для организма человека. В данном спектральном диапазоне находятся линии поглощения воды и её паров, таких газов, как этилен, метан, ацетон, сернистый ангидрид, окись углерода, двуокись углерода и т.д. Максимум светимости ночного неба приходится на спектральный диапазон 1-3 мкм, что позволяет использовать приемники данного спектрального диапазона, как для метеорологических применений, так и для обнаружения и распознавания объектов.

Твердый раствор теллурида кадмия-ртути (КРТ) пригоден для создания фотоприемников, в том числе многорядного и матричного типов, ближнего и среднего ИК-диапазонов, которые работоспособны при охлаждении до промежуточных температур 180-200К и находят применение в различной аппаратуре гражданского и военного назначения. Для реализации потенциальной возможности получения ИК ФП, работающих при температурах близких к комнатной, необходимо получить фотодиоды с низкими темновыми токами. Среди диодов на основе КРТ минимальные темновые токи имеют диоды, изготовленные по технологии р-карман в n-базе [1]. Для такой технологии в первую очередь необходимы пленки КРТ n- типа проводимости, легированные внешней донорной примесью в диапазоне концентраций $10^{15}-10^{16}$ см⁻³.

В настоящее время наиболее интенсивно развиваются тепловизионные системы на основе матричных фотоприемников с числом пикселей 10^5 и более. Увеличение формата ИК ФП приводит к увеличению их геометрических размеров, что в свою очередь увеличивает потребность в фоточувствительном материале большой площади.

Рост гетероэпитаксиальных структур С dHgTe/Si(310) осуществлялся в многокамерной сверхвысоковакуумной установке молекулярно-лучевой эпитаксии «Обь» [2]. Для *in situ* контроля процессов предэпитаксиальной подготовки и роста использовались дифракция быстрых электронов (ДБЭ) и одноволновая эллипсометрия (длина волны $\lambda=632.8$ нм). В качестве подложек использовались заводские кремниевые пластины КДБ 10 ТУ 240, диаметром 76.2 мм и 100 мм, ориентированные по плоскости (310). Выращены гетероэпитаксиальные структуры Cd_xHg_{1-x}Te n-типа проводимости с защитными варизонными слоями. Толщина фоточувствительного слоя Cd_xHg_{1-x}Te составляет около 4 мкм, величина $x \approx 0,4$. Структуры Cd_xHg_{1-x}Te имели на границах рабочего слоя варизонные слои толщиной около 0,2 мкм, в которых величина x возрастала к поверхностям раздела до $x=0,5$ (рис. 1). Достигнута хорошая однородность состава по площади структур – изменение величины x на 100мм пластинах составляет $0,015 \div 0,025$ (рис. 2). В процессе роста слои КРТ в структурах легировались In с концентрацией $(1 \div 3) \times 10^{15}$ см⁻³, а также мышьяком до концентрации 5×10^{16} см⁻³.

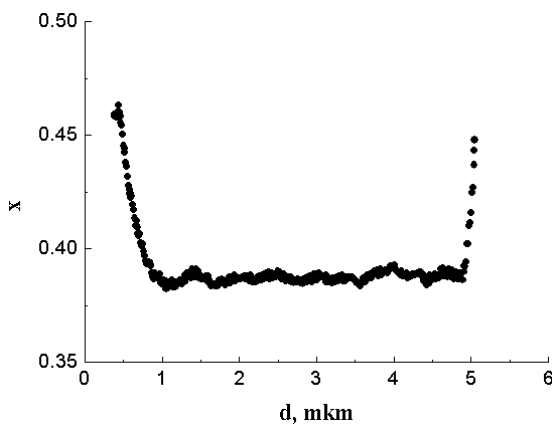


Рис. 1. Распределение состава (величины x) по толщине пленки Cd_xHg_{1-x}Te, полученное из эллипсометрических измерений *in situ*. Толщина считается от границы с буферным слоем CdTe.

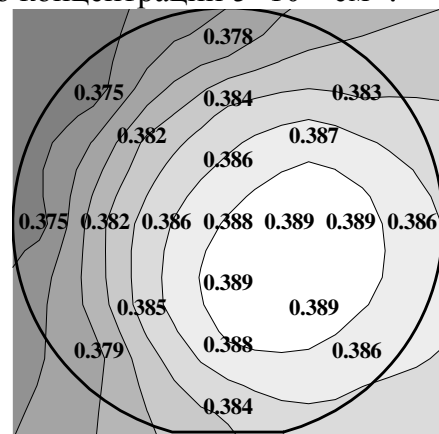


Рис.2. Распределение состава (величины x) по площади гетероструктуры Cd_xHg_{1-x}Te/Si(310) диаметром 100 мм

Определение концентрации и подвижности носителей заряда в пленках проводились с помощью измерения эффекта Холла в диапазоне магнитных полей 0.05–1.0 Тл при температурах жидкого азота и комнатной. Измерения проводились в вакуумном криостате, смонтированном между полюсами электромагнита диаметром 150 мм, что обеспечило хорошую ($\pm 2\%$) однородность магнитного поля по площади пленки КРТ МЛЭ.

Расчет зависимости подвижности электронов от состава и температуры проводился по методике предложенной в работе [3]. Расчет показывает, что для исследованных пленок подвижность электронов при комнатной температуре должна иметь величину $(2.8–4.0) \cdot 10^3 \text{ см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$, а при температуре жидкого азота $(1.6–2.7) \cdot 10^4 \text{ см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$. Экспериментальные значения подвижности при комнатной температуре близки к расчетным, а при температуре жидкого азота меньше расчетных (рис.3). Из литературы известно, что в пленках КРТ, выращенных на подложках Si, электрофизические параметры материала ухудшаются с понижением температуры из-за повышенного количества структурных дефектов в таких пленках. Еще одной причиной меньших значений подвижности может быть то, что при азотной температуре проявляется вклад переходного слоя КРТ на границе с буферным слоем CdTe, как это было установлено для пленок КРТ МЛЭ на подложках Ga As [4]. Такой переходный слой имеет высокую концентрацию электронов с низкой подвижностью, из-за наличия большой плотности дислокаций (сетки дислокаций) несоответствия в этом слое. О присутствии носителей с малой подвижностью может свидетельствовать наличие магнетополовой зависимости коэффициента Холла в исследованных пленках КРТ (рис.4).

Для полноформатных ИК ФП важным параметром является проводимость базового слоя. Низкая проводимость приводит к большому падению рабочего напряжения при одновременном включении большого числа диодов. Для изготовления коротковолновых ИК фотодиодов по отработанной стандартной технологии имплантации ионов бора необходим материал КРТ вакансионного p-типа проводимости. Такой материал получается с помощью отжига при низком давлении паров ртути. Были проведены отжиги пленок КРТ на Si подложках диаметром 76.2 мм при температуре 260°C и давлении паров ртути не более 10^{-5} атм в течение 14 часов. Отжигались пленки, имеющие после роста концентрацию электронов $(5–10) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. После отжига пленки становились p-типа проводимости с концентрацией дырок $(1–2) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и подвижностью около $200 \text{ см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$, что требуется для создания p- на p фотодиодов. Проводимость в таких слоях составляла $0,4 – 0,5 \text{ Ом}^{-1} \text{см}^{-1}$, что примерно на порядок ниже, чем в слоях легированных In в процессе роста.

Методом МЛЭ на подложках Si(310) диаметром 100 и 76.2 мм выращены слои $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с $x=0.35–0.40$, имеющие высокую однородность состава по площади, и легированные в процессе роста индием в диапазоне $(0.5–3) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Легированные индием пленки, подвергнутые двухстадийному отжигу (360°C 2 часа и 220°C 24 часа) при насыщенном давлении паров ртути сохраняют p-тип проводимости, что показывает возможность использования пленок в качестве базы p-типа для изготовления p на n фотодиодов, в которых p-тип легирован мышьяком.

Изготовлены тестовые фотодиоды с помощью планарной (имплантация As в окна) и меза- технологий. P-тип проводимости получен с помощью активационных отжигов для перевода атомов мышьяка в акцепторное состояние.

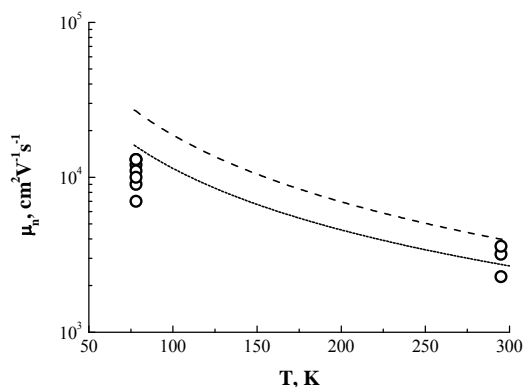


Рис.3. Зависимость подвижности электронов от температуры: пунктирная кривая – расчет для $x=0.35$; точечная кривая – расчет для $x=0.40$; кружки – экспериментальные значения для $x=0.35$ – 0.40 .

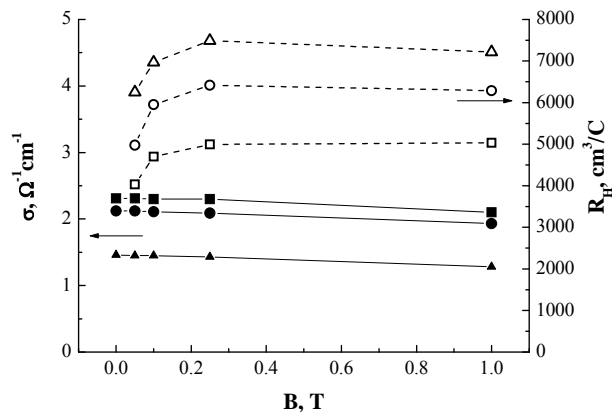


Рис.4. Магнетополевые зависимости коэффициента Холла и проводимости в исследованных пленках КРТ. $T=77K$.

Список литературы

- [1] O. Gra vrand, Ph. Chori er. Proc. of SPIE, Infra red Technology and Applications XXXV. (Orlando, Florida, USA, April 13, 2009) v. 7298, p. 729821-1.
- [2] Ю.Г. Сидоров, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, М.В. Якушев, В.С. Варавин, А.П. Анциферов. Оптич. журн., 67(1), 39 (2000).
- [3] J.P. Rosbeck, R.E. Star, S.L. Price, K.J. Riley. J.Appl.Phys., **53**, 6430 (1982)
- [4] П. А. Бахтин, В. С. Варавин, С. А. Дворецкий, А. П. Коробкин, Н. Н. Михайлов, Ю. Г. Сидоров. ФТП, **38**(10), 1203 (2004)

85. Металлооксидные наногетероструктуры на базе твердого раствора Hg(Cd)Te полученные ионной имплантацией серебра

Сизов Ф.Ф., Кладько В.П., Савкина Р.К., Смирнов А.Б., Полудин В.Н., Удовицкая Р.С.
Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарёва НАН, Киев, Украина

При бомбардировке поверхности полупроводника ионами, кластерами атомов и молекул создается широкий спектр полезных топологических особенностей. Наличие же фундаментальных корреляций типа: «состав - структура - микроструктура – свойства» позволяет формирование микроструктурированных материалов с полифункциональными- нелинейными электрическими, магнитными, оптическими и др. свойствами. В естественно или искусственно упорядоченной или неупорядоченной системе происходит сочетание физико-химических характеристик и факторов наносостояния вещества (размер, размерность, упорядочение и функциональность). При этом происходит изменение термодинамических параметров компонентов системы, увеличение сжимаемости, снижение энергии образования дефектов, параметров решетки, повышения концентрации и диффузионной подвижности дефектов и др.

В работе изучаются структурные свойства узкозонного полупроводникового соединения Hg(Cd) Te на поверхности которого методом ионной имплантации сформирована наногетероархитектура $Ag_2O-Cd_xHg_{1-x}Te$.

Гетерозпитаксиальные системы на основе Hg (Cd)Te (КРТ), прочно занимают нишу на рынке инфракрасной (ИК) оптоэлектроники, несмотря на конкуренцию со стороны халькогенидов металлов (P bS, PbS e), антимонида индия (InSb), силицида

платины (PtSi), примесных кремния (Si:x) и германия (Ge:x) и со стороны так называемых QWIP детекторов - многослойных структур с квантовыми ямами на базе GaAs/AlGaAs и пр. [1-3].

Наноструктурированные элементы на основе твёрдого раствора $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (КРТ) имеют значительный потенциал для Т-приборов дальнего ИК и ТГц диапазонов [4]. Мультиспектральная (650 - 900 нм) флуоресцентная томография (MSFI) еще одно уникальное применение QDs полупроводниковых соединений A^2B^6 (CdHgTe , CdTe/CdSe , $\text{CdTe}_{1-x}\text{Se}_x/\text{CdS}$, InAs/InP/ZnSe , $\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}/\text{InP/ZnSe}$, $\text{CdTe}_x\text{Se}_{1-x}/\text{CdS}$, CuInSe , Cu:InP/ZnSe , $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te/CdTe/Cd}_x\text{Zn}_{1-x}\text{S}$, и Cd_3As_2 [5]) в биомедицине для ранней диагностики тяжелых заболеваний. «Электронный нос» не менее перспективная концепция применения функциональных наноматериалов (на сегодня это мультисенсорные металлооксидные системы (ZnO , SnO_2 , In_2O_3 , NbO_2 и др.) [6-10].

В работе представлены результаты формирования наногетероархитектуры $\text{Ag}_2\text{O-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x = 0,2$) на поверхности твердого раствора $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \sim 0,223$). Модифицирование тройного соединения полупроводникового халькогенида проводилось методом легирования образцов гетероструктуры ионами серебра с последующей низкотемпературной обработкой. Энергия и доза имплантации составляли 100 кэВ и $4,8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ соответственно, а длительность термической обработки 5 часов при температуре 75°C в атмосфере Ag при избыточном давлении 4 атм [11]. Предлагаемый способ формирования наноразмерного рельефа на поверхности пленки узкозонного полупроводника, по-нашему мнению, является перспективным при создании эффективных фотопреобразователей на базе системы $\text{Hg}(\text{Cd})\text{Te}$.

Состояние поверхности образцов до и после имплантации, а также после проводимых отжигов контролировалось методами атомно-силовой (AFM - NanoScope IIIa Digital Instruments) и сканирующей электронной (PEM-100Y) микроскопии. С помощью программного пакета Trim 2008 был проведен математический эксперимент с целью получить данные распределения примеси полупроводника в области гетероэпитаксиального слоя КРТ.

Результаты топографии исходных образцов (Рис. 1(1)) показали сетку квазипор глубиной $3.5 \div 10$ нм и диаметром $50 \div 160$ нм с плотно упакованными в плоскости поверхности зернами от 40 до 80 нм [11]. После имплантации ионами серебра (Рис. 1(2)) на поверхности, на фоне незначительного размывания границ зерен, но при сохранении ее исходной пористости, образуется однородный массив конусоподобных структур от 5 до 25 нм по высоте и диаметром основания от 13 до 35 нм соответственно.

Результаты анализа результатов электронной микроскопии выявили принципиальные отличия и особенности морфологии поверхности образцов как результат проникновения ионов серебра. Микрофотографии PEM участка поверхности проимплантированного образца бором и серебром при равных условиях изображены на Рис. 2.

Данные моделирования процесса ионной имплантации с применением программного пакета Trim 2008 позволили определить глубину локализации вводимой примеси (серебра) в приповерхностной области КРТ ~ 100 нм. На Рис. 3 представлено пространственное 3D распределение вводимой примеси в полупроводниковую пленку [12].

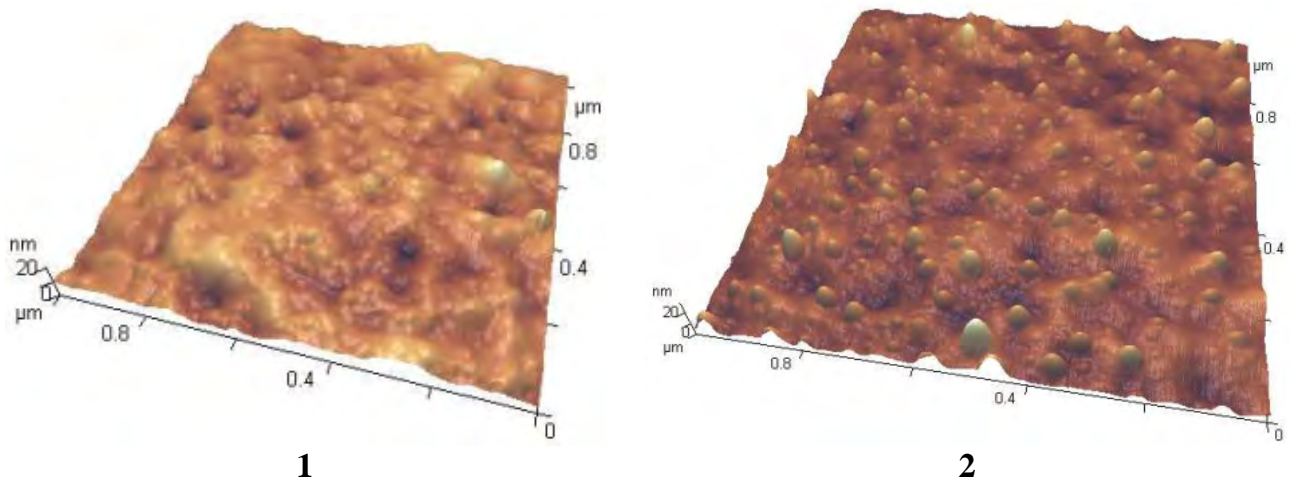


Рис. 1 АСМ изображение пленки $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \sim 0,223$): 1) – исходная поверхность образца; 2) - после имплантации и отжига Ag^+ (массив nanoостровов $h = 5 \div 25 \text{ нм}$, $d = 13 \div 35 \text{ нм}$)

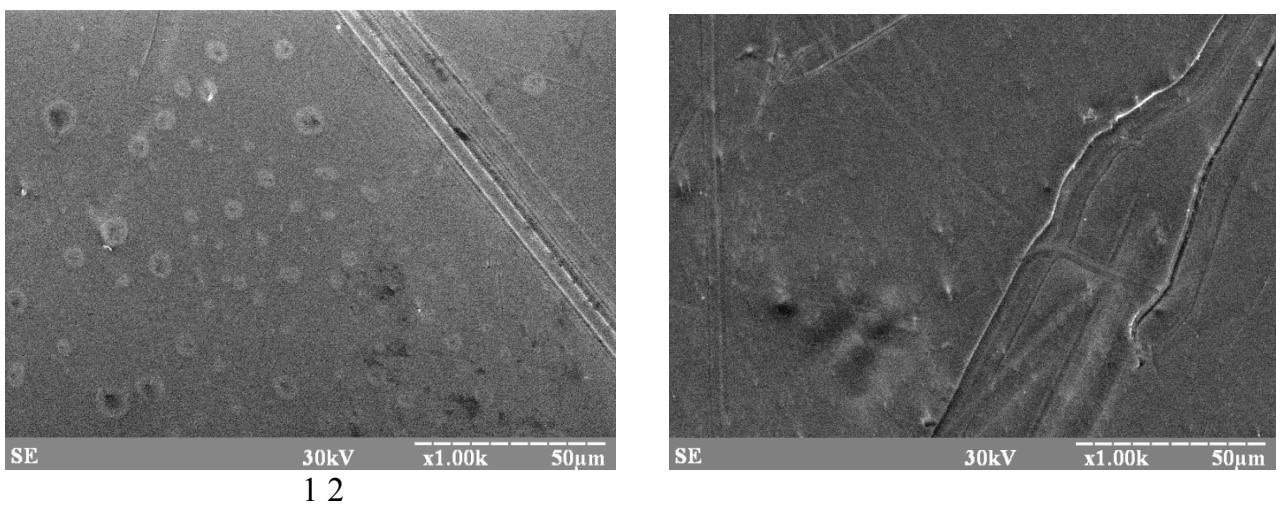


Рис. 2 (а, б) РЕМ изображение поверхности имплантированного ионами а) Ag^+ и б) B^+ [11] отожженного образца 87-3 гетероструктуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{CdZnTe}$ ($x \sim 0,223$)

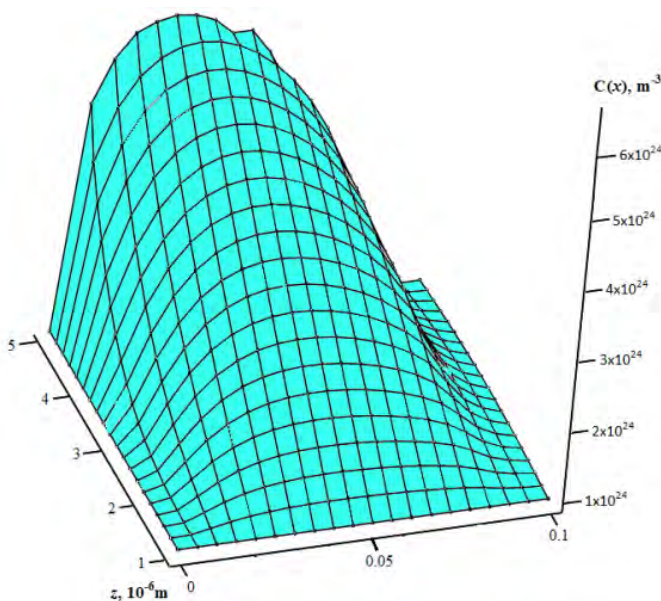


Рис. 3 Результат 3D моделирования профиля вводимой в пленку узкозонного полупроводника примеси.

Результаты, полученные в работе, могут быть использованы для повышения эффективности полупроводниковых фотопреобразователей, увеличения адгезии покрытий, осаждаемых на поверхность системы $\text{Hg}(\text{Cd})\text{Te}$.

1. Ерофейчев В.Г. Инфракрасные фокальные матрицы. // Оптический журнал, 1995, 2, с. 12 – 20.
2. Агранов Г.А., Дахин А.М., Нестеров В.К., Новоселов С.К. Особенности получения и обработки ИК-изображений Агранов Г.А., Дахин А.М., Нестеров В.К., Новоселов С.К. Особенности

получения и обработки ИК-изображений в матричных фотоприемниках с координатной адресацией на основе халькогенидов свинца. // Оптический журнал, 1996, 9, с. 53 – 57.

3. Певцев Е., Чернокужин В. Матричные ИК-приемники для малогабаритных тепловизионных камер. // Электронные компоненты, 2001, 1, с. 32 – 36, 2001, 2, с. 30 – 34, 2001, 3, с. 12 – 20.

4. F. Sizov, V. Petriakov, V. Zabudsky, D. Krasi lnikov, M. Smoliy and S. Dvoretzki, Millimeter-wave hybrid un-cooled narrow-gap hot-carrier and Schottky diode based detectors. // *Appl. Phys. Lett.*, 2012, 101, p. 082108-1.

5. Wei J in *Anal. Bioanal. Chem.* Au: CdHgTe quantum dots for in vivo tumor-targeted multispectral fluorescence imaging, 2012, 403:1343-1352.

6. Sung H. Lim, Liang Feng, Jonathan W. Kemling, Christopher J. Muscato and Kenneth S. Suslick, An optoelectronic nose for the detection of toxic gases. // *Nature chemistry*, 2009, 1, p. 562- 567 Sihai Han & Ying Mu & Qiangyuan Zhu & Yibo Gao & Zuhong Li & Qinhan Jin &

7. I. Lundstrom, R. Erlandsson, U. Frykman [et al], Olfactory images from a chemical sensor using a light-pulse technique // *Nature*, 1991, 352, p. 47-50.

8. Л. Фостер, *Нанотехнологии, наука, инновации и возможности.* — М.: Техносфера, 2008.

9. C. H. Agleitner, A. Hieblmann, D. Lange [et al], Smart single-chip gas sensor microsystem // *Nature*, 2001, 414, p. 293-296.

10. F. Rock, Electronic nose: current status and future trends / F. Rock, N. Barsan, U. Weimar // *Chem. Rev.*, 2008, 108, p. 705-725.

11. A.B. Sirmov, O.S. Litvin, V.O. Morozhenko, R.K. Savkina, M.I. Smoliy, R.S. Udovytzka and F.F. Sizov, Role of mechanical stresses at ion implantation of CdHgTe solid solutions // *Ukr.J.Phys.*, 2013, 58, p. 872-880.

12. N.A. Sobolev, Defect engineering in implantation technology of silicon light-emitting structures with dislocation-related luminescence // *Semiconductors*, 2010, 44, p 1-23.

86. Промежуточные карбидкремнийоксидные пленки на полупроводниковых и диэлектрических пластинах-подложках для эпитаксиального выращивания слоёв нитрида галлия

Аверичкин П.А., Донсков А.А., Ежлов В.С., Князев С.Н., Козлова Ю.П., Югова Т.Г.

ОАО «Гиредмет», Москва, Россия

В настоящее время достигнуты значительные успехи в технологии изготовления полупроводниковых приборов на основе широкозонных полупроводниковых кристаллов и эпитаксиальных структур нитрида галлия (GaN). Однако достигнутые параметры приборов, хотя и значительны, но далеко не предельны. Повышающиеся требования к приборным структурам по мощности, надёжности, экономической целесообразности и др. определяют проведение дальнейших исследований в области разработок новых материалов и совершенствования технологических процессов. Большое внимание в связи с этим уделяется разработке эффективных подложечных материалов и выращиванию на них высококачественных эпитаксиальных структур (ЭС). Подложки для выращивания ЭС GaN должны, помимо минимального рассогласования параметров решеток и КТР, обладать хорошей теплопроводностью для снятия тепловых ограничений и хорошими изолирующими свойствами, обеспечивающими минимальные потери на СВЧ. Кроме этого они должны быть доступны и технологичны в обработке. Как известно, в наиболее полной мере этим требованиям сейчас отвечают подложки из сапфира (Al_2O_3), карбида кремния (SiC) и монокристаллического кремния (Si111). Однако рассогласование кристаллических решеток широко используемой Al_2O_3 -подложки и GaN составляет порядка 14 %, что

является весьма критичным параметром. К тому же, сапфировые подложки обладают очень низкой теплопроводностью (0,33 Вт/см.К) и поэтому они используются в основном для изготовления маломощных приборов.

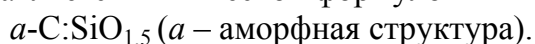
Подложки из монокристаллического SiC являются наиболее подходящими и отвечают большинству предъявляемых требований. Однако, относительно большое рассогласование периодов решеток подложек SiC и эпитаксиальных слоёв GaN сохраняется, следствием чего является высокая плотность дислокаций в слоях ($\sim 10^9 \div 10^{10}$ см⁻²), проявляющих роль концентраторов электрических полей в приборах и эффективных генерационно-рекомбинационных центров. Кроме этого подложки SiC являются весьма дорогостоящими и очень трудоёмкими в обработке, что не позволяет им конкурировать, например с GaAs- или Si(111)-подложками и успешно коммерциализоваться. Наиболее привлекательны подложки из Si(111), которые с технологической точки зрения весьма перспективны и экономически целесообразны. В настоящее время в мире освоено массовое производство кремневых пластин диаметром 300 мм и в недалёкой перспективе на рынке будут широко представлены пластины диаметром до 400 мм. Но на подложках Si(111) весьма затруднительно выращивание эпитаксиальных слоёв GaN, AlN и их соединений. Тем не менее, с развитием методов молекулярно-лучевой эпитаксии (МБЕ) и осаждения функциональных слоёв из газовой фазы металлоорганических соединений (МО-CVD) были созданы технологии выращивания GaN-плёнок на Si(111)-подложках, пригодных для изготовления транзисторов с высокой подвижностью электронов. Однако основным недостатком Si(111)-подложек остаётся - это низкая их теплопроводность, а, следовательно, невысокая мощность и надёжность изготавливаемых приборов на их основе.

Уровень мощности приборов в настоящее время достиг столь высокого значения, что вопросы теплоотвода из активной области становятся принципиально важными и определяющими применимость приборов в конструируемых системах. Традиционные для нитридной эпитаксии подложки сапфира совершенно не удовлетворяют современным требованиям теплоотвода. И даже теплопроводность карбида кремния, используемого в гетероэпитаксии нитридов для создания мощных приборов, уже не удовлетворяет возросшим требованиям. Идеальным решением получения мощных высокотемпературных приборных СВЧ-структур нового поколения является использование подложек из поликристаллического алмаза (полиалмаза), получаемых методом CVD. В ведущих мировых научных центрах ведутся интенсивные работы по созданию различных вариантов комбинированных подложек на основе CVD-полиалмаза. Наибольший интерес представляют уже созданные ведущими фирмами комбинированные подложки из полиалмаза с верхним тонким слоем монокристаллического кремния [1;2]. Представленная технология изготовления заключается в первоначальном осаждении полиалмазных плёнок толщиной до 50 мкм на дешёвых подложках монокристаллического кремния методом CVD в СВЧ-плазме с горячей нитью. На полученные высококачественные ростовые поверхности полиалмаза осаждаются тонкие (1-20 мкм) слои монокристаллического кремния. Затем на эти кремневые слои наносятся плёнки GaN (1-2 мкм). После этого исходная подложка кремния удаляется путём шлифования и химического травления. Таким образом, были получены композитные подложки GaN/Si/Cn с хорошим распределением и отводом тепла, пригодные для последующего выращивания эпитаксиальных плёнок GaN и изготовления приборных структур. Промежуточный слой кремния в полученной комбинированной подложке выполняет, по всей видимости, основную роль адгезива с целью последующего прочного закрепления жесткого слоя GaN на полиалмазной неполярной поверхности. Кроме этого происходит, возможно, некоторое сглаживание их КТР. Однако при этом остаётся нерешённым вопрос согласования структурных параметров решеток двух материалов, что ставит под сомнение достижение высоких и

надёжных электрофизических параметров приборных структур. Альтернативой в данном случае была бы замена в гетероструктуре GaN/ Si/Cn кремневого промежуточного слоя на более эффективный и приемлемый, с точки зрения согласования параметров решеток, слой SiC. Данное обстоятельство позволило бы создавать мощные СВЧ-транзисторы и другие полупроводниковые приборы, работающие на частотах выше 30 ГГц при температуре 500 °С и жестком ядерном излучении.

Кроме этого сдерживающим фактом известной технологии /1/ является её многоступенчатость и трудоёмкость, требующая значительных ресурсных затрат, что в конечном итоге не способствует её широкому распространению.

В ОАО «Гиредмет» в качестве промежуточных (буферных) слоёв вместо кремния были использованы карбидкремнийоксидные /3/ слои (30-60 нм), которые формировали на Si (111)- и полиалмазных подложках из осаждённых плёнок олигометилсилсесквиоксана $(\text{CH}_3\text{-SiO}_{1,5})_n$ цикло-линейной (лестничной) молекулярной структуры, путем их пиролизного отжига в инертной газовой среде /3;4/. Как было установлено, при пиролизном отжиге осаждённых плёнок олигометилсилсесквиоксана (ОМССО) в аргоне при температуре 1100 ± 50 °С, протекает реакция дегидрогенизации (отделения водорода) метильных заместителей у атомов кремния по радикальному механизму без расщепления основных химических Si -O и Si -C-связей в макромолекулах. При этом по мере карбонизации метильных радикалов происходит образование химически связанных с кремнием атомов углерода, которые за счёт ковалентной связи с кремнием образуют карбидкремневую (SiC) составляющую слоя. Сформированный таким образом общий неорганический слой карбидкремнийоксида представляется химической формулой



Структурный состав плёнок ОМССО и преобразование их химических связей при пиролизном отжиге в тонких слоях на подложках кремния изучали методами ИК- и РФЭ (Оже/ЭСХА)-спектроскопии по известным методикам. При этом были использованы ИК-спектрофотометр «Bruker Equinox 55/S» (фирма «Bruker», Германия) и спектрометры ES CALAB МК -11, РН I-551. Идентификацию характеристических полос ИК-спектров проводили в соответствии с литературными и справочными данными. Обработку результатов Оже/ЭСХА анализа осуществляли на ПК с использованием стандартных программ.

В ИК-спектре цикло-линейного (лестничного) ОМССО в диапазоне 400- 4000 см^{-1} было установлено, что форма основной спектральной линии валентных колебаний Si-O - связей в соответствующей характеристической области является весьма показательной и информативной. Асимметрия в лестничном построении структуры проявляется в раздвоении характеристического пика на коротковолновую 1020 см^{-1} и на длинноволновую 1109,5 см^{-1} области. При этом интенсивность поглощения в длинноволновой области спектра, соответствующая продольным Si-O -Si - связям в циклолинейных структурах, является доминирующей.

Кремнийорганическая группировка Si-CH₃ в ОМССО интенсивно проявляется в валентной области 2970,89 см^{-1} и деформационных областях 1271,73 и 767,15 см^{-1} . Незначительное количество Si-OH-группы в структуре МССО проявляется в валентной области 3639,64-3790,38 см^{-1} и деформационной области 767,15 см^{-1} . В области спектра 1447,73 – 1763,17 см^{-1} и 2348,84 см^{-1} проявляются гидроксильные «шумы», которые регистрируются при снятии спектра.

В результате пиролизного отжига происходит глубокое структурирование в плёнке МССО, сопровождающееся дегидрогенизацией метильных радикалов с преобразованием формы и положений пиков характеристических полос в ИК-спектре. В области 1020 – 1109,5 см^{-1} происходит слияние двух пиков полосы (Si-O-Si) в одну

полосу с вновь образованными химическими Si-C-связями. При этом наблюдается проявление общего максимума в валентной области $1093,65 \text{ см}^{-1}$ и в деформационных областях с максимумами $738,27$ и 462 см^{-1} . Насыщение Si-O-групп вновь образованными группировками Si-C заключается в слиянии спектров и увеличением общей полуширины сдвоенного пика в данной характеристической области почти в два раза. При отжиге происходит уменьшение содержания Si-OH-групп в структуре и снижение интенсивности пиков соответствующих характеристических полос. Не изменяющийся при термообработке интенсивный пик в области $\sim 609 \text{ см}^{-1}$ соответствует химическим связям Si-Si в кремневой подложке.

В Оже-спектрах при травлении ионами аргона тонких плёнок, отожжённых до 700°C было установлено равномерное распределение атомов углерода в объёме слоёв. В спектрах плёнок отожжённых при $1100 \pm 50^\circ\text{C}$ и выдержанных при этой температуре в течение не менее 0,5 часа наблюдалась тенденция оттеснения углерода от границы раздела с кремневой подложкой к внешней поверхности плёнок. При этом усадка отожжённых плёнок за счёт отщепления водорода и физического уплотнения составляла порядка $5 \pm 0,3 \%$ от исходной толщины.

Выращивание слоёв GaN на Si (111) и *Cn*-подложках осуществляли методом хлоридно-гидридной газовой эпитаксии в проточном вертикальном реакторе в системе газов Ga- HCl-NH₃-N₂. В результате проведённой работы показана возможность выращивания на подложках *a*-C:SiO_{1,5}/Si(111) и *a*-C:SiO_{1,5}/*Cn* эпитаксиальных слоёв GaN различной толщины, что суммарно позволяет использовать получаемые структуры как комбинированные подложки для хлор-гидридной эпитаксии плёнок GaN приборного качества.

В представляемой работе обсуждаются также вопросы формирования углеродсилесквioxановых плёнок типа *a*-C₂:SiO_{1,5} и *a*-C₆:SiO_{1,5}/3/ и эксперименты по опробованию их в качестве промежуточных (буферных) слоёв в эпитаксиальных процессах.

1. Alexov A., Li X. et al. *Diamond & Related Materials* 14 (2005), -p. 308–313.

2. Васильев А. Г., Данилин В.И., Жукова Т. И. *ЭЛЕКТРОНИКА: Наука, Технология, Бизнес.* №4, 2007 г., -с. 68-76.

3. Аверичкин П.А., Кальнов В.А., Кожухова Е.А. и др. Способ получения углеродсодержащих покрытий. Патент РФ № 2 374 358 от 30.04.2008. Оpubл. 27.11.2009 г. Бюл. №33.

4. Аверичкин П.А., Кальнов В.А., Маишев Ю.П. и др. Структурные превращения винилсилесквioxанов в плёнках при термообработке в различных газовых средах. Труды Физико-технологического института. - М.: Наука, 2008. Том 19, с.78-84.

87. Молекулярно-лучевая эпитаксия AlGaIn/GaN гетероструктур для фотоприемников

Малин Т.В., Гишинский А.М., Мансуров В.Г., Протасов Д.Ю., Журавлев К.С.

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

Развитие технологий выращивания гетероэпитаксиальных структур (ГЭС) широкозонных полупроводниковых материалов A_3B_5 , A_2B_6 сделало возможным реализацию на их основе фотоприемных устройств ультрафиолетового диапазона спектра (УФ ФПУ). Наибольший интерес с практической точки зрения представляют фотоприемники для «солнечно-слепого» диапазона длин волн 240–280 нм, в котором солнечное излучение поглощается стратосферным озоновым слоем, и «видимо-слепого» диапазона 300–390 нм. Для создания УФ-фотодетекторов применялись

материалы A_2B_6 , нитриды металлов третьей группы, а также карбид кремния и алмаз. К настоящему времени наилучшие характеристики демонстрируют фотодетекторы на основе нитридов металлов третьей группы (A_3 -нитридов). Твердые растворы ряда GaN–AlN имеют ширину запрещенной зоны в диапазоне от 3,42 до 6,2 эВ, что соответствует длинноволновой границе межзонных переходов от 362 до 200 нм и позволяет создавать УФ ФПУ, перекрывающие практически весь УФ-диапазон спектра.

В настоящей работе описывается технология выращивания AlGaN/ GaN гетероструктур для УФ фотоприемников методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). В работе проведена разработка технологии получения AlGaN слоев и многослойных ГЭС, включающей в себя этапы нитридации поверхности подложки сапфира, создания иницирующего зародышевого слоя и рост буферного слоя, рост нелегированных и легированных слоев AlGaN различного состава. Исследовано влияние режимов роста на морфологию поверхности, плотность прорастающих дислокаций и иных структурных дефектов, электрофизические и оптические свойства отдельных слоев и AlGaN гетероструктур для УФ фотоприемников, разработан технологический маршрут изготовления ФПУ на AlGaN гетероструктурах и изготовлены тестовые AlGaN фотодиоды.

Гетероструктуры для УФ ФПУ, рассматриваемые в данной работе, предназначены для создания многоканальных фотодетекторов (линеек, матриц) на основе p - n или p - i - n фотодиодов с засветкой с обратной стороны через прозрачную подложку. В настоящее время фотоприемные устройства на основе фотодиодов демонстрируют наилучшие параметры среди различных вариантов УФ-фоточувствительных приборов, обеспечивая при этом возможность простой интеграции с устройствами считывания на основе кремниевых схем. Для работы в солнечно-слепом диапазоне спектра ГЭС p - i - n фотодиода содержит последовательно выращиваемые на подложке слой фильтра на основе твердого раствора $Al_xGa_{1-x}N$ с молярной долей AlN $x = 0,65$ толщиной 500 нм, задающий коротковолновую границу чувствительности фотодиода, поглощающий свет i -слой с составом $x = 0,45$ толщиной 200 нм и контактный слой GaN p -типа проводимости толщиной 300 нм. Слой фильтра также является контактным слоем n -стороны диода. Гетероструктуры для работы в видимо-слепом диапазоне отличаются составами слоя фильтра и поглощающего слоя. Рост ГЭС производился на двухсторонне полированных подложках сапфира с ориентацией (0001) диаметром 50,8 мм (ОАО «Монокристалл», г.Ставрополь) в установке МЛЭ СВЕ-32Р фирмы Riber (Франция), модифицированной для работы с аммиачным источником активного азота. Для обеспечения возможности нагрева подложки в ходе эпитаксии одна сторона подложек предварительно покрывалась слоем молибдена, что позволяло бесконтактно нагревать ее в вакуумной камере за счет поглощения металлом теплового излучения нагревателя. Перед загрузкой в ростовую камеру для удаления остаточных загрязнений проводился предварительный отжиг подложек при температуре 600°C в отдельной вакуумной камере. Установка МЛЭ была оснащена линией подачи моносилана, обеспечившей возможность получения уровня контролируемого легирования эпитаксиальных слоев кремнием до $1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, системой регистрации эволюции картины дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭ) и лазерным интерференционным рефлектометром для контроля средней скорости роста слоев.

Процесс выращивания ГЭС AlGaN методом МЛЭ включает в себя следующие стадии: нитридизацию поверхности подложки сапфира; формирование металлической полярности растущего слоя; рост буферного слоя; собственно рост слоев ГЭС. Выращивание ГЭС для ФПУ требует разработки режимов роста слоев GaN и AlGaN различного состава, получения легированных слоев p - и n -типов проводимости и создания многослойных структур с необходимой последовательностью слоев.

Из-за большого рассогласования параметров решеток сапфира и A_3 -нитридов для получения эпитаксиальных слоев необходимого уровня качества требуется применение технологических приемов, среди которых важнейшим является нитридизация поверхности сапфира. В ходе процесса нитридизации чистая поверхность сапфира выдерживается при температуре $900\text{--}1000^\circ\text{C}$ в потоке аммиака для создания на поверхности тонкого кристаллического слоя AlN , обеспечивающего значительное улучшение качества слоев ГЭС. Для выбора условий и длительности нитридизации с помощью ДБЭ нами была изучена кинетика образования AlN на подложке в ходе нитридизации. На основе анализа данных кинетики картины ДБЭ были определены оптимальные условия нитридизации: температура поверхности 900°C и длительность процесса 10 мин в потоке аммиака 25 стандартных кубических сантиметров в минуту.

После нитридизации поверхности сапфира выполнялся синтез зародышевого слоя AlN , задающего полярность и вюрцитную модификацию кристаллической структуры слоев ГЭС. Было обнаружено, что зарождение на предварительно нитридизованной подложке тонкого слоя AlN при температуре 600°C в условиях обогащения поверхности по Al способствует формированию Al -полярности, более подходящей по своим структурным и электрофизическим свойствам для роста приборных структур, тогда как зарождение в условиях обогащения по аммиаку ведет к росту слоев N -полярности. При этом в ходе дальнейшего роста в условиях обогащения ростовой поверхности аммиаком все последующие слои сохраняют полярность, заданную зародышевым слоем.

На следующей стадии эпитаксии для снижения плотности структурных дефектов слоев ГЭС производится рост буферного слоя. Универсальным буферным слоем для рассматриваемых ГЭС УФ ФПУ является слой AlN . Дальнейшее снижение плотности дефектов обеспечивается при использовании многослойных буферных слоев. Проведенное нами исследование структурных дефектов в буферном слое и слоях $AlGaN$ и влияния конструкции буферного слоя на плотность прорастающих дислокаций показало, что использование составных многослойных буферных слоев на основе сверхрешеток $AlN/A_{1-x}Ga_xN$ обеспечивают значительное, до 10 раз, уменьшение плотности прорастающих дислокаций в выращенных на них слоях твердых растворов $Al_xGa_{1-x}N$ с составами $x=0, 0,2, 0,4$ и $0,6$ по сравнению с образцами с однородными по составу буферными слоями. Использование многослойных буферных слоев для ГЭС ФПУ УФ-диапазона, однако, затрудняется уменьшением ширины запрещенной зоны составного буферного слоя и возможностью поглощения регистрируемого излучения в нем.

Для разработки режимов роста слоев $AlGaN$ были определены границы диапазонов температур и соотношения потоков компонентов III и V групп, обеспечивающих устойчивый двумерный рост слоя GaN . Рост проводился на буферном слое AlN толщиной 150 нм. Далее выращивались слои $Al_xGa_{1-x}N$ толщиной 1,1–1,3 мкм различного состава $0 < x < 0,6$. Состав x контролировался *ex situ* с помощью методик спектральной эллипсометрии и оптического пропускания. Поверхность полученных слоев характеризовалась с помощью атомно-силовой микроскопии, а их структурное совершенство определялось с помощью метода рентгеновской дифракции. Основными дефектами поверхности эпитаксиальных слоев $AlGaN$ являются дислокации и границы ростовых колонн гексагональной формы, имеющих размер в плоскости слоя 3–4 мкм. Плотность дислокаций в слоях $AlGaN$ лежит в диапазоне $(1\text{--}5)\cdot 10^9\text{ см}^{-2}$. Структурное совершенство слоев $AlGaN$ ухудшается с увеличением молярной доли AlN в твердом растворе. Намеренно не легированные слои $AlGaN$ имели p -тип проводимости с концентрацией дырок p , изменяющейся от $3\cdot 10^{16}$ до $3\cdot 10^{15}\text{ см}^{-3}$ при увеличении x от 0,1 до 0,6.

Легирование слоев GaN и Al GaN донорами осуществлялось с помощью газового источника моносилана, обеспечившего получение концентрации электронов в слоях GaN вплоть до 10^{20} см^{-3} . В слоях твердых растворов $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{N}$ были достигнуты значения концентрации электронов $n=4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ при подвижности $\mu=60 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, а в слоях $\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{N}$ – концентрация $n=2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ при подвижности $\mu=15 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. По мере увеличения состава твердого раствора наблюдается насыщение максимальной достижимой концентрации электронов в слоях, обусловленное самокомпенсацией Si и комплексобразованием в Al-содержащих слоях.

Для получения слоев *p*-типа проводимости их легирование осуществлялось магнием, испаряемым из твердотельного источника. Концентрация атомов магния в выращенных слоях, измеренная методом вторичной масс-спектрометрии, достигает $3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Концентрация и подвижность свободных дырок *p* в этих слоях, измеренная без дополнительного послеростового отжига методом Холла при комнатной температуре, составила $p=9,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $\mu=6,7 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, что соответствует требуемым для изготовления контактных областей фотодиодов. Дальнейший рост уровня легирования магнием приводит к повышению дефектности материала и падению его проводимости.

С использованием описанной выше технологии роста легированных и нелегированных слоев Ga N и AlGaN были выращены многослойные *p-n* и *p-i-n* гетероструктуры. Для получения экспериментальных образцов фотодиодов на основе AlGaN ГЭС были отработаны методики травления и изготовления омических контактов к слоям *n*- и *p*-типов проводимости. Травление ГЭС производилось методом плазмохимического травления в среде $\text{Br Cl}_3:\text{Ar}:\text{N}_2$ через маску $\text{Si O}_2/\text{Cr}$. Омические контакты к материалу *n*-типа изготавливались напылением слоев Ti/Au с последующим вжиганием в атмосфере азота. Контакты к материалу *p*-типа изготавливались напылением слоев Ni/ Au с последующими вжиганием на воздухе. Изображения изготовленных фотодиодов, полученные с помощью сканирующей электронной микроскопии, показаны на рис.1. На рис.2 иллюстрируются спектр пропускания (рис.2,а) и вольт-амперная характеристика (рис.2,б) видимо-слепого AlGaN фотодиода. Таким образом, описанная технология синтеза ГЭС на основе нитридов AlGaN/GaN.

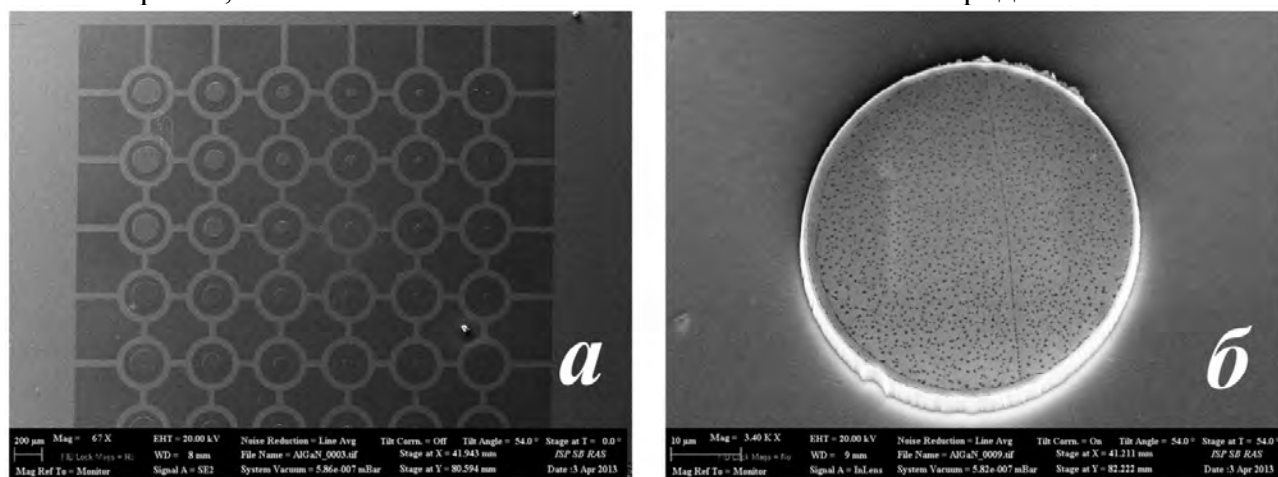


Рис.1. (а) Наборы AlGaN фотодиодов с диаметрами фоточувствительных площадок 25–200 мкм и (б) одиночная меза-структура, полученная плазмохимическим травлением. Изображения получены методом сканирующей электронной микроскопии

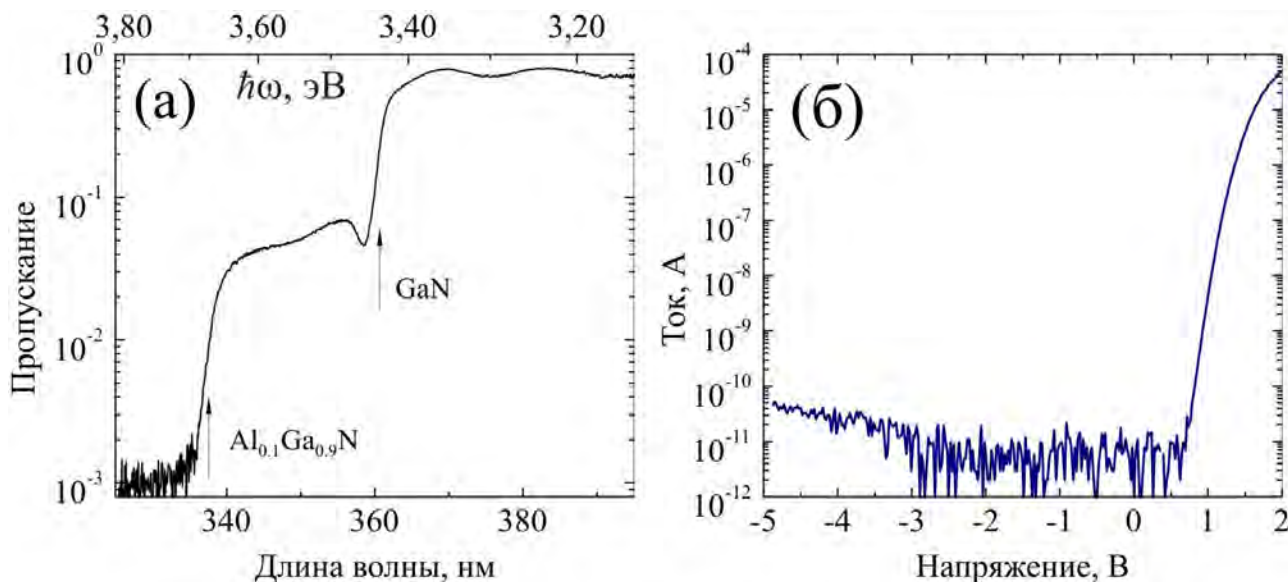


Рис.2. (а) Спектр оптического пропускания и (б) вольт-амперная характеристика видимо-слепого AlGaIn/GaN фотодиода. На зависимости (б) малые значения токов около 3–5 пА ограничены величиной входного тока измерительной установки

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ в рамках грантов 13-02-00985, 14-02-91371 и 14-02-00033.

88. Структурно совершенные эпитаксиальные пленки $Cd_{1-x}Mn_xTe$ и $p-n$ гомопереходы на их основе

Нуриев И.Р.¹, Мехрабова М.А.², Назаров А.М.¹, Садыгов Р.М.¹

¹Институт физики НАН, Баку, Азербайджан

²Институт Радиационных Проблем НАН Азербайджана, Баку, Азербайджан

Введение

Полумагнитные полупроводники (ПМП) являются новым классом материалов, сочетающих в себе свойства обычных и магнитных полупроводников. К ПМП относят полупроводниковые кристаллы, легированные s , d -ионами переходных металлов, либо твердые растворы, содержащие магнитные компоненты.

Период бурного исследования ПМП начался с публикаций по кристаллам легированным ионами марганца [1] и твердым растворам $Cd_{1-x}Mn_xTe$ [2]. Именно в этих работах впервые сообщается о наблюдении гигантских спиновых расщеплений зонных состояний электронов, дырок, экситонов и гигантском эффекте Фарадея обусловленных обменным взаимодействием зонных носителей с локализованными магнитными моментами ионов Mn^{2+} . С другой стороны ПМП можно рассматривать и как промежуточный класс веществ между немагнитными и магнитными полупроводниками.

Изменяя содержание магнитной компоненты в кристаллах и внешние условия (температуру и магнитное поле), можно осуществлять переход от одного крайнего типа полупроводников к другому и выделить те особенности, которые обусловлены наличием локализованных магнитных моментов. Широкое распространение получили эпитаксиальные пленки указанных полупроводников [3-5]. Опубликовались как теоретические работы, так и работы прикладного характера [6-12].

Показано возможность успешного применения полумагнитных твердых растворов $Cd_{1-x}Mn_xTe$ и в ближнем ИК-диапазоне спектра, в том числе на длине волны излучения 1,06 мкм, наиболее распространенных в настоящее время твердотельных лазеров [13].

Современная электронная техника требует получения совершенных эпитаксиальных пленок с заданными свойствами, свободных от различного рода нежелательных поверхностных состояний, поскольку приборы создаются на однородно-чистых, зеркально гладких поверхностях [14]. Поэтому исследование особенностей роста и выращивание структурно совершенных эпитаксиальных пленок с однородно чистыми поверхностями и заданными электрофизическими свойствами представляет научный и практический интерес.

Целью данной работы являлось исследование особенностей роста, структуры и морфологии поверхности эпитаксиальных пленок $Cd_{1-x}Mn_xTe$ ($x=0.05$) полученных методом конденсации молекулярных пучков и создание p-n гомопереходов на их основе.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Эпитаксиальные пленки $Cd_{1-x}Mn_xTe$ ($x=0.05$) получены на стандартной вакуумной установке УВН-71П-3 методом конденсации молекулярных пучков в вакууме $\leq 10^{-4}$ Па. Пленки толщиной $0,05 \div 0,1$ мкм выращены на свежесколотых гранях монокристаллов слюды. В качестве источника были использованы заранее синтезированные образцы твердых растворов $Cd_{1-x}Mn_xTe$ соответствующего состава. Температура подложки и источника определялась с точностью 0.05 °С. Структурное совершенство пленок контролировалась рентгенодифрактометрическим и электронномикроскопическим методами.

Определены оптимальные условия получения ($v_k=8 \div 9$ Å/с; $T_{II}=573 \div 673$ К) эпитаксиальных пленок $Cd_{1-x}Mn_xTe$ ($x=0.05$), растущих в плоскости (111) (Рис.1,а,б) кубической гранцентрированной решетки с параметром $a=6,47$ Å и высоким структурным совершенством $W_{1/2}=90'' \div 120''$ ($W_{1/2}$ – полуширина кривой качания рентгеновской дифракции).

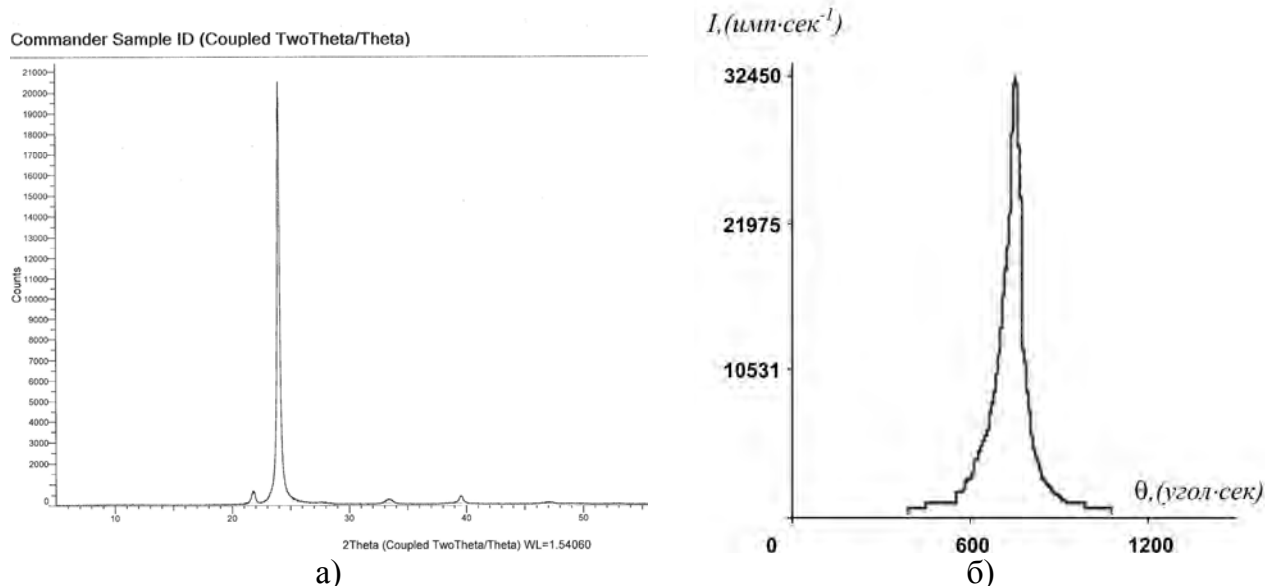


Рис.1 Рентгенодифракционный снимок (а) и кривой качания рентгеновской дифракции (б) эпитаксиальных пленок $Cd_{1-x}Mn_xTe$ ($x=0.05$).

Методом электронной микроскопии исследовано морфология поверхности полученных пленок. Электронномикроскопический снимок полученный на микроскопе JEOL JSM-7600F Field Emission Scanning Electron Microscope представлен на Рис.2.



Рис.2. Электронномикроскопический снимок поверхности эпитаксиальных пленок $Cd_{1-x}Mn_xTe$ ($x=0.05$) ($\times 16000$)

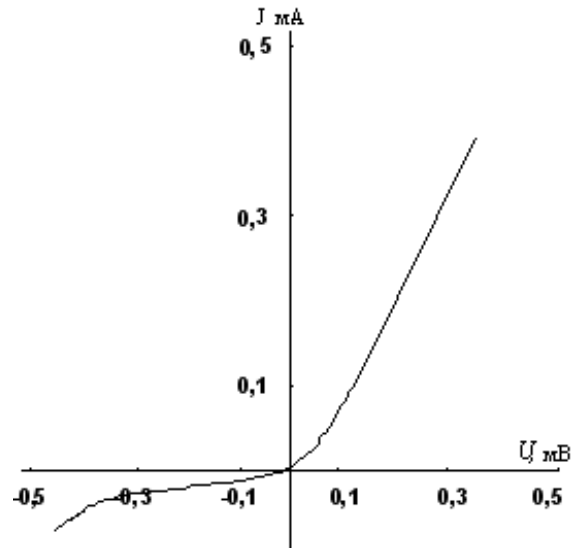


Рис.3. ВАХ p-n гомоперехода в эпитаксиальных пленках $Cd_{1-x}Mn_xTe$ ($x=0.05$)

На основе выращенных эпитаксиальных пленок $Cd_{1-x}Mn_xTe$ ($x=0.05$) были получены p-n гомопереходы.

Известно, что создания p-n переходов затрудняется образованием различного рода поверхностных дефектов, которые резко снижают параметры изготовленных на их основе приборов. Изготовление активных элементов в едином технологическом цикле уменьшает плотности поверхностных дефектов. Учитывая это обстоятельство, p-n гомопереходы были получены в едином технологическом цикле, без нарушения вакуума, в виде пересекающихся полос, согласно методу разработанному в [15].

В соответствии указанного метода, сначала осаждались полосы n- $Cd_{1-x}Mn_xTe$ ($x=0.05$), затем заслонка закрывалась и через определенное время, после регулирования температуры компенсирующего источника и установления температурного режима получения пленок p-типа проводимости в соответствии [16] и перемещение маски, заслонка повторно открывалась и осаждались полосы p- $Cd_{1-x}Mn_xTe$ ($x=0.05$). Полученные таким образом p-n гомопереходы, обладали выпрямляющим свойством. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) одного из этих p-n гомопереходов представлена на Рис.3.

ВАХ гомопереходов при малых смещениях в прямом направлении, описывается уравнением $J=J_0 \exp(eU/\beta kT)$, где $\beta=1,5\div 2$, что характерно для генерационно-рекомбинационного механизма протекания тока через область пространственного заряда.

Заключение

Регулированием температуры компенсирующего источника методом конденсации молекулярных пучков, на монокристаллах слюды получены структурно совершенные эпитаксиальные пленки $Cd_{1-x}Mn_xTe$ ($x=0.05$) p-, n- типа проводимости. В едином технологическом цикле, без нарушения вакуума, на основе эпитаксиальных пленок $Cd_{1-x}Mn_xTe$ ($x=0.05$) созданы p-n гомопереходы.

Литература

1. Комаров А. В., Рябченко С. М. и др. // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. С. 608.
2. Gaj J. A., Galazka R. R., Nawrocki M. // Solid State Commun. 1978. V. 25. P. 193.
3. Koyanagi T., Matsubara K., Tokaoka H., Takagi T. // J. App. Phys. 1987. V. 61. P. 3020.
4. Nurmikko A. V., Gunshor R. L., Kolodziejski L. A. // IEEE J. Quantum Electron. 1986. V. QE-22. P. 1785.

5. *Ortenberg M.* // *Leet. Notes Phys.* 1983. V. 177. P. 451.
6. *Turner A. E., Gunshor R. L., Datta S.* // *Appl. Opt.* 1983. V. 22. P. 3152.
7. *Fisher G.* // *J. Opt. Commun.* 1987. V. 8. P. 18.
8. *Walecki W., Twardowski A.* // *Ibidem.* 1989. V. 75. P. 313.
9. *Askerov B.M., I smailov T.H., M ehrabova M.A.* // *Phis ica s tatus sol idi (b)*, 199 1, v.163, p.k117-k121.
10. *Mehrabova M.A ., Nuri yev I.R., Hasanl i R.N.* // 5th W SEAS Internati onal Conference on Nanotechnology, Cambridge, UK February 20-22, 2013, p.316-320
11. *Mehrabova M.A., Nuriyev I.R., Huseynov N.I., Nazarov A.M., Sadigov R.M., Hasanli R.N.* // 8th International Conference on “Circuits, Systems, Signal And Telecommunications”. Tenerife, Spain 2014, January 10-12, p.152-156
12. *Mehrabova M.A., O rujov H.S., Poladova V.N.*// 8th Internati onal Conference on “Circuits, Systems, Signal And Te lecommunications”. Tenerife, Spain, 2014, January 10-12, p.177-182
13. *Андреев Н. Ф., Гасс В. Г. и др.* // Препринт ИПФ АН СССР, № 251. Горький, 1989. С. 22.
14. *Афанасьев А. М., Александров П. А., Имамов Р. М.* Рентгеновская структурная диагностика в исследовании приповерхностных слоев монокристаллов. – М.:Наука, 1986.
15. *Семилетов С. А., Ракова Е. В., Заитов Ф. А. Сулейманов Н. А.* // *Микроэлектроника.* 1984. Т. 13. № 3. С. 280.
16. *Нуриев И. Р., Гаджиев М. Б., Садыгов Р. М.* // Баку. Физика. 2007. Т. XIII. № 4. С. 121.

89. Исследование условий выращивания монокристаллов $Cd_{1-x}Zn_xTe$ ($x \leq 0,04$) методом вертикальной направленной кристаллизации (ВНК) по Бриджмену

Гришечкин М.Б.¹, Денисов И.А.¹, Силина А.А.², Смирнова Н.А.¹, Шматов Н.И.¹

¹ОАО «ГИРЕДМЕТ», Москва, Россия

²МИТХТ им. М.В. Ломоносова Россия, Москва, пр. Вернадского, 86.

Введение

В настоящее время твердые растворы CdZnTe являются наиболее оптимальным материалом для изготовления подложек при наращивании эпитаксиальных слоев HgCdTe. Основными способами получения объемных кристаллов CdZnTe являются различные варианты направленной кристаллизации, среди которых наиболее распространенным является вертикальный метод Бриджмена и его модификации [1-3]. В отличие от метода горизонтальной направленной кристаллизации использование затравочного кристалла в вертикальном методе Бриджмена затруднено вследствие сложности контроля процесса затравления, и соответственно, управления процессом разращивания монокристаллической затравки в слиток. Поэтому процесс выращивания обычно проводят в условиях самопроизвольного зарождения твердой фазы. Кристаллы, выращенные таким способом, содержат, как правило, несколько зерен различного размера, имеющих случайную ориентацию, двойники и другие дефекты структуры, обусловленные высокой скоростью роста в начальный период кристаллизации расплава. Реализация процесса выращивания с использованием затравки позволит получать ориентированные монокристаллы, выделять из них пластины того же размера с более совершенной структурой и меньшей неоднородностью по составу и, соответственно, увеличить выход в готовую продукцию.

Таким образом, целью работы являлось исследование возможности выращивания ориентированных монокристаллов CdZn Te (КЦТ) и Cd Te (КТ)

диаметром не менее 65 мм вертикальным методом Бриджмена и оптимизация технологических параметров, обеспечивающих максимальный выход в готовую продукцию.

Методика проведения исследований

Выращивание кристаллов $\text{Cd}_{0,96}\text{Zn}_{0,04}\text{Te}$ и CdTe проводилось вертикальным методом Бриджмена в герметичном кварцевом контейнере с внутренним диаметром (50-70) мм и высотой (120-130) мм. В рабочий стакан контейнера устанавливали не смачиваемую расплавом трубку из стеклоуглерода высотой (90-100) мм и внутренним диаметром (45-65) мм. Внутри стеклоуглеродной трубки помещали заправку КЦТ или КТ в виде цилиндра, диаметр которого равен или несколько меньше внутреннего диаметра трубки из стеклоуглерода, и высотой (3-15) мм с ориентацией основного зерна (111) или (211). Далее к рабочему стакану приваривали крышку. В контейнер загружали предварительно синтезированный прямым сплавлением элементов чистотой не хуже 6N поликристалл КЦТ или КТ. Масса загрузок составляла $\sim(800-900)$ г для кристаллов $\text{Ø}45$ мм и (1400-1500) г для кристаллов $\text{Ø}65$ мм. Отклонение состава загрузки от стехиометрического в сторону избытка теллура не превышало $(2-4) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Загруженный контейнер вакуумировали, герметизировали и помещали в установку типа С3513. К дну и верхнему торцу контейнера подвели контрольные термодатчики, показания которых непрерывно регистрировались. Перегрев расплава относительно температуры кристаллизации верхнего торца контейнера составлял $(10-20)^\circ\text{C}$, температура дна контейнера превышала температуру ликвидуса на $(1-5)^\circ\text{C}$. Контейнер выдерживался не более 1-3 часов, после чего его дно охлаждали с темпом $(0,3-0,6)^\circ\text{C}/\text{час}$ последовательно регулированием мощности нагревателей и перемещением в холодную зону со скоростью в интервале 0,5-1,5 мм/ч. Величина осевого градиента температуры в области фронта кристаллизации варьировалась в пределах $(2-10)^\circ\text{C}/\text{см}$. При температурах дна $(1007-1025)^\circ\text{C}$ и верхнего торца $(1100-1090)^\circ\text{C}$ перемещение контейнера останавливали и проводили посткристаллизационный отжиг в течение (6-24) часов. Далее установку охлаждали со скоростью $(60-80)^\circ\text{C}/\text{ч}$.

Для исследования структуры и выявления характера пространственного распределения электрофизических и оптических свойств из выращенных слитков вырезали в продольном и поперечном направлении пластины толщиной 1,5 мм, поверхность которых в дальнейшем подвергалась химико-механической обработке для полного удаления нарушенного слоя. Измерения оптического пропускания проводились при комнатной температуре в центре и по двум взаимно-перпендикулярным направлениям контрольных шайб-пластин. Оптические спектры образцов регистрировались на Фурье-спектрометре IF S-113v в диапазоне волновых чисел $(4000-500) \text{ см}^{-1}$ со спектральным разрешением во всем диапазоне $0,5 \text{ см}^{-1}$. Для контроля распределения цинка использовалась разработанная ранее методика, основанная на измерении спектров пропускания в области собственных переходов при комнатной температуре [4]. Измерения электрофизических параметров осуществлялись по методу Ван-дер-Пау.

При изучении структурного совершенства применяли метод селективного травления. Для выявления дислокаций, малоугловых границ и микродвойниковых ламелей готовили селективные травители на основе водного раствора оксида хрома, плавиковой и соляной кислот [5].

Результаты и обсуждение

При проведении процессов выращивания были подобраны толщины заливок - (10-15 мм). Толщина заливки зависит от содержания теллурида цинка в КЦТ (минимальна для заливок с концентрацией теллурида цинка $\sim 0,05$ мольных долей и

максимальна для значений концентрации 0,03 мольных доли), температуры дна контейнера – (1098-1101) °С для затравок КЦТ и (1090-1093) °С для затравок КТ и времени выдержки (не более (1-3) часов).

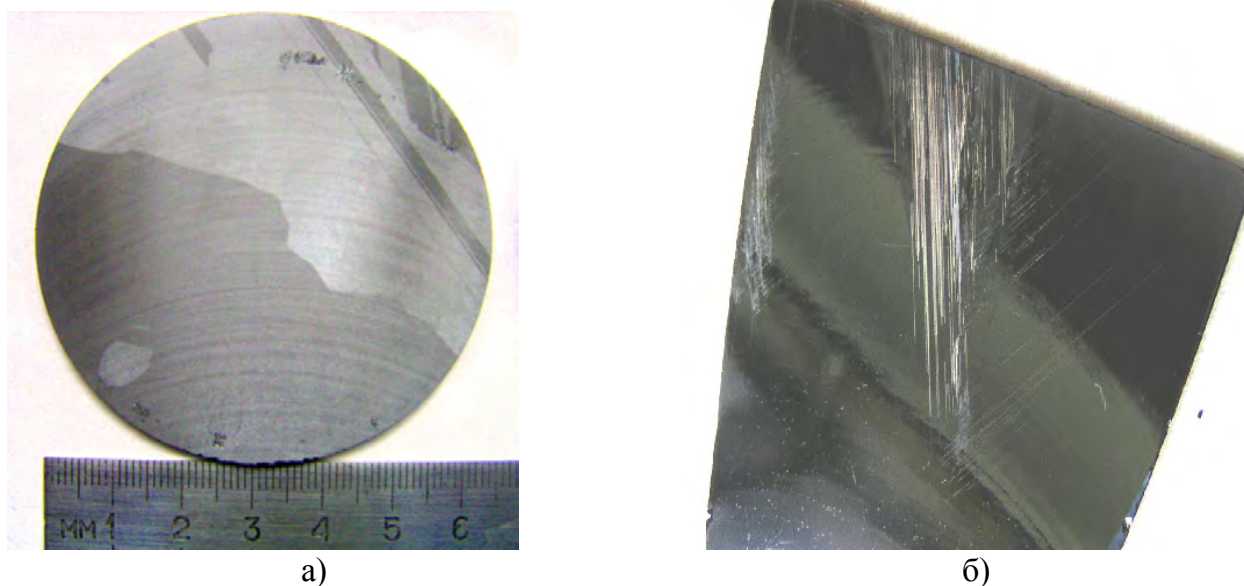


Рисунок 1. Поверхность слитков $\text{Cd}_{0,96}\text{Zn}_{0,04}\text{Te}$ $\varnothing=65\text{мм}$, выращенных на затравку:
а) поперечное сечение после резки
б) продольное сечение после селективного травления

При меньших значениях температуры дна контейнера в слитках вследствие неполного расплавления исходной поликристаллической заготовки возможно появление механических включений (Рисунок 1, а). Также влияние тепловых условий процесса может проявляться в образовании дефектных областей, содержащих малоугловые границы, микродвойники, вплоть до микротрещин. Как правило, указанные скопления образуются вследствие быстрого охлаждения контейнера (более 50 °С/ч) и обнаруживаются в торцевой части слитков уже при резке (Рисунок 1, б)

Структура выращенных слитков взаимосвязана с исходным состоянием затравки. Области с двойниками на поверхности затравки, как правило, прорастают в направлении выращивания с выходом на боковую поверхность, в отдельных случаях вплоть до торца слитка. Расстояние выхода двойниковой границы на боковой поверхности слитка зависит от ее положения в затравке относительно направления выращивания.

При наличии зерен с размерами, близкими к диаметру затравки, выращенный слиток также поликристаллический, однако объемная доля монокристалла увеличивается к торцу слитка на (20-30)%. В случае расположения основного зерна в центре затравки и зерен с размерами не более (5-7) мм по периферии, вырастает слиток с объемной долей монокристалла до 95%. При использовании затравки с двумя-тремя зернами размером не более 5 мм возможно выращивание слитка с объемной долей монокристалла до 99 % (Рисунок 2).



Рисунок 2. Монокристаллы $Cd_{0,96}Zn_{0,04}Te$ Ø65мм, выращенные на затравку

Спектры пропускания образцов КЦТ представлены на рисунке 3, а. Видно, что все образцы демонстрируют отсутствие зависимости коэффициента пропускания от волнового числа, то есть прозрачны в спектральном диапазоне (3-20) мкм. Измерения показали, что по длине кристаллов наблюдается монотонное уменьшение содержания теллурида цинка в диапазоне 0,055-0,025 мол.долей, а в радиальном направлении разброс в значениях концентрации Zn Te достигал ± 0.0025 мольных долей (Рисунок 3,б). В конечной части слитка концентрация теллурида цинка к периферии не увеличивалась, что свидетельствует о поддержании близкой к плоской или слегка выпуклой в расплав форме фронта кристаллизации на протяжении всего процесса кристаллизации.

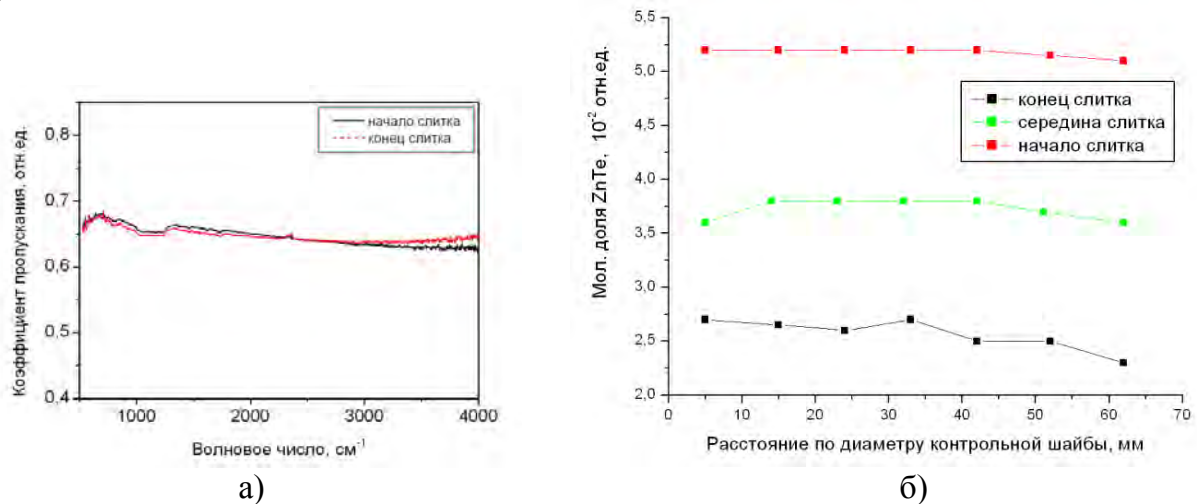
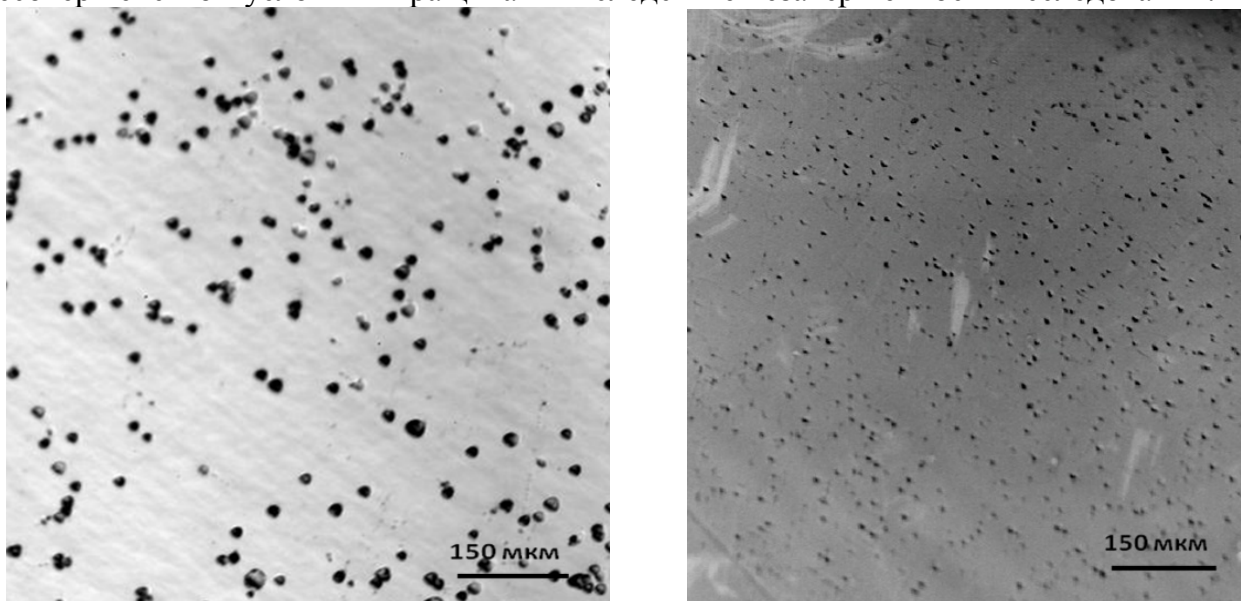


Рисунок 3. Спектры пропускания (а) и изменение концентрация теллурида цинка (б) по объему монокристаллов $Cd_{0,96}Zn_{0,04}Te$

Тип электропроводности и характер ее изменения по объему кристаллов зависели от режимов посткристаллизационной термообработки. Слитки, отожженные по окончании кристаллизации расплава при температурах дна (1015-1024) °С и верхнего торца контейнера (1100-1095) °С на протяжении 24 часов и более, обладали *p*-типом электропроводности, величина удельной электропроводимости по сечению и высоте монотонно изменялась в пределах значений 10^3 - 10^5 Ом·см

Типичные картины травления пластин $Cd_{1-x}Zn_xTe$ ($x \sim 0,04$) с кристаллографической ориентацией (111) и (211) представлены на рисунке 4. По поверхности пластин наблюдалось равномерное распределение дислокационных ямок травления с плотностью $(5-9) \cdot 10^4$ см⁻², двойниковые границы и микродвойники отсутствовали. Указанный уровень дефектности характерен для кристаллов КЦТ, выращенных в тиглях из стеклоуглерода. При просмотре поверхности пластин КТ в

объеме обнаруживаются двойниковые границы и микродвойники, а плотность дислокационных ямок травления достигает уровня $(1-5) \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$, что может быть связано с менее благоприятными физико-механическими свойствами КТ и несовершенством условий выращивания вследствие незавершенности исследований.



(111) (211)

Рисунок 4. Картины травления ориентированных пластин КЦТ

Выводы

Показана возможность выращивания ориентированных монокристаллов КЦТ диаметром не менее 65 мм вертикальным методом Бриджмена. Оптические, структурные свойства и содержание теллурида цинка в пластинах удовлетворяют требованиям, предъявляемым к подложечному материалу. У метода нет принципиальных ограничений по диаметру выращиваемых кристаллов.

Литература

- 1 Groi B.W., Wa dley H.N.G. «In si tu studies of Cd _{1-x}Zn_xTe nu cleation and crystal growth», Journal of Crystal Growth, 2000, Y208, p 219-230;
- 2 Иванов Ю.М. « Выращивание монокристаллов с использованием эффекта самозатравливания», Неорганические материалы, 1998, том 34, №9, с. 1062-1068;
- 3 Groi B.W., Rudolph P., Mühlberg M. «Basic problem of vertical Bridgman growth of CdTe» Material Science and Engineering, 1993, B16, p.8-16;
- 4 Белов А.Г., Каневский В.Е., Пашкова Н.В., Шленский А.А., « Определение состава кристаллов твердого раствора Cd _{1-x}Zn_xTe по спектрам пропускания в области собственных переходов», Изв. Вузов, Материалы электронной техники, 2008, №1, с.26-29;
- 5 Яковенко А.Г., Силина А.А., Смирнова Н.А., Денисов И.А. « Исследование структурного совершенства CdZnTe (211) методом селективного травления», Тезисы докладов, Конференция стран СНГ по росту кристаллов, Харьков, 2012г., с.163.

90. Влияние пассивирующего СЛОЯ CdTe на термическую стабильность электрофизических параметров МОСVD- слоев $Cd_xHg_{1-x}Te$

Моисеев А.Н., Чилисов А.В., Бовкун Л.С., Степанов Б.С., Евстигнеев В.С.

*Институт химии высококочистых веществ им. Г.Г.Десятых РАН,
Нижний Новгород, Россия*

Введение

Известно, что электрофизические параметры материала $Cd_{1-x}Hg_xTe$ (КРТ), в первую очередь концентрация носителей заряда и тип проводимости, изменяются при различных термообработках. Эти изменения связываются с испарением ртути с поверхности образца, что приводит к генерации вакансий, диффундирующих вглубь образца. Кроме того, окислительные процессы оказывают существенное влияние на электрофизические свойства поверхностных слоев полупроводника, что приводит к ухудшению параметров готовых приборов. Поэтому интенсивно разрабатываются методы создания диэлектрических покрытий для защиты поверхности узкозонных полупроводников.

Предпочтительно использование широкозонных материалов. Слои должны демонстрировать высокое удельное сопротивление, иметь большую диэлектрическую постоянную и быть прозрачными для ИК-излучения нужного диапазона.

Для пассивации КРТ используют CdTe, Al_2O_3 , SiO_2 , ZnS и другие материалы. В ИХВВ РАН в качестве пассивирующего слоя используется CdTe, осаждаемый из паров металлоорганических соединений в конце выращивания слоя КРТ. По литературным данным, это одно из наиболее эффективных пассивирующих покрытий КРТ [1].

Целью настоящей работы было исследование влияния пассивирующего слоя CdTe на термическую стабильность концентрации и подвижности носителей заряда гетероструктур КРТ/GaAs, полученных из паров ртути и металлоорганических соединений (МОС).

Аппаратура и методика экспериментов

Исследованию подвергали гетероструктуры $Cd_{1-x}Hg_xTe/CdTe/GaAs$ с нанесенным на них сразу после МОСVD - осаждения пассивирующим слоем CdTe толщиной ~1 мкм. Гетероструктуры получали газофазным осаждением из паров ртути и МОС по технологии, описанной в [2].

Концентрация и подвижность основных носителей заряда определялись из измерений эффекта Холла методом Ван-дер-Пау в переменном магнитном поле. Образцы имели р-тип проводимости. Измерения проводились при температуре 77 К. Индиевые контакты напаявались на поверхность, ток измерений не превышал 5 μA . Погрешность измерений не превышала 20 %.

Определение состава (x) и толщины эпитаксиальных слоев КРТ проводили по спектрам ИК-пропускания образцов (фурье спектрометр Nicolet 6700).

Измерение электрофизических параметров проводили для гетероструктуры с пассивирующим слоем CdTe и с удаленным с ее поверхности слоем. Удаление пассивирующего слоя осуществляли травлением в 0.1% об. растворе брома в метаноле при комнатной температуре, скорость травления CdTe составляет 1 мкм в минуту.

Исследовали изменения холловских концентрации и подвижности основных носителей заряда образцов до и после отжига их при разных температурах в атмосфере водорода.

Каждый образец последовательно проходил отжиг в течение одного часа при постепенно повышающейся температуре.

Процесс отжига осуществляли в потоке водорода ($p=1$ атм), очищенного через палладиевую мембрану, в кварцевом герметичном реакторе, где размещались на

специальном держателе с графитовым пьедесталом образцы эпитаксиальных слоев. Первоначально продували реактор очищенным водородом примерно 30-60 минут, пока печь достигала заданной температуры. Затем по достижении заданной температуры держатель с образцом ЭС КРТ вдвигали в нагретую зону и начинали отсчет времени отжига. После отжига образцы быстрым выниманием штанги из нагретой зоны охлаждали. Основными контролируруемыми параметрами отжига были температура отжига и время отжига. В экспериментах проводились отжиги в диапазоне температур 100 – 250°C, точность поддержания температуры в нагретой зоне составляла $\pm 1^\circ\text{C}$.

Результаты и их обсуждение

В предварительной серии низкотемпературных отжигов каждой процедуре отжига предшествовал этап удаления индиевых контактов после предыдущих измерений путем травления в соляной кислоте и тщательной промывки образца. При такой процедуре электрофизические параметры образцов показали нестабильное поведение и невоспроизводимость, особенно после 2-3 травления. Была проведена серия экспериментов с отжигом образцов ($t=1$ час) вместе с индиевыми контактами, которая показала, что диффузия индия в слои (донор в КРТ) в наших условиях до 200°C незначительна (табл. 1)

Таблица 1. Динамика электрофизических параметров для 77К для образца mct 077-8 ($x=0.38$, $d=8$ мкм) в серии низкотемпературных неравновесных отжигов

Параметры отжига	μ при 1 Тл, $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	ρ , Ом·см	Конц. носит. N_p , см^{-3}
перед отжигом 83		6.0	$1.24 \cdot 10^{16}$
100°C / 60 мин 87		5.6	$1.25 \cdot 10^{16}$
120°C / 60 мин 98		5.1	$1.24 \cdot 10^{16}$
140°C / 60 мин 105		4.8	$1.21 \cdot 10^{16}$
140°C / 60 мин 101		4.5	$1.32 \cdot 10^{16}$
160°C / 60 мин 100		4.2	$1.47 \cdot 10^{16}$
180°C / 60 мин 85		4.1	$1.76 \cdot 10^{16}$
200°C / 60 мин 76		2.9	$2.7 \cdot 10^{16}$

В случае интенсивной диффузии атомов индия в наших структурах р- типа должен образоваться р-п переход, заметить который можно по характеру ВАХ. Однако, на протяжении всей серии отжигов контакты демонстрировали линейные ВАХ, что говорит о незначительном влиянии индиевых контактов на динамику электрофизических свойств КРТ в исследованных условиях. Некоторое повышение концентрации дырок в ЭС КРТ при 200°C связано с увеличением количества вакансий ртути при повышении температуры. Далее мы проводили отжиги образцов с контактами индия.

В основной серии данной работы проводились отжиги образцов mct 077-7(1) и mct 077-7(2). Гетероструктуры имели идентичный состав $x=0.42 \pm 0.01$ и толщину слоя КРТ 6.8 ± 0.1 мкм. После регистрации начальных электрофизических параметров было проведено травление образца mct 077-7(2). Конечная толщина КРТ составила 5.4 мкм, что гарантировало нам удаление не только пассивирующего слоя (1 мкм), но и варизонного слоя, непременно возникающего при температуре осаждения (0,2-0,3 мкм при 350 °C). Образцы одновременно отжигались с последовательным увеличением температуры отжига в пределах 100-250°C, продолжительность отжига составляла 60 минут для всех значений температуры (табл.2 и 3, рис.1 и 2).

Таблица 2. Электрофизические параметры мст 077-7(1) (образец с пассивирующим слоем)

	ρ , Ом·см	μ при 1 Гл, $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	Конц. носит. N_p , см^{-3}
Начальное состояние	1.34	248	1.9E+16
Отжиг 100°C / 1h	1.44	214	2.0E+16
Отжиг 140°C / 1h	1.35	224	2.1E+16
Отжиг 180°C / 1h	1.25	214	2.3E+16
Отжиг 220°C / 1h	1.06	204	2.9E+16
Отжиг 250°C / 1h	0.77	172	4.7E+16

Таблица 3. Электрофизические параметры мст 077-7(2) (образец без пассивирующего слоя)

	ρ , Ом·см	μ при 1 Гл, $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	Конц. носит. N_p , см^{-3}
Начальное состояние	1.60	165	2.4E+16
Травление CdTe	1.64	116	3.2E+16
Отжиг 100°C / 1h	1.55	113	3.6E+16
Отжиг 140°C / 1h	1.49	118	3.6E+16
Отжиг 180°C / 1h	1.30	120	4.0E+16
Отжиг 220°C / 1h	1.67	95	4.0E+16
Отжиг 250°C / 1h	1.55	50	8.2E+16

В данных измерениях погрешность в определении удельного сопротивления составляла 10%, при определении подвижности и концентрации носителей достигала 20%. Из Табл. 3 видно, что травление пассивирующего слоя CdTe с образца мст - 077-7(2) приводит к снижению подвижности и увеличению концентрации носителей заряда на 30%, что выходит за границы погрешности измерения.

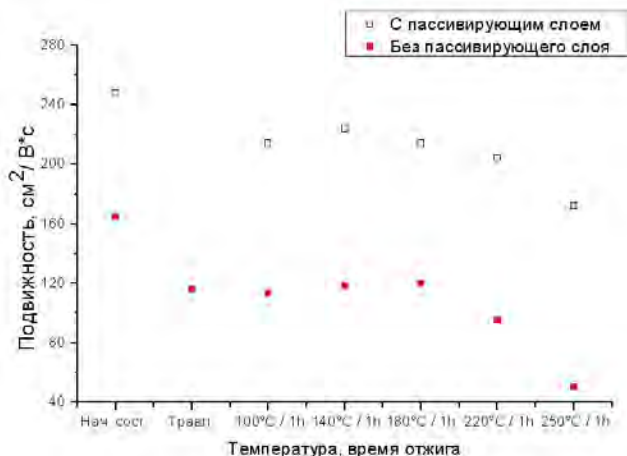


Рис. 1 Зависимость подвижности носителей заряда (77 К) ЭС КРТ от температуры отжига

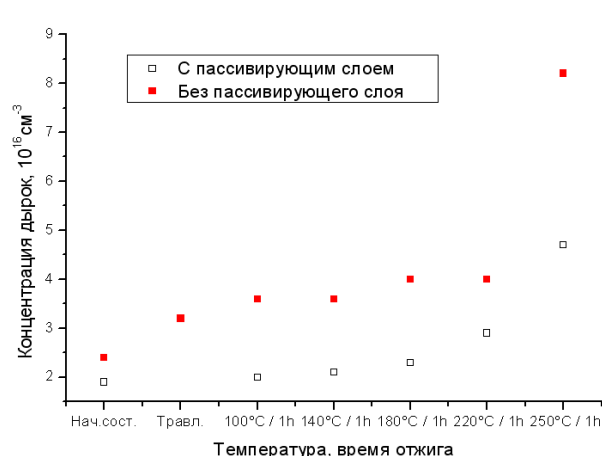


Рис. 2 Зависимость концентрации носителей заряда (77 К) ЭС КРТ от температуры отжига

Оба образца демонстрируют термическую стабильность при последовательном нагреве по 1 часу при температурах до 180°C, что важно для дальнейших операций изготовления приборов из ЭС КРТ и их эксплуатации. Образец без пассивирующего слоя CdTe деградирует при температуре выше 180°C, увеличивая концентрацию носителей заряда до $8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при 250°C. В случае наличия пассивирующего слоя CdTe диффузия атомов ртути в газовую среду из слоя КРТ с образованием вакансий ртути замедляется.

Выводы

1. Показано, что химическое травление пассивирующего слоя CdTe с эпитаксиального слоя КРТ приводит к понижению подвижности и увеличению концентрации носителей заряда при 77 К на 30%, что выходит за рамки погрешности измерения. Это может быть связано с появлением центров рассеяния на поверхности КРТ, что требует дополнительных исследований.

2. В ходе серии отжигов в водороде гетероструктур CdTe/КРТ/CdTe/GaAs в течение часа при температурах 100-160 °С показано, что наличие индиевых контактов на поверхности структур при отжиге не оказывает заметного влияния на концентрацию и подвижность носителей заряда КРТ (изменение в пределах ошибки измерения $\leq 20\%$)

3. Образцы МОСVD- р-КРТ как с пассивирующим ($d \sim 1$ мкм), так и без пассивирующего слоя CdTe обладают термической стабильностью электрофизических характеристик (уровень $p_{77} = (2-3,5)10^{16} \text{ см}^{-3}$, изменения концентрации и подвижности носителей заряда не превышают погрешности измерения $\leq 20\%$) при отжиге в водороде в течение часа до температуры 180 °С. Образец с пассивирующим слоем демонстрирует лучшую температурную стабильность и способен выдерживать кратковременные отжики при температуре 220 °С.

Список литературы

1. Nemirovsky Y., Amir N., Djaloshinski L. // J. Electron. Mater. 1955. V. 24. № 5. P. 647-654
2. Чиясов А.В., Моисеев А.Н., Степанов Б.С., Савлинов К.Е., Котков А.П., Гришнова Н.Д. Выращивание эпитаксиальных слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ на подложках GaAs большого диаметра химическим осаждением из паров МОС и ртути // Успехи прикладной физики 2013. Т.1. № 2. С. 209 – 215

91. Модифицированная топология индиевых микроконтактов в МФПУ

Акимов В.М.¹, Болтарь К.О.^{1,2}, Васильева Л.А.¹, Демидов С.С.¹, Иродов Н.А.¹,
Климанов Е.А.^{1,3}

¹ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

²МФТИ (Государственный университет), Долгопрудный, Россия

³МГТУ МИРЭА, Москва, Россия

При гибридизации кристаллов БИС считывания и матрицы фоточувствительных элементов (МФЧЭ) методом перевернутого монтажа используются индиевые микроконтакты, создаваемые на обоих кристаллах, с последующей их стыковкой. Обычно индиевые микроконтакты выполняются в виде квадратных или круглых контактов, с практически одинаковыми геометрическими размерами для кристаллов БИС считывания и МФЧЭ [1-2].

Одним из недостатков указанного метода гибридизации является вероятность закорачивания микроконтактов одного кристалла микроконтактами другого кристалла при небольшой погрешности их совмещения (рис. 1, здесь и далее: поз.1 – микроконтакт БИС считывания, поз.2 – микроконтакт МФЧЭ). Закорачивание индиевых микроконтактов происходит уже при погрешности совмещения более величины зазора между микроконтактами на кристалле, что обычно составляет величину 3-10 мкм при шаге микроконтактов 10-35 мкм.

Кроме того, при определенной форме микроконтактов, например в виде конусов, или пирамид, при их стыковке возможен неконтролируемый сдвиг микроконтактов кристаллов относительно друг друга (эффект «соскальзывания»), что также может привести к закоротке соседних микроконтактов.

В докладе рассматривается модифицированная топология индиевых микроконтактов, при использовании которой исключается закорачивания соседних микроконтактов при совмещении [3], что позволяет повысить надёжность стыковки кристаллов.

Технический результат достигается тем, что индиевые микроконтакты на обоих кристаллах имеют конфигурацию вытянутых прямоугольников, причём размер каждого микроконтакта одного кристалла меньше зазора между микроконтактами другого кристалла, как по вертикали, так и по горизонтали. При этом микроконтакты на кристаллах БИС и МФЧЭ расположены под углом, например 90° по отношению друг другу (рис. 2).

Тем самым достигается следующий результат:

1. Исключается возможность закорачивания соседних микроконтактов при совмещении, т.к. размеры и конфигурация микроконтактов подобраны так, что даже в самом худшем случае совмещения микроконтакты не смогут закоротиться (рис. 3, 4);

2. Исключается сдвиг микроконтактов во время стыковки (эффект «соскальзывания») за счёт образования «замка» по индию (рис. 5, поз.3);

3. Предоставляется возможность проведения повторной стыковки при неудачном попадании микроконтактов одного кристалла в зазоры между микроконтактами другого кристалла, микроконтакты при этом, практически, не деформированы.

Индиевые микроконтакты прямоугольной формы могут быть изготовлены на поверхности обоих кристаллов любым из известных способов [4-7].

При стандартном методе стыковки касание индиевых микроконтактов происходит вершинами с взаимной диффузией атомов индия. При использовании микроконтактов прямоугольной формы с разворотом на 90° по отношению друг к другу во время стыковки механическая и электрическая связь микроконтактов формируется не только вершинами микроконтактов, но и его боковыми стенками, которые создают своеобразный «замок» по индию. Это приводит к улучшению связи микроконтактов и исключается неконтролируемый сдвиг микроконтактов во время стыковки.

Проведены пробные стыковки кристаллов БИС считывания и МФЧЭ формата 384x288 элементов с шагом 28 мкм на установке M-9 FLIP CHIP DIE BONDER фирмы RD AU TOMATION. Используются индиевые микроконтакты прямоугольной формы размерами 18x7 мкм, сформированные методом «взрывной» фотолитографии.

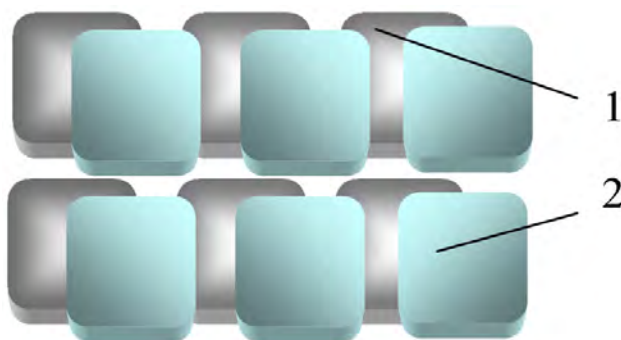


Рис. 1

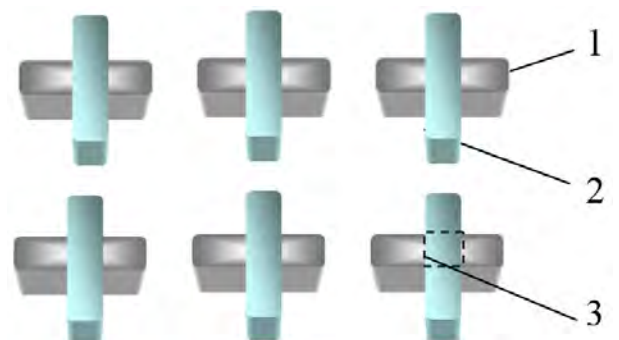


Рис. 2

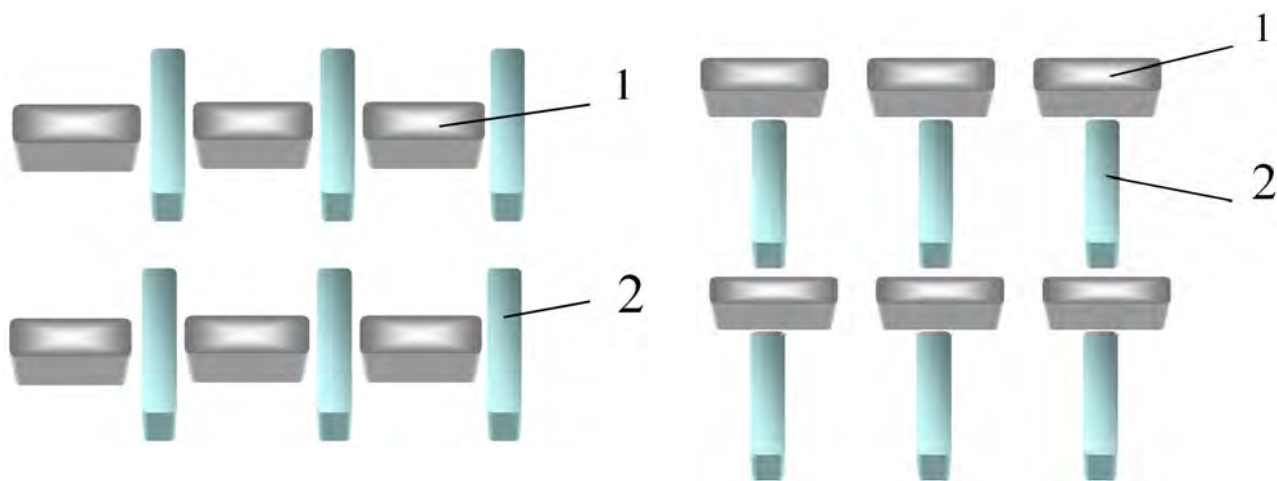


Рис. 3

Рис. 4

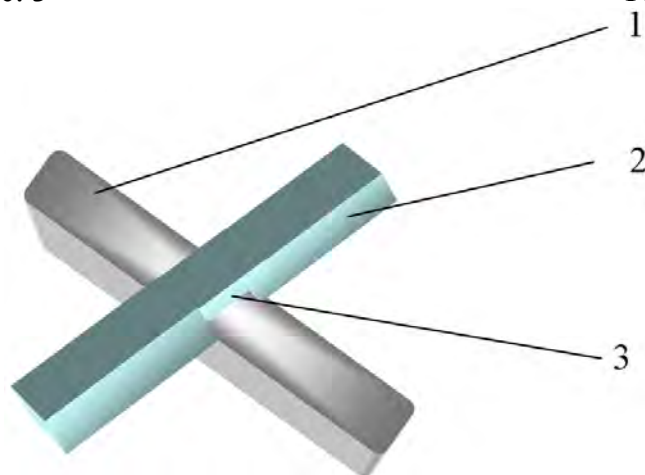


Рис. 5

Литература

1. "Method for electrically interconnecting large contact arrays using eutectic alloy bumping", US 6,550,665 B1, apr. 22, 2003.

2. Матричные МОП мультиплексоры различных форматов для фотоприемных устройств "смотрящего типа". Акимов В.М., Климанов Е.А., Лисейкин В.П., Микертумянц А.Р., Сагинов Л.Д. и др. Прикладная физика, 2003, №2, с. 80-82.

3. Способ гибридизации кристаллов БИС считывания и матрицы фоточувствительных элементов фотоприемных устройств. Заявка №2013136307 от 1.08.13. Акимов В.М., Болтарь К.О., Васильева Л.А., Климанов Е.А.

4. Способ изготовления индиевых столбиков. Патент на изобретение №2371808. Заявка №2008111768 от 27.03.2008. Зарегистрировано в Государственном реестре изобретений Российской Федерации 27.10.09. Акимов В.М., Болтарь К.О., Васильева Л.А., Климанов Е.А., Лисейкин В.П., Поварихина В.В.

5. О «взрывном» способе изготовления систем металлизации и микроконтактов в БИС считывания фотосигнала. Акимов В.М., Климанов Е.А., Лисейкин В.П., Микертумянц А.Р., Седнев М.В., Сергеев В.В., Шелоболин И.А. Прикладная физика, 2010, №4, с.99-101.

6. Формирование индиевых микроконтактов ионным травлением. Болтарь К.О., Корнеева М.Д., Мезин Ю.С., Седнев М.В. Прикладная физика, 2011, №1, с.96-100.

7. Ионно-лучевое травление для формирования индиевых микроконтактов. Дирочка А.И., Климанов Е.А., Мезин Ю.С., Седнев М.В., Шаронов. Успехи прикладной физики, 2013, №1, с.65-68.

92. О выборе режима секундного фотонного отжига слоёв InAs, имплантированных ионами Be⁺

Артамонов А.В., Астахов В.П., Карпов В.В.
ОАО «Швабе – Фотосистемы», Москва, Россия

Для формирования p⁺-слоёв InAs с применением имплантации ионов Be⁺ в работах [1, 2] применялся стационарный отжиг при температурах (550 – 600) °С в течение (0,5 – 1) часа с избыточным давлением паров As. В работе [3] продемонстрирована возможность применения для той же цели более технологичного секундного фотонного отжига (СФО) и показаны преимущества повышения температуры при таком отжиге ступенями (50 – 100) °С. Однако такой вариант СФО существенно усложняет и удлиняет этот процесс, повышая вероятность обеднения приповерхностной области атомами As. В то же время на основании данных работы [4] по изучению механизма СФО слоёв InSb, имплантированных ионами Be⁺, можно предположить, что количество ступеней СФО в случае InAs, как и в случае InSb, может быть ограничено двумя – по числу типов дефектов, формирующихся при имплантации.

Преимущество двухстадийного режима СФО объясняется тем, что в имплантированных слоях имеются, как правило, два типа дефектов: простые (на основе вакансий) и сложные (комплексы на основе вакансий и межузельных атомов), которые отжигаются соответственно при более низких и более высоких температурах. Наиболее эффективно отжиг происходит тогда, когда сначала отжигаются простые, а затем – сложные дефекты, поскольку применение сразу более высокой температуры приводит к распаду обоих типов дефектов одновременно и резкому увеличению при этом числа простейших дефектов, на основе которых в данных условиях могут образовываться новые сложные дефекты.

Длительность отжига на каждой стадии СФО снизу ограничена необходимостью достижения поверхности продуктами распада для последующей рекомбинации на ней, а сверху – необходимостью не дать развиваться процессу испарения мышьяка из кристалла.

В данной работе проведены исследования по поиску режима двухстадийного СФО, обеспечивающего наилучшие результаты легирования InAs при формировании p⁺-слоёв с применением имплантации ионов Be⁺. С этой целью был проведен ряд экспериментов на кристаллах InAs n- типа проводимости с исходной концентрацией доноров $\sim 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, имплантированных ионами Be⁺ с энергией 40 кэВ и дозой $1,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Отжиг проводился излучением галогенных ламп через кремниевый фильтр на установке типа «Оникс» в атмосфере аргона в одно- и двухстадийном режимах при различных температурах и длительностях отжига на каждой стадии. Скорость нагрева до температуры отжига составляла 8,5° С/с, скорость охлаждения - (8÷10)° С/мин. За оценочный параметр структурных свойств имплантированного слоя, как и в работе [4], принято среднее значение концентрации дырок в слое при температуре 77 К (p), рассчитанное подстановкой значения напряжения термо-э.д.с ($U_{ТЭДС}$), измеренного с точностью ± 1 мВ на имплантированном слое при заливке образца жидким азотом, в формулу [5]:

$$p = N_v \cdot \exp\left(\frac{e \cdot U_{ТЭДС}}{k \cdot \Delta T} - 4\right),$$

где k – постоянная Больцмана, e – элементарный заряд, N_v – плотность состояний в валентной зоне, ΔT – разность температур нагреваемого и ненагреваемого зондов.

При этом считается, что степень структурного совершенства пропорциональна значениям p .

По результатам данной работы [3] были выбраны диапазоны температур первой и второй стадий СФО $(400 \div 450)^\circ\text{C}$ и $(500 \div 600)^\circ\text{C}$, соответственно, при длительности каждой $(10 \div 20)$ с.

Результаты экспериментов по одно- и двухстадийному отжигу при длительности каждой стадии $(10 \div 20)$ с представлены на рис. 1 как зависимость концентрации дырок от температур одностадийного и первой стадии двухстадийного отжига. При длительности стадий за пределами указанного интервала получались меньшие значения p .

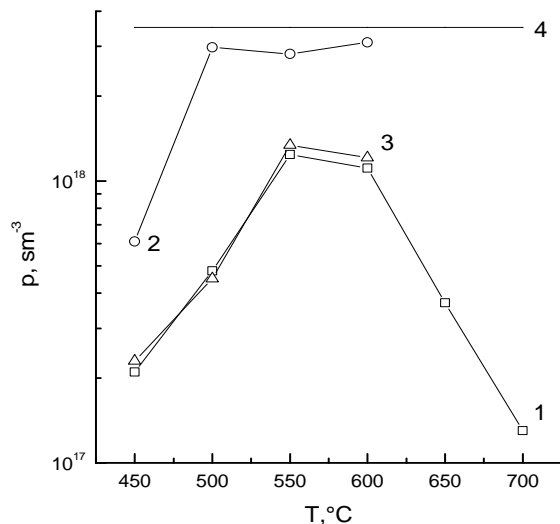


Рис. 1. Зависимость значений p от температуры одно- и двухстадийного СФО. 1-одностадийный СФО, 2-двухстадийный СФО при $T_1=(400 \div 450)^\circ\text{C}$, 3-двухстадийный СФО при $T_1=350^\circ\text{C}$, 4-расчетное значение p .

Как видно из рис. 1, двухстадийный режим с выбранными температурами на каждой стадии обеспечивает наибольшие значения p , близкие к теоретическому пределу – средней расчётной концентрации дырок в легированном слое ($p_{cp}=3,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Снижение температуры первой стадии T_1 за 400°C уменьшает значения p , делая их соответствующими значениям, полученным при менее эффективном одностадийном отжиге.

Таким образом, представленные экспериментальные результаты показывают, что по сравнению с одностадийным, двухстадийный СФО позволяет снизить значения максимальной температуры постимплантационного

отжига от $(550 \div 600)^\circ\text{C}$ до $(500 \div 550)^\circ\text{C}$ и при этом улучшить структурные свойства слоёв и степень электрической активации имплантированных атомов Ве в такой мере, которая соответствует увеличению концентрации дырок в легированном слое при $T=77 \text{ K}$ в $\sim 2,5$ раза и отличию всего на $\sim 15\%$ от расчётного значения p .

Литература

1. Астахов В.П., Дудкин В.Ф., Данилов Ю.А., Лесников В.П., Сидорова Г.Ю., Суслов Л.А., Таубкин И.И., Эскин Ю.М. Планарные фотодиоды на основе материала InAs. Письма в Журнал технической физики, 1992 г., т. 18, №3, с. 1-5.
2. Астахов В.П., Данилов Ю.А., Давыдов В.Н., Дудкин В.Ф., Лесников В.П., Сидорова Г.Ю., Таубкин И.И., Трохин А.С. Способ изготовления планарных p^+ - n -переходов на кристаллах In As n - типа проводимости. Патент РФ на изобретение №2045107.
3. Артамонов А.В., Астахов В.П., Карпов В.В. Особенности импульсного фотонного отжига имплантированных слоёв арсенида индия. Тезисы докладов XXI Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. 25-28 мая 2010 г., Москва, с.182-183.
4. Артамонов А.В., Астахов В.П., Карпов В.В., Максимов А.Д. Особенности импульсного фотонного отжига дефектов, введенных в кристаллы InS b при имплантации ионов Be^+ . Вестник МИТХТ, 2012 г., т. 7, №3, с. 46-50.
5. Смит Р. Полупроводники. Издательство иностранной литературы. Москва, 1962 г., с. 179.

93. Формирование наноразмерного рельефа на поверхности подложек PbTe и Pb_{1-x}Sn_xTe в процессе безабразивного химико-механического полирования

Маланич Г.П., Томашик В.Н., Коломыс О.Ф., Стрельчук В.В., Стратийчук И.Б., Литвин П.М., Литвин О.С., Томашик З.Ф.

Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН, Киев, Украина

Целью работы является разработка новых эффективных полирующих травителей H₂O₂ – HBr : этиленгликоль (ЭГ) с широким интервалом скоростей травления PbTe и Pb_{1-x}Sn_xTe, а также высоким качеством обработанной поверхности кристаллов после поэтапной обработки, которая включает струнную резку слитков на пластины, механическое шлифование, химико-механическое (ХМП) и химико-динамическое полирование (ХДП).

Для исследований использовали выращенные методом Бриджмена монокристаллы PbTe и твердых растворов Pb_{0,83}Sn_{0,17}Te, Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te (II), а также полученные из паровой фазы Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te (I). Образцы вырезали из монокристаллических слитков с помощью струны с алмазным напылением, при этом размеры пластин составляли ~5×7×1,5 мм. Нарушенный слой, который образовывается на поверхности в процессе резки, частично удаляли механическим шлифованием пластин водными суспензиями абразивных порошков M10-M1. Для удаления, нарушенного при резке и шлифовании слоя толщиной 100-150 мкм использовали ХМП травителем H₂O₂ – HBr – ЭГ со скоростью полирования $v_{пол} \approx 80$ мкм/мин. Процесс ХМП проводили на стеклянном полировальнике, обтянутом батистовой тканью, с непрерывной подачей травителя со скоростью 2-3 мл/мин в течение 3 мин и давлением на пластины 2-3 кПа. Скорость травления определяли по уменьшению толщины пластин до и после травления с помощью многооборотного индикатора 1МИГП с точностью ± 0,5 мкм. Для приготовления травителей использовали 40 %-ную HBr, 35 %-ный H₂O₂ и ЭГ (состав выражали в об. %).

Пластины PbTe и Pb_{1-x}Sn_xTe после процессов ХДП и ХМП промывали по разработанной схеме (по 30 сек в каждом растворе):



После всех этапов промывки образцы высушивали в потоке сухого воздуха.

Шероховатость полированной поверхности определяли с помощью сканирующего зондового микроскопа NanoScope IIIa Dimension 3000T M (Digital Instruments, США). Состав поверхности определяли с помощью растровой электронной микроскопии и спектроскопии комбинационного рассеивания света (КРС).

Химико-динамическое полирование растворами H₂O₂ - HBr. Полирующие растворы для PbTe и твердых растворов Pb_{1-x}Sn_xTe формируются в интервале концентраций от 2 до 8 об. % H₂O₂ в HBr, при этом скорости травления изменяются в пределах от 1,2 до 17,0 мкм/мин, а поверхность характеризуется зеркальным блеском. Таким образом, растворы с содержанием 2- 8 об. % H₂O₂ в HBr являются наиболее перспективными для разработки на их основе полирующих травителей для ХДП кристаллов PbTe и Pb_{1-x}Sn_xTe.

Химико-механическое полирование растворами H₂O₂ - HBr : ЭГ. С помощью процесса ХДП не всегда можно получить на монокристаллических пластинах высококачественную полированную поверхность с идеальной плоскостью в макромасштабе, поэтому для таких целей лучше использовать метод ХМП. Известно, что за счет механической составляющей скорость удаления слоя полупроводникового материала с поверхности пластин методом ХМП может быть в несколько раз больше, нежели при использовании травителя того же состава для ХДП. Так, полирующий травитель состава (об. %): 6 H₂O₂ - 94 HBr (базовый раствор – БР) для PbTe и твердых

растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ характеризуется скоростью ХДП ≈ 10 мкм/мин, тогда как скорость ХМП в этом травителе составляет почти 100 мкм/мин.

С целью разработки медленных полирующих травителей для ХМП полупроводниковых материалов непосредственно перед проведением процесса ХМП в базовый травитель дополнительно вводили определенное количество модификатора вязкости ЭГ. Было установлено, что для образцов $PbTe$ и $Pb_{1-x}Sn_xTe$ растворы являются полирующими при дополнительном введении ЭГ в состав БР от 40 до 60 %, причем скорость ХМП кристаллов с увеличением ЭГ уменьшается в пределах $v_{пол} \approx 80-26$ мкм/мин.

Исследования поверхностей кристаллов $PbTe$ после обработки ХМП и ХДП методом атомно-силовой микроскопии показали отсутствие в исследуемых кристаллах блоков. Установлено, что поверхность исследуемых образцов после ХМП менее рельефна, чем после ХДП (рис. 1). При этом после ХМП разработанным травителем $H_2O_2 - HBr - ЭГ$ на поверхности кристаллов $PbTe$ формируется микрорельеф с параметром $R_z = 5-11$ нм, а при ХДП – $R_z \approx 21$ нм. Улучшение качества поверхности пластин после ХМП по сравнению с ХДП, возможно, связано с тем, что при ХМП на поверхность действует как химически активная среда (травитель), так и механическая составляющая (мягкий полировальник), что способствует равномерному травлению всей поверхности образца, а также сглаживанию всех выступов и микронеровностей.

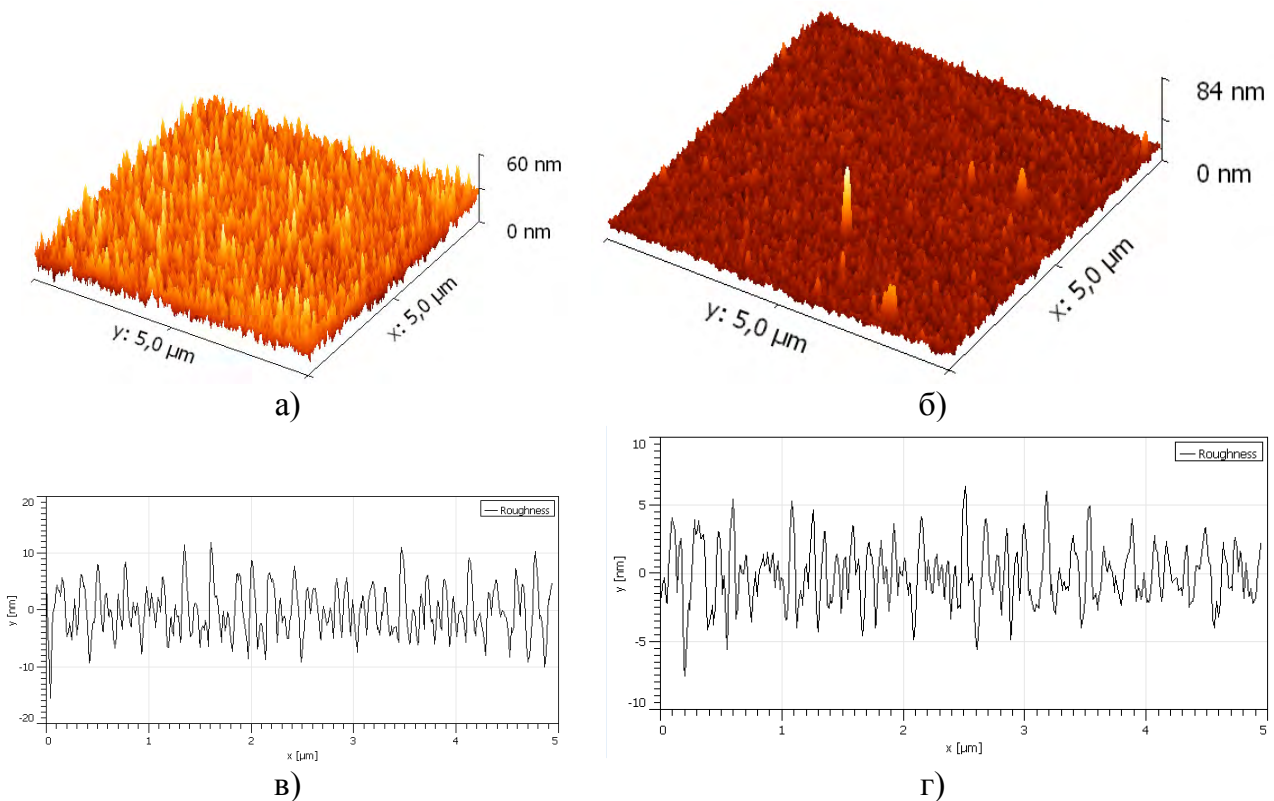


Рис. 1. Трехмерные АСМ - изображения поверхности $PbTe$, полученные в результате ХДП (а) и ХМП (б) полирующим раствором $H_2O_2 - HBr - ЭГ$, и профили рельефа поверхности $PbTe$ после процессов ХДП (в) и ХМП (г).

На основании полученных экспериментальных данных показано, что при использовании одних и тех же компонентов травителя, изменяя их соотношение, можно формировать полирующие растворы с необходимым спектром скоростей ХМП и ХДП, а также находить им различное технологическое применение. Так, для удаления с поверхности $PbTe$ и твердых растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ нарушенного слоя в результате механического шлифования пригодны травители со скоростью снятия материала 26-80 мкм/мин. Травильные растворы со скоростями ХДП $v_{пол} = 10-$

15 мкм/мин можно рекомендовать для контролируемого утонения пластин до заданной толщины. Полирующие растворы с $\nu_{пол} = 0,5-5$ мкм/мин можно использовать для контролируемого снятия тонких слоев с поверхности полупроводниковых пластин методом ХДП.

Для определения влияния метода обработки (ХДП, ХМП) на процесс травления кристаллов PbTe полирующим раствором состава (в об. %) $6 \text{ H}_2\text{O}_2 : 74 \text{ HBr} : 20 \text{ ЭГ}$ проводили исследования с помощью спектроскопии комбинационного рассеивания света (КРС).

В неполяризованных спектрах КРС кристаллов PbTe (рис. 2), полученных при комнатной температуре, присутствуют фоновые линии с частотами 126 см^{-1} и 143 см^{-1} , которые соответствуют колебательным поперечным и продольным оптическим модам тонкого слоя TeO_2 , что присутствует на поверхности образцов [1]. Следует отметить, что интенсивность этих полос растет со временем и через 5-10 мин выходит на насыщение. Появление таких пиков наблюдалось также при низкой температуре, поэтому можно считать, что такая пленка образовывается не вследствие отжига лазерным излучением, а вследствие фотохимических реакций взаимодействия с кислородом на поверхности образцов.

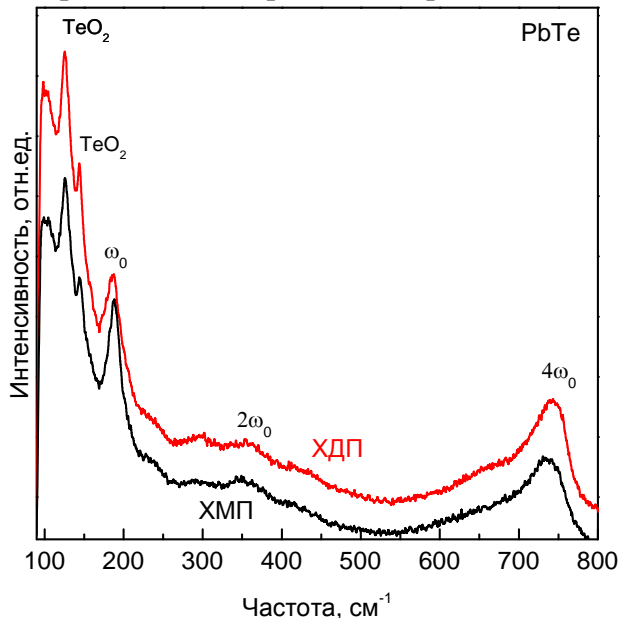


Рис. 2. КРС спектры монокристаллов PbTe обработанных методами ХДП и ХМП:
 $E_{возб} = 2,54 \text{ эВ}$, $T = 300 \text{ К}$

На спектрах КРС образцов PbTe, обработанных различными методами, присутствует полоса с частотой 186 см^{-1} . Авторы работы [2] приписывают ее смешанным плазмон-фононным колебаниям. Согласно другому подходу [3] полоса с этой частотой соответствует локальным колебаниям атомов свинца. Полосы при 372 см^{-1} и 744 см^{-1} соответствуют второй и четвертой гармонике локальных колебаний.

Литература

1. Cape J.H. Raman scattering studies of monolayer-thickness oxide and tellurium films on PbSnTe / J.H. Cape, L.G. Hale, W.E. Tennat // Surf. Sci. – 1977. – V. 62, № 2. – P. 639-646.
2. Observation of phonon modes in epitaxial PbTe films grown by molecular beam epitaxy / Wu Huizhen, Cao Chunfang, Si Jianxiao [and others] // J. Appl. Phys. – 2007. – V. 101, № 10 <http://dx.doi.org/10.1063/1.2714682>.
3. Raman spectroscopy of multiphonon emission processes in Ni-doped PbTe / N. Romcevic, J. Trajic, B. Hadzic [and others] // Acta Physica Polonica A. – 2009. – V. 116, № 1. – P. 91-92.

94. Многообразие наноструктур теллурида свинца, формируемых на внутренней стороне маски Si при плазменном распылении PbTe

Зимин С.П.¹, Горлачев Е.С.^{1,2}, Дубов Г.А.¹, Амиров И.И.², Наумов В.В.², Багиева Г.З.³

¹ Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова, Ярославль, Россия

² Ярославский филиал Физико-технологического института РАН, Ярославль, Россия

³ Институт физики НАН, Баку, Азербайджан

Актуальным вопросом современной полупроводниковой оптоэлектроники является применение наноструктурированных функциональных материалов с новыми свойствами для создания приборных структур с улучшенными характеристиками. Важной группой таких материалов являются узкозонные халькогениды свинца PbTe, PbSe, PbS. В настоящее время активно ведутся разработки новых методик формирования нульмерных и одномерных наноструктур PbTe на различных подложках [1] с очевидным особенным практическим интересом в создании низкоразмерных систем на подложках кремния, которые могут применяться для фотоприемников, солнечных элементов, лазеров ИК-диапазона, элементов нанoeлектроники [2 -4]. В данной работе рассматривается новый подход к формированию низкоразмерных структур теллурида свинца на кремнии с использованием плазменного травления монокристаллов PbTe.

Исходные монокристаллы PbTe с избытком теллура были выращены методом Бриджмена [5]. Синтезированный состав *p*-типа проводимости имел избыток теллура относительно стехиометрии, составлявший в соответствии с данными энерго-дисперсионного рентгеновского анализа 4 ат.%. Выращенные кристаллы разрезались перпендикулярно оси роста на диски толщиной 3-5 мм, поверхность которых полировалась на алмазных пастах с финишной химической полировкой. Изучение кристаллической структуры, проводимое на рентгеновском дифрактометре ДРОН-3М, показало, что исследуемые кристаллы выращены в направлении [111] относительно оси роста и имеют небольшие по объему включения с другими ориентациями. В основе рассматриваемого нового подхода находится универсальная методика сухого плазменного травления. Плазменная обработка кристаллов PbTe (Te) проводилась в аргоновой плотной плазме высокочастотного индукционного разряда низкого давления [6]. Параметры обработки были следующими: задающая энергию бомбардирующих ионов мощность ВЧ-смещения на подложкодержателе 100-300 Вт, расход аргона 10 нсм³/мин, рабочее давление 0,07 Па, длительность обработки 10-60 с. В ходе процесса травления часть образцов PbTe(Te) закрывалась кремниевыми масками, как с естественным окислом так и со слоем SiO₂ толщиной 0,6 мкм. Микрозазор между поверхностью образца и внутренней поверхностью маски составлял 1-10 мкм. Морфология поверхности исследовалась методами сканирующей электронной микроскопии на установке Supra 40 Carl Zeiss, химический состав изучался методами энерго-дисперсионного рентгеновского анализа с помощью интегрированного в Supra 40 спектрометра INCAx-act Oxford Instruments.

Процесс плазменной обработки монокристаллов PbTe (Te) характеризовался интенсивным физическим распылением и переосаждением материала, скорость травления при средней энергии ионов Ag⁺ ~200 эВ составляла 25±2 нм/с. Ранее для аналогичных режимов распыления скорость травления (111)-ориентированных пленок теллурида свинца была определена как 15,1±0,5 нм/с [7]. Для объяснения данного результата предложена физическая модель, принимающая во внимание дефектную структуру кристаллов PbTe(Te). Поскольку при избытке атомов теллура в кристаллической решетке возникают вакансии атомов свинца, то при большом отклонении от стехиометрии механическая прочность кристалла понижается, имеет место снижение энергии связи молекул теллурида свинца при физическом распылении

ионами Ar^+ . В результате плазменной обработки непосредственно на поверхности теллурида свинца происходило формирование ансамбля микро- и нановыступов в соответствии с ранее опубликованными результатами [6].

Явление интенсивного плазменного распыления и переосаждения теллурида свинца было использовано нами для разработки нового подхода к формированию наноструктур PbTe на Si в ходе проникновения распыленных молекул и кластеров PbTe в область микрозазора вблизи ступени травления и целенаправленного осаждения материала на подложку. Ранее [8] мы сообщали о явлении роста нанонитей PbSe по механизму «пар-жидкость-кристалл» в микрозазоре между накладной маской и эпитаксиальной пленкой селенида свинца непосредственно на поверхности PbSe. Особенностью нового подхода, рассматриваемого в рамках настоящей работы, является формирование наноструктур PbTe на внутренней, т.е. обращенной к теллуриду свинца, поверхности накладной кремниевой маски, закрывающей часть поверхности образца при плазменной обработке.

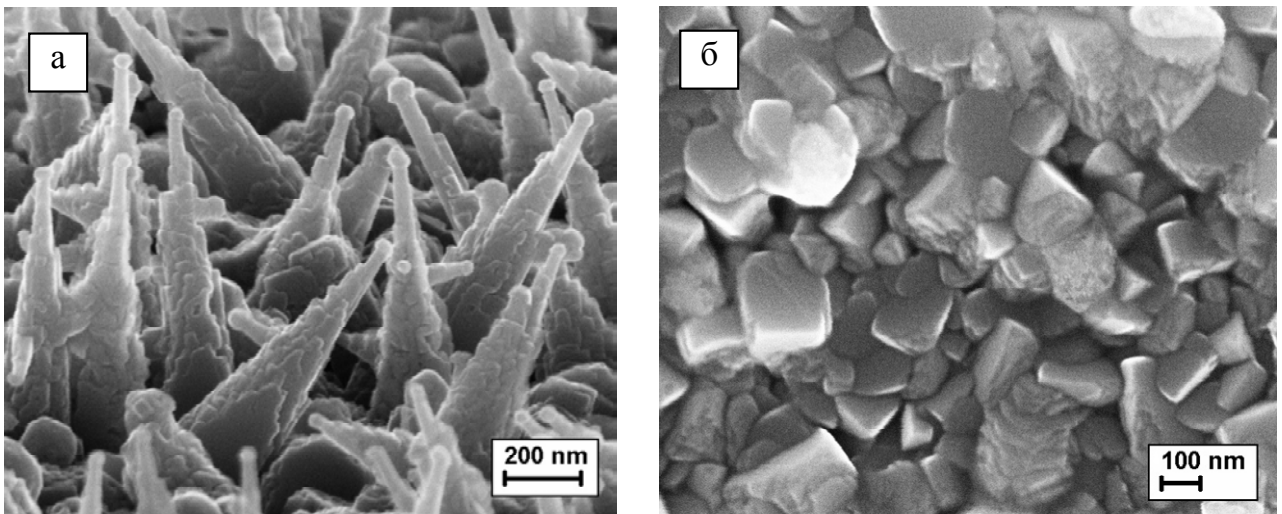


Рис. 1. Конусообразные (а) и кубические (б) наноструктуры теллурида свинца, полученные на поверхности кремния при мощности ВЧ-смещения соответственно 100 и 200 Вт.

В результате проведения экспериментов было установлено, что на поверхности пластины Si за счет переосаждения распыляемого в процессе плазменной обработки материала может иметь место формирование наноструктур PbTe различного типа. По своей морфологии получаемые наноструктуры разделялись на несколько основных типов: нанопирамиды, нанокубы и нанонити (квантовые проволоки). Геометрические размеры и плотность для структур всех типов при этом зависели от режимов обработки (мощность ВЧ-смещения, длительность травления) и расстояния от края маски (ступени травления). Наиболее развитый массив пирамидальных структур удалось получить при режиме обработки 100 Вт (рис. 1,а). Размер грани нанопирамид у основания составлял до 150 нм, высота – до 700 нм, плотность была $\sim 10^9 \text{ см}^{-2}$. При этом для ряда данных структур наблюдался рост перпендикулярных наноразмерных «отростков». Рост нанокубов с длиной грани от 40 нм до 200 нм (рис. 1,б) имел место при больших мощностях ВЧ-смещения распыления – 200 Вт и 300 Вт, для которых имеет место более высокая энергия бомбардирующих ионов. При этих условиях в микрозазоре наблюдается более высокая концентрация распыленного теллурида свинца, что приводит к росту кубических, а не пирамидальных структур.

Третьим, четко выраженным типом формирующихся на кремнии наноструктур теллурида свинца являлись цилиндрические нанонити. Данные структуры формировались на маске на относительно больших расстояниях от края, составляющих 20-200 мкм, при мощности ВЧ-смещения 150-200 Вт. Зависимость геометрических

размеров растущих нанонитей от расстояния от ступени травления приведена в таблице, характерное электронно-микроскопическое изображение нанонитей, полученных при мощности ВЧ-смещения 200 Вт, показано на рис. 2.

Средние геометрические параметры нанопроволок PbTe

Расстояние от ступени травления, мкм	Диаметр проволок, нм	Длина проволок, нм
25 20-30		105
50 20 275		
80 20 420		
160 20		410

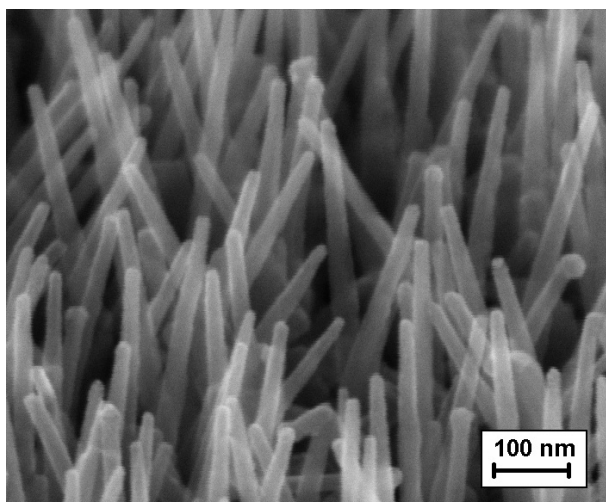


Рис. 2. Нанопроволоки теллурида свинца, сформированные на внутренней поверхности кремниевой маски на расстоянии 50 мкм от ступени травления при мощности ВЧ-смещения 200 Вт

Рост нанонитей происходит на больших расстояниях от ступени травления, где концентрация распяленного теллурида свинца относительно мала. Формирование данных структур, как и нанопирамид, происходит по механизму «пар-жидкость-кристалл» [9], обусловленному наличием затравок, которые явно отслеживаются на вершинах структур. В соответствии с результатами предыдущих исследований [8] затравки могут представлять собой сублимированные нанокристаллы металлического свинца. Энерго-дисперсионный анализ показал, что для всех типов формирующихся наноструктур химический состав на

масштабах ~ 1 мкм соответствует теллуриду свинца.

Результаты данной работы показывают, что предложенный подход может быть положен в основу метода формирования ансамблей низкоразмерных объектов теллурида свинца (нанокубов, нанопирамид, нанонитей) заданной формы, размера, плотности на кремниевых подложках для использования в приборных структурах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 13-02-00381, 14-02-90016). Электронно-микроскопические исследования проведены в ЦКП «Диагностика микро- и наноструктур» при финансовой поддержке Минобрнауки РФ.

- [1] Tamilselvan V., Kumar R.R., Rao K.N. // Mater. Lett. 2013. V. 96. P. 162.
- [2] Rahim M., Fill M., Felder F. et al. // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 95. P. 241107.
- [3] Jang S.Y., Kim H.S., Park J. et al. // Nanotechnol. 2009. V. 20. P. 415204.
- [4] Singh V., Lin P.T., Patel N. et al. // Sci. Technol. Adv. Mater. 2014. V. 15. P. 014603.
- [5] Bagiyeva G.Z., Mustafayev N.B., Abdinova G.D. et al. // Semicond. 2011. V. 45. P. 1391.
- [6] Zimin S.P., Gorlachev E.S., Amirov I.I. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. P. 165205.
- [7] Zimin S.P., Amirov I.I., Gorlachev E.S. // Semi cond. Sci. Technol. 2011. V. 26. P. 055018.
- [8] Zimin S.P., Gorlachev E.S., Amirov I.I. et al. // Tech. Phys. Lett. 2011. V. 37. P. 929.
- [9] Dubrovskii V.G., Timofeeva M.A., Tchernycheva M. et al. // Semicond. 2013. V. 47. P. 50.

95. Разработка технологии и конструкции мозаичных неохлаждаемых микроболومترных приемников инфракрасного и терагерцового спектральных диапазонов форматом до 3072×576 и более

Демьяненко М.А.¹, Есаев Д.Г.¹, Клименко А.Г.¹, Козлов А.И.¹, Марчишин И.В.¹, Новоселов А.Р.², Овсянко В.Н.¹

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

² Филиал ИФП СО РАН КТИ ПМ, Новосибирск, Россия

Современная потребность увеличения дальности действия и пространственного разрешения тепловизионных систем на основе неохлаждаемых матричных микроболومترных приемников (ММБП) излучения инфракрасного (ИК) и терагерцового (ТГц) спектральных диапазонов определяет необходимость увеличения формата фотоприемной матрицы. Увеличение линейных размеров кристаллов кремниевых мультиплексоров (КМ), на основе которых создаются ММБП, ограничивается неприемлемым уменьшением процента выхода годных кристаллов в процессе производства КМ и ММБП и, соответственно, неприемлемой ценой.

Мозаичный принцип построения, при котором несколько кристаллов субмодулей ММБП меньшего формата устанавливаются стык в стык друг другу на общем основании (рис.1), позволяет кардинально увеличить формат ММБП, например, до 3072×576 и более.

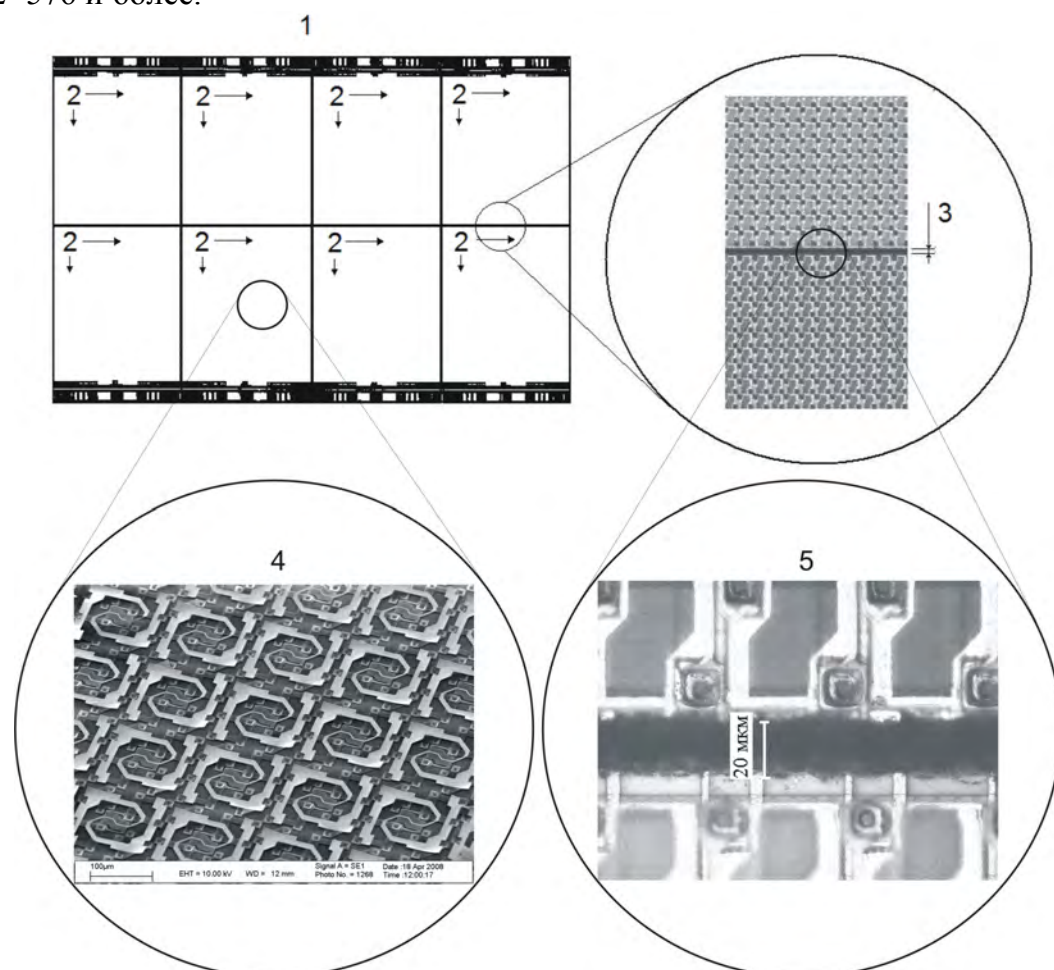


Рис.1. Принцип построения неохлаждаемого мозаичного ММБП форматом до 3072×576 и более для ИК и ТГц спектральных диапазонов (1 - мозаичный ММБП, 2 - субмодуль, 3 - технологическая часть «слепой зоны», 4 - один из вариантов конструктивного исполнения ТГц субмодуля, 5 - кристаллы ИК субмодулей, состыкованные в МФП, с указанным размером области неровности края; стрелки показывают единый принцип сканирования всего матричного МФП в целом).

Ограничение области применения крупноформатных мозаичных ММБП связано с отсутствием фоточувствительных элементов (ФЧЭ) вдоль линии стыковки кристаллов субмодулей - «слепых зон» (рис.2). При этом часть ИК или ТГц изображения теряется и снижается эффективность преобразования изображений в мозаичных фотоприемниках (МФП). (Эффективность преобразования изображений это отношение количества работающих ФЧЭ в МФП, к сумме ФЧЭ, потерянных в «слепых зонах» и работающих в ММБП.)

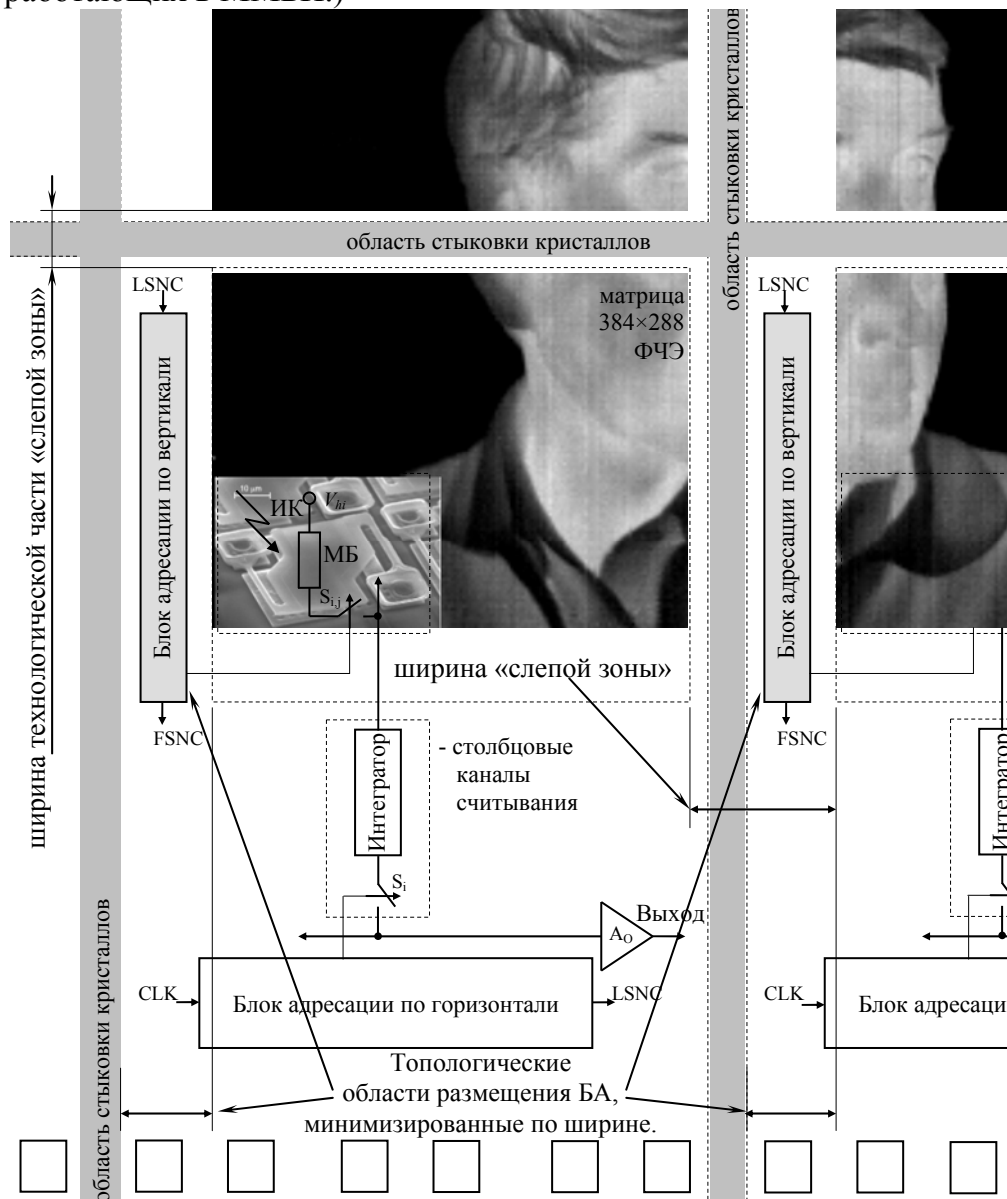


Рис.2. Базовая структура МФП с конструктивным исполнением ИК МБ, вариантом расположения ИК изображения на матрицах ФЧЭ субмодулей и указанием мест размещения «слепой зоны» и ее технологической части. (МБ - микроболومتر, V_{hi} - напряжение смещения МБ, S_{ij} - ключ адресации в элементарной ячейке, S_i - столбцовый ключ адресации, A_0 - выходной узел, CLK - тактовый сигнал, LSNC - строчный синхроимпульс, FSNC - кадровый синхроимпульс).

Ширина «слепой зоны» между крайними ФЧЭ соседних кристаллов в составе ММБП вдоль вертикальной линии стыковки кристаллов определяется размерами, как технологической части «слепой зоны», так и топологической области размещения на кристалле реверсивного блока адресации (БА) субмодуля ММБП по соответствующей координате, а вдоль горизонтальной линии стыковки зависит только от возможностей технологии прецизионного разделения пластин на рабочие кристаллы.

Целью настоящей работы являлась, во-первых разработка и оптимизация технологических операций прецизионного лазерного скрайбирования приборных

пластин, разделения пластин на кристаллы и близкой стыковки субмодулей ММБП; во-вторых, исследование специальной схмотехники и создание на этой основе конструкции и схемы субмодуля ММБП, которая заданным образом минимизирует топологические размеры БА по соответствующей координате при размещении контактных площадок на одной стороне кристалла субмодуля.

Прецизионная технология близкой стыковки кристаллов в МФП

Технологическая часть «слепой зоны» определяется шириной области повреждения полупроводникового материала, возникающей в процессе разделения пластин на рабочие кристаллы, неровности краёв стыкуемых кристаллов и зазора между ними. Понятие «ширина области повреждения полупроводникового материала» подразумевает следующее. При скрайбировании пластин лазерным излучением формируется канавка. (Скрайбирование - основная технологическая операция процесса разделения пластин на отдельные рабочие кристаллы.) Вокруг канавки образуется область полупроводникового материала, в которой изменяются его свойства (подробнее изложено в первой части работы). Форма дна канавки определяет линию раскола пластин. Для симметричной V-образной канавки расстояние между краем канавки на поверхности и линией раскола пластин равно полуширине канавки.

Анализ литературы и многочисленные собственные исследования, позволил создать технологию прецизионного лазерного скрайбирования полупроводниковых материалов с минимальной шириной области повреждения. На рис. 3 показаны токи, протекающие через р-п переходы в кремнии при обратном включении при разных расстояниях до канавки.

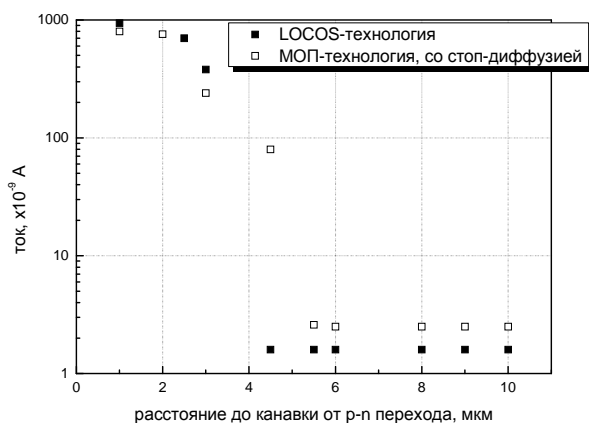


Рис.3. Зависимости тока при обратном включении р-п переходов в КМ от расстояния до канавки. (Напряжение на р-п переходах было около 8,2 В.)

удерживался до полной полимеризации клея. После этого аналогично устанавливался следующий кристалл ММБП.

Пример двух совмещённых кристаллов ММБП см. рис.1, канавка формировалась за 50 проходов. После скрайбирования приборная пластина была разделена на кристаллы и края двух кристаллов были совмещены.

Итак, исследован и оптимизирован базовый блок технологических операций лазерного скрайбирования кремниевых пластин и разработана прецизионная технология близкой стыковки в МФП кремниевых кристаллов с суммарным размером «слепой зоны» между краевыми ФЧЭ соседних субмодулей МБПП не более 30 мкм (см. рис.1).

Для практической реализации конструкции МФП (см. рис.1) с близкой стыровкой кремниевых кристаллов ММБП был применён следующий способ. Кристаллы ММБП закреплялись на сапфировой плате при помощи эпоксидного клея. Предварительно в сапфировой плате были созданы технологические отверстия для временной фиксации кристаллов. Плата устанавливалась на столик с подведённой вакуумной линией. Кристалл с нанесённым на непланарную (тыловую) сторону слоем эпоксидного клея минимальной толщины устанавливался на заданное место, при помощи вакуума

Оптимизация конструкции субмодуля КМ для МФП

Схемотехнический путь достижения предельной эффективности преобразования изображений в МФП заключается в разработке специальной конструкции субмодуля КМ. При этом главные задачи - синтезировать такую конструкцию кристалла КМ, которая обеспечивает размещение контактных площадок на одной стороне кристалла субмодуля, что необходимо для близкой стыковки произвольного количества субмодулей КМ по горизонтали, и минимизировать топологический размер ячейки БА по вертикали перпендикулярно направлению сдвига информации при заданном размере его ячейки вдоль направления сдвига.

На основе анализа принципов построения схем считывания фотосигналов многоэлементных фотоприемников разработана конструкция КМ, допускающая близкую стыковку кремниевых кристаллов субмодулей приемлемого формата в мозаичных ММБП (см. рис.2). В качестве БА для создания КМ можно использовать классический КМОП сдвиговый регистр, топологическое исполнение которого обеспечивает необходимые требования технологии близкой стыковки кристаллов по геометрическим размерам.

Однонаправленный сдвиговый регистр с минимальным размером топологической ячейки перпендикулярно направлению сдвига информации внутри БА при заданном размере ячейки вдоль направления сдвига содержит два инвертора и два передаточных вентиля, т.е. восемь МОП-транзисторов. Однако такой регистр не обеспечивает реверсивности сдвига содержащейся в нем информации, что принципиально необходимо для обеспечения единого принципа сканирования (слева направо и сверху вниз) всего матричного МФП в целом (см. рис.1).

Схема вышеуказанного регистра может быть модернизирована посредством введения дополнительно двух передаточных вентилях, что позволяет расширить функциональные возможности известного регистра за счет обеспечения реверсивности, т.е. возможности изменения направления сдвига информации внутри регистра.

Топология ячейки модернизированного БА с реверсивной адресацией по вертикали при проектировании КМ, например, по технологии 0,5 мкм КМОП 1Р 3М (КМОП технология с проектными нормами 0,5 мкм, с одним уровнем поликремниевых затворов и с тремя уровнями металлической разводки) может занимать площадь кремниевого кристалла: $\sim 20 \times 100 \text{ мкм}^2$ для ММБП ТГц спектрального диапазона с шагом ФЧЭ 100 мкм и $\sim 26 \times 51 \text{ мкм}^2$ для ИК ММБП с шагом ФЧЭ 51 мкм.

Синтезированная конструкция субмодуля КМ, в которой для выполнения операции адресации по вертикали применена схема предложенного реверсивного сдвигового регистра, обеспечивает: во-первых, минимальную площадь области потери фоточувствительности объединенной матрицы фотоэлементов при близкой стыковке кремниевых кристаллов в составе МФП, при этом для инфракрасных микроболометров потеря ФЧЭ вдоль вертикальной линии стыковки не превысит 2-х элементов, для микроболометров терагерцового диапазона за счет уменьшения (с последующей коррекцией) чувствительности краевых элементов можно обеспечить близкую стыковку без потери ФЧЭ вдоль вертикальной линии стыковки, а площадь области потери фоточувствительности объединенной матрицы фотоэлементов вдоль горизонтальной линии стыковки будет определяться только возможностями прецизионной технологии близкой стыковки кристаллов, предложенной выше; во-вторых, расположение внешних контактных площадок только на одной стороне кристалла субмодуля; в-третьих, единый принцип сканирования всего мозаичного ММБП в целом.

Использование полученных экспериментальных (в плане разработки конструкции и топологии) результатов по построению схем считывания фотосигналов и разработанной прецизионной технологии стыковки кристаллов может обеспечить

возможность создания мозаичных ММБП большого и гипербольшого формата с высокой эффективностью преобразования входных ИК и ТГц изображений. Для ИК спектрального диапазона в микроболометрическом МФП форматом 3072× 576 на основе субмодулей размерностью 384× 288 эффективность преобразования может достигать 99.2 %, а в случае МФП ТГц диапазона - и до 100%.

96. Фрактально-кластерный подход к исследованию процесса образования тонких пленок Cu-Ga-Se

Федорова Е.А., Маскаева Л.Н., Марков В.Ф.

УрФУ имени первого Президента России Б.Н. Ельцина», Екатеринбург, Россия

Значительный интерес для солнечной энергетики представляют тонкопленочные структуры на основе диселенида меди (I) и галлия CuGaSe_2 вследствие их уникальных электрофизических свойств, к числу которых можно отнести оптимальную ширину запрещенной зоны (1,68 эВ) [1–3], высокий коэффициент поглощения излучения (10^4 см^{-1}) [1] и радиационную стойкость. Стоит отметить также, что диселенид меди (I) и галлия представляет собой экологически безопасный материал, в отличие от разрабатываемого в качестве солнечных элементов диселенида кадмия и свинца.

Наряду с физическими методами получения тонких пленок Cu–Ga–Se, такими как термическое испарение в вакууме, пульверизация водных растворов с пиролизом на нагретой подложке, молекулярно-лучевая эпитаксия, высокочастотное ионное распыление, наиболее перспективным, на наш взгляд, является метод гидрохимического осаждения [4], отличающийся технологической простотой и минимальным энергопотреблением с широкими возможностями варьирования состава и функциональных свойств.

На сегодняшний день особое внимание уделяется исследованию электрофизических свойств получаемых слоев. В то же время практически отсутствуют работы по изучению процессов зарождения и роста твердой фазы при коллоидно-химическом осаждении, оказывающих первостепенное влияние на структуру и свойства пленок. В раскрытии механизма формирования пленок халькогенидов металлов перспективным является использование фрактального формализма.

Гидрохимическое осаждение полупроводниковых слоев Cu–Ga–Se осуществлялось на предварительно обезжиренные ситалловые пластины марки СТ-150-1 размером 30×24 мм из водной реакционной смеси, содержащей ацетат меди (II), нитрат галлия и селеносульфат натрия путем совместного осаждения селенидов меди (I) Cu_2Se и галлия Ga_2Se_3 . Концентрация соли галлия при синтезе варьировалась, увеличиваясь от первого опыта к шестому, в то время как молярности остальных компонентов оставались фиксированными. Синтез пленок осуществляли при температуре 333 К в течение 120 минут в герметичных стеклянных реакторах, в которые помещали подложки, закрепленные в специально изготовленные фторопластовые держатели. Реактор устанавливали в термостат марки U-10, точность поддержания температуры в котором составляла $\pm 0,1$ К. Во всех опытах обеспечивали строго определенный порядок сливания реагентов.

В результате были получены пленки толщиной 130–260 нм, содержащие в своей основе медь (I), галлий, селен и обладающие удовлетворительной адгезией к подложке.

Для изучения механизма образования пленок Cu–Ga–Se проводили исследование поверхности пленки сканирующим зондовым микроскопом Ntegra Terra (Россия, NT-M DT) при сканировании в режиме полуконтактной атомно-силовой микроскопии (АСМ) на воздухе в условиях комнатной температуры.

Оценку фрактальной размерности пленок проводили с помощью двух различных методик: методом подсчета кубов и методом триангуляции, основанных на анализе АСМ-изображений слоев Cu–Ga–Se с использованием программы Gwyddion.

В раскрытии механизма формирования твердой фазы в термодинамически неравновесных условиях, создающихся при коллоидно-химическом синтезе, перспективной является теория фрактального формализма [5]. С точки зрения последнего можно предположить, что определяющую роль в процессах гидрохимического осаждения пленок играют образующиеся в системе первичные структурные единицы – фрактальные кластеры, в качестве которых могут выступать структурированные и уплотнившиеся коллоидные частицы раствора. Они являются основой формирующейся новой фазы. В связи с этим наноразмерные коллоидные частицы следует рассматривать в качестве главного первичного звена в процессе гидрохимического синтеза селенидов металлов. Их агрегация и реорганизация формируют разветвленную структуру, полностью соответствующую принципам фрактальности. Стоит учесть также то, что сами коллоидные частицы отвечают всем свойствам фрактальных элементов.

Известно, что с позиций фрактально-кластерного подхода к формированию пленок сульфидов и селенидов металлов важным инструментом, характеризующим механизм роста слоя при гидрохимическом осаждении, является его фрактальная размерность D . Этот параметр характеризует степень заполнения поверхности подложки материалом пленки. С целью определения фрактальной размерности пленок была проведена компьютерная обработка микроизображений химически осажденных слоев Cu–Ga–Se с использованием программы Gwyddion.

Для определения морфологической фрактальной размерности использовались метод подсчета кубов и метод триангуляции, основанные на описании формы трехмерного профиля поверхности с помощью геометрических «констант». Так, расчет значения D с помощью первого метода проводился путем разбивки профиля поверхности на кубы различных размеров с боковой гранью a и подсчета их числа, занятых кластерами. В случае метода триангуляции в качестве «константы» использовалась треугольная призма.

Значения фрактальной размерности, полученные в табл. 1 с помощью метода подсчета кубов, изменяются в достаточно узком интервале от 2,27 до 2,39. Согласно [5], эти значения применительно к механизму образования пленок являются следствием процесса по механизму агрегации кластер-частица (Diffusion Limited Aggregation – DLA) при броуновском движении с вероятностью слипания, близкой к 1.

Таблица 1. Фрактальная размерность химически осажденных пленок Cu–Ga–Se (по результатам обработки различными методами АСМ-изображений размером 10×10 мкм)

Образец	Метод подсчета кубов	Метод триангуляции
1 2,35		2,69
2 2,37		2,77
3 2,39		2,67
4 2,34		2,56
5 2,27		2,40
6 2,31		2,49

Как видно из табл. 1 значения фрактальной размерности, рассчитанные разными методами, несколько различаются. Кроме того, используемые методы характеризуются различной точностью расчета фрактальной размерности. Более подробные исследования этого вопроса приведены в работе [6], согласно которой метод подсчета кубов обладает меньшей погрешностью определения значения D , в отличие от метода

триангуляции. Это можно объяснить тем, что при фрактальном анализе с помощью последнего происходит некоторое сглаживание неровностей поверхности, а также усреднение полученных результатов, что и ведет за собой меньшую точность в оценке D .

Поэтому в качестве более достоверных будем считать значения фрактальных размерностей, полученные с помощью метода подсчетов кубов, тогда как метод триангуляции будем использовать для оценки максимальных и минимальных размеров кластеров (агрегатов). Стоит отметить, что их минимальный размер зависит от наименьшего элемента в иерархической структуре фрактального кластера, а максимальный от условий получения (механизм кластер-частица). При этом он может изменяться в различных участках образца (от центра к краю), так как для них могут преобладать различные условия формирования наночастиц. Таким образом, зная минимальный и максимальный размер кластеров можно определить границы фрактальности получаемых полупроводниковых слоев Cu-Ga-Se, при этом за их пределами будет наблюдаться сборка, не отвечающая фрактальным условиям, а поверхность будет казаться однородной.

В табл. 2 приведены границы фрактальности, полученные с помощью метода триангуляции, для пленок Cu-Ga-Se, где S_{\min} и S_{\max} – это площади, занимаемые самым малым и самым большим кластерами на поверхности пленки, и именно эти значения характеризуют границы фрактальности.

Таблица 2. Границы фрактальности осажденных пленок Cu-Ga-Se, определенные с помощью метода триангуляции, для АСМ-изображения размером 10×10 мкм

Образец	S_{\min} , мкм	S_{\max} , мкм
1 11,10		13,10
2 11,30		13,30
3 11,15		13,25
4 11,13		12,95
5 11,10		12,75
6 11,10		12,65

Минимальные размеры кластеров незначительно изменяются в пределах $11,2 \pm 0,1$ нм. Однако при рассмотрении наибольших по размеру кластеров наблюдается следующая зависимость: с увеличением концентрации нитрата галлия, то есть от первого образца к шестому, размер кластеров практически линейно уменьшается. Таким образом, при увеличении концентрации соли галлия происходит некоторое сужение границ фрактальности.

С учетом полученных результатов может быть предложен следующий механизм роста пленок при гидрохимическом осаждении диселенида меди (I) и галлия. Первичные кластеры, сформированные в объеме реакционной смеси, закрепляются на неоднородной поверхности подложки, постепенно покрывая всю ее поверхность. Далее идет процесс их укрупнения за счет присоединения новых частиц из раствора. Совершая броуновское движение в объеме реактора, реакционные частицы с определенной вероятностью (в данном случае близкой к 1) сталкиваются и затем агрегируют с образовавшимися на подложке кластерами. В качестве частиц могут выступать не только незакомплексованные ионы меди (I), галлия, селенид-ионы, но и промежуточные реакционные комплексы галлия и меди (I), способные образовывать с фазой селенида металла координационные связи. В результате поверхность подложки постепенно полностью покрывается кластерными образованиями более высокой масштабной иерархии. Таким образом, формируется сплошной слой, на котором снова

осаждаются (адсорбируются) микрочастицы из раствора. Процесс имеет выраженный периодический самоорганизующийся характер.

Список литературы

1. Würz R., Rusu M., Scheidel-Niedriga Th., et al. In-situ X-ray photoelectron spectroscopy study of the oxidation of CuGaSe₂ // Surface Science. 2005. V. 580. P. 80–94.
2. Krustok J., Radoja J., Schon J.H. Photoluminescence properties of Ge-implanted CuGaSe₂ crystals // Physica status solidi (a). 2000. V. 178. No. 2. P. 805–809.
3. Пономарева И.П., Серов А.Ю., Бондарь И.В. Примесное поглощение и люминесценция кристаллов CuGaSe₂ // Физика твердого тела. 2007. Т. 49. № 1. С. 23–26.
4. Марков В.Ф., Маскаева Л.Н., Иванов П.Н. Гидрохимическое осаждение пленок сульфидов металлов: моделирование и эксперимент. Екатеринбург: УрО РАН, 2006. 218 с.
5. Смирнов Б.М. Физика фрактальных кластеров. М.: Наука, 1991. 134 с.
6. Рускин А.Б. Сравнительный анализ методов измерения фрактальной размерности // Информационно-измерительные и управляющие системы. 2009. Т. 7. № 9. С. 10–19.

97. Селективно-чувствительный детектор ультрафиолетового излучения на основе низкоразмерной гетероструктуры ZnCdS/ZnMgS/GaP

Аверин С.В., Кузнецов П.И., Житов В.А., Захаров Л.Ю., Котов В.М., Алкеев Н.В.,
Гладышева Н.Б.¹

Фрязинский филиал ИРЭ РАН, Фрязино, Россия

¹*ФГУП «Пульсар», Москва, Россия*

Детектирование ультрафиолетового (УФ) излучения является важной задачей как для традиционных научных, так и вновь появляющихся гражданских и военных применений. Очень важным является экологический контроль УФ-излучения [1,2]. Известно, что вредное влияние на организм человека оказывает как недостаток УФ-излучения, так и его избыток, причем его воздействие на разных длинах волн различно [1,2]. В этой связи важной задачей является разработка УФ-детекторов, чувствительность которых могла бы быть достаточно удобным способом подстроена к определенному участку спектра, то есть селективных УФ-детекторов.

В настоящей работе исследован селективно-чувствительный детектор УФ-излучения на основе периодической гетероструктуры с пятью квантовыми ямами ZnCdS (13.5 нм), разделенными барьерными слоями ZnMgS (130 нм), Рис.1. Гетероструктуры выращивались методом химического газофазного осаждения из металлоорганических соединений на полуизолирующих подложках GaP. Состав и толщины слоев гетероструктуры контролировались методами рентгеновской дифракции и *in situ* рефлектометрии, а оптические свойства по спектрам фотолюминесценции и отражения. На Рис. 2 приведен спектр сигнала фотолюминесценции исходной гетероструктуры. При 300⁰ К интенсивность излучения квантовых ям (350 нм) многократно превышает интенсивность излучения барьерных слоев (320 нм), что свидетельствует об эффективном стоке неравновесных носителей в квантовые ямы.

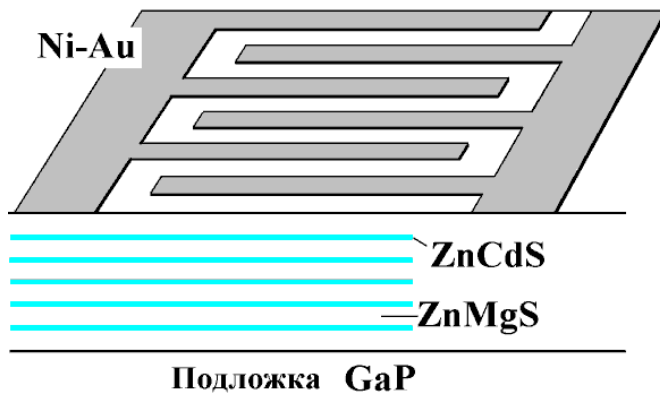


Рис.1. Гетероструктура (ZnCdS/ZnMgS) $n=5$ /GaP и встречно-штыревые контакты МПМ-фотодиода

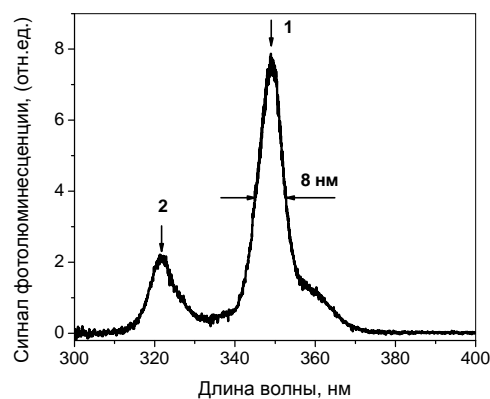


Рис.2. Спектр сигнала фотолуминесценции исследуемого образца. 1- квантовая яма, 2- барьерный слой

На выращенной гетероструктуре методами фотолитографии формировались встречно-штыревые МПМ-диоды с шириной барьерных контактов (Ni-Au) и расстоянием между ними 3 мкм при общей площади детектора $100 \times 100 \text{ мкм}^2$, Рис.1.

Исследования ВАХ изготовленных диодных структур показали, что детекторы обладают малыми токами утечки даже при больших напряжениях смещения. Темновой ток составляет $2 \cdot 10^{-12} \text{ А}$ при напряжении смещения 40 В, что более чем на два порядка величины меньше, чем у AlGaIn МПМ-диодов с той же геометрией контактов [3].

Фоточувствительность детектора определялась при его освещении монохроматическим светом путем измерения фотопроводимости диода. Точность измерений повышалась за счет использования модуляции светового потока и синхронного детектирования сигнала. Мощность оптического излучения измерялась калиброванным кремниевым фотодиодом.

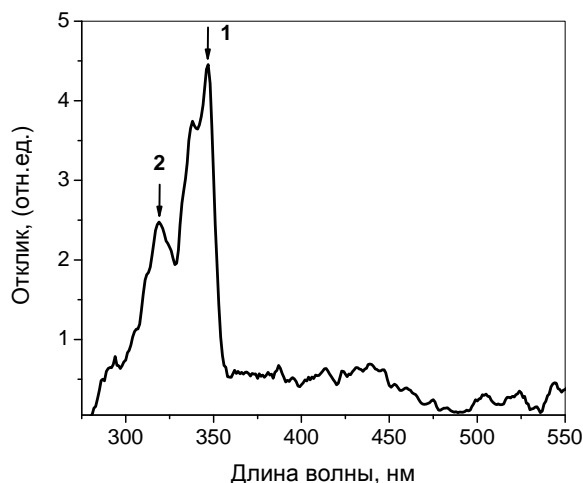


Рис. 3. Спектральный отклик МПМ-диода при напряжении смещения 20В. 1 - квантовая яма, 2 - барьерный слой.

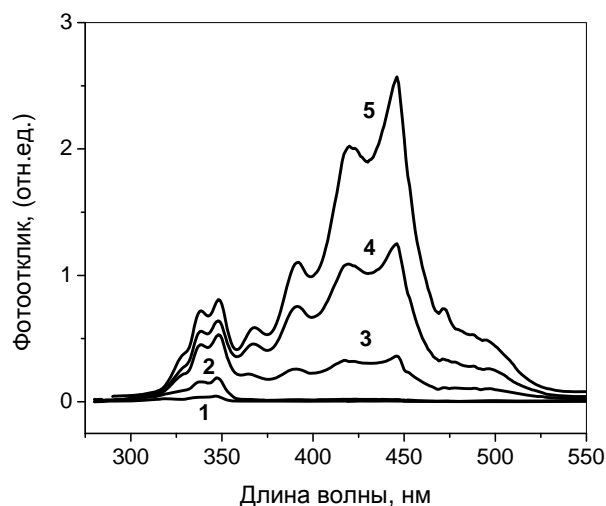


Рис. 4. Отклик МПМ-диода при увеличении напряжения смещения: 1- 20 В, 2- 50В, 3- 70 В, 4- 80 В, 5- 90 В.

Детектор демонстрирует сильную зависимость фототоотклика от напряжения смещения, Рис. 3, 4. Спектр сигнала фототоотклика детектора показывает, что при низких напряжениях смещения фотогенерированные носители сосредоточены, в основном, в квантовых ямах и частично в барьерных ZnMgS слоях. В таких условиях детектор обеспечивает узкополосный отклик на воздействие ультрафиолетового излучения с

максимумом спектральной чувствительности на длине волны 350 нм, Рис.3. При этом наблюдается резкий спад сигнала фотоотклика детектора относительно своего максимума, положение которого совпадает с максимумом излучения квантовых ям на спектре сигнала фотолюминесценции, Рис.2. Детектор достаточно узкополосен, на длине волны 350 нм полная ширина сигнала фотоотклика на половине его амплитуды (FWHM) составляет 18 нм. Это меньше, чем у селективно-чувствительного МПМ-детектора на основе AlGaIn-гетероструктуры (FWHM=50нм) [4]. Увеличение смещения с 20 до 50В дает трехкратное приращение сигнала фотоотклика детектора без изменения формы его спектральной характеристики, а при 80... 100 В происходит резкое увеличение широкополосности детектора и сдвиг его максимальной чувствительности на длину волны 450 нм с последующим резким спадом, Рис. 4. В этом случае детектор захватывает всю фиолетовую часть видимого света и его спектральная чувствительность близка области максимального эффекта пигментационного излучения Солнца (360... 440нм) [1]. Такое поведение детектора объясняется проникновением области обеднения МПМ-диода в GaP подложку при больших смещениях. На длине волны 450 нм токовая чувствительность детектора составила 0.1А/Вт при напряжении смещения 80В. Таким образом, длинноволновая граница отклика исследуемого МПМ-диода может сдвигаться с 350 до 450 нм при увеличении напряжения смещения, при этом отклик диода на длине волны 350 нм сохраняется, то есть обеспечивается двухцветное детектирование светового излучения. Следует также отметить, что при низких напряжениях смещения положение максимума спектральной чувствительности детектора, в основном, определяется составом квантовой ямы Zn CdS и может быть подстроено к желаемой длине волны излучения в диапазоне 340...400 нм с сохранением узкополосного отклика.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект №12-07-00233).

Литература:

1. Бланк Т.Б., Гольдберг Ю.А. //Физика и техника полупроводников 2003. Т.37. №9. С.1025.
2. Anders A., Altheide, H., Knalmann, M., et al //Photochem. Photobiol. 1995. V.61. N2. P. 200.
3. Ave rin S ., Kuz netzov P., Zhit ov V., e t al / /Phys. St atus Sol idi 2013. C10. N3.P.298.
4. Zha ng K., Wa ng W.B., Y un F., e t al //Appl.Phys.Lett. 2002. Vol. 81. N24. P. 4628.

98. Фоторезистор с кодом Грея из гетеро-эпитаксиальных структур КРТ для регистрации импульсного излучения CO₂ лазера

Гиндин П.Д., Карпов В.В., Филатов А.В., Сусов Е.В., Петренко В.И., Никифоров А.Ю., Кузнецов Н.С., Грибанов А.А.

ОАО "Швабе-фотосистемы", Москва, Россия

Исследования неохлаждаемых фоторезисторов из узкозонных твердых растворов Cd_xHg_{1-x}Te (КРТ), имеющих состав близкий к бесщелевому состоянию при 77 К, выполнены рядом авторов [1-3]. Увеличение ширины запрещенной зоны и быстроедействие (уменьшение времени жизни неосновных носителей заряда) с повышением температуры КРТ определяет выбор составов близких к бесщелевым для создания неохлаждаемых фоторезисторов чувствительных к излучению с длиной волны 10,6 мкм. Целью данной работы является создание охлаждаемых ТЭО до температуры ≈ -45°С многоэлементных фоторезисторов с кодом Грея из материала КРТ,

полученного методом молекулярно-лучевой эпитаксии (ГЭС КРТ МЛЭ), с высоким отношением сигнала к шуму при воздействии импульсного излучения CO_2 лазера при минимальной выделяющейся в ФЧЭ мощности.

Существует обширная библиография по зависимости ширины запрещенной зоны от температуры и состава КРТ, наибольшее распространение получила эмпирическая зависимость Хансена-Шмита [4]:

$$\Delta E_g = -0.302 + 1.93x - 0.81x^2 + 0.832x^3 + 5.35 \cdot 10^{-4} \cdot (1 - 2x) \cdot T \quad (1)$$

На рис.1 приведены зависимости длинноволновой границы фотопроводимости для КРТ от мольной доли CdTe при температуре 220 и 250 К в соответствии с выражением (1) без учета влияния толщины фоторезистора. Гибкая технология молекулярно-лучевой эпитаксии КРТ, разработанная в Институте физики полупроводников Сибирского отделения академии наук РФ, позволила путём соответствующей корректировки режимов МЛЭ получить гетеро-эпитаксиальные структуры КРТ заданных составов от $x=0,160$ до $x=0,194$ с высокими параметрами при температуре жидкого азота. Схематически топология ФЧЭ с кодом Грея показана на рис.2. Размер фоточувствительной области составил 12 х 6 мм. Сигнал фотоответа в виде двоичного кода Грея образуется при засветке элементов всех разрядов десяти фоточувствительных линеек узкой, шириной 0,3 мм, полоской излучения. Ширина линейки - 0,5 мм. При этом, коэффициент использования ФЧЭ длиной 6 мм составляет 5%. В основу конструкции фоторезистора положена конструкция стандартного двухкаскадного термоэлектрического охладителя марки 2МС-081-15 отечественной фирмы РМТ (Москва). Фоточувствительный элемент из ГЭС КРТ МЛЭ с топологией кода Грея приклеен к поверхности ТЭО и герметично закрыт колпачком из никелированного кобальта с входным окном из просветлённого сульфидом цинка германия. Полость фоторезистора заполнена ксеноном. Фотографии фоторезистора и ФЧЭ с кодом Грея на поверхности термоэлектрической батареи приведены на рис.3 и 4.

На рис.5 показаны экспериментальные зависимости сигнала фотоответа фоторезисторов с кодом Грея от обратной температуры для фоторезисторов, изготовленных из ГЭС КРТ МЛЭ разных составов и толщины, при воздействии полоски шириной 0,3 мм излучения CO_2 лазера с длиной волны 10,6 мкм с энергией в импульсе $1,5 \cdot 10^{-6} - 2,1 \cdot 10^{-6}$ Дж/см² и длительностью импульса 75 нс по уровню 0,5. Фоторезистор с кодом Грея, изготовленный из КРТ состава $x=0,194$, был более чем в два раза тоньше (4,0 мкм). Увеличение толщины рабочего слоя КРТ $x=0,194$ позволит снизить потери в величине сигнала, т.к. оптимальная толщины фоторезисторов в диапазоне температур (220-270)К с учетом коэффициента поглощения составляет около 18 мкм [3]. Технология молекулярно-лучевой эпитаксии позволяет увеличить толщину рабочего слоя КРТ до значений ≈ 15 мкм. В разработанных фоторезисторах, имеющих сопротивление 800-2000 Ом, доминируют шумы Джонсона- Найквиста. Увеличение темнового сопротивления ФЧЭ (R_t) достигнуто за счет исполнения

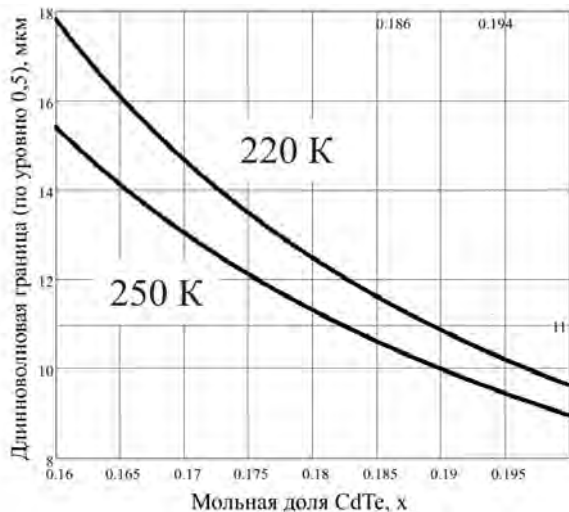


Рис.1. Зависимость длинноволновой границы фотопроводимости для КРТ от мольной доли CdTe при температуре 220 и 250К.

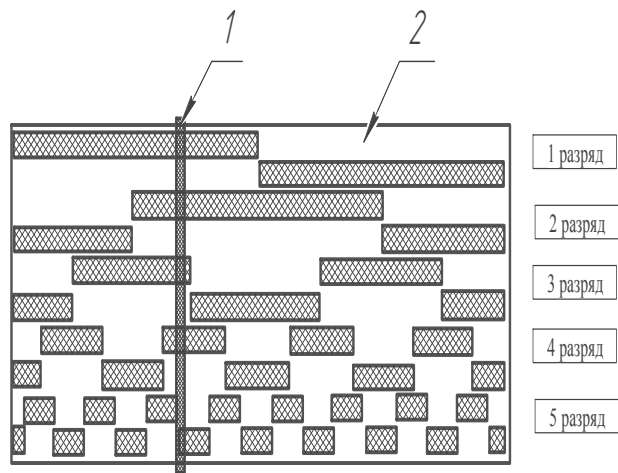


Рис.2. Топология ФЧЭ с кодом Грея: 1 - проекция излучения в виде полосы на ФЧЭ; 2 – 1-я площадка 1-го разряда.



Рис.3 Фотография фоторезистора с кодом Грея.

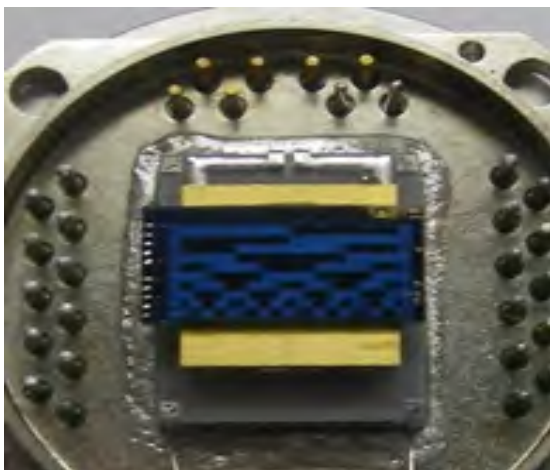


Рис.4 Фотография ФЧЭ с кодом Грея на поверхности ТЭО.

фоточувствительных площадок в виде меандра с зазорами между "коленами" меандра не более 10 мкм. Это позволяет увеличивать отношение сигнала к шуму за счёт повышения напряжения смещения в пределах, определяемых холодопроизводительностью двухкаскадного ТЭО и предельной мощностью, ограниченной аппаратурой применения, а также уменьшает требования к шумовым параметрам предусилителя аппаратуры. Дальнейшее увеличение R_t за счёт уменьшения ширины "коленами" меандра приводит к увеличению электрической взаимосвязи между линейками (более 10%), что связано, по нашему мнению, с влиянием переходного слоя CdTe в подложке ГЭС КРТ МЛЭ для данной топологии ФЧЭ. На рис.6 показана зависимость R_t ФЧЭ от температуры для двух составов ГЭС КРТ МЛЭ. На рис.7 приведены зависимости напряжения шума фоторезистора ($U_{ш}$) от температуры для состава 0,1 94: 1– результаты расчета шума Джонсона-Найквиста в соответствии с экспериментальной зависимостью R_t ФЧЭ от температуры (кривая 1 рис.6); 2– экспериментальная зависимость $U_{ш}$ без подачи напряжения смещения на ФЧЭ; 2 –экспериментальная зависимость $U_{ш}$ при подаче рабочего напряжения смещения. На рис.8

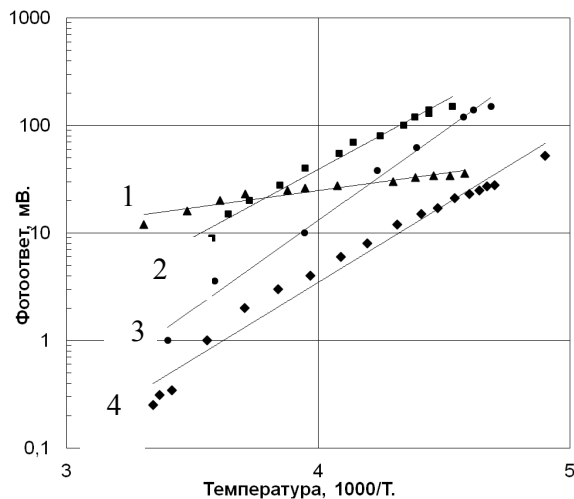


Рис.5. Зависимость сигнала фотосовета от обратной температуры: 1– $x=0,168$ $P=1,5 \cdot 10^{-6}$ Дж/см²; 2– $x=0,183$ $P=2,0 \cdot 10^{-6}$ Дж/см²; 3– $x=0,194$ $P=1,5 \cdot 10^{-6}$ Дж/см²; 4 – $x=0,189$ $P=2,1 \cdot 10^{-7}$ Дж/см².

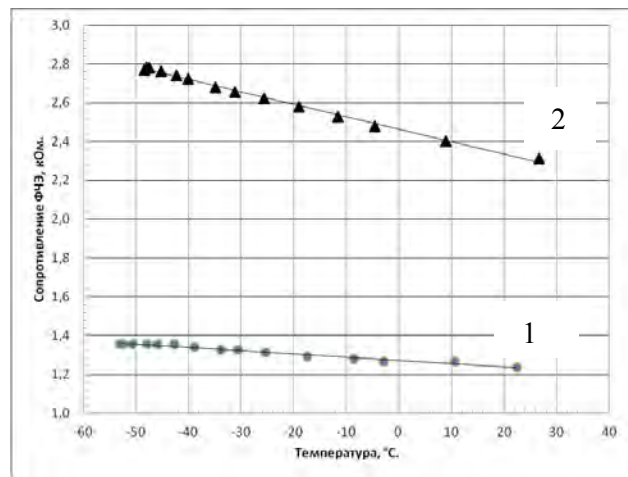


Рис.6. Зависимость сопротивления фоторезисторов от температуры: 1– $x=0,183$; 2 – $x=0,194$.

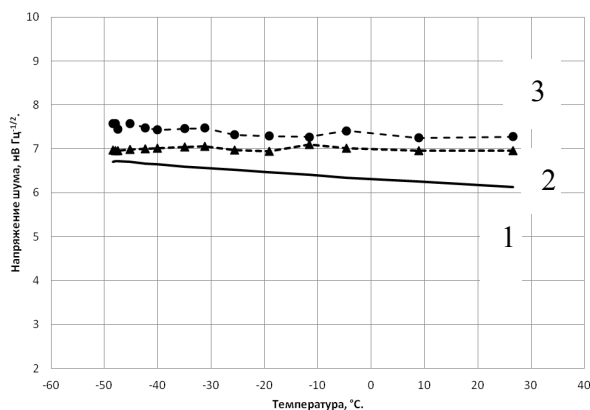


Рис.7. Зависимости напряжения шума ФЧЭ от температуры для состава 0,194: 1 – расчет; 2 – при $I=0$; 3 – при $I=2,27$ мА.

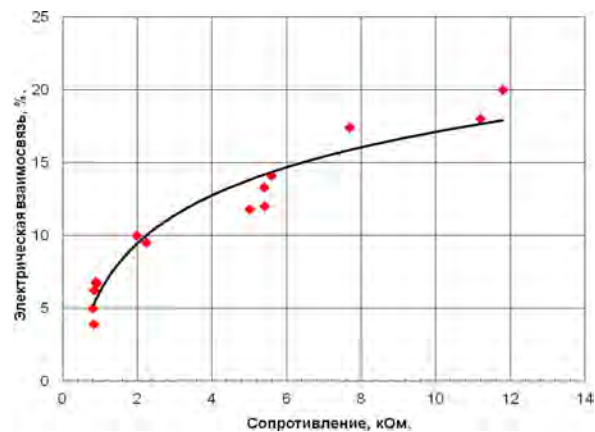


Рис.8. Зависимости электрической взаимосвязи между линейками от сопротивления ФЧЭ.

приведена зависимость электрической взаимосвязи между линейками от R_t ФЧЭ. На рис.9 показаны зависимости фотосовета и температуры ФЧЭ от мощности питания ТЭО при подачи рабочего напряжения на все ФЧЭ. На рис.10 показана осциллограмма длительности сигналов с фоторезистора и опорного фотоприемника марки PD10M2 на основе эффекта увлечения носителей тока фотона от излучения CO₂ лазера с частотой 10 Гц. В табл.1 приведены параметры фоторезистора с кодом Грея из ГЭС КРТ МЛЭ ($x=0,189$) при минимальной облученности 10^{-8} Дж/см² и ширине полосы лазерного излучения 300 мкм на длине волны 10,6 мкм, длительность импульса излучения – 75 нс, шумовая полоса– 3,14 МГц, суммарная потребляемая мощность – 9,5 Вт.



Рис.9. Зависимость сигнала фотосовета (1) и температуры ФЧЭ (2) от мощности ТЭО.

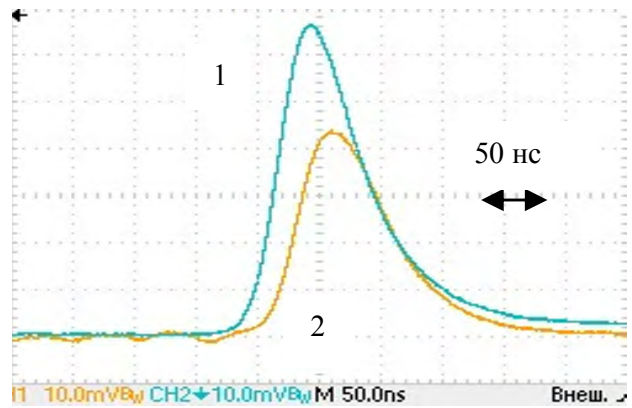


Рис.10. Осциллограмма длительности импульса излучения CO₂ лазера с опорного приемника (1) и фоторезистора (2).

Таблица 1. Средние значения параметров фоторезистора с кодом Грея из ГЭС КРТ МЛЭ (x=0,189).

R _T , кОм 1,12		
Отношение сигнал-шум	НКУ 37	
	+55°C 31	
	-50°C 74	

Литература.

1. Galus W., Persak T., Piotrovski J. Uncooled photoconductive (Cd,Hg)Te detectors for 8-14 μm region. *Infrared Phys.*, v.19, p.649-652(1979).
2. Djuric Z., Piotrovski J., Y aksic Z., Dj iooovic Z. Ambient temperature H gCdTe photoconductor can achieve detectivity higher than 1·10⁸ cm Hz^{1/2}/W at 10.6 μm. *Electronic Lett.*, v.28, No.25 (1988).
3. Piotrovski J. Uncooled operation of IR photoconductors. *Opto-electronics review*, v.12(1), p.111-122 (1982).
4. Hansen G.L., Schmit J.L., Casselman T.N. Energy gap versus alloy composition and temperature in Hg_{1-x}Cd_xTe. *J.Appl.Phys.*, v.53, p.7099-7101 (1982).

99. Кремниевая интегральная схема считывания формата 384×288 с шагом ячеек 25 μm для гибридных ИК матричных фотоприемников средневолнового и длинноволнового диапазонов на базе КРТ фотодиодных матриц

Дворецкий С.А., Зверев А.В., Макаров Ю.С., Михантьев Е.А.

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

Основной задачей кремниевых интегральных схем считывания (КИСС) является регистрация интенсивности потока ИК излучения, падающего на матрицу фоточувствительных элементов, и последующий последовательный вывод полученной информации для построения изображения и его анализа внешним оборудованием. В зависимости от спектральной чувствительности фотодиодов в матрице, регистрация может вестись в трех основных диапазонах длин волн: коротковолновой ИК диапазон (от 1,4 до 2,5 μm), средневолновой ИК диапазон (от 3 до 5 μm), длинноволновой ИК

диапазон (от 8 до 14 μm). В длинноволновом ИК диапазоне интенсивность потока излучения достаточно велика, а доля полезного в нем сигнала мала. В таких условиях используется накопительная ячейка с прямой инжекцией и накоплением заряда, основной характеристикой которой является ее зарядовая емкость. Чем больше такая емкость, тем в течение большего периода времени удастся накапливать сигнал и, как следствие, возрастает температурное разрешение фотоприемного устройства (ФПУ) в целом.

Современная КИСС должна работать как в режиме интегрирование, затем считывание (ITR), так и в режиме интегрирование во время считывания (IWR), также позволять ФПУ считывать накопленный видеосигнал из ограниченной области матрицы фотодиодов — режим «окна» и иметь минимально возможное количество управляющих и питающих выводов, пересекающих границу криостата.

Была разработана КИСС формата 384x288 с шагом ячеек 25 μm со следующими характеристиками:

максимальная зарядовая емкость накопительной ячейки	не менее $1,8 \cdot 10^7 e^-$
соотношение сигнал/шум	не менее 80 dB
максимальная частота вывода информации	не менее 10 MHz
потребляемая мощность	не более 100 mW
рабочая температура	от 70 до 150 K
количество выводов КИСС для считывания сигнальной информации	4

Функциональные возможности КИСС:

- обеспечивает прием и накопление электрического заряда от каждого фотодиода матрицы одновременно в течение заданного времени посредством схемы прямой инжекции;

- позволяет считывать сигнальную информацию как одновременно по четырем выходам, так и используя только один выход;

- может вести прием и накопление заряда от фоточувствительных элементов одновременно со считыванием сигнальной информации, полученной в процессе предыдущего акта приема и накопления заряда (режим IWR);

- предусмотрена возможность выбора подматрицы прямоугольной формы произвольного размера и расположения, из которой будет считываться видеосигнал (режим «окна»);

- предусмотрена возможность выбора величины зарядовой емкости ячейки между двумя фиксированными значениями с помощью интерфейса управления;

- предусмотрено встроенное средство тестирования накопительных ячеек;

- предусмотрены встроенные цифро-аналоговые преобразователи (ЦАП), которые могут быть использованы для задания напряжения смещения фоточувствительных элементов, напряжений, управляющих системой тестирования и антиблужинга;

- предусмотрено управление режимами работы с помощью последовательного интерфейса;

- позволяет подстраивать цепи смещения аналоговой части КИСС и коэффициенты преобразования усилителей.

На рисунке 1 представлены временные диаграммы работы КИСС в режимах ITR и IWR. С целью минимизации количества управляющих выводов в КИСС задание режимов работы, величин встроенных ЦАПов и выводимого окна определяется значением, загруженным во внутренний регистр.

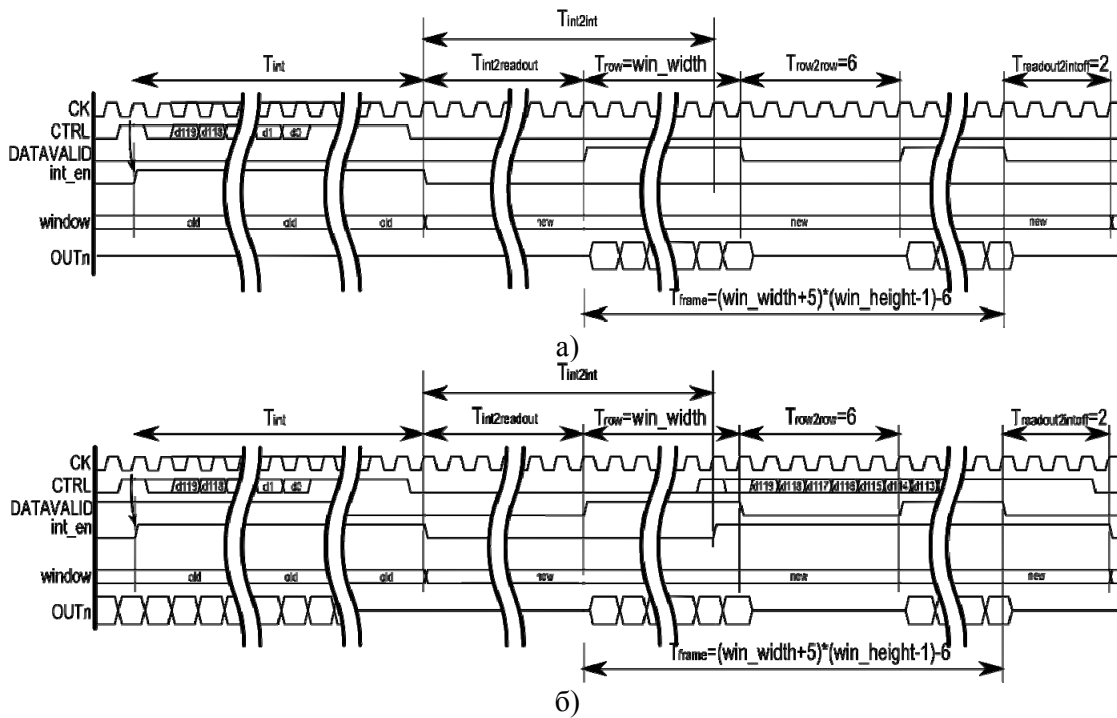


Рисунок 1 – Временные диаграммы работы КИСС. а) в режиме ITR; б) в режиме IWR.

Загрузка этого регистра может производиться с использованием того же вывода, который используется для управления процессом интегрирования изображения – CTRL. В начале интегрирования можно загружать новое значение регистра, которое становится действительным после окончания этого акта интегрирования. Таким образом возможно на каждом акте интегрирования менять окно, из которого считывается информация.

На рисунке 2 представлена электрическая принципиальная схема накопительной ячейки разработанной КИСС. PMOS транзисторы VT C1 и VTC2 используются в качестве емкостей для накопления заряда в процессе интегрирования как в режиме ITR, так и в режиме IWR. При этом возможно отключение емкости VTC1 для сокращения времени интегрирования в тех случаях, когда средний поток излучения достаточно низкий, например, при использовании КИСС с матрицами средневолнового диапазона. PMOS транзистор VTC3 используется для считывания накопленного заряда как в режиме ITR, так и в режиме IWR, а также используется как накопительная емкость в режиме ITR. Транзистор VT1 может быть использован для тестирования массива накопительных ячеек КИСС. Порт PHDK ячейки через индиевый столб соединяется с катодом фотодиода матрицы с общим анодом. На рисунке 3 приведен топологический чертеж накопительной ячейки КИСС.

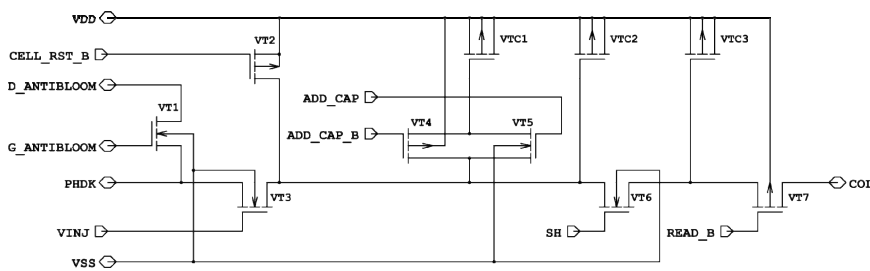


Рисунок 2 – Электрическая принципиальная схема накопительной ячейки КИСС. $C_{VTC1}=0,6$ pF, $C_{VTC2}=0,2$ pF, $C_{VTC3}=0,2$ pF.

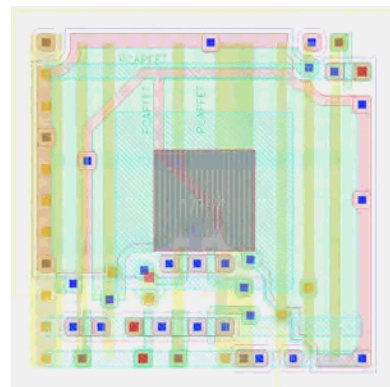


Рисунок 3 – Топологический чертеж накопительной ячейки КИСС

100. Исследование влияния структуры кремниевого мультиплексора и параметров матрицы детекторов инфракрасного диапазона на характеристики фотоприемных устройств

Демьяненко М.А., Есаев Д.Г., Козлов А.И., Марчишин И.В., Овсяк В.Н.

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

Представлены научные аспекты и технические принципы создания унифицированной серии кремниевых мультиплексоров (КМ). КМ предназначены для считывания и предварительной обработки фотосигналов линейчатых и матричных фотодетекторов спектральных инфракрасных (ИК) диапазонов 8-14 и 3-5 мкм. Выполнен обзор линейчатых (1×288 , 1×576) и матричных (128×128 , 160×128 , 320×256) КМ, разработанных в ИФП СО РАН на базе экспериментальной и промышленной технологии [1-3].

Рассмотрены особенности построения КМ для многоэлементных ИК фотоприемников (ИК ФП). Матричный мультиплексор с кадровым накоплением (ММКН) состоит из матрицы элементарных ячеек считывания фотосигналов и системы коммутации сигнального напряжения от каждой из элементарных ячеек на выход (рис.1а). Каждая элементарная ячейка считывания фотосигнала может содержать интегратор, усилитель, адресный ключ и устройство согласования фоточувствительного элемента (ФЧЭ) и интегратора. В матричном мультиплексоре с построчным накоплением (ММПН) интегратор может быть расположен в каждом столбцовом канале считывания (рис.1б).

Расчетным путем проведена оценка эквивалентной шуму разности температур (NETD) ИК ФП спектрального диапазона 8-14 мкм для комбинаций матричного мультиплексора с кадровым накоплением, матричного мультиплексора с построчным накоплением (ММПН) и детекторов на основе соединения кадмий - ртуть - теллур (КРТ) и многослойных структур с квантовыми ямами (МСКЯ) [1]. Получены зависимости разности температур, эквивалентной шуму, от параметра R_0A , характеризующего уровень технологии, размера (l_{PIX}) элементарной ячейки матрицы, внутренней квантовой эффективности η и длины волны максимума спектральной чувствительности (λ_{max}) фотодетекторов для ИК ФП на основе разных мультиплексоров (рис.2-3). Зависимости оценки NETD длинноволновых ИК ФП от проектных норм КМОП-технологии изготовления для разных КМ представлены на рис.4. Преимущества ММПН в длинноволновом спектральном ИК-диапазоне для КРТ фотодиодов наглядно демонстрирует рис.5.

В результате проанализированы особенности организации, создания и применения КМ с поэлементным, построчным и кадровым накоплением фотосигналов многоэлементных ИК ФП, выполненных на различных полупроводниковых материалах. На этой основе в ИФП СО РАН разрабатываются КМ, ориентированные на изготовление по промышленной КМОП-технологии.

Типичные параметры КМ и характеристики некоторых экспериментальных образцов ИК ФП, созданных в ИФП СО РАН, приведены в Таблице [1]. Примеры полученных тепловых изображений представлены на рис.6. Фотографии кристаллов некоторых КМ изображены на рис.7. Изготовленные КМ обеспечивают создание фотоприемников различного формата для спектральных ИК-диапазонов 8-14 и 3-5 мкм с температурным разрешением, соответствующим уровню мировых образцов [1-3].

Таблица

Наименование КМ	Формат	Шаг, мкм ²	Зарядовая емкость, 10 ⁶ e ⁻	Тип и материал фотоприемной матрицы	λ_{\max} , мкм	NETD, мК
МХ-V	128×128	50×50	28	МСКЯ на GaAs/AlGaAs	8.3	22
ММ 320	320×256	40×40	18	фотодиоды на основе HgCdTe	~5	25
ММПН 320	320×256	35×35	18-300		~11	20
ЛМ-1	1×576	30	18-260		10.2	14

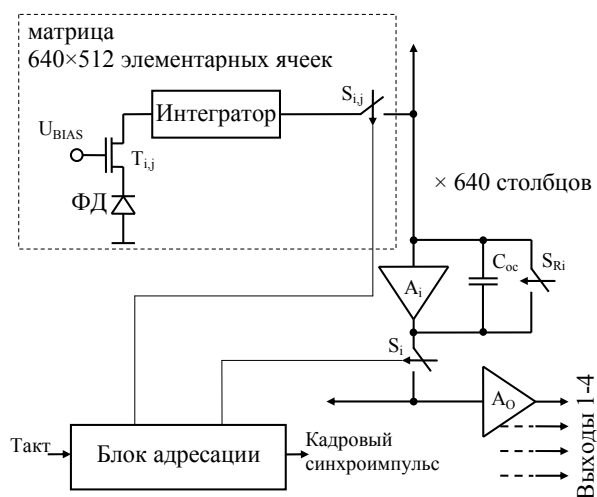


Рис.1а. Структурная схема ММКН.

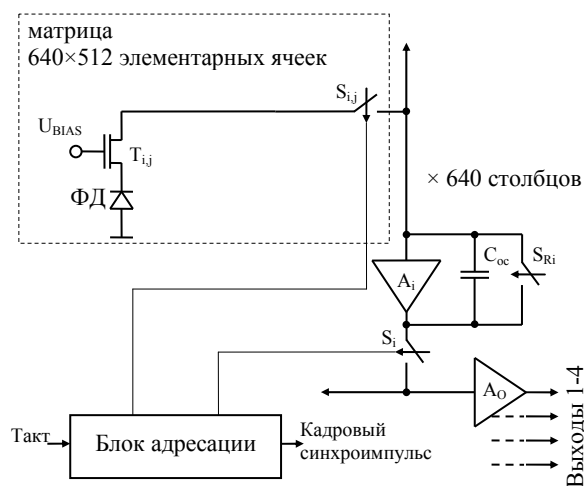


Рис.1б. Структурная схема ММПН (вариант исполнения).

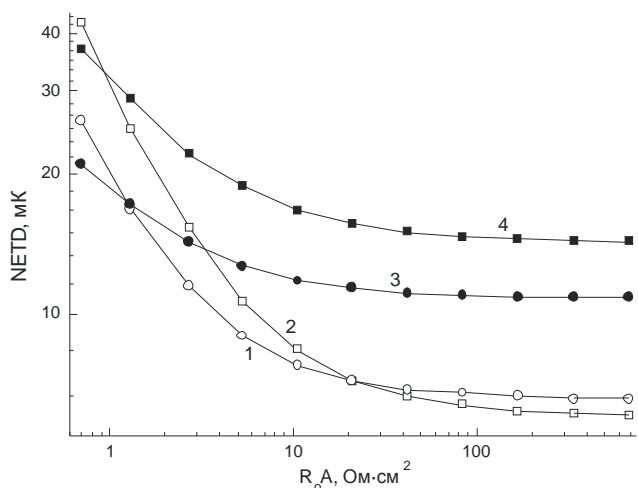


Рис.2а. Зависимости разности температур, эквивалентной шуму, от параметра R_0A длинноволновых КРТ фотодиодов с различной λ_{\max} для ИК ФП на основе разных мультиплексоров (1 - $\lambda_{\max}=11$ мкм и ММКН, 2 - $\lambda_{\max}=9.5$ мкм и ММКН, 3 - $\lambda_{\max}=11$ мкм и ММПН, 4 - $\lambda_{\max}=9.5$ мкм и ММПН).

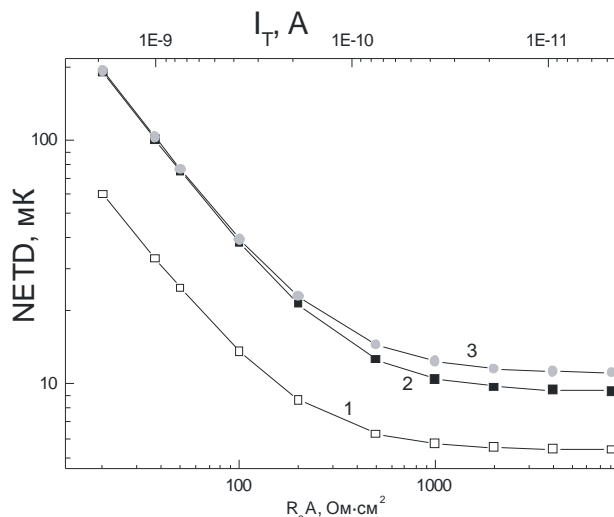


Рис.2б. Зависимости разности температур, эквивалентной шуму, от параметра R_0A (I_T) фотоприемников на основе МСКЯ для ИК ФП с разными размерами элементарной ячейки матрицы (1 - 25×25 мкм², $\eta=0.13$, 2 - 25×25 мкм², $\eta=0.04$, 3 - 20×20 мкм², $\eta=0.04$).

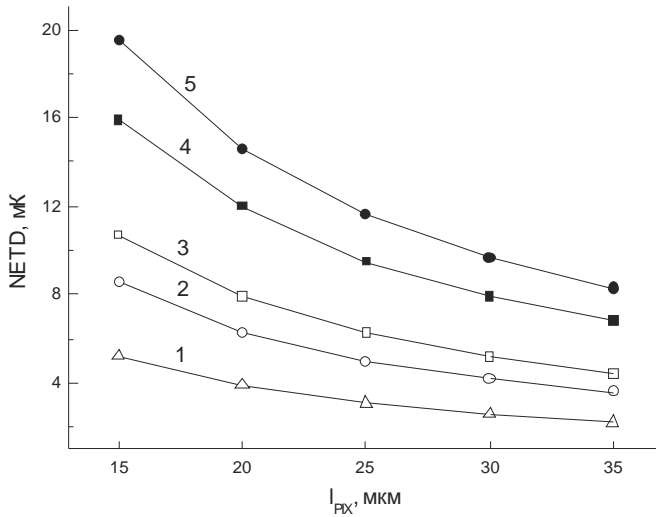


Рис.3а. Зависимости разности температур, эквивалентной шуму, от размера (I_{PIX}) элементарной ячейки ИК ФП для ММКН и ММПН при разных значениях λ_{max} (1 - $\lambda_{max}=5$ мкм и ММКН, 2 - $\lambda_{max}=9.5$ мкм и ММКН, 3 - $\lambda_{max}=11$ мкм и ММКН, 4 - $\lambda_{max}=11$ мкм и ММПН, 5 - $\lambda_{max}=9.5$ мкм и ММПН).

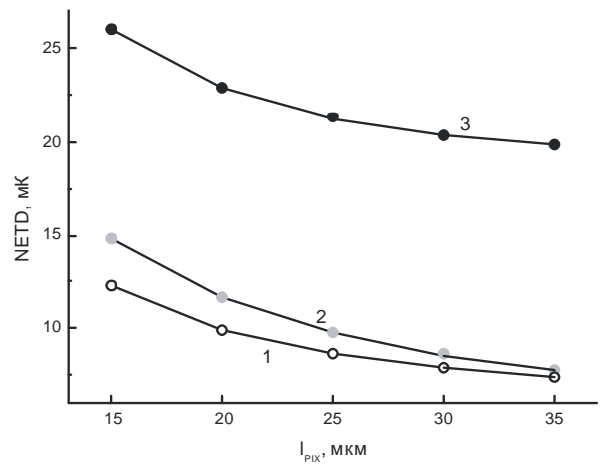


Рис.3б. Зависимости разности температур, эквивалентной шуму, от размера (I_{PIX}) элементарной ячейки ИК ФП при разных значениях η и параметра R_0A (1 - 200 Ом-см², $\eta=0.13$, 2 - 2000 Ом-см², $\eta=0.04$, 3 - 200 Ом-см², $\eta=0.04$).

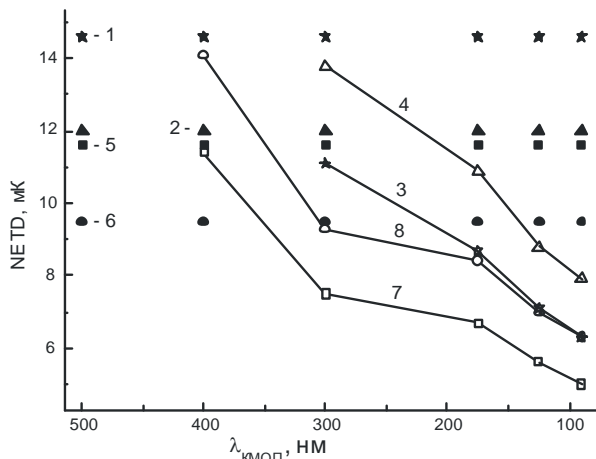


Рис.4а. Зависимости эквивалентной шуму разности температур ИК ФП на основе длинноволновых КРТ-фотодиодов от проектных норм ($2 \lambda_{KMOPT}$) КМОП-технологии, выбранной для изготовления ММКН и ММПН (для ячейки 20×20 мкм²: 1 - $\lambda_{max}=9.5$ мкм и ММПН, 2 - $\lambda_{max}=11$ мкм и ММПН, 3 - $\lambda_{max}=9.5$ мкм и ММКН, 4 - $\lambda_{max}=11$ мкм и ММКН; для ячейки 25×25 мкм²: 5 - $\lambda_{max}=9.5$ мкм и ММПН, 6 - $\lambda_{max}=11$ мкм и ММПН, 7 - $\lambda_{max}=9.5$ мкм и ММКН, 8 - $\lambda_{max}=11$ мкм и ММКН).

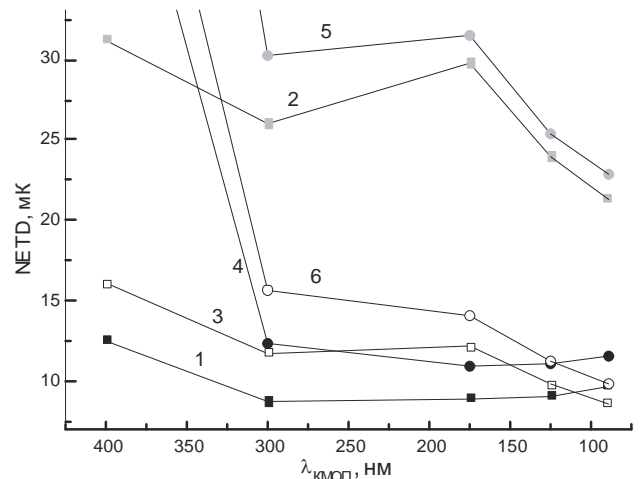


Рис.4б. Зависимости эквивалентной шуму разности температур ИК ФП на основе МСКЯ от проектных норм ($2 \lambda_{KMOPT}$) КМОП-технологии, выбранной для изготовления ММКН (1 - 25×25 мкм², $R_0A=2000$ Ом-см², 2 - 25×25 мкм², $R_0A=200$ Ом-см², 3 - 25×25 мкм², $R_0A=200$ Ом-см², $\eta=0.13$, 4 - 20×20 мкм², $R_0A=2000$ Ом-см², 5 - 20×20 мкм², $R_0A=200$ Ом-см², 6 - 20×20 мкм², $R_0A=200$ Ом-см², $\eta=0.13$).

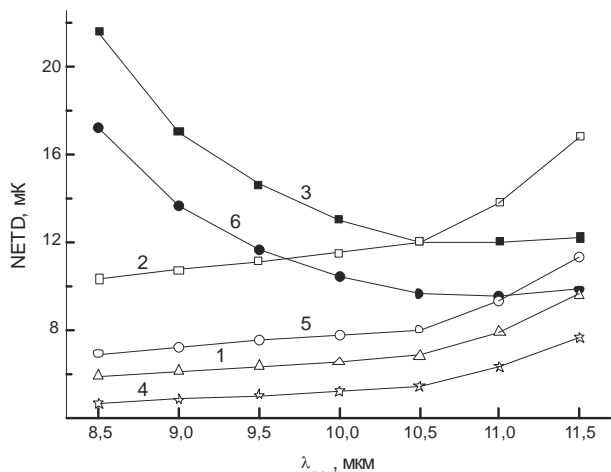


Рис.5а. Зависимости эквивалентной шуму разности температур ИК ФП от λ_{\max} КРТ-фотодиодов при разных $I_{\text{РКХ}}$ (для ячейки 20×20 мкм²: 1 - $\lambda_{\text{КМОП}}=90$ нм и ММКН, 2 - $\lambda_{\text{КМОП}}=300$ нм и ММКН, 3 - $\lambda_{\text{КМОП}}=90 \div 500$ нм и ММПН; для ячейки 25×25 мкм²: 4 - $\lambda_{\text{КМОП}}=90$ нм и ММКН, 5 - $\lambda_{\text{КМОП}}=300$ нм и ММКН, 6 - $\lambda_{\text{КМОП}}=90 \div 500$ нм и ММПН).

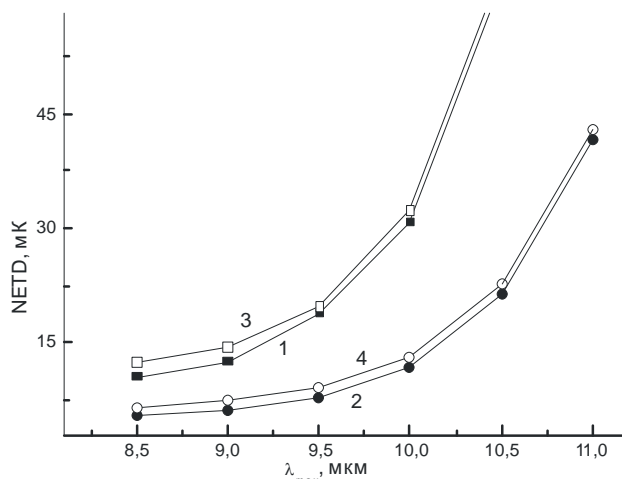
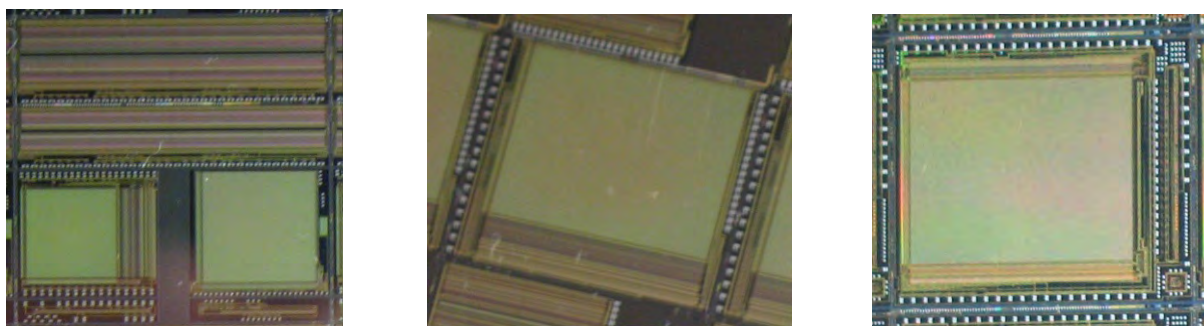


Рис.5б. Зависимости эквивалентной шуму разности температур ИК ФП от длины волны максимума спектральной чувствительности (λ_{\max}) МСКЯ для $\lambda_{\text{КМОП}}=90$ нм при разных $I_{\text{РКХ}}$ и η (1 - 25×25 мкм², $\eta=0.04$, 2 - 25×25 мкм², $\eta=0.13$, 3 - 20×20 мкм², $\eta=0.04$, 4 - 20×20 мкм², $\eta=0.13$).



а) б) в)

Рис.6. ИК изображения 320×256 элементов, полученные с помощью: а) ММПН и КРТ-фотодиодов с длиной волны максимума спектральной чувствительности $\lambda_{\max} \approx 11$ мкм, б) ММКН и КРТ-фотодиодов с $\lambda_{\max} \approx 5$ мкм. в) ММКН и ФП на МСКЯ с $\lambda_{\max} = 9,4$ мкм.



а) б) в)

Рис.7. Примеры кристаллов КМ (разработка ИФП СО РАН, производство ОАО «Ангстрем»): а) мультичип из 4 кристаллов: 128×128 (ММ-А, ММПН 128), 1×576 (ЛМ-1, ЛМ-2); б) мультичип из 2 кристаллов: 320×256 (ММПН 320), 1×288 (ЛМ 1×288); в) ММКН форматом 320×256 (ММ 320).

Литература

1. Козлов А. И., Марчишин И. В. Промышленно ориентированные разработки кремниевых мультиплексоров для многоэлементных ИК фотоприемников // Автометрия. 2012. 48, № 4. С. 60-72.
2. Козлов А.И., Марчишин И.В., Овсяк В.Н., Асеев А.Л. Серия кремниевых мультиплексоров для КРТ-фотодиодов спектрального диапазона 8-16 мкм // Оптический журнал. 2008. 75, №3. С. 60 - 67.
3. Козлов А.И., Марчишин И.В., Овсяк В.Н. Кремниевые мультиплексоры 1×576 для ИК-фотодиодов на основе соединения кадмий-ртуть-теллур // Микроэлектроника. 2008. 37, №4. С. 278 - 286.

101. Матричный КМОП мультиплексор формата 640×512 ячеек 15×15 мкм для гибридных ФПУ

Бородин Д.В.^{1,2}, Осипов Ю.В.^{1,2}, Васильев В.В.²

¹ФГУП «НПП «Пульсар», Москва, Россия

²ООО «РТК Иннекс», Москва, Россия

Создана микросхема считывания и предварительной обработки сигнала с резистивных и диодных фотоматриц формата 640 x512 ячеек которая может быть использована при создании гибридных (собранных с использованием перевернутого монтажа на индиевых микростолбиках) ФПУ с чувствительными элементами на основе InSb, InGa As, сверхрешеток типа Al GaAs-GaAs, рентгеночувствительных матриц на основе GaAs и др. Основные параметры и функциональные возможности мультиплексора:

- Период ячеек 15x15 мкм;
- Зарядовая емкость ячейки – не менее 3×10^6 электронов;
- Собственный шум – не более 10^3 электронов;
- Диапазон изменения выходного сигнала – не менее 1,5 В;
- Максимальная тактовая частота – не менее 8 МГц;
- Максимальная частота кадра полного формата – 250 Гц;
- Наличие функции «окно» уменьшения опрашиваемой области с пропорциональным увеличением кадровой частоты. Возможно любое положение и размер окна с шагом в 16 ячеек.
- Последовательный интерфейс задания размера и положения «окна».
- Наличие функции вычитания части входного тока до интегрирования. (темновой, фоновой составляющей фототока)
- Количество дифференциальных аналоговых выходов – 4 или 8.
- Режимы функционирования – конвейерный; считывание после интегрирования.
- Рассеиваемая мощность при тактовой частоте 5 МГц и кадре полного формата не более 50 мВт.
- Напряжения питания и логические уровни – 0 и 5 В.

Кроме того, коммутатор позволяет перераспределять время выборки, время сброса и время зазора между ними в пределах семи междустрочных служебных импульсов. Выбор осуществляется через последовательный порт, возможные значения (в периодах тактовой частоты) приведены в таблице.

Длительность выборки	Длительность сброса	Зазор между выборкой и сбросом
3 3		1
3 2		2
2 3		2

Длительность выборки	Длительность сброса	Зазор между выборкой и сбросом
2 2		3

В коммутаторе изменена схема переноса сигнала с массива ячеек на периферию, что позволило подавить эффект влияния насыщающего сигнала в ячейках части строки на уровень сигнала в других ячейках этой строки со средним уровнем сигнала.

На рис. 1 приведено изображение при засветке части кадра пятном, приводящим к насыщению выходного сигнала. Измерения проводились на тактовой частоте 8 МГц, фоновой засветке на уровне половины от сигнала насыщения. В этих условиях проводилась одноточечная коррекция и автоматический выбор диапазона сигнала, а затем выполнялась засветка пятном. Видно, что влияние от ячеек с насыщением по строкам (которые в ориентации рисунка расположены вертикально, а опрос строк выполняется снизу вверх) отсутствует.

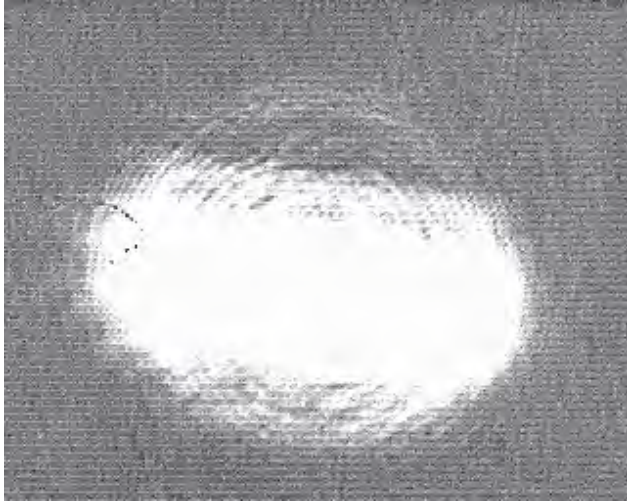


Рис. 1

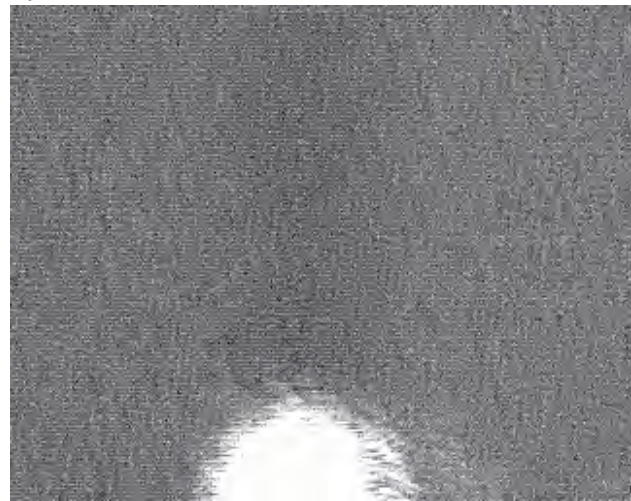


Рис. 2

На рис. 2 . приведены результаты аналогичных измерений, выполненные в режиме окна размера 320x256 расположенного в правом верхнем углу массива ячеек. Засветка до насыщения проводилась на горизонтальной оси массива ячеек, то есть по нижней границе изображения на рис. 2.

102. Коррекция пространственной неравномерности по изображению для инфракрасных обзорно-прицельных каналов

Денисов А.И., Денисов И.Г., Валиев К.Р.
 ОАО «НПО «ГИПО», Казань, Россия

Известно, что геометрическая неравномерность чувствительности элементов матричных инфракрасных (ИК) фотоприемных устройств (МФПУ) является одним из существенных факторов, ограничивающих чувствительность тепловизионных каналов, построенных на их основе. Для ее устранения существует ряд методов калибровки, в том числе, с использованием дополнительных оптических элементов или опорных источников излучения, встраиваемых в тепловизионный канал специально для ее проведения.

В последнее время, в связи с ростом производительности вычислительных систем, появился существенный интерес к калибровке по изображению, формируемому МФПУ [1 -4]. Потенциально калибровка по изображению позволяет устранять геометрическую неравномерность без использования дополнительных конструктивных элементов, например, в работе [1] сообщается о реализации калибровки по изображению в реальном времени в переносной ИК камере. Преимущество данного подхода проявляется в уменьшении массы и габаритов ИК каналов. Данный вопрос исследовался многими авторами в ряде зарубежных работ [1-3], в отечественных

исследованиях этот вопрос также изучается, например, в работе [4] проведен общий анализ различных подходов.

Однако, несмотря на большое количество разработанных алгоритмов калибровки по изображению [4], в серийно производимых ИК каналах в настоящее время их применение ограничено в силу ряда причин.

Прежде всего, это особенности применения и эксплуатации. ИК каналы должны функционировать в широком диапазоне изменений температуры внешней среды. Кроме того, в ряде применений ИК каналов наблюдаемая сцена неизменна, и, следовательно, в этом случае калибровка по изображению возможна лишь при организации внутреннего сканирования сцены.

В то же время, результаты работы показывают, что качество калибровки, получаемой с помощью встроенных средств, может быть улучшено с помощью калибровки по изображению. В этом случае алгоритм калибровки по изображению устраняет геометрическую неравномерность, оставшуюся после проведения предварительной калибровки, что существенно упрощает разработку алгоритма.

В данной работе рассматривается алгоритм калибровки по изображению, предназначенный для улучшения характеристик ИК каналов, работающих в составе обзорных систем, характеризующихся быстрыми изменениями наблюдаемой сцены. Основным достоинством разработанного алгоритма является его успешное внедрение в процессорные системы реального времени.

Сигнал на отдельном элементе МФПУ можно представить в виде суммы сигналов от сцены и паразитного сигнала (от других тепловых источников, включая внутреннюю полость прибора). Также необходимо учитывать неравномерность засветки элементов МФПУ.

$$N_f = N_s + N_{opt}(T), \quad (1)$$

где N_f — количество регистрируемых фотонов, N_s — количество сигнальных фотонов сцены, $N_{opt}(T)$ — паразитные фотоны, обусловленные неравномерностью засветки, неравномерностью чувствительности элементов МФПУ и внутренним нагревом прибора.

На практике, регистрируемый сигнал зависит от некоторого коэффициента $k_{qt}^i(T)$ (для двухточечной коррекции), который меняется от элемента к элементу. Он зависит от квантовой эффективности элемента матрицы, угла падения света от объекта, неравномерности коэффициента пропускания оптики.

Таким образом, регистрируемый сигнал можно представить в виде:

$$S^i = N_s^i k_{qt}^i(T) + N_{opt}(T) k_{qt}^i(T) \quad (2)$$

Выделив в явном виде N_s^i , получаем:

$$N_s^i = S^i a^i + b^i, \quad (3)$$

где коэффициент $a^i = \frac{1}{k_{qt}^i(T)}$, ($b^i = -N_{opt}(T)$), T — температура.

Для получения изображения без шума требуется найти коэффициенты a^i и b^i , которые, в общем случае, зависят от внешних условий и могут считаться постоянными только для достаточно узкого диапазона температур прибора и окружающей среды. Отметим, что коэффициенты a^i при работе в одном и том же диапазоне заполнения ямы элемента для охлаждаемых МФПУ, могут считаться постоянными. Соответственно, основную сложность представляет вычисление коэффициентов b^i . Если при работе прибора происходит его нагрев, то коэффициент b^i может меняться со временем. Эти коэффициенты можно вычислить при равномерной засветке, однако на практике

получение равномерной засветки представляет собой сложную задачу, которая требует дополнительных конструктивных элементов.

Идея алгоритма заключается в коррекции неоднородности чувствительности элементов МФПУ, используя однородные области на изображении. Для этого необходимо выделить эти однородные области и найти величину неоднородности, вызванную некорректными коэффициентами $b^{i,j}$ (3). Для этого разработан и реализован алгоритм на основе фильтра Калмана [2, 3], учитывающий влияние локальных неравномерностей чувствительности элементов МФПУ с целью повышения соотношения сигнал/шум.

Рассматриваем изображения как сумму некоторого идеального изображения, без шума и шумовой составляющей:

$$S = S_{id} + B, \quad (4)$$

где S – сигнал с приемника, S_{id} – идеальный сигнал, B – остаточная неравномерность (матрица коэффициентов $b^{i,j}$).

Обработка изображений происходит в несколько этапов. Первый этап заключается в обработке сигнала сглаживающим фильтром. Сглаживающий фильтр позволяет выделить однородные области, сглаживая локальные неоднородности, вызванные вариацией в коэффициентах $b^{i,j}$, в то же время не устраняя неоднородности, вызванные сигналом от сцены. С этой целью в данном алгоритме используются медианная и усредняющая фильтрация.

В качестве первого приближения для внесения поправок в матрицу коэффициентов $b^{i,j}$ рассчитывается разница между изображением, обработанным сглаживающим фильтром, и исходным изображением:

$$\Delta B = S - S_f, \quad (5)$$

где S_f – изображение, обработанное сглаживающим фильтром.

Учет поправки осуществляется с помощью фильтра Калмана

$$B = B + K \Delta B. \quad (6)$$

В формуле (6) K – коэффициент, который вычисляется для каждого элемента с помощью дополнительных фильтров.

Рассмотрим коэффициент K и фильтры, используемые для его вычисления подробнее. Локальные градиенты учитываются с помощью вычисления с применением фильтров Превитта, Собеля или Щарра. Поправка вносится в коэффициент K (6) в виде дополнительного множителя

$$Gk_{i,j} = \frac{AverGradient}{AverGradient + GradientArray_{i,j}}, \quad (8)$$

где $AverGradient$ – среднее значение градиента изображения, $GradientArray_{i,j}$ – элементы матрицы локальных градиентов изображения. Яркие объекты, оставляющие отпечатки даже после поправки $Gk_{i,j}$ учитываются с помощью дополнительного коэффициента

$$Dk_{i,j} = 1 - BinDil_{i,j}, \quad (9)$$

где $BinDil_{i,j}$ – результат воздействия на изображения дилатации.

Таким образом, коэффициент фильтра K имеет окончательный вид

$$K_{i,j} = K_0 Gk_{i,j} Dk_{i,j}, \quad (10)$$

где K_0 – числовой коэффициент.

В развернутом виде коэффициент фильтра принимает вид:

$$K_{i,j} = K_0 \frac{AverGradient}{AverGradient + GradientArray_{i,j}} (1 - BinDil_{i,j}) \quad (11)$$

В качестве количественной оценки эффективности работы алгоритма выбрано отношение сигнал/шум для малоразмерного объекта. Данная оценка выбрана из-за перспективы дальнейшего практического применения алгоритма в обзорно-прицельных приборах. Для малоразмерных объектов высокое отношение сигнал/шум позволяет увеличить дальность обнаружения цели и уменьшает вероятность ложного обнаружения цели автоматом обнаружения.

Для тестирования алгоритма использовалось более 40000 ИК-изображений с предварительной калибровкой. На рис.1 показана зависимость отношения сигнал/шум для малоразмерного объекта в различных подборках ИК-изображений. По графику видно, что после некоторого количества итераций отношение сигнал/шум перестает падать ниже определенного значения. Флуктуации значения связаны с постоянным внесением поправок с каждым новым изображением в процессе обработки по алгоритму.

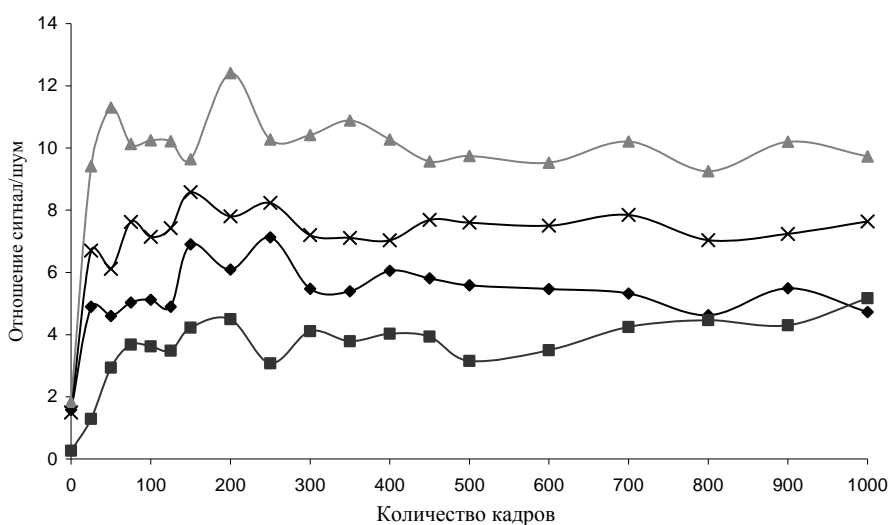


Рис.1. Зависимость отношения сигнал/шум при различных количествах итераций по алгоритму для выборок изображений с различных приборов.(медианный фильтр 5x5, уровень порога 100, $K_0 = 0.2$)

В данной работе разработан, протестирован на тепловизионных изображениях и оптимизирован для применения в ИК каналах реального времени алгоритм калибровки, позволяющий существенно улучшить характеристики ИК каналов. В среднем, отношение сигнал/шум для малоразмерных объектов увеличилось в 3-4 раза, что в условиях реального применения приводит к увеличению дальности обнаружения ИК каналов.

Литература

1. В.М. Ратлифф, М.М. Найат, Дж.С. Тью. Generalized algebraic scene-based nonuniformity correction algorithm // J. Opt. Soc. Am. A. 2005. №2. V.22. P. 239-249.
2. S. Torres. A Kalman filtering approach non-uniformity correction in infrared focal-plane array sensors // Proceedings of SPIE. 2000. V.4030. P. 196-203.
3. Goyal, P. Non-uniformity correction using Kalman filtering algorithm // International Journal of VLSI and Signal Processing Applications. 2011. №2. V.1. P. 42-51.
4. С.И. Жегалов, В.Н. Соляков, В.Г. Фетюхина. Условия и возможности коррекции неоднородности фотоприемных устройств по сигналам сцены. // Прикладная физика. 2011. №2. С. 80-91.
5. Гонсалес, Р. Цифровая обработка изображений. - М.: Техносфера, 2005. 1072 с.

103. Объективы с переменным фокусным расстоянием для средневолнового ИК диапазона

Нигматуллина Н.Г., Шарифуллина Д.Н., Насыров А.Р., Рагинов С.В.
ОАО «НПО «ГИПО», Казань, Россия

Объективы с переменным фокусным расстоянием, обеспечивающие изменение угловых размеров наблюдаемого участка пространства, имеют преимущества при эксплуатации перед оптическими системами с фиксированным фокусным расстоянием в различных приборах наблюдения, поиска, в специальной измерительной аппаратуре и т.д. При этом широкое поле зрения объективов используется для обнаружения объектов в наблюдаемой области, а узкое поле зрения дает возможность их классификации и идентификации.

Изменение фокусного расстояния (углового поля зрения) может осуществляться дискретно, за счет ввода-вывода дополнительных элементов из оптического тракта или перемещения одного или двух элементов вдоль оптической оси, и непрерывно, за счет перемещения вдоль оптической оси двух и более элементов.

В докладе представлены разработанные в ОАО «НПО ГИПО» различные схемы объективов для работы в спектральном диапазоне 3-5 мкм и приведены их основные характеристики.

Объективы разработаны с использованием известной методики расчета оптических систем с широким интервалом изменения фокусного расстояния [1,2].

На рисунке 1 в тонких компонентах представлена схема всех разработанных объективов, содержащая входной блок, состоящий из двух неподвижных положительных компонентов и двух подвижных отрицательных компонентов, и проекционный блок. Входной блок формирует промежуточное изображение и изменяет фокусное расстояние (угловое поле зрения) объектива. Проекционный блок осуществляет перенос промежуточного изображения в плоскость фоточувствительных элементов матричными фотоприемными устройствами (МФПУ) и обеспечивает минимальный диаметр первого компонента входного блока.

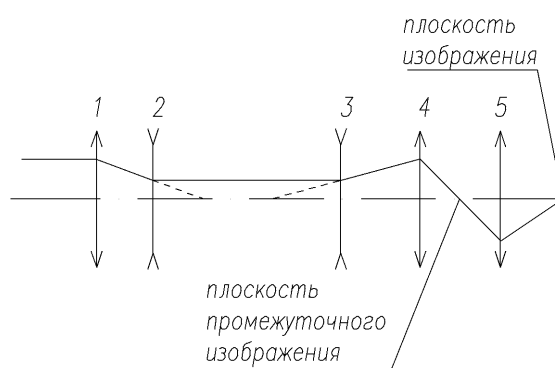
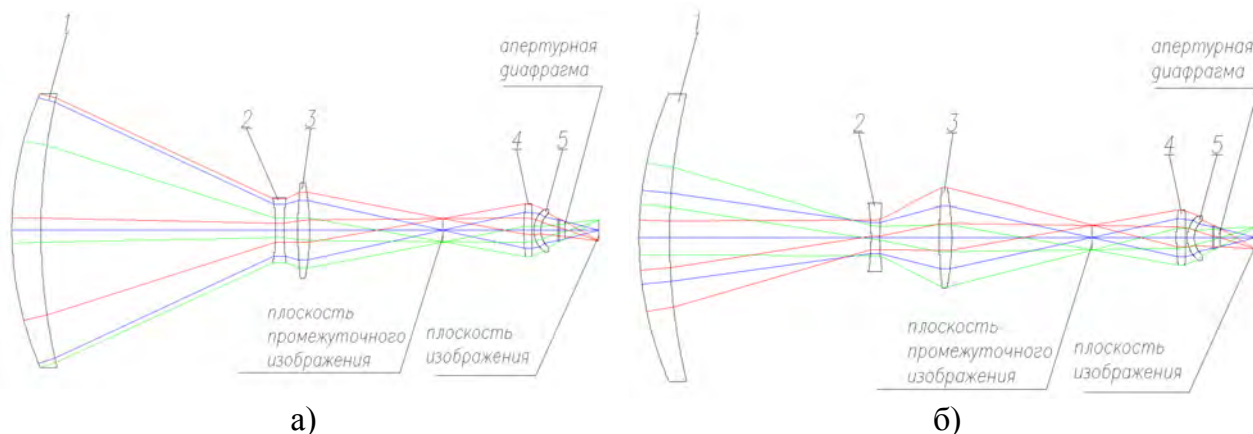


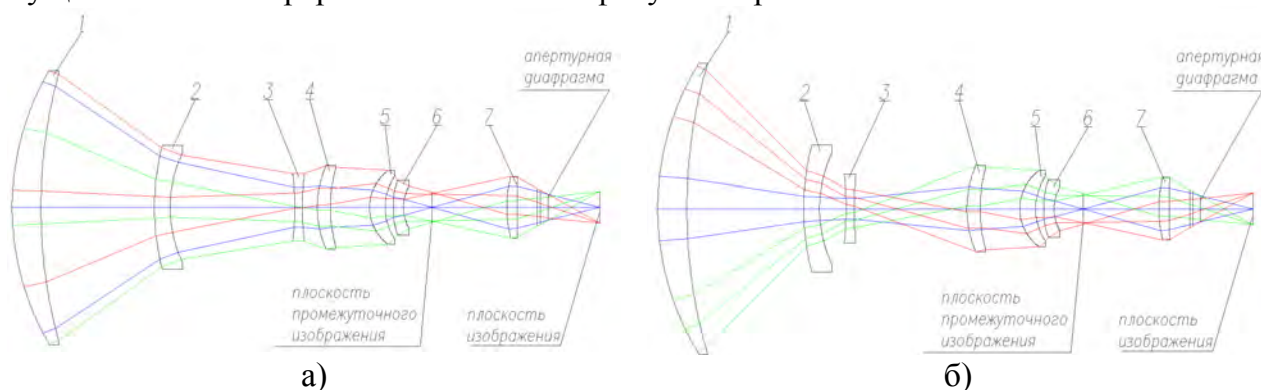
Рисунок 1. Схема объектива в тонких компонентах. 1-4 – входной блок; 5 – проекционный блок.

На рисунке 2 представлена схема первого разработанного объектива, в котором входной блок содержит три линзы, а проекционный блок – две линзы; перемещением второй линзы входного блока вдоль оптической оси осуществляется дискретное изменение фокусного расстояния.



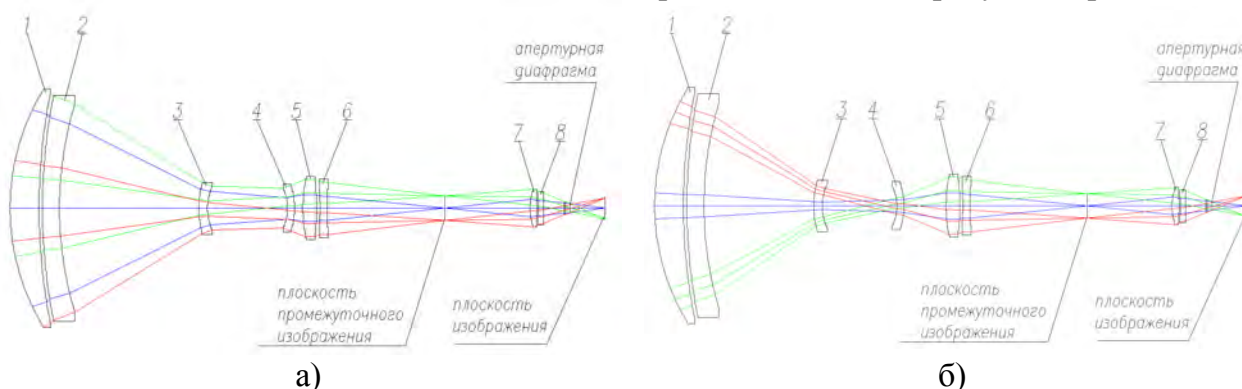
а) б)
 Рисунок 2. Схема объектива 1: а – $f'=320$ мм; б – $f'=107$ мм.
 1-3 – входной блок; 4, 5 – проекционный блок.

На рисунке 3 представлена схема второго разработанного объектива, в котором входной блок содержит шесть линз, а проекционный блок – одну линзу; перемещением второй и третьей линз входного блока вдоль оптической оси, каждой по своему закону, осуществляется непрерывное изменение фокусного расстояния.



а) б)
 Рисунок 3. Схема объектива 3: а – $f'=200$ мм; б – $f'=50$ мм.
 1-6 – входной блок; 7 – проекционный блок.

На рисунке 4 представлена схема третьего разработанного объектива, в котором входной блок содержит шесть линз, а проекционный блок – две линзы; перемещением третьей и четвертой линз входного блока вдоль оптической оси, каждой по своему закону, осуществляется двухступенчатое дискретное изменение фокусного расстояния.



а) б)
 Рисунок 4. Схема объектива 4: а – $f'=460$ мм; б – $f'=61$ мм.
 1-6 – входной блок; 7, 8 – проекционный блок.

На рисунке 5 представлена схема четвертого разработанного объектива, в котором входной блок содержит пять линз, а проекционный блок – одну линзу; перемещением второй и третьей линз входного блока вдоль оптической оси, каждой по своему закону, осуществляется непрерывное изменение фокусного расстояния.

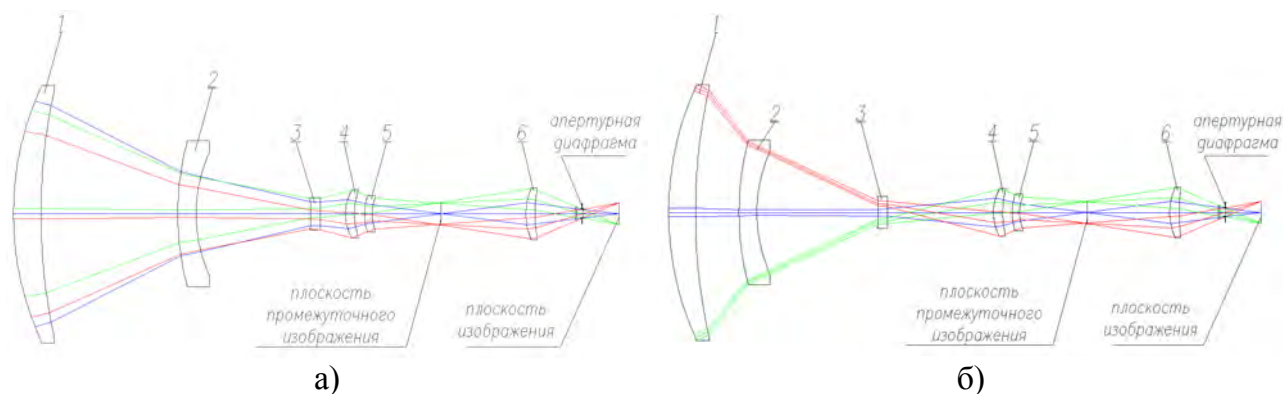


Рисунок 5. Схема объектива 2: а – $f'=500$ мм; б – $f'=20$ мм.
1-5 – входной блок; 6 – проекционный блок.

Основные характеристики разработанных объективов представлены в таблице.

Таблица

№ объектива	f' , мм	Кратность (f'_{max}/f'_{min})	Отн. отв.	Угловое поле зрения, град	Длина, мм	Концентрация энергии в диф. кружке в центре поля зрения, %		Примечание
						шир. поле зрения	узк. поле зрения	
1	107/320	3	1:2	6,6/2,2	340	83	81	2 асф. пов., 2 асф.-диф. пов.
2	50...200	4	1:2	14...3,5	225	80	77	2 асф. пов., 2 асф.-диф. пов.
3	61/183/460	7,5	1:4	11,5/3,9/1,5	350	8	81	2 асф. пов.
4	20...500	25	1:4	34,2...1,4	330	83	81	3 асф. пов., 2 асф.-диф. пов.

Применение в представленных объективах асферических и асферодифракционных поверхностей позволило уменьшить число элементов и сократить длину с обеспечением требуемого качества изображения. Эффективная оптимизация в широком диапазоне изменения фокусного расстояния проведена с помощью пакета программ ZEMAX.

Все объективы рассчитаны с возможностью сопряжения с охлаждаемыми МФПУ, для этого выходной зрачок объективов вынесен в пространство изображения и совмещен с охлаждаемой диафрагмой МФПУ [3].

Разработанные объективы обладают необходимыми массо-габаритными характеристиками и разрешающей способностью, что позволяет использовать их в составе тепловизионных модулей на основе охлаждаемых МФПУ.

В настоящее время на основе рассчитанных объективов проводится разработка конструкторской документации и технологическая подготовка производства.

Литература:

1. Волосов Д.С. Фотографическая оптика. М.: Искусство, 1971, с. 430.
2. Слюсарев Г.Г. Расчет оптических систем. Л.: Машиностроение, 1975, с. 292.
3. Тарасов В.В., Якушенков Ю.Г. Инфракрасные системы «смотрящего» типа. М.: Логос, 2004, с. 94.

104. Особенности схемотехники импульсных пороговых ФПУ с малым временем восстановления чувствительности после воздействия импульса перегрузки

Боровков П.М., Потапов А.В., Казарин Л.Н., Кравченко Н.В., Тришенков М.А.
ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

Непрерывное совершенствование радиоэлектронной аппаратуры требует дальнейшего улучшения фотоэлектрических характеристик фотоприемных устройств (ФПУ) предназначенных для регистрации импульсных сигналов. На первый план сейчас выходят требования по улучшению чувствительности при одновременном повышении быстродействия, снижению времени разрешения, уменьшению времени восстановления чувствительности, при воздействии мощного импульса излучения в начальный момент времени. Данная работа посвящена рассмотрению и практической реализации различных схемных решений быстродействующих фотоприемных устройств основанных на использовании в качестве фоточувствительного элемента фотодиодов, оптимизированных для приема на спектральный диапазон 0,9-1,6 мкм. При этом длительность входных оптических сигналов может изменяться в широком диапазоне от 5 до 400 нс, с уровнями регистрируемых энергий от 1×10^{-16} до 2×10^{-9} Дж.

Анализ возможных схемотехнических решений по увеличению чувствительности ФПУ, на основе фотодиодов, приводит к выводу о необходимости применения на входе усилителя большой нагрузки (500 кОм и более). Такое сопротивление нагрузки увеличивает электрическую взаимосвязь (в многоэлементных ФПУ) и постоянную времени входной RC-цепи, что существенно увеличивает время восстановления чувствительности.

Эти недостатки частично устраняются при использовании усилителя с отрицательной параллельной обратной связью по напряжению, когда сопротивление нагрузки включено в цепь отрицательной обратной связи. Таким образом, применение такой обратной связи является одним из методов существенного уменьшения времени восстановления чувствительности при одновременном улучшении быстродействия до того момента, когда не будет исчерпан динамический диапазон используемого усилителя по преобразованию входного фототока в выходное напряжение.

К сожалению и выше приведенный способ имеет свои практические ограничения обусловленные трудностями обеспечения устойчивости быстродействующего усилителя как при, так и сразу после окончания импульса засветки превышающего ни на один порядок уровни фототоков в 1 мА, после достижения которого происходит вырождение логарифмических свойств р-п перехода до уровня линейного сопротивления.

Помимо того, в настоящее время для уменьшения времени восстановления чувствительности применительно к ФПУ применяют следующие способы:

- 1) использование на входе усилителя активного ключа на транзисторе (полевом или биполярном);
- 2) применение ограничительного диода на входе усилителя;
- 3) построение логарифмического каскада, как на входе, так и в последующих трактах усилителей;
- 4) использование схемы временной автоматической регулировки усиления (ВАРУ);
- 5) применение многоступенчатой системы ослабления сигналов, как на входе ФПУ, так и в последующих каскадах усилителя.

Следует учесть, что в ФПУ часто используется комбинация нескольких способов для более существенного уменьшения времени восстановления чувствительности.

Каждый из приведенных способов доказал свою состоятельность, хотя и имеет свои особенности в применении и не лишен недостатков – так при использовании 1 и 4 способов необходимо дополнительно применять различные схемы управления ключами на транзисторах, вводить в системах стробируемые активные элементы и генераторы импульсов. Одновременно приходится дополнительно принимать меры по снижению амплитуды переходных процессов, как от импульсов управления, так и самих ключей.

Применение способа 2 носит ограниченный характер и используется, как правило, для защиты от пробоя входного каскада ФПУ высоковольтным импульсом, формируемым фотодиодом при больших энергиях входных оптических сигналов.

Использование способа 3 также сопряжено с существенными ограничениями, так как реальное значение тока с фотодиода может достигать нескольких десятков миллиампер. Помимо того, на выходе логарифмического каскада при перегрузках возникает переходной процесс, что требует дополнительных мер по устранению дополнительных (ложных) импульсов. Одновременно к схемотехническим решениям и используемой элементной базе выдвигаются дополнительные требования как по быстродействию, особенно при работе в режиме больших сигналов, необходимого для обеспечения устойчивости усилителя, так и к обеспечению ими, с некоторым запасом, выходных токов превышающих импульсные фототоки во всем динамическом диапазоне входных сигналов.

Таким образом, из всего изложенного следует, что ни один из рассмотренных способов уменьшения времени восстановления чувствительности ФПУ не является идеальным решением. Требуемый результат всегда достигается лишь с помощью компромиссного решения.

Следует отметить, что для получения хороших результатов по разрешению и времени восстановления чувствительности ФПУ необходимо предъявить жесткие требования к используемой элементной базе. На входе ФПУ помимо фотодиодов, ограничительных диодов, ключевых транзисторов желательно применение InGaAs полевых малошумящих транзисторов с минимальной собственной емкостью.

Основываясь на приведенных соображениях, был разработан ряд ФПУ с применением различных способов уменьшения времени восстановления чувствительности.

В докладе приведены принципиальные электрические схемы ФПУ, предназначенных как для импульсных лазерных дальномеров, так и для координаточувствительных систем наведения. Кратко описываются принципы работы этих ФПУ.

Изготовлены образцы ФПУ и определены их основные фотоэлектрические характеристики: пороговая чувствительность, динамический диапазон, время разрешения, время восстановления чувствительности.

105. Разработка структурной, принципиальной электрической и схемы квантования сигнала блока электронной обработки для МФПУ, большого формата без применения ЭРИ ИП

Лазарев П.С., Балиев Д.Л., Соляков В.Н.

ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

Построение блока электронной обработки (БЭО) на основе отечественных элетрорадиоизделий (ЭРИ) является перспективной задачей отечественной фотоэлектроники. Существует множество проблем связанных с скудностью номенклатуры отечественных ЭРИ, а так же общим низким уровнем отечественной электронной промышленности а именно:

- Отсутствие разрешенных к применению аналоговых дифференциальных усилителей с необходимым выходным током, полосой пропускания ($> 50\text{МГц}$) и достаточно низким уровнем внутренних шумов и искажений высших гармоник сигнала.

- Отсутствие аналого-цифрового преобразователя (АЦП) с достаточным соотношением сигнал/шум ($>6\text{ ОДб}$) и необходимой частотой преобразования для квантования сигнала.

- Отсутствие ОЗУ и ППЗУ достаточной емкости и быстродействия для суммирования необработанного сигнала, а так же хранения таблиц калибровочных коэффициентов постоянных составляющих сигналов и коррекции неоднородности чувствительности.

- Малый объем и низкая предельная тактовая частота разрешенных к применению программируемых логических интегральных схем не позволяет реализовывать структурно линейные алгоритмы обработки сигнала, с реализацией изделия в виде “система на кристалле”.

Так же проблемой создания является низкий уровень интеграции ЭРИ, что приводит к увеличению количества корпусов изделий уменьшение внутренних частот функционирования, как следствие увеличение массогабаритных характеристик и потребляемой мощности.

Рассмотрим технические решения с помощью которых удастся реализовать БЭО несмотря на трудности перечисленные выше. В первую очередь коснемся аналоговой схемотехники. В номенклатуре разрешенных к применению в ВТ ЭРИ отсутствуют АЦП необходимой частоты и разрядности, однако присутствуют АЦП с повышенной частотой но меньшей разрядности, по этому имеет смысл реализовать структурно схему системной передискретизации (увелечение частоты опроса АЦП относительно частоты опроса МФПУ) совмещенной с дизерингом (добавление в сигнал избыточной шумовой составляющей, позволяющей реализовать усреднение нескольких выборок). Дизеринг обычно реализуется путем добавления сигнала в виде белого шума, однако учитывая полосу пропускания в котором этот шум должен быть белым 8-40МГц, можно использовать избыточные шумы отечественных усилителей которые имеют белый спектр в данной полосе.

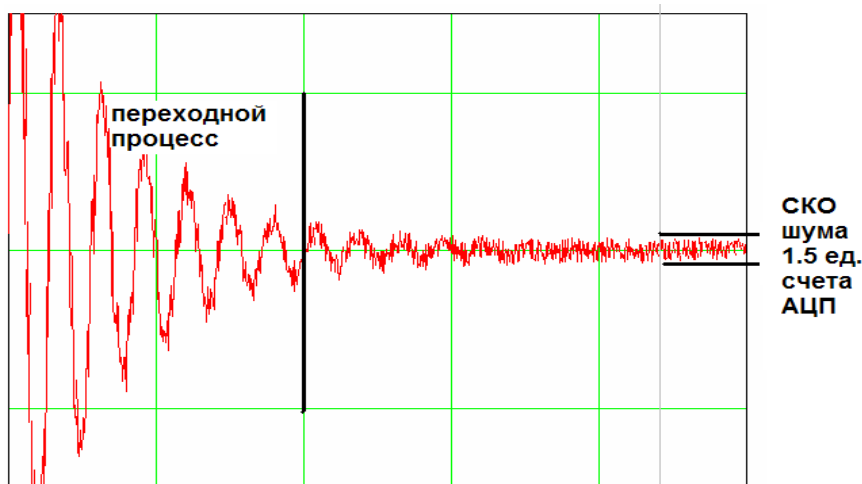


Рис.1 Оциллограмма переходного процесса.

Цифровая обработка сигнала с МФПУ формата 640x512 требует увеличения объемов памяти в 4 раза по сравнению с 320x256, в то время как отечественные ППЗУ и ОЗУ имеют объем существенно меньше, чем ИМС памяти, применяемые в БЭО для МФПУ формата 320x256. В связи с этим было проведено исследование коэффициентов неоднородности чувствительности для различных таблиц и их отношений. Результатом исследования стал тот факт, что коэффициенты неоднородности чувствительности

рабочих элементов практически не изменяются, при сохранении постоянного уровня заполнения накопительной емкости, за счет регулировки времени накопления. Отдельно стоит отметить тот факт, что дефектные элементы имеют существенно отличные коэффициенты неоднородности чувствительности для различных времен накопления. Критерий дефектности по отношению коэффициентов неоднородности чувствительности является новым и требует практической апробации.

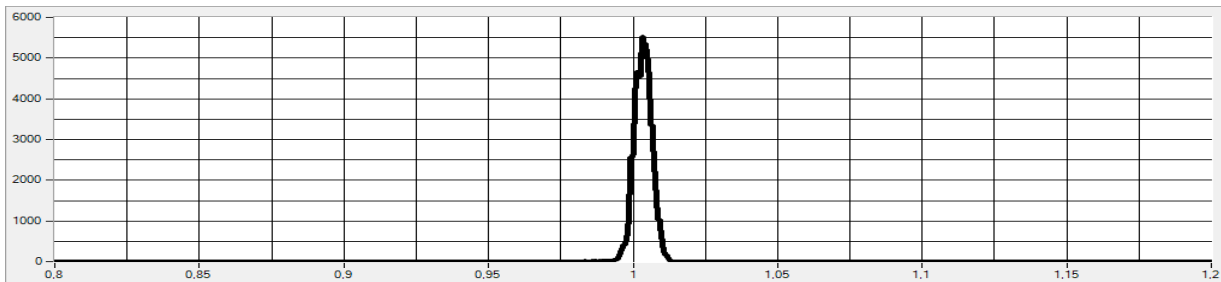


Рис. 2. Гистограмма отношений коэффициентов чувствительности.

Замена дефектных элементов, должна так же претерпеть существенные изменения. Ввиду малой скорости обращения к шинам памяти и высоко затратным, с точки зрения ресурсов ПЛИС, алгоритмам поиска рабочего элемента в зоне 3x3 и 5x5, необходимо изменить принцип хранения дефектов от таблицы к списку. Хранение информации о дефектных элементах списком, может быть весьма перспективным, так как можно будет указывать сразу адреса памяти элементов, которыми можно заменять дефектные элементы. Так же список занимает значительно меньше объема памяти и проще в обработке, так как не требует постоянного обращения к памяти во время считывания кадра, а лишь небольшой постобработки формируемого изображения в системное время кадра.

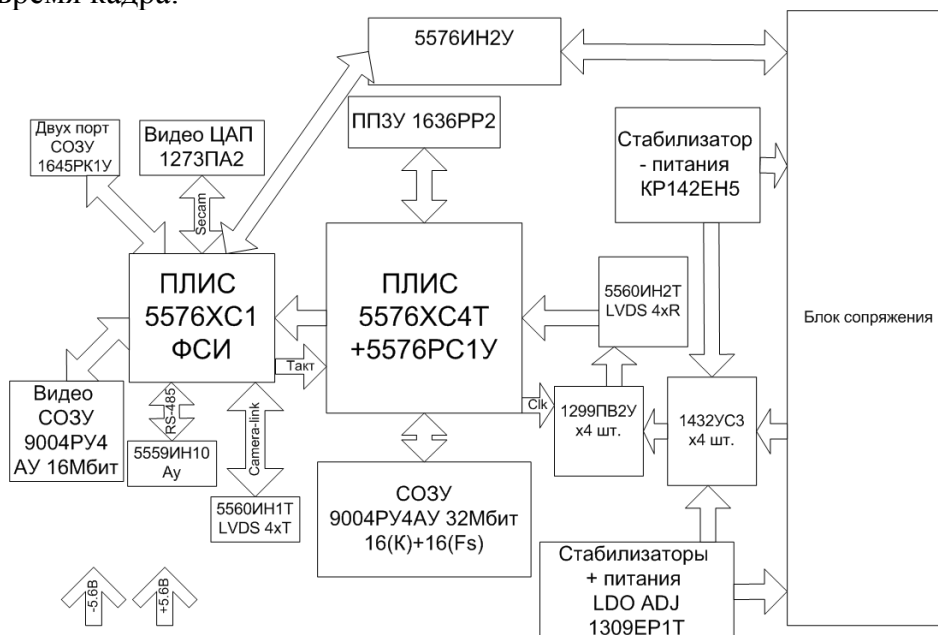


Рис. 3 Структурная и принципиальная схема БЭО

Список литературы

1. Смородинов А., Какоулин М. Разработка специализированных аналоговых и аналого-цифровых СБИС Электронные компоненты №3 2013 стр. 75-77
2. Цыбин С.А. Быстрицкий А.В. Скуратович С.Н. Программируемые пользователем логические ядра для построения «систем на кристалле». Сборник научных трудов, под общей редакцией А.Л. Стемпковского - М., ИППМ РАН, 2006 г., стр. 391-395

3. Бородин Д.В., Осипов Ю.В. КМОП мультиплексоры от 1x64 до 640 x512 ячеек для гибридных и монолитных фотоприемных устройств: достижения и перспективы Материалы IX научно-технической конференции твердотельная электроника сложные функциональные РЭА. Стр 124-126.

106. Возможности применения модели процесса генерации спектров вторичной флуоресценции конденсированного вещества

Романов А.В.¹, Степович М.А.¹, Филиппов М.Н.²

¹ Калужский государственный университет им. К.Э. Циолковского, Калуга, Россия

² Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, Москва, Россия

Введение

Рентгеновское излучение, возникающее при воздействии на твердое тело потоков электромагнитного излучения или заряженных частиц, используют для определения качественного и количественного состава вещества. Среди многочисленных вариантов рентгеноспектральных методов анализа вещества особое место занимает рентгенофлуоресцентный анализ (РФА). Высокая экспрессность метода, возможность определения в одном эксперименте до 70 элементов периодической системы, широкий диапазон определяемых содержаний: от 10⁻⁴% до 100% массовых способствовали его широкому распространению как в научных исследованиях, так и в аналитическом контроле промышленного производства.

Учёт априорной информации о физических и химических характеристиках объекта анализа, особенностей взаимодействия рентгеновского излучения с веществом и параметров измерительной аппаратуры на этапе разработки методики позволит сократить время на разработку методики в РФА вещества произвольного состава, существенно упростив решение задачи выбора областей спектра для проведения измерений, сократить время проведения эксперимента и увеличить объем получаемой полезной информации.

Постановка задачи

Напряжение в рентгеновской трубке и материал анода, в конечном счете, определяют распределение спектра первичного излучения с точностью до коэффициента пропорциональности, в качестве которого выступает сила тока. Напряжение в трубке определяет коротковолновую границу тормозного спектра. Уменьшение напряжения ниже величины энергии ионизации q -оболочки ведет к исчезновению линий этой серии из результирующего спектра. Также, подбирая напряжение можно, можно изменять соотношение интенсивностей линий различных серий. При проведении измерений по К- и L-сериям, увеличение напряжения ведет к усилению К- линий, в следствии большего коэффициента выхода флуоресценции ($\omega_K \gg \omega_L$, однако при понижении напряжения до уровня, близкого к энергии ионизации К-оболочки, интенсивность L-серии становится больше чем у К-серии, так как L-оболочку способно ионизировать большее число квантов первичного РИ. Таким образом при определении напряжения трубки следует также руководствоваться информацией о распределении коэффициентов фотоэлектрического поглощения элементов материала анода, пробы и вещества в целом[1].

При выборе областей спектра для измерения руководствуются следующими принципами:

- а) выбранные участки спектра содержат линии ХРИ определяемых элементов;
- б) линии ХРИ различных элементов, по-возможности, не должны накладываться;

- в) в выбранных участках спектра существуют точки снятия фона с незначительным влиянием ХРИ элементов;
- г) в выбранной области желательно наличие нескольких линий определяемого элемента;
- д) на профиль измеряемой линии ХРИ не "накладываются" линии рассеянного характеристического излучения трубки и деталей спектрометра [2].

Одну и ту же спектральную область можно исследовать с использованием различных кристаллов-анализаторов, при этом их выбор зависит от размеров области измерений, положения и интенсивности линий ХРИ. Таким образом, процедуры выбора области спектра для измерения и кристалла-анализатора взаимосвязаны и решаются параллельно [3]. Для определения оптимального набора кристаллов-анализаторов строятся модели спектров предполагаемого элементного состава вещества для каждого из доступных кристаллов.

Так как в спектрометрах регистрируют количество рентгеновских квантов с данной энергией, при этом погрешность измерений определяется выражением $\sigma = \sqrt{N}$, где N – количество зарегистрированных квантов, то для получения соответствующей точности измерений необходимо, чтобы регистрируемое количество импульсов укладывалось в доверительный для данной точности интервал.

Для достижения заданной точности требуется достижение определенного количества регистрируемых вторичных квантов, этого можно достичь, изменяя силу тока в рентгеновской трубке, либо за счет увеличения времени счета. Так как при заданном напряжении сила тока трубки ограничена её мощностью, при этом для увеличения срока службы трубки не рекомендуется использовать ее на пределе мощности, а от "времени счёта" напрямую зависит время измерений, то оптимальное определение этих параметров является важной задачей.

После нормирования модели спектр рассчитывается в единицах измерения интенсивности, т.е. [импульс/с], что позволяет использовать информационную систему для определения "времени счёта" и силы тока в рентгеновской трубке.

Ниже показан способ определения части спектра для измерений и сравнение результатами измерений:

- а) построение модели предполагаемого спектра (рис. 1),
- б) уточнение условий измерений (рис. 2)
- в) проведение измерений и сравнение расчётных данных с экспериментальными (рис. 3).

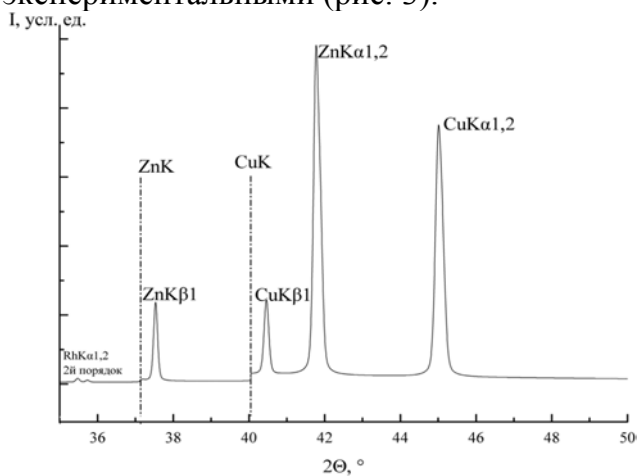


Рис. 1. Модель спектра пробы в составе Cu и Zn в соотношении 1:1, рентгеновская трубка с Rh анодом, напряжение на аноде 40кВ, кристалл-анализатор LiF (200), аппаратная функция — линейная комбинация функций Гаусса и Лоренца в соотношении 7:3

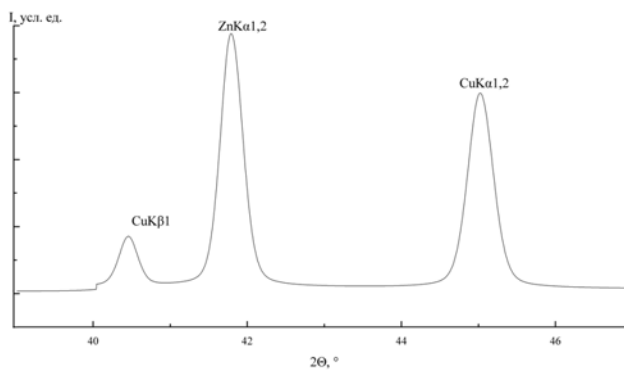


Рис. 2. Модель спектра пробы в составе Cu и Zn в соотношении 1:1, рентгеновская трубка с Rh анодом, напряжение на аноде 30кВ, кристалл-анализатор LiF (200), аппаратная функция — линейная комбинация функций Гаусса и Лоренца в соотношении 7:3

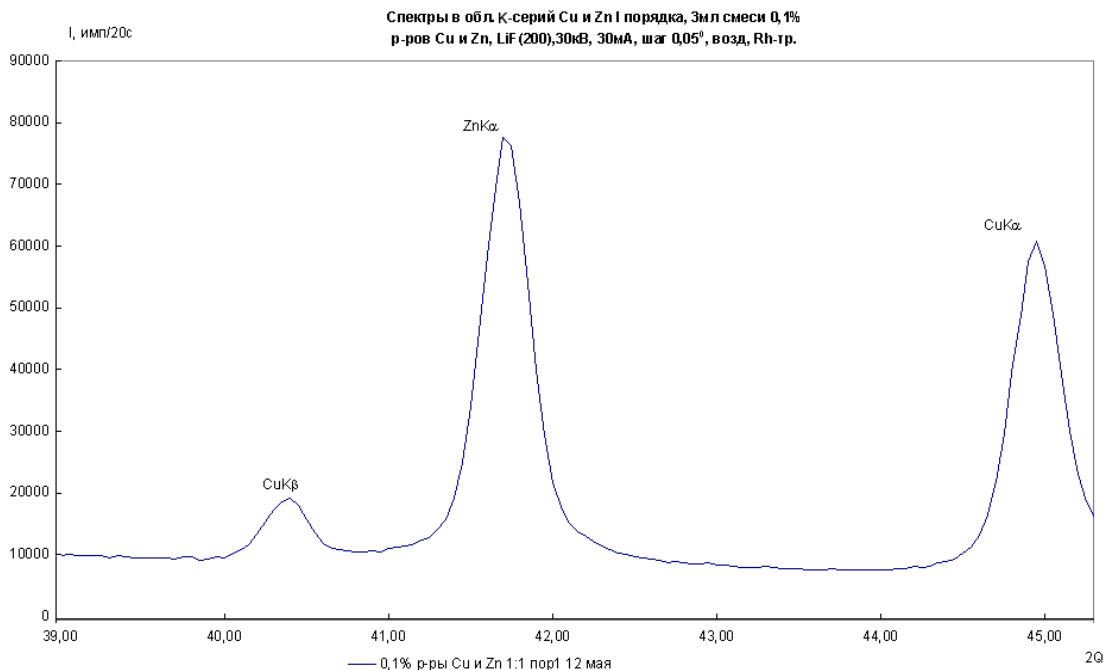


Рис. 3. Экспериментальный спектр пробы в составе Cu и Zn в соотношении 1:1, рентгеновская трубка с Rh анодом, напряжение на аноде 30кВ, кристалл-анализатор LiF (200)

Экспериментальную проверку достоверности построенной модели проводили с использованием рентгеновского спектрометра с дисперсией по длинам волн VRA-33 (Карл-Цейс, Германия) и набором кристаллов-анализаторов: LiF, PET, графит и др. В качестве образцов использованы растворы и сплавы известных составов. Экспериментальная проверка возможностей определения количественного содержания элементов с заданной точностью с использованием разработанной ЛИС проведена для ряда образцов (GaAs, As₂S₃, Au, Nb, растворы солей меди, цинка, вольфрама, рения и др.).

Выводы

Сравнение расчетных спектров с результатами, представленными в литературе, и собственными измерениями показали, что информационная система на основе построенной модели может быть использована на этапе разработки методики измерений для определения условий проведения измерений. Разработанная информационная система позволяет упростить этап разработки методики измерений в рентгенофлуоресцентном анализе за счёт :

- предварительных вычислительных экспериментов, позволяющих визуально определить положения линий ХРИ, их взаимное наложение;
- использования расчетных данных о распределении первичного РИ, положениях и величинах скачков поглощения излучения как отдельными элементами, так и веществом в целом;
- предварительной оценки распределения интенсивности вторичного излучения.

Использование модели позволяет определять точки измерения линий ХРИ и фонового излучения, напряжение и силу тока в рентгеновской трубке, набор кристаллов-анализаторов, время регистрации квантов вторичного излучения для измерений с заданной точностью.

Литература

1. Романов А. В., Степович М. А., Филиппов М. Н. Учет аппаратных особенностей и матричных эффектов при разработке методики проведения

рентгенофлуоресцентного анализа вещества // Вісник Черкаського державного технологічного університету. — 2006. — Спецвипуск. — С. 66–68.

2. Романов А. В., Степович М. А., Филиппов М. Н. Определение оптимальных условий проведения рентгенофлуоресцентного анализа вещества методами математического моделирования // Радиационная физика твердого тела: Труды XV II международного совещания. — Севастополь, 2007. — С. 592–599.

3. Романов А. В., Степович М. А., Филиппов М. Н. Разработка и компьютерная реализация модели процесса генерации спектров вторичной флуоресценции конденсированного вещества. — Успехи прикладной физики, 2013 — т.1, № 5. — С. 554–558.

107. Методы коррекции топологии БИС считывания

Акимов В. М., Васильева Л. А., Демидов С. С., Климанов Е. А.

ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия.

Рассмотрены методы коррекции топологии кристаллов при разработке и проектировании БИС считывания. Методы применяются для быстрого исправления топологии кремниевых БИС, работающих как при температурах близким к комнатным, так и для БИС считывания информации с матриц ИК-диапазона, функционирующих при криогенных температурах [1-3].

Одним из основных этапов создания новых БИС является разработка и проектирование схемотехники и топологии кристаллов. Однако, несмотря на использование современных методов проектирования, в том числе моделирование схемы с экстракцией параметров, верификации топологии и др. новые кристаллы могут быть неработоспособны или их параметры могут отличаться от ожидаемых. Причинами этого могут быть как неучтенные при разработке схемы задержки сигнала, перекрестные помехи, несоответствие характеристик материалов заявленным и т. д., так и ошибки при проектировании топологии. В таком случае ставится вопрос об исправлении дефекта топологии и/или схемы кристалла БИС. Одним из ключевых моментов при этом является определение причины возникновения дефекта и места его локализации. Для этого требуется проведение комплекса работ по исследованию кристалла БИС на аналитической зондовой установке с набором необходимой контрольно-измерительной аппаратуры с использованием ИК диагностики или методов наведенного тока и потенциального контраста в растровом электронном микроскопе [4-6] и др.

Обычно, с получением необходимых результатов исследований, экспериментальная часть работы заканчивается. На основе проведенного анализа поведения схемы проектируется вторая версия топологии схемы с изготовлением одного или нескольких фотошаблонов с последующим проведением полного цикла технологических операций. Такой способ разработки кристаллов занимает обычно длительный срок и полностью не исключает появления ошибок в кристаллах БИС, изготовленных по новой версии топологии.

Наиболее действенным методом поиска путей исправления топологии и/или схемы кристалла БИС является метод электрического макетирования схемы, когда в кристалле оперативно исключаются прежние и формируются новые связи между элементами или узлами схемы с помощью временно создаваемых проводящих перемычек. После выполнения операций по исправлению топологии проводится контроль параметров измененной схемы кристалла. Если параметры новой схемы соответствуют ожидаемым, выдается техническое задание на проектирование топологии кристалла, если не соответствуют, то производится дальнейшее макетирование схемы до получения положительного результата. На основе полученных

данных производится проектирование новой топологии кристалла БИС. В этом случае вероятность появления ошибок значительно снижена, так как путь исправления дефекта экспериментально определен с помощью макетирования и оперативно проверен.

Один из методов коррекции топологии для проведения макетирования схемы, состоит в применении технологии «Фокусированных ионных пучков» (FIB), например, с использованием установки FIB Quanta 3 D, или ей подобной [7,8]. Тонкая ионно-лучевая технология препарирования и реконструкции элементов ИС позволяет реализовать такие технологические операции как локальное удаление материала ионным фрезированием или селективным ионно-стимулированным травлением. Локальное ионно- или электронно- стимулированное осаждение диэлектриков и проводников используется для изоляции и создания проводящих элементов ИС. Рассмотренный метод является универсальным, т.е. с его помощью можно проводить коррекцию практически всех слоев БИС. Однако этот способ имеет ограниченное применение в связи с высокой стоимостью установок использующих технологию FIB и необходимостью наличия высококвалифицированных специалистов.

В работе представлен альтернативный метод коррекции топологии при минимизации затрат на проведение операции. Сущность метода состоит в создании проводящих перемычек с помощью индиевых шунтов.

Технологические операции по изготовлению индиевых перемычек производятся в следующей последовательности:

- формирование окон в диэлектрике к шинам металлизации любым известным способом;
- нанесение специальным электродом слоя индия на окна и будущую трассу перемычки;
- предварительное формирование индиевой перемычки; при этом слой индия прижимается специальным электродом, например зондом с плоским основанием, к металлизированным шинам для возникновения холодной сварки между металлом шины и слоем индия;
- окончательное формирование рисунка индиевой перемычки как по ширине, в соответствии с рисунком металлизации, так и по высоте;
- контроль сопротивления индиевой перемычки.

С целью уменьшения контактного сопротивления металл дорожки - слой индия производится электрическая формовка полученного контакта путем пропускания через него электрического тока во время деформации слоя индия или после создания контакта.

Наряду с простотой осуществления коррекции топологии, данный метод имеет существенное ограничение – при наличии нескольких слоев металлизации, легко корректируется лишь верхний проводящий слой, где обычно наиболее высокая плотность межсоединений на кристалле. При необходимости изменения топологии межсоединений в нижерасположенных слоях необходимо использование глубокого локального травления диэлектрика.

Индий широко используется при создании микроконтактов для проведения гибридизации методом «перевернутого кристалла» при создании фотоприемных устройств ИК-диапазона [9-13]. По своей структуре индиевые микроконтакты и перемычки идентичны. Первые обычно создаются с помощью вакуумного напыления, вторые путем переноса и механического давления в месте контакта. В обоих случаях создается хороший механический и электрический контакт индия к нижележащему металлу.

Выбор индия для формирования проводящих микроконтактов и перемычек определяется его свойствами. Индий самый пластичный металл в широком диапазоне

температур - от комнатной до гелиевых температур. Его твердость по шкале Мооса чуть больше 1. Индий в 20 раз мягче чистого золота. На воздухе при комнатной температуре устойчив, при нагревании - окисляется. Температура плавления индия составляет 156,78 °С, именно она, в основном, и определяет токовый предел использования индиевой перемычки. По основным эксплуатационным параметрам индий близок к металлам шин, что позволяет создавать надежный электрический контакт индий-металл в широком температурном диапазоне. Из-за способности индия легко диффундировать в металлы, создается прочный механический контакт.

При применении предложенного метода коррекции топологии БИС не требуется использования сложного технологического оборудования, достаточно иметь в наличии аналитическую зондовую установку, набор специальных электродов (зондов) и небольшой объем расходного материала - металлического индия. Работу по исправлению топологии выполняет один сотрудник - специалист по электро - зондовым измерениям. Обычно коррекция одного элемента топологии занимает несколько минут.

Проведен комплекс испытаний индиевых перемычек, изготовленных предлагаемым способом, включая механические нагрузки, многократное термоциклирование от комнатной до азотных температур и временную стабильность. Электрическое сопротивление контакта металлизированный проводник – слой индия составляет обычно единицы – десятки Ом в зависимости от площади контакта. В качестве проводящего материала для контакта со слоем индия успешно использовались металлы: алюминий, молибден, ванадий и полупроводниковые материалы: поликремний и легированный кремний. Рассмотренные методы коррекции топологии могут быть использованы также для восстановления обрывов металлизированных шин и создания проводников и контактных площадок для измерения тестовых структур.

Литература

1. Твердотельная фотоэлектроника. Физические основы. Филачев А.М., Таубкин И.И., Трищенко М.А. М., Физматкнига, 2005г.

2. Кремниевые охлаждаемые БИС считывания для ИК фотоприемных устройств.

Акимов В.М., Болтарь К.О., Бурлаков И.Д., Васильева Л.А., Климанов Е.А., Лисейкин В.П., Мансветов Н.Г., Сагинов Л.Д., Соляков В.Н., Щукин С.В. Прикладная физика, 2006, №2, с.50-52.

3. Матричные МОП мультиплексоры различных форматов для фотоприемных устройств "смотрящего типа". Акимов В.М., Климанов Е.А., Лисейкин В.П., Микертумянц А.Р., Сагинов Л.Д., и др. Прикладная физика, 2003, №2, с. 80-82.

4. Rapid prototyping of submicron ICs using FIB. David Perrin, Wayland Seifert. Solid State Technology, October, 1994.

5. Анализ отказов специализированных интегральных схем считывания и обработки сигналов, матричных ИК фотоприемников. Акимов В.М., Дремова Н.Н., Якунин С.Н.

XX Международная научно-техническая конференция по фотоэлектронике и приборам ночного видения. Тезисы докладов, стр. 157, Москва, 27-30 мая 2008г.

6. Выявление скрытых дефектов в БИС считывания МФПУ. Акимов В.М., Васильева Л.А., Климанов Е.А., Лисейкин В.П. Успехи прикладной физики, 2013, том 1, № 3 с. 316-320.

7. FIB/FE SEM System Tracks Down Killer Defects. Eugene Delenia, Bryan Tracy, Nomi Fatemi. EE-Evaluation Engineering, October, 1995.

8. Электронно-зондовые методы наведенного тока и потенциального контраста в анализе отказов специализированных интегральных схем считывания и обработки

сигналов, матричных ИК фотоприемников. Акимов В.М., Дремова Н.Н., С.Н. Якунин. Прикладная физика, 2008, №2, с.94-99.

9. Методы создания системы металлизации с индиевыми микроконтактами для кремниевых матричных МОП-мультиплексоров. Акимов В.М., Васильева Л.А., Коган Н.Б., Климанов Е.А., Курбет И.Ю., Лисейкин В.П., Микертумянц А.Р., Седнев М.В., Серегина Н.Н., Щукин С.В. Прикладная физика, №1, 2008, с. 71-74.

10. Групповой способ создания In столбов высотой до 10 мкм на полупроводниковых пластинах размером до 100 мм методом «взрывной» фотолитографии. Лисейкин В.П., Микертумянц А.Р., Еремчук А.И., Акимов В.М., Васильева Л.А., Широков С.В. Труды 22 Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения, 22-25 мая 2012 г., Москва, ФГУП «НПО «Орион» с.314-316.

11. О «взрывном» способе изготовления систем металлизации и микроконтактов в БИС считывания фотосигнала. Акимов В.М., Климанов Е.А., Лисейкин В.П., Микертумянц А.Р., Седнев М.В., Сергеев В.В., Шелоболин И.А. Прикладная физика, 2010, №4, с.99-101.

12. Формирование индиевых микроконтактов ионным травлением. Болтарь К.О., Корнеева М.Д., Мезин Ю.С., Седнев М.В. Прикладная физика, 2011, №1, с.96-100.

13. Ионно-лучевое травление для формирования индиевых микроконтактов. Дирочка А.И., Климанов Е.А., Мезин Ю.С., Седнев М.В., Шаронов. Успехи прикладной физики, 2013, №1, с. 65-68.

108. Поиск и учет дефектных элементов в тепловизионных каналах на базе охлаждаемых матричных фотоприемных устройств

Денисов И.Г., Иванов В.П., Фаткуллин А.Э.

ОАО «НПО «ГИПО», Казань, Россия

Использование охлаждаемых матричных фотоприемных устройств (МФПУ) в тепловизионных каналах позволяет достигать больших скоростей захвата изображений при высокой чувствительности, что является необходимым требованием при их использовании в каналах технического зрения, которые передают информацию в автоматы обработки изображения. Однако ограничивающими факторами, влияющими на характеристики тепловизионных систем в каналах технического зрения, являются неравномерность чувствительности отдельных элементов матричного приемника и наличие, так называемых, «дефектных» элементов и кластеров «дефектных» элементов. Различие в чувствительности отдельных элементов МФПУ, что связано с технологией изготовления приемников ИК-излучения, приводит к появлению геометрических и временных искажений в изображении, а также к появлению темных и светлых точек или кластеров на тепловизионном изображении. Такие геометрические искажения не позволяют получать хорошие характеристики тепловизионных каналов без дополнительной компенсации неоднородностей чувствительности МФПУ. Процедурам и алгоритмам коррекции неравномерности чувствительности посвящено большое количество работ, причем производители МФПУ и систем на их базе предлагают свои алгоритмы. Меньше внимания уделяется процедурам обнаружения и замены дефектных элементов, хотя они остаются одними из основных при работе с МФПУ.

Технические условия производителей охлаждаемых МФПУ допускают наличие дефектных элементов в составе матриц. Число таких элементов может достигать 5% и более.

Примеры тепловизионного изображения с дефектными элементами для матрицы формата 320×256 представлены на рисунке 1.

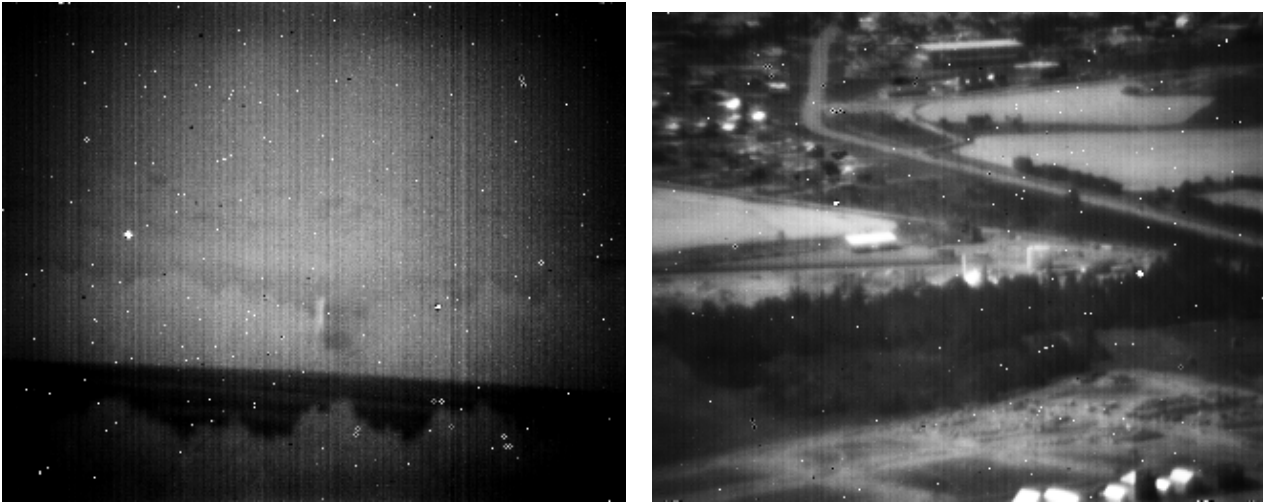


Рисунок 1 – Примеры тепловизионного изображения с дефектными элементами

По мере накопления опыта работы с МФПУ было обнаружено появление дополнительных дефектных элементов, число которых со временем возрастало. Анализ появления новых нерабочих элементов показал, что первоначально данные элементы выступали как рабочие, однако в процессе эксплуатации они могли переходить и в разряд нерабочих, и с сильным смещением и в состав шумящих. Такие элементы решено было назвать деградирующими.

Таким образом, предлагается выделить несколько типов дефектных элементов:

1. Нерабочие элементы (нет отклика на изменение входного сигнала). На тепловизионном изображении они представляют собой постоянно присутствующие светлые или темные точки;

2. Элементы с сильным смещением (более 30 % всего диапазона) относительно среднего значения или же элементы, коэффициент усиления которых сильно отличается от среднего коэффициента усиления (чувствительности) ФПУ.

Такие элементы могут быть рабочими в определенном диапазоне изменения фоновой картины, и становятся нерабочими в других диапазонах изменения фоновой обстановки;

3. Шумящие элементы, среднеквадратичное значение шума которых превышает заданный производителем предел. На тепловизионном изображении такие элементы проявляются в виде пульсирующих точек.

4. Деградирующие элементы.

Элементы с изменяющимися свойствами с течением времени и способные переходить от одного типа дефектных элементов к другому.

Для тепловизионных каналов разработан алгоритм поиска и замены дефектных элементов, обеспечивающий улучшение качества тепловизионных изображений, обеспечивающий нахождение всех типов дефектных элементов, причем даже тех, которые могут появляться с течением времени.

Реализованный алгоритм определения дефектных элементов состоит из двух частей. Первая часть предназначена для выявления нерабочих элементов с сильным смещением, а также шумящих элементов на этапе настройки приборов в заводских условиях. Вторая часть алгоритма поиска дефектных элементов учитывает элементы, найденные на этапе настройки, а также выполняет дополнительный поиск деградирующих элементов, свойства которых изменяются с течением времени. В случае, если дефектные элементы, найденные во время настройки, не загружены, вторая часть алгоритма обнаруживает все типы «битых» пикселей, однако менее эффективно по сравнению с алгоритмами, реализованными в первой части. Меньшая эффективность работы вызвана требованием высокой скорости выполнения алгоритмов

второй части поиска дефектных элементов, так как реализуются они непосредственно в приборах, работающих в режиме реального времени.

Динамический алгоритм определения дефектных элементов основан на сравнении рядом стоящих элементов внутри одной строки массива значений яркостей принятого с ФПУ тепловизионного изображения. При превышении заранее заданного предела сравниваемый элемент относят к разряду дефектных элементов. Величина для работы алгоритма выбирается исходя из времени накопления и температуры внутри прибора. Данная зависимость определяется опытным путем и может быть применена к целой серии тепловизионных каналов.

$$PorogBad = \left(\left(\left(77 \times \frac{\tau_{инт}}{20} + 10 \right) \times (T + 33) \right) \gg \right) + 200, \quad (1)$$

где $\tau_{инт}$ – время накопления МФПУ, $\times 50$ мкс; T – температура, $^{\circ}\text{C}$; $PorogBad$ – порог отсечки дефектных элементов.

После определения координат дефектных элементов необходимо провести их замену в каждом новом принятом кадре тепловизионного изображения.

В связи с тем, что основным требованием работы тепловизионных прицелов является работа в режиме реального времени, основное внимание уделено скорости замены дефектных элементов в режиме тепловидения. Поэтому разработан алгоритм, позволяющий за короткое время пройти по всему массиву дефектных элементов тепловизионного кадра и заменить их средними значениями соседних элементов.

Высокая скорость замены «битых» элементов во время режима тепловидения была достигнута тем, что во время процедуры поиска дефектных элементов информация о них выстраивается в порядке возрастания координат, сохраняется информация о соседних элементах и алгоритм учитывает лишь фактическое количество дефектных элементов, причем порядок следования и их количество пересчитываются при каждом проведении операции калибровки.

Для выстраивания дефектных элементов в порядке возрастания координат необходимо построение карты дефектных элементов, куда вошли бы как дефекты, найденные во время предварительных работ в заводских условиях, так и элементы, обнаруженные алгоритмом динамического поиска во время процедуры калибровки. В качестве карты дефектных элементов решено было использовать массив коэффициентов усиления (чувствительности), рассчитанный во время проведения калибровки для учета неравномерности чувствительности элементов ФПУ. Значения элементов массива коэффициентов чувствительности обнуляются в местах, соответствующих расположению дефектных элементов.

Результаты поиска дефектных элементов в заводских условиях сохраняются в энергонезависимую память тепловизионного прибора. Эти данные учитываются при проведении каждой процедуры калибровки и представляют собой координаты расположения дефектных элементов на тепловизионном изображении, а также общее их количество. При построении карты дефектных элементов, формируемой на основе массива коэффициентов чувствительности, значения с координатами дефектных элементов, загруженных из энергонезависимой памяти, обнуляются. Таким образом, проходит первый этап подготовки карты дефектных элементов.

Второй этап формирования карты дефектных элементов основывается на работе алгоритма динамического поиска «битых» пикселей. Так как данный алгоритм начинает свою работу с первого элемента матрицы значений яркостей тепловизионного изображения и проходит последовательно по всем элементам, причем на каждом шаге учитываются результаты первого этапа, поэтому формируемый массив дефектных элементов выстраивается в порядке возрастания координат. По окончании работы алгоритма динамического поиска «битых» пикселей полностью заканчивается

формирование карты и массива дефектных элементов, содержащего информацию о координатах «битых» пикселей.

При замене дефектных элементов в режиме тепловидения необходимо иметь информацию о состоянии соседних элементов. Для этого в работу алгоритма вводится так называемый массив окружения, который учитывает наличие и расположение дополнительных дефектных элементов вокруг исследуемого. Размер массива окружения соответствует размеру МФПУ, элемент массива представляет собой восьми битное число (по количеству соседей), каждый бит которого определяет характер соответствующего соседа.

Учет дефектных элементов при работе тепловизионных каналов представляет собой прохождение по массиву дефектных элементов и замену их на среднее значение соседних элементов на основе информации массива окружения.

Таким образом, в режиме тепловидения скорость замены дефектных элементов зависит от их количества. В алгоритме работы разработанных тепловизионных каналов введено ограничение на рассчитываемое количество дефектных элементов, равное десяти тысячам, что соответствует порядка десяти процентам от общего количества элементов матрицы ФПУ. При этом необходимо отметить, что производителями МФПУ допускается наличие «битых» пикселей до пяти процентов от общего количества. Данное ограничение связано с тем, что время выполнения операции замены дефектных элементов в режиме тепловидения всегда будет ограничено и будет обеспечена работа тепловизионных каналов в реальном режиме времени.

Как показывает опыт работы с тепловизионными каналами, если количество дефектных элементов не превышает двух процентов, то время выполнения операций по их замене составляет 1,5 мс.

Для тепловизионных каналов разработаны и внедрены эффективные алгоритмы поиска и замены дефектных элементов, обеспечивающие нахождение всех типов дефектных элементов, причем даже тех, которые могут появляться с течением времени.

Литература

1. Денисов И.Г., Фаткуллин А.Э., Денисов А.И., Козлов А.В., Бадретдинов Э. Р. Особенности цифровой обработки сигналов в тепловизионных каналах третьего поколения. Научно-практическая конференция «Современные тенденции и принципы построения авиационных оптико-электронных систем» 9-10 февраля 2012 г. Екатеринбург, ОАО Научно-производственный концерн «Оптические системы и технологии, УОМЗ имени Э.С.Ясламова.

2. Болтарь К.О., Грачев Р.В., Полунеев В.В. Определение дефектных элементов матричных тепловизионных фотоприемников в процедуре двухточечной коррекции// Прикладная физика. 2009. №1. С. 81-85.

109. Моделирование искрового плазменного спекания термоэлектрических материалов для охладителей

Булат Л.П.¹, Нефедова И.А.¹, Пшеная-Северин Д.А.²

¹ *Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия*

² *Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*

Термоэлектрический метод имеет ряд существенных преимуществ, позволяющих считать его оптимальным для охлаждения элементов фотоэлектроники. К этим преимуществам относятся: возможность локального охлаждения, плавное и точное регулирование холодопроизводительности и температурного режима, независимость от ориентации в пространстве, значительный ресурс, возможность изготовления модулей различных габаритов [1].

Энергетическая эффективность термоэлектрических охладителей определяется безразмерным параметром [1] $ZT = \sigma \alpha^2 T / \kappa$, где T - абсолютная температура, Z - термоэлектрическая добротность, σ , κ , α - соответственно коэффициенты электропроводности, теплопроводности и термоэдс используемого материала. Величина ZT в лучших коммерчески доступных термоэлектриках при комнатных температурах колеблется в диапазоне 0.75 – 1.0 [1,2].

Использование сверхрешеток с квантовыми ямами, нанонитей и наноточек позволило существенно увеличить термоэлектрическую добротность [2 -4]. Но практический интерес с точки зрения стоимости и возможности промышленного производства имеет создание объемных наноструктур, в том числе нанокомпозитов [2-4]. В объемных наноструктурах начинают работать новые механизмы увеличения добротности: дополнительное рассеяние фононов на границах нанозерен и нановключений, сепарация носителей по энергиям, туннелирование носителей через межзеренные границы [4]. В результате удается увеличить добротность на 10 – 40 %.

Для изготовления объемных наноструктур следует консолидировать нанопорошок в объемный образец путем горячего прессования [4] или искрового плазменного спекания - SPS (Spark Plasma Sintering) [5]. Установлено, что горячее прессование приводит к рекристаллизации, поэтому SPS- метод оказывается предпочтительным. Он заключается в том, что через предварительно спрессованный порошок пропускают электрические импульсы большой мощности. За счет этого на контактных перешейках между частицами порошка концентрируется энергия высокой плотности, которая обеспечивает пространственную точность спекания и однородность компактного материала.

Однако SPS- метод связан со сложными быстропротекающими взаимозависимыми электрическими и тепловыми процессами. Поэтому возникает вопрос о выборе режимов SPS, обеспечивающих получение материалов с оптимальными термоэлектрическими свойствами.

Для численного моделирования физических процессов, происходящих при спекании, удобно использовать метод конечных элементов. Для расчета температурных полей в области спекания как функции задаваемого импульсного электрического тока была выбрана типичная схема SPS -установки (рис.1); именно такая установка использовалась в экспериментах [5]. Пресс-форма с заключенным в нее спекаемым образцом находится в стальной вакуумной камере, которая охлаждается водой. Между пресс-формой и электродами размещены графитовые вставки.

Основными уравнениями задачи являются:

1. Закон сохранения электрического заряда: $-\nabla \cdot (\sigma \nabla V) = Q$, где V - электрический потенциал.

2. Уравнение баланса энергии: $\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (-\kappa \nabla T) = Q$, где Q - мощность источника тепла (джоулево тепло), c_p - удельная теплоемкость при постоянном давлении, ρ - плотность.

3. Уравнение конвективного теплооттока $q_{conv} = K_b (T - T_0)$ (принимаяем $K_b = 370 \frac{W}{m^2 K}$).

4. Уравнение теплопереноса излучением $q_{rad} = \frac{\sigma_{SB} (T^4 - T_0^4)}{\epsilon_1^{-1} + \epsilon_2^{-1} - 1}$, где σ_{SB} - постоянная

Стефана-Больцмана. Будем считать, что коэффициент излучения графита $\epsilon_1 = 0.75$ и коэффициент излучения стали $\epsilon_2 = 0.675$ при температурах T и $T_0 < T$.

Понятно, что мощность разогрева не должна превышать отводимую мощность, поэтому максимальное значение температуры образца можно определить, решая стационарную задачу. В реальном эксперименте [5] через образец пропускался импульсный электрический ток в следующей последовательности: интервал включения, равный 12 импульсов, и интервал отключения, который равен 2 импульсам. Длительность импульса составляла 3,3 мс, а скважность – 2,2 мс. Спекание проводилось в динамическом вакууме до 2 Па. При этом средняя температура образца достигала 500°C.

Численные расчеты выполнялись для условий экспериментов [5]. Спекался нанопорошок на основе твердого раствора Vt_2Te_3 , через образец пропускался электрический ток 832 А. Использовались известные из экспериментов температурные зависимости теплопроводности и удельного сопротивления графита, стали и Vt_2Te_3 . Для графитовой фольги коэффициенты теплопроводности составляли 130 и 3Вт/м К вдоль и поперек плоскости соответственно, а электропроводность была принята 10^5См/м .

В результате моделирования было получено распределение температуры в рабочей области установки. Например, на рис.2 представлено такое распределение при $T_0=300\text{К}$, при этом средняя температура образца составила 519°C, что сопоставимо с экспериментальными данными.

Выяснилось, что распределение температуры спекаемого образца очень чувствительно к изменению граничных условий и параметров материала. Так, замена условия конвективного теплообмена на фиксированное значение температуры охлаждаемых электродов $T_0=300\text{К}$ снижает расчетную среднюю температуру образца до значения 459°C. В то же время, увеличение на несколько процентов сопротивления и снижение теплопроводности графита и стали, приводит к обратному изменению средней температуры ~5 00°C при той же фиксированной температуре охлаждаемых электродов.

Полученный результат свидетельствует, что компьютерное моделирование удобно для изучения электрофизических и теплофизических процессов, происходящих при искровом плазменном спекании материалов. Оно позволяет рассчитывать ход процесса при различных физических условиях, что открывает широкие возможности для разработки алгоритма задания режима спекания с целью получения образцов с наперед заданными свойствами. Это позволяет прогнозировать реальные экспериментальные результаты и оптимизировать технологию искрового плазменного спекания.

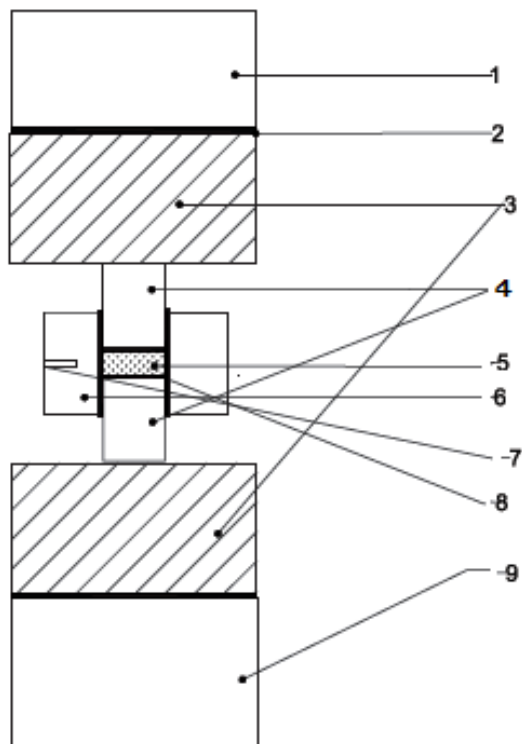


Рис. 1. Схематичное изображение рабочей области SPS-установки: 1 – верхний охлаждаемый электрод, 2 – графитовая фольга, 3 – графитовая вставка, 4 – графитовый пуансон, 5 – образец, 6 – пресс-форма, 7 – отверстие для термопары, 8 – прокладки и трубка из графитовой фольги, 9 – нижний охлаждаемый электрод.

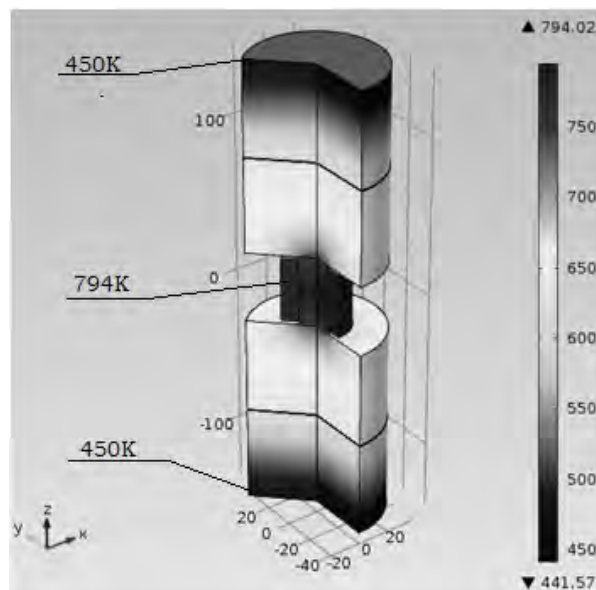


Рис. 2. Распределение температурного поля в рабочей области установки

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.П.Булат, М.В.Ведерников, А.П.Вялов и др. Термоэлектрическое охлаждение: Текст лекций. Под ред. Л.П.Булата. СПб: СПбГУНиПТ, 2002, 147 с.
2. А.В. Дмитриев, И.П. Звягин. Успехи физических наук, 2010, **180**, №8, с.821
3. Dresselhaus M.S., Chen G., Tang M.Y., Yang R., Lee H., Wang D., Ren Z., Fleurial J.-P., Gogna P. (2007) Adv. Mater. **19**, No.8, p.1043
4. Bula t L., Ps henai-Severin D ., Ka ratayev V ., O svenskii V ., P arkhomenko Y ., Lavrentev M ., Sorokin A., Bl ank V., Pivova rov G ., Bubl ik V., Ta bachkova N. In: “The Delivery of Nanoparticles”. InTech – 2012. – Chapter 21. – P. 454-486
5. L.P. Bul at, I.A.Drabkin, V.V. Karatayev, V.B.Osvenskii, Yu.N.Parkhomenko, M.G. Lavrentev, A.I .Sorokin, D.A.Pshenai-Severin, V.D. Bl ank, G.I. Pi vovarov, V.T. Bublik, N.Yu.Tabachkova. Journal of Electronic Materials, 2013, **42**, №7. p.2110

110. Классификация молекулярных загрязнений в атмосфере чистых производственных помещений микроэлектронных производств

Смирнов А.А.

ОАО «НПО «Орион», Москва, Россия

Микроэлектронные производства для поддержания выхода годных изделий всегда контролировали чистоту воздушной среды в ЧПП по уровню запыленности.

Однако в последние годы поступает все больше сведений о том, что контроль только содержания частиц в атмосфере чистых производственных

помещений является недостаточным. Все чаще задаются вопросы о химической чистоте воздушной среды в ЧПП и о влиянии различных молекулярных загрязнений на качество продукции.

Микроэлектронные производства для поддержания выхода годных изделий всегда контролировали чистоту воздушной среды в ЧПП по уровню запыленности. С учетом уменьшения минимального размера элементов наблюдается тенденция увеличения класса чистоты от ИСО 6 через ИСО 5 до ИСО 4 и ИСО 3 (согласно ГОСТ ИСО 14644-1-2002). При этом возрастает количество HEPA и ULPA фильтров, а также применяются новые модели технологической одежды для производственного персонала. Однако в последние годы поступает все больше сведений о том, что контроль только содержания частиц в атмосфере чистых производственных помещений является недостаточным. Все чаще задаются вопросы о химической чистоте воздушной среды в ЧПП и о влиянии различных молекулярных загрязнений на качество продукции. Известно, что HEPA и ULPA фильтры позволяют удалить частицы, но очень слабо влияют на молекулярные аэрозольные загрязнения. Более того, поскольку среда в ЧПП находится в состоянии рецикла, концентрации химических загрязнений могут достигать значительных величин. Помутнение кристаллических пластин, коррозия и неконтролируемое легирование - лишь некоторые примеры вызываемых молекулярным загрязнением воздуха дефектов, приводящих к потерям продукции в микроэлектронике. Следует отметить, что молекулярное загрязнение воздуха может играть важную роль не только в микроэлектронике, но и для других процессов, использующих чистые помещения.

Международная организация SEMI (Semiconductor Equipment and Materials International) в стандарте SEMI F21-951 предложила систему классификации газообразных молекулярных загрязнений воздуха. В этом стандарте молекулярные загрязнения воздуха подразделяются на четыре класса: кислоты (MA), основания (MB), конденсируемые соединения (MC) и легирующие добавки (MD). Для того, чтобы добиться сходства с системой классификации для частиц, использованной в стандарте FS 209E, классы также обозначаются числами 1, 10, 100 ..., однако, значение числа соответствует не числу частиц, а концентрации вещества в pptM (pptM - частей на триллион, т.е. 10^{-12} , в молях; 1 моль равен $6,022 \times 10^{23}$ молекул любого вещества). Система классификации SEMI представлена в таблице 1.

Таблица 1

Классификация молекулярных загрязнений воздуха по стандарту SEMI.

Категория вещества	Классификация				
	1	10	100	1000	10000
кислоты	MA-1	MA-10	MA-100	MA-1000	MA-10000
основания	MB-1	MB-10	MB-100	MB-1000	MB-10000
конденсируемые соединения	MC-1	MC-10	MC-100	MC-1000	MC-10000
легирующие добавки	MD-1	MD-10	MD-100	MD-1000	MD-10000

ГОСТ Р ИСО 14644-8-2008 предлагает другую классификацию молекулярных загрязнений. Для целей классификации молекулярных загрязнений используется обозначение включающее в себя буквы ИСО – AMC и задает предельно допустимую концентрацию молекулярных загрязнений в воздухе для данного вида загрязнений, отдельного вещества или группы веществ.

Обозначение дается в следующей форме:

Класс ИСО-АМС N (X)

где N- класс ИСО –АМС представляющий собой десятичный логарифм концентрации вещества c_x в граммах на 1 м^3 и находящийся в пределах от 0 до -12. Промежуточные классы могут быть заданы с шагом 0,1.

X – вид загрязнения, к которому относятся, например:

- кислоты (ac);
- основания (ba);
- биотоксины (bt);
- конденсирующиеся загрязнения (cd);
- коррозионно-опасные загрязнения (cr);
- примеси (dp);
- органические загрязнения (or);
- оксиды (ox);
- загрязнения несколькими веществами или отдельным веществом.

Данный перечень не является исчерпывающим.

Например: для загрязнения аммиаком при его концентрации 10^{-6} г/м^3 используется обозначение «Класс ИСО-АМС – 6 (NH₃)».

Классы ИСО – АМС в зависимости от концентрации загрязнений приведены в таблице 2.

Таблица 2

Классификация молекулярных загрязнений.

Обозначение класса молекулярного загрязнения	Концентрация загрязнений		
	г/м ³	мкг/м ³	нг/м ³
0	10^0	10^0 (1000000)	10^0 (1000000000)
-1	10^{-1}	10^{-1} (100000)	10^{-1} (100000000)
-2	10^{-2}	10^{-2} (10000)	10^{-2} (10000000)
-3	10^{-3}	10^{-3} (1000)	10^{-3} (1000000)
-4	10^{-4}	10^{-4} (100)	10^{-4} (100000)
-5	10^{-5}	10^{-5} (10)	10^{-5} (10000)
-6	10^{-6}	10^{-6} (1)	10^{-6} (1000)
-7	10^{-7}	10^{-7} (0.1)	10^{-7} (100)
-8	10^{-8}	10^{-8} (0.01)	10^{-8} (10)
-9	10^{-9}	10^{-9} (0.001)	10^{-9} (1)
-10	10^{-10}	10^{-10} (0.0001)	10^{-10} (0.1)
-11	10^{-11}	10^{-11} (0.00001)	10^{-11} (0.01)
-12	10^{-12}	10^{-12} (0.000001)	10^{-12} (0.001)

На сегодняшний день считается, что "количество этапов технологического процесса, уязвимых для неаэрозольного или молекулярного загрязнения, будет увеличиваться". Важным направлением для уменьшения молекулярных загрязнений воздуха при фотолитографии является контроль концентрации содержания в воздухе аммиака и аминов, а также концентрации ионных и металлических загрязнителей. Для снижения числа дефектов важен также контроль органических загрязнителей, которые являются причиной помутнения оптики. Следует отметить, что важную роль все больше будут играть устройства с дополнительной очисткой воздуха и минизоны для будущих технологических процессов. Применение подобных устройств с небольшими защищенными внутренними объемами позволяет предотвратить в них молекулярное

загрязнение воздуха, сохранив при этом низкий перепад давления, чистоту воздуха и минимальные размеры устройства. Альтернативой является дорогостоящая реконструкция существующих сооружений.

Таким образом, необходимость контроля молекулярных загрязнений приведет к повышению уровня чистоты в производственных помещениях, что позволит приблизиться к оптимальному процессу контроля воздушной среды и выхода годных изделий.

Литература:

1. ГОСТ ИСО 14644-8-2008 Чистые помещения и связанные с ними контролируемые среды. Классификация молекулярных загрязнений в воздухе.
2. SEMI (1995, 1996). SEMI Standard F21-95, *Classification of Airborne Molecular Contaminant Levels in Clean Envi-ronments*. Semiconductor Equipment and Materials International, Mountain View, CA.
- 3.Статья к.т.н. Севрюковой Е.А.. «Методы контроля молекулярных загрязнений в чистых помещениях полупроводниковой промышленности»
4. Микаэль Форсланд, Шон О'Рейли, фирма Camfil Farr, Швеция «Предотвращение молекулярного загрязнения воздуха».

111. Инфракрасный объектив с двумя значениями фокусного расстояния

Гордиенко В.И., Мазурин И.В., Шкапа В.Ф.
НПК «Фотоприбор», Черкассы, Украина

В современных приборах наблюдения все чаще находит применение тепловизионная техника. Она дает возможность вести наблюдение практически круглосуточно на достаточно больших расстояниях.

На данный момент все большее распространение получают тепловизионные приборы с использованием неохлаждаемых микроболометрических матриц. Они значительно проще конструктивно и дешевле приборов, в которых используются охлаждаемые тепловизионные камеры. При использовании хорошего компактного объектива можно получить недорогой тепловизионный прибор, по дальности видения и распознавания практически приближающийся к приборам с охлаждаемой тепловизионной камерой, но значительно дешевле.

Производителей объективов для неохлаждаемых микроболометрических матриц на мировом рынке достаточно много.

Есть объективы с постоянным фокусным расстоянием и объективы со сменным фокусным расстоянием, которые дают возможность изменять поле зрения тепловизионного прибора.

Имеющиеся на рынке объективы со сменным фокусным расстоянием состоят более, чем из 9-ти оптических компонентов, выполненных из нескольких разных материалов (оптический германий, арсенид галлия, селенид цинка и т.д.) и, как правило, имеют несколько асферических поверхностей оптических компонентов, к тому же со сложным механизмом изменения фокусного расстояния.

С целью снижения стоимости разработан инфракрасный объектив для неохлаждаемых микроболометрических матриц, который не уступает по техническим характеристикам наиболее распространенным зарубежным аналогам.

В отличие от своих аналогов, в нем используются только две марки материала: оптический германий и инфракрасное стекло ИКС29; он состоит только из 8 компонентов, при этом оптика не имеет асферических поверхностей, что не требует специального оборудования для его изготовления.

Компонент, который изменяет фокусное расстояние и поле зрения, перемещается вдоль оптической оси объектива – этот механизм самый распространенный в таких объективах. Разница в том, что за счет компактности объектива это перемещение компонента является значительно меньшим в отличие от механизмов в аналогичных объективах, и к тому же движется только один компонент. Благодаря этому, механизм смены поля зрения значительно упрощается.

При фокусных расстояниях 50 мм и 150 мм объектив имеет относительное отверстие 1:1,2 и 1:1,5, тогда как у аналогов (патенты РФ № 2183342 и № 2400784) относительные отверстия – 1:1,65 и 1:2.

Изображение объектива с двумя значениями фокусного расстояния при разном положении линз приведено на рисунках 1-2.

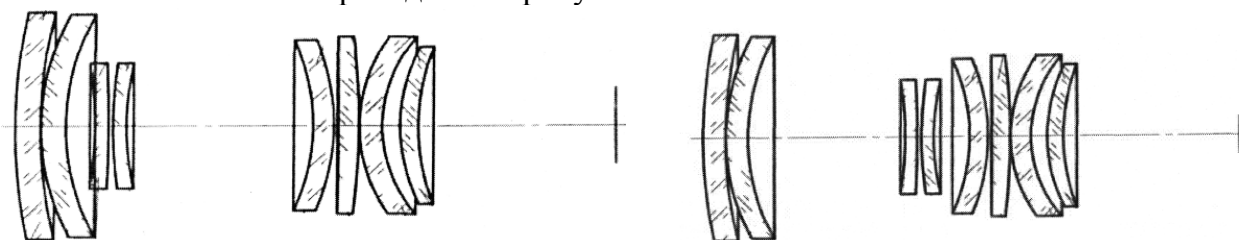


Рис. 1

Рис. 2

В положении, которое изображено на рис.1, объектив имеет фокусное расстояние 50 мм, на рис.2 – 150 мм.

Он имеет первый и третий неподвижные компоненты, которые состоят из положительных менисков, и второй подвижный компонент, который состоит из двух отрицательных менисков.

Характеристика объектива:

- фокусное расстояние, мм	50	150
- относительное отверстие	1:1,2	1:1,5
- угол поля зрения, градус	14	4,58
- задний фокальный отрезок, мм	70,54	70,54
- диаметр входного зрачка, мм	100	100
- длина (от первой поверхности до последней поверхности), мм	177	177

ЧКХ объектива близко к дифракционному и представлено на графике (см. рис.3).

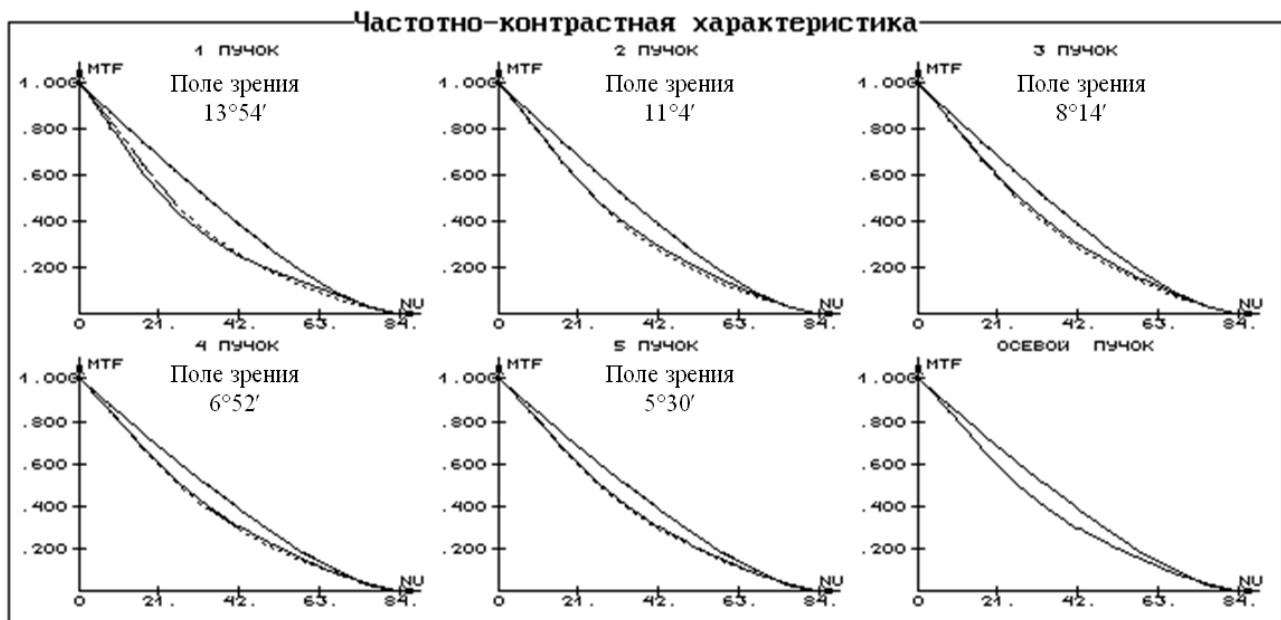


Рис. 3

Объектив применяется в тепловизионных приборах наблюдения с инфракрасной микроболометрической матрицей.

Литература

1. Патент РФ № 2183342 .
2. Патент РФ № 2400784

112. Легирование теллурида кадмия мышьяком в процессе молекулярно лучевой эпитаксии

Сизиков П.В., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Карташев В.А., Протасов Д.Ю.
Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, Новосибирск, Россия

Легирование теллурида кадмия мышьяком в процессе молекулярно лучевой эпитаксии

Теллурид кадмия имеет широкую область применений в оптике и материаловедении от изготовления различных объективов, линз до солнечных элементов, подложек и различных нано и гетероструктур. Особое место теллурид кадмия занимает в инфракрасной технике в виде буферных слоев для гетероструктур $Cd_xHg_{1-x}Te$ и сверхрешеток $CdTe/HgTe$.

Легирование теллурида кадмия позволяет управлять электрофизическими параметрами, что требуется при реализации конкретного приборного исполнения. Важной задачей является легирование примесями для получения дырочного типа проводимости $CdTe$ и определения максимальной концентрации, в особенности для структур $Cd_xHg_{1-x}Te$ дырочного типа проводимости и сверхрешеток $CdTe/HgTe$, необходимых для фотоприемных устройств типа «n+-на-p». Наиболее оптимальным элементом для получения p- типа $CdTe$ является мышьяк, имеющий низкий коэффициент диффузии.

В данной работе был проведен анализ процессов встраивания мышьяка в процессе роста гетероэпитаксиальных слоев $CdTe$ в течении молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках $(01\bar{3})$. $ZnTe/GaAs$. Для легирования $CdTe$ использовался поток мышьяка As_2 . Крекинг испаряемого элементарного мышьяка при $\sim 850^\circ C$ приводит к практически полной диссоциации молекул As_4 в молекулы As_2 [1, 2].

В пленках CdTe, легированных при температуре 300 °С, соотношении потоков $J_{Te} / J_{Cd} = 1/5$ и скорости роста 2 мкм/ч, измерения ВИМС (предел чувствительности 10^{17}см^{-3}) не выявили присутствия мышьяка при максимально возможном потоке мышьяка As_2 с эквивалентным давлением 10^{-2} Па. Холловские измерения также не показали существенного изменения проводимости теллурида кадмия легированного мышьяком по сравнению с нелегированным теллуридом кадмия.

Понижение температуры роста приводит к увеличению коэффициента прилипания мышьяка. Однако при этом возможно ухудшение кристаллического совершенства вплоть до роста текстуры или поликристалла. На рис.1 приведено изменение эллипсометрических параметров от времени и температуры роста. Ступенчатое изменение эллипсометрического параметра ψ соответствует понижению температуры роста. Постоянство во времени на полочках свидетельствует о стабильности роста слоя и кристаллического совершенства CdTe. Увеличение эллипсометрического параметра Δ соответствует уменьшению температуры роста. Последующее падение этого параметра связано с развитием рельефа. В конечной стадии процесса увеличение параметра Δ показывает восстановление рельефа. Дифракция быстрых электронов показала рост монокристаллического слоя CdTe.

Холловские измерения показали, что пленки CdTe после роста имеют n-тип проводимости с концентрацией $3,9 \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}$. Термический отжиг при температуре 350 °С в течение 2-х часов привел к конверсии слоя CdTe в p-тип с концентрацией дырок $2,9 \cdot 10^{15} \text{см}^{-3}$. Это означает, что не весь внедренный мышьяк перешел в акцепторное состояние. По-видимому, часть мышьяка перешла в нейтральное состояние. Уменьшение скорости роста привело к уменьшению концентрации электронов на порядок, что, по-видимому, свидетельствует о влиянии количества теллура на коэффициент встраивания мышьяка в кристаллическую решетку.

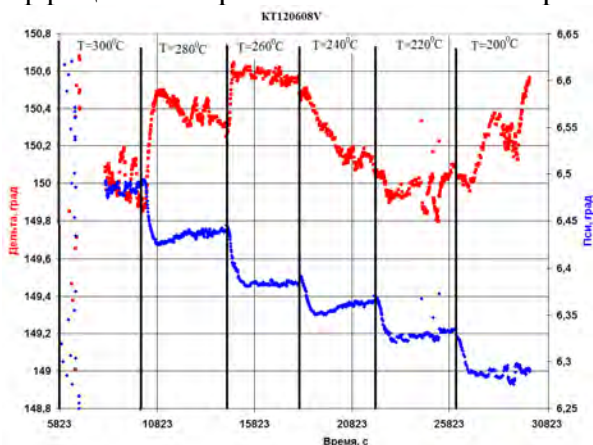


Рисунок 1. Зависимость эллипсометрических параметров ψ и Δ от температуры и времени роста

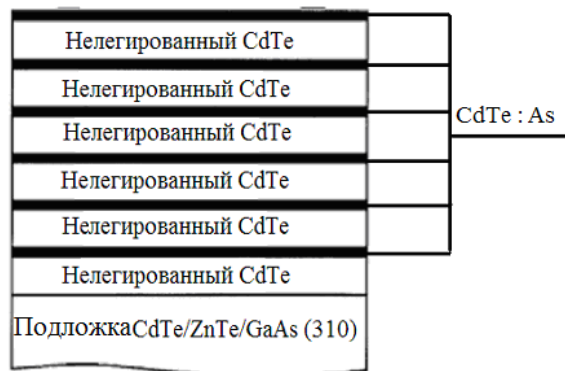


Рисунок 2. Схема роста нелегированных слоев CdTe и планарного легирования мышьяком

Другим способом выращивания p- типа проводимости CdTe получают при планарном (дельта легирование) легировании мышьяком, что успешно использовалось при легировании $Cd_xHg_{1-x}Te$ [3-5] и сверхрешеток CdTe/ HgTe [6]. Суть метода планарного легирования заключается в периодическом росте слоя CdTe без легирования, прекращения роста при закрывании заслонки молекулярного источника теллура и подачей мышьяка в присутствии потока Cd на поверхность выросшего слоя. На рис. 2 представлена схема слоев Cd Te и легирования мышьяком. Толщина нелегированных слоев Cd Te составляет 10 нм. Температура и скорость роста составляли 200 °С и 0,2 мкм/ч соответственно. Соотношение потоков $J_{Te} / J_{Cd} = 1/5$ при

том же потоке мышьяка с эквивалентным давлением 10^{-2} Па. Холловские измерения показали р-тип проводимости слоя CdTe с концентрацией дырок $2,0 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Показано, что при увеличении потока Cd изменяется тип проводимости с n на p при обычном легировании. Использование планарного легирования при увеличении потока Cd приводит к увеличению концентрации дырок до $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

В таблице приведены данные по легированию CdTe мышьяком различными способами при температуре 200°C .

№ образца	Легирование	V роста, мкм/ч	Соотношение потоков, $J_{\text{Te}}/J_{\text{Cd}}$	Тип проводимости	Концентрация, ρ , см^{-3}	Подвижность, μ , $\text{см}^2 \times \text{В}^{-1} \times \text{с}^{-1}$
КТ0628	Обычн. 2		1/5	n	3.9×10^{16} 12	6
КТ0124	Обычн. 0.	2	1/5	n	1.9×10^{14} 57	
КТ0523	планар. 0.	2	1/5	p	2.0×10^{16} 17	
КТ0521	планар. 0.	2	1/50	p	9.4×10^{16} 6.	1
КТ0522	Обычн. 0.	2	1/50	p	1.2×10^{16} 22	

Таким образом, получены слои CdTe р- типа проводимости при обычном легировании в методе МЛЭ при больших потоках Cd и при планарном легировании. Достигнута максимальная концентрация дырок при планарном легировании $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Список литературы

[1] Сидоров Г. Ю., Михайлов Н. Н., Варавин В. С., Икусов Д. Г., Сидоров Ю. Г., Дворецкий С. А. *Исследование влияния температуры крекинга мышьяка на эффективность его встраивания в пленки Hg CdTe в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии*// ФТП—2007. –Т. 42.—стр. 668—671.

[2] А. А. Жуховицкий, Л. А. Шварцман /*Физическая химия*// Издание 4 – е, дополненное, 1987, с. 61 – 65.

[3] Aq ariden F ., Wijewarnasuriya P. , Si vananhan S. *Arsenic incorporation in HgCdTe grown by molecular beam epitaxy*// J. Vac. Sci. Technol. B—1998. –V 16.—P. 1309—

[4] Wijewarnasuriya P., Fauri e J., Si vananthan S. *Doping of (221)B m ercury cadmium telluride*// J. Cryst. Growth. –1996. –V 159. –P. 1136—1140.

[5] Han M ., Kang T ., Kim T. *Structural and electrical of arsenic planar-doped HgCdTe epilayers grown on p-CdZnTe substrates*// J. Cryst. Growth. –1999. –V 200. –P. 101—105.

[6] Jung H., Boieri u P., Gr ein C. *p-Type H gTe/CdTe Superlattices for Very-Long Wavelength Infrared Detectors*// J. Electron. Mater.—2006. –V. 35.—P. 1341—1345.

113. Бесконтактный беспроводной датчик экспрессного измерения температуры на основе МЭМС и система информационного обеспечения для индивидуального мониторинга здоровья

Рыгалин Д.Б.^{1,2}, Фетисов Е.А.^{1,2}, Крупнов Ю.Д.², Глазов В.М.¹, Решетников И.А.¹,
Белин А.М.¹, Каменский А.М.², Ковриго Е.М.², Колпаков И.В.¹

¹Национальный исследовательский университет «МИЭТ», Москва, Россия

²ООО «ЭЛЕМ ИНФО», Москва, Россия

В настоящее время одной из определяющих задач российской медицины считается своевременное распознавание угроз здоровью и жизни людей, предупреждение общества и государственной власти о грозящей демографической опасности [1,2].

Одно из решений проблемы повышения здоровья населения - оперативное

выявление заболеваний на ранних стадиях, а также угроз обострения и рецидивов хронических заболеваний. Решение этих проблем невозможно без эффективного мониторинга физического состояния человека. В настоящее время эффективность мониторинга в целом достаточно низкая, а в ряде регионов фактически отсутствует. Повышение эффективности мониторинга традиционными методами весьма проблематично. Это связано практически с непреодолимыми ограничениями организационного, технического и материального характера.

Новым направлением в мониторинге является оснащение как домашних (семейных) хозяйств, так и учреждений массового мониторинга здоровья (детские учреждения, поликлиники, больницы, автохозяйства, таксопарки, аэропорты и т.п.) новыми отечественными программно-аппаратными средствами контроля температуры тела человека, обеспечивающими локальную и комплексную автоматизацию.

С этой целью нами был разработан бесконтактный измеритель температуры человека (БИТЧ). За основу данной разработки был взят, созданный нами ранее бесконтактный ИК-датчик температуры [3], а в качестве чувствительного элемента использован первый в мире измеритель температуры на микроэлектромеханической системе (МЭМС) компании TI - TMP-006 [4]. Он объединяет в себе интегрированный в чип термоэлектрический сенсор на базе МЭМС, формирователи сигналов, 16-разрядный аналогово-цифровой преобразователь (АЦП), датчик температуры кристалла и источник опорного напряжения. В состав БИТЧ включен радио-трансивер для беспроводной передачи данных с несущей частотой 868 МГц, который сформирован на базе следующих элементов:

- схемы обработки и управления, а также радио-трансивера были выполнены на высоко интегрированной системе на кристалле CC430F5137. Данная микросхема совмещает в одном пластиковом корпусе радио-трансивер ISM-диапазона и микроконтроллер архитектуры MSP430;

- радио-трансивер беспроводного интерфейса организован связкой CC430F5137 и симметрирующим трансформатором 0896BM15A0001E;

- согласование электрических уровней между электронными компонентами БИТЧ обеспечено за счет применения единого источника вторичного питания на основе TPS61097-33DBVR.

Разработанный БИТЧ обладает следующими техническими характеристиками:

- предельная дальность измерения температуры на поверхности - 70 мм;
- верхняя измеряемая температура -45°C
- стандартное отклонение измерений - 0,15°C;
- постоянная времени устройства управления (время установления показаний, выходных сигналов) - не более 10 с.

Для удобства пользования корпус БИТЧ выполнен в форм-факторе «пистолет» (рис. 1).



Рис. 1. Бесконтактный беспроводной датчик температуры



Рис. 2. Пользовательское тестирование

Параллельно с конструкторской проработкой БИТЧ разрабатывалось и его информационное обеспечение (ИО).

Разработанное ИО для индивидуального мониторинга здоровья путем экспрессного измерения температуры человека бесконтактным термометром с беспроводной передачей данных использует методы и алгоритмы, обеспечивающие:

-формирование и обработку результатов измерения температуры в ручном, полуавтоматическом и/или автоматическом режиме в соответствии с задачей мониторинга температуры открытых поверхностей тела человека;

-формирование логики функционирования коммуникационной среды, поддерживающей передачу данных измерений в систему и взаимодействие между оператором и системой;

-формирование логики функционирования консультационно-организационной среды, поддерживающей решение задач мониторинга температуры посредством информационного обеспечения в соответствии с ролями пользователей/операторов;

-формирование логики функционирования интеграционной среды, позволяющей обмениваться данными с внешними системами - информационными системами, устройствами мониторинга других физиологических параметров здоровья и электронной историей болезни.

На базе разработанного ИО была создана пользовательская документация:

- руководство по обслуживанию ИО для экспрессного измерения температуры;
- руководство оператора ИО для экспрессного измерения температур.

Пользовательское тестирование (рисунок 2) в условиях больницы показало его работоспособность и заинтересованность медицинского персонала в использовании БИТЧ.

Для идентификации субъекта при экспрессном измерении температуры (рисунок 3) в БИТЧ использована технология RF ID, позволяющая автоматизировать процесс занесения, хранения и обработки полученных результатов в системе массового мониторинга здоровья. Аппаратные средства технологии RFID представлены достаточно большой номенклатурой на рынке микроэлектронных решений (PN531 и PN532). Кроме того, эта технология открывает возможность работы БИТЧ в составе системы энергосбережения с электронными компонентами разработки МИЭТ, которой оснащаются в рамках пилотных проектов многие здания в городах России [5] и/или возможность работы в составе системы ИО и других датчиков, например, пирометр P6240 компании "Смарт Пресижен" г. Нижний Новгород [6].



Рис. 3. Идентификации субъекта при экспрессном измерении температуры

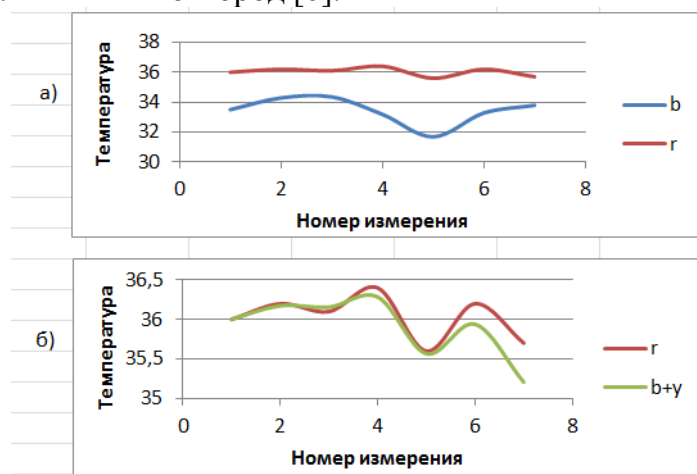


Рис. 4. История измерений температуры пациента

На рисунке 4 приведены результаты сравнительных измерений температуры и дан пример их возможной последующей обработки. На графике сверху (а) отображена

история измерений температуры пациента за период наблюдений. При этом синий график «b» представляет собой результаты измерений, полученные с помощью БИТЧ, а красный график «r» отображает результаты измерений с помощью обычного ртутного термометра. Видно, что измеренные температуры отличаются друг от друга, в среднем на 2.5° С. В основном это связано с тем, что коэффициент черноты кожи на лбу человека отличается от 1. Изучение влияния других факторов требует дополнительных исследований. Для коррекции измеренного с помощью БИТЧ графика «b» (на соответствие с показаниями ртутного термометра) он был просуммирован с полиномом 5-ой степени, которая является функцией экстраполяции разности графиков «r-b». Результат такой коррекции приведен на рисунке 4 (б). Видно, что скорректированные результаты измерений с использованием БИТЧ «b+y» отличаются от показаний ртутного термометра не более чем на 0,3°С.

Таким образом, разработанный и изготовленный нами БИТЧ с развитым ИО, при сравнительно низкой себестоимости может служить прототипом для создания серийных приборов для мониторинга температуры тела человека

Авторы благодарят Главного врача Центральной клинической больницы восстановительного лечения В.Г. Митьковского и Заведующего травматологическо-ортопедическим отделением ЦКБВЛ А.В. Вершинина за предоставленную возможность пользовательского тестирования информационного обеспечения и бесконтактного датчика для экспрессного измерения температуры человека.

Работа выполнена при поддержке Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере и Министерства образования и науки РФ (государственный контракт № 14.430.12.0004).

Литература

1.Самойличенко Е.А. Система дистанционного мониторинга здоровья// Известия Южного федерального университета. Технические науки. 2006. Т. 66. № 11. С. 188.

2.Пихлак А.Э., Саруханов В.А., Носовский А.М., Логачев В.А., Лисенков И.А., Шувалов А.В., Мутьева Н.А, Распределенная автоматизированная система мониторинга здоровья// Биомедицинская радиоэлектроника. 2013. № 8. С. 011-015.

3. Белин А.М., Каменский А.М., Ковриго Е.М., Решетников И.А., Рыгалин Д.Б., Фетисов Е.А. Бесконтактный беспроводной преобразователь температуры на основе МЭМС для комплексных систем мониторинга энергопотребления, технологических и инженерных применений. Доклад на 4-ой Международной научно-технической конференции Технологии микро- и наноэлектроники в микро- и наносистемной технике. ИНМЭ РАН. 27-28 марта 2014 г., Москва, ИНМЭ РАН

4. Сайт компании Texas Instruments. Электронный ресурс. URL: http://www.ti.com/ww/in/news_detail/2011/news_detail_20110607.html

5. Рыгалин Д.Б., Малов Д.Н., Штерн Ю.И., Стахин В.Г., Шипатов А.В., Крупнов Ю.А., Фетисов Е.А., Тотменина Н.Л. Электронные компоненты системы индивидуального учёта и регулирования потребления энергоресурсов// Естественные и технические науки 2010, №1, С.293-301

6.Сайт компании ООО "Смарт Пресижен". Электронный ресурс. URL: <http://www.smartprecision.ru/rus/products/pyro/p6240.html>

114. Полупроводниковые неохлаждаемые детекторы ионизирующих излучений на основе кристаллов твердых растворов теллуридов цинка и кадмия

Кульчицкий Н.А., Мельников А.А.
МГТУ МИРЭА, Москва, Россия

Важнейшим компонентом систем мониторинга и обнаружения ядерных компонентов являются детекторы ионизирующих излучений, прежде всего рентгеновского и гамма-излучений. Среди этих приборов в последние десятилетия важнейшее место заняли полупроводниковые детекторы ионизирующих излучений (ПДИИ) на основе германия и кремния, а также в определенной степени на основе теллурида кадмия. Детекторы на основе германия и кремния обладают прекрасными спектротрическими характеристиками:

- высоким энергетическим разрешением ($\sim 1\%$ при энергии 10 кэВ и $\sim 0.1\%$ при энергии 1 МэВ);
- высокой эффективностью ($\sim 100\%$);
- высоким временным разрешением ($\sim 10^{-8}$ с).

Однако такие высокие показатели могут быть достигнуты лишь при охлаждении этих детекторов до температуры жидкого азота. Это создает определенные эксплуатационные трудности. Кроме того, велики габариты и масса сложного криогенного оборудования, что ограничивает методические возможности и эффективность исследований при использовании таких детекторов.

Детекторы на основе теллурида кадмия, хотя и имеют несколько худшие характеристики, но могут работать при температурах вблизи комнатной. Однако технология получения детекторного материала на основе теллурида кадмия достаточно сложна и не позволяет получить материал с необходимой воспроизводимостью параметров [1].

Монокристаллы твердых растворов халькогенидов кадмия и цинка ($\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$) являются сравнительно новым материалом для создания неохлаждаемых детекторов ионизирующих излучений. Твердые растворы $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ при $x=0,1-0,15$ обладают определенными преимуществами перед наиболее известными широкозонными детекторными материалами. При одинаковой эффективности регистрации гамма-квантов этот материал имеет на порядок более высокое удельное сопротивление, а следовательно более низкие токи утечки, чем кристаллы теллурида кадмия, в то же время обладает в несколько раз более высокой подвижностью носителей заряда, чем кристаллы диоксида ртути [2-5].

На основе монокристаллов твердых растворов теллуридов кадмия и цинка выращенных из паровой фазы был создан макет неохлаждаемого детектора ионизирующих излучений и проведено изучение его спектротрических и дозиметрических характеристик [6].

Спектротрические характеристики неохлаждаемых детекторов на основе CdZnTe

Спектротрические характеристики неохлаждаемых детекторов ионизирующих излучений на основе CdZnTe зависят от нескольких параметров: напряжения смещения детектора, постоянных времени формирования основного усилителя и температуры детектора.

При низких напряжениях смещения может иметь место неполный сбор в чувствительной области детектора, что приводит к смещению пика характеристического излучения в сторону низких энергий и, в результате мы обнаружили ухудшение энергетического разрешения. При высоких напряжениях смещения детектора

значительно возрастал ток утечки детектора, что приводило к увеличению электронного шума и, в конечном счете, энергетическое разрешение также ухудшалось. Все измерения проводились при напряжении смещения 110 -150В.

Для разработанных детекторов установлено, что лучшие результаты по энергетическому разрешению получаются при более коротких временах формирования. Это явление мы связали с наличием ловушек (квазистационарных уровней) с большими временами жизни, на которые захватываются электроны проводимости. При малых постоянных времени формирования они не участвуют в формировании выходного сигнала, а при больших постоянных времени происходит переход захваченных электронов в зону проводимости, что в итоге создает высокоэнергетический хвост пика характеристического излучения.

Все исследования характеристик проводились при температуре 293 К. Исследования характеристик неохлаждаемых полупроводниковых детекторов на основе CdZnTe проводились с использованием стандартных источников α , рентгеновского и гамма излучений: ^{239}Pu , ^{241}Am , ^{137}Cs . Облучение α -частицами проводилось со стороны отрицательного электрода макета детектора.

Нами был отобран материал, который показал принципиальную возможность создания на его основе эффективных радиационных детекторов. На рис.1а представлен спектр ^{239}Pu , полученный с помощью макетного детектора.

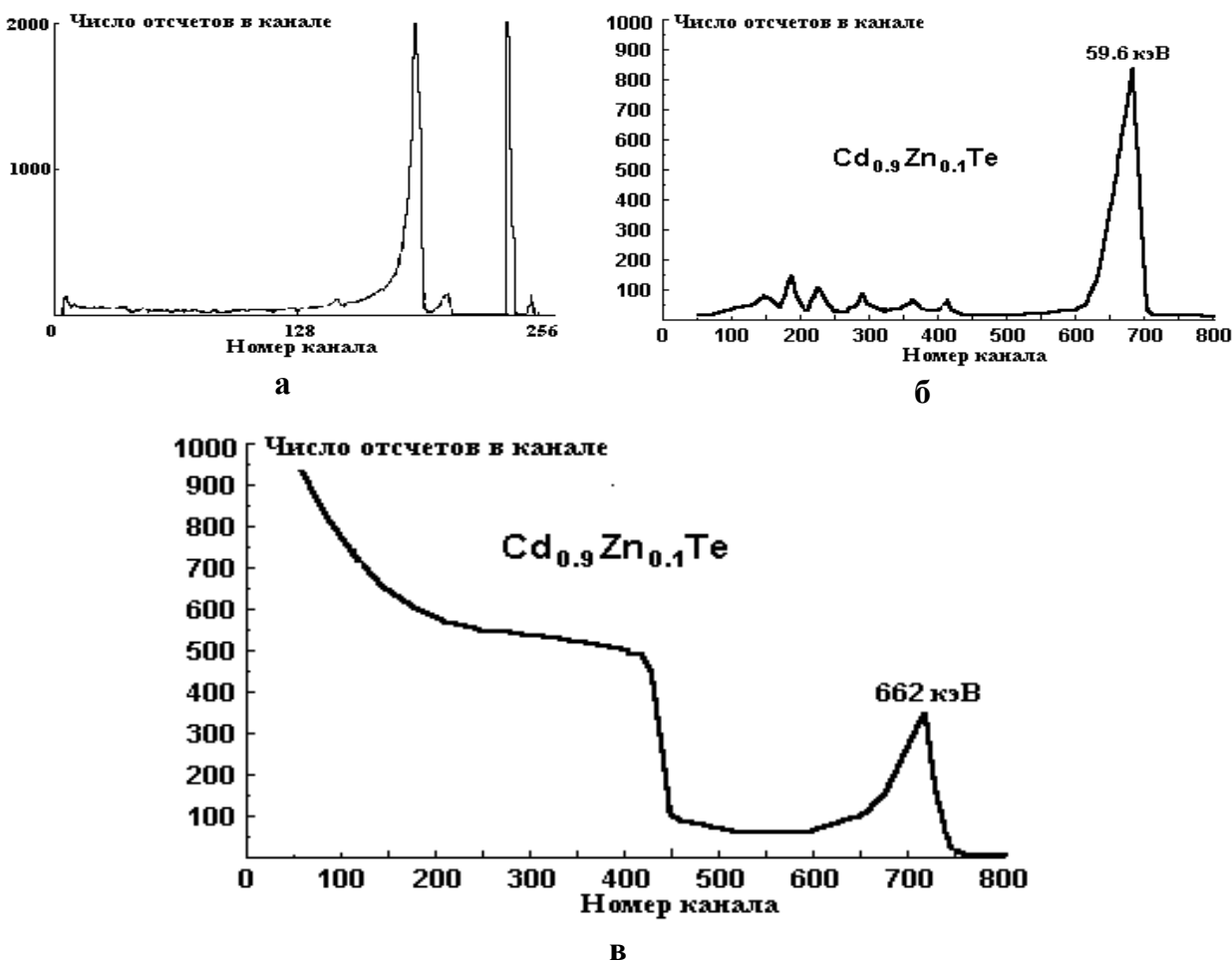


Рис.1. а-Спектр ^{239}Pu , полученный с помощью детектора на основе CdZnTe толщиной 0.7мм;
 б-Спектр ^{241}Am , полученный с помощью детектора на основе CdZnTe толщиной 5мм;
 в- Спектр ^{137}Cs , полученный с помощью детектора на основе CdZnTe толщиной 10 мм

На основании анализа формы импульса, формы и поглощения спектра и с учетом геометрических параметров ($W=0.7$ мм) детектора и условий проведения эксперимента ($V=150$ В) получены следующие характеристики материала и макета детектора:

$$t_i=1.2 \cdot 10^{-7} \text{ с}; \mu_e=3.70 \text{ см}^2/\text{В с}; \chi=4.88/5.15=0.947; \mu_e \tau_e=4 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{В}; \tau_e=1.1 \cdot 10^{-6} \text{ с}.$$

Энергетическое разрешение данного макета детектора составило 80 кэВ (1.5%). На этом образце получены наиболее высокие детекторные характеристики.

На рис.1б приведен спектр γ -излучения источника ^{241}Am , иллюстрирующий спектрометрические свойства детектора на основе CdZnTe толщиной 5 мм.

На рисунке хорошо видны пики 17.8 и 14 кэВ, различим пик с энергией 26.4 кэВ. Из рисунка видно, что спектр захватывает диапазон до 30 кэВ при дискретности 64 эВ на канал. В низкоэнергетической области спектра находится шумовой пик. На линии 59.6 кэВ ^{241}Am получено энергетическое разрешение 6% с чувствительным объемом 0.125 см^3 при напряжении смещения 500 В. На рис.1в приведен спектр γ -излучения источника ^{137}Cs .

На детекторах объемом 1 см^3 разрешение на линии 662кэВ ^{137}Cs составило 5%.

В целом данные измерений характеристик макетов детекторов показывают принципиальную возможность создания неохлаждаемых детекторов ионизирующих излучений на основе монокристаллов твердых растворов $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$, выращенных из паровой фазы.

Дозиметрические характеристики неохлаждаемых детекторов на основе CdZnTe

Рассмотрим полупроводниковый детектор толщиной d (см) и площадью S (см^2), который облучается рентгеновским излучением с эффективной энергией E_x и мощностью экспозиционной дозы P (А/кг).

При приложении к детектору напряжения U_d в нем возникает ток i (темновым током пренебрегаем). Под действием облучения в 1 см^3 полупроводника в 1с образуется n_0 пар носителей заряда (электронов и дырок). За время жизни электрона τ_e (с) в объеме полупроводника V будет образовано $n_0 v \tau_e$ электронов. Обозначив $n_0 v$ через N_0 получим, что сила тока, создаваемого всеми образованными в объеме полупроводника электронами, будет равна

$$i_e = e N_0 \tau_e / T_e, \quad (1)$$

где: T_e - время пролета электрона, летящего со скоростью v_e между электродами,

$$T_e = d / v_e. \quad (2)$$

Аналогично для дырок ток

$$i_p = e N_0 \tau_p / T_p, \quad (3)$$

где

$$T_p = d / v_p. \quad (4)$$

Суммарный ток, создаваемый электронами и дырками, равен

$$i = i_e + i_p = e N_0 (\tau_e / T_e + \tau_p / T_p). \quad (5)$$

Если μ_e, μ_p - дрейфовая подвижность соответственно электронов и дырок, то

$$v_e = \mu_e U_d / d \quad \text{и} \quad v_p = \mu_p U_d / d. \quad (6)$$

Подставив (3) и (4) в выражение (5), получаем

$$i = e N_0 U_d / d^2 (\mu_e \tau_e + \mu_p \tau_p). \quad (7)$$

Если I_0 - интенсивность падающего пучка излучения, соответствующая единице мощности дозы падающего излучения с эффективной энергией E_x , линейный коэффициент поглощения излучения веществом ν , энергия образования электрон - дырочной пары ε , то число образованных пар в детекторе с площадью поперечного сечения S и толщиной d при мощности дозы P будет равно

$$N_0 = I_0 [1 - \exp(-\nu d)] PS / \varepsilon. \quad (8)$$

Подставляя выражение для N_0 в (7), получаем

$$i = I_0 [1 - \exp(-\nu d)] PS e (\mu_e \tau_e + \mu_p \tau_p) U_d / \varepsilon d^2. \quad (9)$$

Выражая удельную фоточувствительность в амперах на единицу мощности в А/кг и на единицу площади, имеем

$$i/PS = I_0 [1 - \exp(-vd)] e (\mu_e \tau_e + \mu_p \tau_p) U_d / \epsilon d^2. \quad (10)$$

Подставляем численные значения: для эффективной энергии $E_x=30$ кэВ, интенсивность падающего пучка $I_0=500$ эрг/(см² Р), линейный коэффициент поглощения излучения веществом $\nu=32.7$ см⁻¹, для энергии $E_x=60$ кэВ - $I_0=3000$ эрг/(см² Р), $\nu=8.7$ см⁻¹. Средняя энергия образования пары $\epsilon=4.9$ эВ= $4.9 \cdot 10^{-12}$ эрг. Для детекторов, изготовленных из дырочного CdZnTe с экспериментально измеренным произведением дрейфовой подвижности на время жизни

$$\mu_e \tau_e = 10^{-4} \quad \text{и} \quad \mu_e \tau_e \gg \mu_p \tau_p, \quad (11)$$

расчет удельной фоточувствительности при $E_x=30$ кэВ, толщине $d=0.7$ мм и $U_d=150$ В дает величину

$$i/(PS)=749 \text{ нА Р}^{-1} \text{ мин см}^{-2}. \quad (12)$$

При переходе к энергии $E_x=60$ кэВ расчет удельной фоточувствительности дает величину

$$i/(PS)=2284 \text{ нА Р}^{-1} \text{ мин см}^{-2}.$$

Расчетные значения удельной фоточувствительности находятся в хорошем соответствии с экспериментальными данными.

Неохлаждаемые полупроводниковые детекторы на основе кристаллов твердых растворов теллуридов кадмия и цинка могут найти применение в области экспериментальной физики, ядерной энергетики, исследований космического пространства, медицины, мониторинга окружающей среды а также для решения задач создания и совершенствования систем обнаружения ядерного оружия в космосе, систем измерения параметров ядерных взрывов, систем мониторинга ядерных боеголовок и т.д.

Литература

1. Melnikov A.A., Sigov A.S., Vorotilov K.A., Davydov A.A., Topalova L.I., Zhavoronkov N.V. Growth of CdZnTe monocrystals for radiation detectors// J. Crystal Growth. 1999, v. 197, p. 666-669.
2. Залетин В.М., Мельников А.А., Ножкина И.М., Фомин В.И. Неохлаждаемые полупроводниковые детекторы на основе кристаллов широкозонных соединений, выращенных из газовой фазы. Атомная энергия, 1999, т.86, вып.5, стр. 391-397.
3. Мельников А.А., Кульчицкий Н.А., Кульчицкий А.Н. Монокристаллы твердых растворов теллуридов кадмия и цинка для детекторов ионизирующих излучений// Материалы XII Международной научно-технической конференции "Высокие технологии в промышленности России" (Материалы и устройства функциональной электроники и микрофотоники), 7-9 сентября 2006, Москва. – М.: ОАО ЦНИТИ "Техномаш", 2006, с. 359 – 362.
4. Мельников А.А., Кульчицкий Н.А., Кульчицкий А.Н. Моделирование процессов выращивания кристаллов Cd_{1-x}Zn_xTe из газовой фазы// Прикладная физика. – 2006. - №2. - С. 80-85.
5. Мельников А.А. Неохлаждаемые детекторы ионизирующих излучений на основе монокристаллов квазибинарных соединений CdZn Te. // Микроэлектроника, 1999, т. 28, №3, с. 234-236.
6. Мельников А.А., Кульчицкий Н.А. Спектрометрические характеристики неохлаждаемых полупроводниковых детекторов на основе монокристаллов твердых растворов Cd_{1-x}Zn_xTe// Тезисы докладов XX Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. Москва, Россия, 27-30 мая 2008, - М.: ГНЦ РФ ФГУП НПО "Орион", 2008.- С. 232.

115. Получение гетероструктур GaN/AlN методом МОС-гидридной эпитаксии для создания матричных УФ-фотоприемников

Падалица А.А., Мазалов А.В., Курешов В.А., Сабитов Д.Р., Мармалюк А.А.
ОАО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», Москва, Россия

Одним из привлекательных направлений развития современной полупроводниковой фотоэлектроники является создание фотоприемных устройств УФ диапазона, в особенности чувствительных в солнечно-слепом спектральном диапазоне. Интерес к последнему вызван тем фактом, что фоновое излучение в этой спектральной области практически полностью отсутствует из-за поглощения излучения Солнца и других звёзд озоновым слоем Земли и поглощения излучения искусственных осветительных приборов их стеклянными оболочками. Среди возможных материалов, обеспечивающих чувствительность в рассматриваемом диапазоне, в последнее время все активнее исследуются широкозонные полупроводники AlN, GaN и твердые растворы на их основе.

В данной работе рассмотрена применимость МОС-гидридной эпитаксии в качестве метода формирования нитридных эпитаксиальных гетероструктур фотоэлектронного назначения. Большая гибкость в выборе исходных материалов, широкий диапазон варьирования параметров роста, возможность проведения *in situ* контроля процесса роста в реальном времени, хорошая масштабируемость процесса роста для увеличения количества одновременно обрабатываемых пластин, снижение себестоимости единицы продукции делают этот метод привлекательным для создания гетероструктур с перспективой промышленного освоения.

Рассмотрены особенности процесса получения AlN и Al GaN на подложках сапфира в условиях МОС-гидридной эпитаксии. Представлены результаты оптимизации процесса роста гетероструктур GaN/ AlN для матричных УФ-фотоприемников. При этом одним из наиболее важных параметров полученных гетероструктур GaN/AlN является кривизна гетероструктуры, высокие значения которой могут негативным образом сказаться на производстве матриц.

Путем оптимизации толщин и режимов роста переходного слоя Al N удалось добиться существенного уменьшения кривизны фотоприемных гетероструктур. Применение сверхрешеток Al GaN/AlN в дополнение к переходному слою Al N позволило существенным образом улучшить качество гетероструктур GaN/AlN.

116. Особенности получения гетероструктур AlInAs/GaInAs/InP с отдельными областями поглощения и умножения методом МОС-гидридной эпитаксии для лавинных фотодиодов

Ладугин М.А., Падалица А.А., Рябоштан Ю.Л., Горлачук П.В., Яроцкая И.В.,
Мармалюк А.А.

ОАО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», Москва, Россия

В последние десятилетия огромный практический интерес представляют высокочувствительные полупроводниковые фотоприемники – лавинные фотодиоды (ЛФД), работающие в спектральном диапазоне 0.9-1.7 мкм. С одной стороны, это вызвано наличием окон прозрачности в кварцевых оптических волокнах (1.3 и 1.55 мкм) и в атмосфере (1.4-1.8 мкм), а с другой, необходимостью регистрации излучения лазеров с безопасной для глаз длиной волны излучения 1.55 мкм. Привлекательным материалом для ЛФД, предназначенных для работы в рассматриваемой области спектра, являются твердые растворы AlInGaAs. На их основе возможно проектирование более сложных конструкций и совершенствование приборных характеристик.

Так, например, ЛФД на основе гетероструктур (ГС) Al InAs/GaInAs/InP с раздельными областями поглощения и умножения имеют улучшенные параметры в части темновых токов и быстродействия по сравнению с традиционными p-i-n фотодиодами и позволяют регистрировать сверхслабые сигналы излучения.

Ввиду того, что выходные характеристики современных приборов определяются конструкцией ГС и технологией ее получения, в настоящей работе решен ряд задач, связанных с выбором оптимальной конструкции ГС и отработкой методик получения отдельных слоев материалов в условиях метода МОС-гидридной эпитаксии.

В работе изучены основные закономерности получения эпитаксиальных слоев GaInAs, Al InAs и InP в условиях указанного метода. Рассмотрены ключевые технологические факторы, такие как, отношение V/III, скорость и температура роста, влияющие на достижение требуемых параметров указанных материалов (низкий уровень фоновой концентрации, высокая подвижность носителей заряда и т.д.). Проанализированы основные источники фоновых примесей в материале области поглощения GaInAs и области умножения AlInAs, исследованы подходы к повышению качества градиентных слоев AlGaInAs. Выбраны оптимальные условия роста всей ГС в целом.

117. МОС-гидридная эпитаксия узкозонных полупроводников A^3B^5 для фотоэлектронных применений

Мармалюк А.А., Панин А.А., Сабитов Д.Р., Ладугин М.А., Падалица А.А.
ОАО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», Москва, Россия

В течение последних десятилетий большое внимание уделяется созданию приборов, работающих в диапазоне средней инфракрасной (ИК) области спектра (3-5 мкм), которая является принципиально важной как для решения глобальных экологических задач, связанных с мониторингом состояния окружающей среды и контролем процессов промышленного производства, так и для медицинских, биологических и других целей. Среди возможных материалов, обеспечивающих чувствительность в рассматриваемом диапазоне, широкое признание завоевали узкозонные полупроводники A^3B^5 , в первую очередь, InSb, InAs и твердые растворы на их основе. Отработаны технологии изготовления целого ряда фотоприемных приборов на основе объемных монокристаллов указанных соединений. Вместе с тем, переход к использованию эпитаксиальных слоев позволяет упростить технологическую цепочку и повысить функциональные возможности многоэлементных фотоприемников на их основе.

В данной работе рассмотрена применимость МОС-гидридной эпитаксии в качестве метода формирования эпитаксиальных структур узкозонных полупроводников A^3B^5 фотоэлектронного назначения. Большая гибкость в выборе исходных материалов, широкий диапазон варьирования параметров роста, хорошая масштабируемость процесса роста для увеличения количества одновременно обрабатываемых пластин, снижение себестоимости единицы продукции делают этот метод привлекательным для создания структур с перспективой промышленного освоения.

Рассмотрены особенности процесса получения InSb и InAs, как на собственных подложках, так и на широкозонных подложках GaAs в условиях МОС-гидридной эпитаксии. Представлены результаты оптимизации процесса роста эпитаксиальных слоев. Показано влияние предварительной подготовки подложек на качество осаждаемых слоев.

Изучены вопросы гетероэпитаксии структур на широкозонных подложках GaAs, сильно различающихся по периоду кристаллической решетки с материалом слоя. Обсуждены перспективы использования полученных эпитаксиальных слоев для приборных применений.

Авторский указатель

- B.G. Salamov 51
E. Koç 51
Jean-Stéphane Mottet П06
Mehmet Kasap У47
R. Teissier П12
S.S. Cetin У72
Süleyman Özçelik У47, У73
Tarık Asar У47
Tofig Memmedli У47
Абасова А.З. 47
Абдинов А.Ш. У24, У67
Абдинова Г.Д. 38
Авджян К.Э. 43
Аверин С.В. 97
Аверичкин П.А. 86
Айнбунд М.Р. У63
Акимов А.Н. У42
Акимов В.М. 73, 91, 107
Алдохин П.А. 32
Алекперов А.С. 48
Александров В.В. 27
Александров В.В. 34, 80
Алиев А.А. 44
Алиев Р.Ю. У27
Алиев С.А. 74, 75
Алиев Х.М. 74, 75
Алиева И.К. 74, 75
Алиева Т.Д. 38
Алкеев Н.В. 97
Алленов М.И. 4
Алтухов А.А. У65
Алымов О.В. П03, У63
Амиров И.И. 94
Амирова С.И. У67
Андреев И.А. У69
Андреева Е.Б. У63
Андрусов Ю.Б. 67
Антонов А.В. У68
Анциферов А.П. У21
Артамонов А.В. 92
Асадов М.М. 50
Астахов В.П. 35, 52, 92
Астраускас Й.И. 52
Аткин В.А. У17
Атрашков А.С. У37, 55
Ахмедов Г.М. 49
Ахундова Н.М. 38
Ачильдиев В.М. 25
Бабаева Р.Ф. У24, У67
Багиева Г.З. 94, У27
Бадертдинов Э.Р. 28
Баженов Н.Л. 46
Байрамов Р.Б. 48
Балбеков А.О. У53
Балиев Д.Л. У09, 12, 105
Баранов А.Н. П12
Бархалов Б.Ш. У27
Баушев С.В. 8
Беллин А.М. 113
Белов А.Г. 64
Бельский А.Б. 13
Бовкун Л.С. 90
Болтарь К.О. У01, У06, У09, У11, У34, У37, 12, 14, 41, 42, 69, 70, 71, 91
Боровков П.М. 104
Бородин Д.В. У53, 101
Бочков В.Д. 26, 27, 54, 80
Брунев Д.В. П04, П09, У10, У21, У28, 61
Брунков П.Н. У70
Бударных В.И. У21
Булат Л.П. 109
Буничев А.П. У71
Бурлаков И.Д. П02, У04, У13, У15, У16, 11, 12, 23, 68
Буробин В.А. У65
Буторин Н.В. 8
Бычковский Я.С. 26, 27, 34, 80
Валиев К.Р. 102
Валишева Н.А. У03, У43
Варавин В.С. П04, П09, У12, У38, У40, У41, 46, 58, 59, 63, 84
Варганова В.С. 82
Васильев В.В. П04, П08, У12, У28, У39, 58, 59, 101
Васильев И.С. П03, У63
Васильева Л.А. 107, 91
Васильева Ю.В. 52
Вениг С.Б. У17
Винецкий Ю.Р. У02
Вицина Н.Р. У03, У43
Вишняков А.В. 61
Вишняков А.В. П04, П09, У10, У28
Власов П.В. У01, У04, У06, У34, 71
Войцеховский А.В. У08, У40, 45, 58, 59, 77
Волков В.Г. 17, 18
Волков П.В. У36
Володин Е.Б. У54, У55

Воробьев А.А. 52
 Вяткин С.Н. У28
 Гавриленко В.И. У68
 Гаврилова Т.А. У43
 Гайнутдинов И.С. 37
 Галиев А.Н. 37
 Гамзинов С.В. У60
 Гарбуз А.В. У64
 Гарцев А.И. 30
 Гасанов Н.З. 47
 Гасанов О.М. 48
 Гаценко О.Ю. 8
 Гишинский А.М. 62, 87
 Гиндин П.Д. 17, 18, 98
 Гладышева Н.Б. 97
 Глазов В.М. 113
 Голицын А.А. У29, У32
 Голицын А.В. У29
 Головин С.В. У37, 55
 Голубятников В.А. 64
 Гольдберг И.И. У60
 Горбоконеко П.А. У53
 Гордиенко В.И. 111
 Горелик Л.И. 19, 22
 Горлачев Е.С. 94
 Горлачук П.В. 116
 Горн Д.И. 45
 Горшков Д.В. У60
 Горюнов А.В. У36
 Гребенщикова Е.А. П12
 Грибанов А.А. 98
 Григорьев Д.В. У08
 Григорьев Ф.И. 64
 Гришечкин М.Б. 65, 89
 Громов А.В. П10
 Грузевич Ю.К. 25
 Гузев А.А. У12, У35
 Гульцов С.В. У28
 Гусарова Н.И. У62
 Гусева А.А. 29
 Гусев А.Г. 37
 Гусейнов Э.К. 44
 Гуськов П.А. 30
 Дворецкий С.А. П04, П08, П09, У10,
 У12, У21, У28, У35, У38, У40, У68, 99,
 112, 46, 58, 59, 61
 Демидов В.И. 19
 Демидов С.С. У14, У46, 107, 73, 91
 Демьяненко М.А. 100, 95
 Денисов А.И. 102
 Денисов И.А. 56, 64, 65, 67, 68, 89
 Денисов И.Г. 28, 102, 108
 Деомидов А.Д. 21, 79
 Дзядух С.М. 58, 59
 Дирочка А.И. П01
 Добровольский П.П. У21
 Добрунов С.В. 20
 Довгялло А.И. У20, У22, У23, У25
 Долгих А.В. У60
 Донсков А.А. 86
 Дрожников Б.Н. 26, 27, 34, 80
 Другова А.А. У16
 Дубинов А.А. У68
 Дубов Г.А. 94
 Дульцев Ф.Н. У43
 Евсеева Ю.Н. 25
 Евстигнеев В.С. 90
 Ежлов В.С. 86
 Ерошенков В.В. У06
 Есаев Д.Г. У03, 95, 100
 Жегалов С.И. У49
 Житов В.А. 97
 Жуков Е.А. 39
 Журавлев К.С. У43. 62, 87
 Журов Г.Е. П05, У29, У51
 Забенькин О.Н. У33
 Закиров Е.Р. У35
 Залетаев Н.Б. 78
 Захаров Л.Ю. 97
 Зверев А.В. У10, У28, 61, 99
 Зимин С.П. 94
 Зинис К.А. У53
 Зиновьев В.И. У23, У25
 Иванов В.П. 108
 Ижнин И.И. У40
 Икусов Д.Г. У36
 Ильин А.С. 35
 Ильинская Н.Д. П12, У69, У70
 Ильинский Р.Е. 15
 Именков А.Н. П12
 Иродов Н.А. 42, 71, 91
 Исмаилов А.А. 49, 50, 74, 75
 Исмаилов Н.Д. 44
 Исмайлова П.Г. 47
 Ищенко Д.В. У42
 Казарин Л.Н. 104
 Калагин А.К. У03
 Каменский А.М. 113
 Каневский В.Е. 64
 Карандашев С.А. У70
 Карпов В.В. У05, У19, 36, 52, 92, 98
 Карташев В.А. 112

Касаткин А.В. У33
 Касымахунова А.М. 66
 Кашуба А.С. У37, 55, 70
 Керимов Р.Н. 47
 Керимова Э.М. 47
 Кеслер В.Г. У35
 Киселева Л.В. У01
 Кладько В.П. 85
 Климанов Е.А. У14, У46, 73, 91, 107
 Клименко А.Г. 95
 Климов А.Э. У42
 Князев С.Н. 86
 Ковалишина Е.А. У66
 Ковриго Е.М. 113
 Ковчавцев А.П. У12, У35
 Козлов А.В. 28
 Козлов А.И. 95, 100
 Козлов К.В. У50, 27, 34, 54, 80
 Козлова Ю.П. 86
 Козырев М.Е. У19
 Колесова А.А. 22
 Коломыс О.Ф. 93
 Колпаков И.В. 113
 Кольцов А.Ю. 37
 Комаров В.В. 24
 Комаров Д.А. 26
 Комков О.С. У66
 Кондратов П.А. 16
 Кондюшин И.С. 27, 34, 80
 Коновалов Г.Г. У69
 Кононов М.Е. У58, 21
 Коротаев Е.Д. 76
 Костюк Б.А. 63
 Котов В.М. 97
 Коханенко А.П. 77
 Кощавцев Н.Ф. У62
 Кравченко Н.В. 82, 104
 Крапивко Е.А. У21
 Красночуб Е.К. У23, У25
 Кремис И.И. П05
 Крохалев И.Н. 30
 Крупнов Ю.Д. 113
 Кудрявцев К.Е. У68
 Кузнецов Н.С. У19, 98
 Кузнецов П.А. У50, У61, 54
 Кузнецов П.И. 97
 Кузьмин В.Д. 58, 59
 Кузяков Б.А. 30
 Кулаков А.Н. У13
 Кулиев Ш.М. 44
 Кульчицкий Н.А. 31, 114
 Куницына Е.В. У69
 Курешов В.А. У60, 115
 Лавров А.А. У70
 Ладугин М.А. П11, 116, 117
 Лазарев П.С. У09, 12, 105
 Лапшин Р.В. 9
 Латникова Н.М. У70
 Латышев А.В. П04
 Левина Е.Е. У63
 Левкович А.Д. 25
 Леонидов А.А. П12
 Ли И.И. У48
 Липин М.В. П10
 Литвин О.С. 93
 Литвин П.М. 93
 Лозовой К.А. 77
 Лопухин А.А. У01, У04, У06, У07, У11,
 У34, 71, 72
 Лошкарев И.Д. У41
 Лукьянов А.Ю. У36
 Лысенко А.П. 64
 Лыткин А.П. У05
 Мадатов Р.С. 48
 Мазалов А.В. У60, 115
 Мазурин И.В. 111
 Макаренков А.М. 60
 Макаров Ю.С. 99
 Макеев Л.П. У59
 Максимова Г.А. У64
 Маланич Г.П. 93
 Малин Т.В. У43, 62, 87
 Малькин А.А. У31
 Мамонычев Е.А. У71
 Мансветов Н.Г. У01, У34
 Мансуров В.Г. 62, 87
 Марин Д.В. У12, 46, 84
 Марков В.Ф. У44, У45, 96
 Мармалюк А.А. П11, 115, 116, 117
 Мартиросов А.В. 36
 Марчишин И.В. П04, П08, У03, У28, 95,
 100
 Маскаева Л.Н. У44, 96
 Матасов М.Д. У17
 Матвеев А.В. 27, 34, 80
 Матвеев Б.А. У70
 Мельников А.А. 31, 114
 Матевосян Л.А. 43
 Мехрабова М.А. 88
 Мехтиев Н.М. У24
 Микаелян Г.Т. У71
 Минаев Д.В. 39

Минкин В.А. П03
 Мирофянченко А.Е. 57
 Мирошников Б.Н. 3
 Мирошникова И.Н. 3
 Михайлов Н.Н. П04, У36, У38, У40, У68, 58, 59. 112
 Михантьев Е.А. 99
 Моисеев А.Н. 10, 90
 Морозов С.В. У68
 Мохаммед Х.С.Х. 3
 Мощев И.С. У61
 Мустафаева С.Н. 50
 Мынбаев К.Д. У40, 46
 Назаров А.М. 88
 Насыров А.Р. 103
 Наумов В.В. 94
 Наумов И.В. 35
 Некрасова С.О. У20
 Несмелов С.Н. 58, 59
 Нефедова И.А. 109
 Нигматуллина Н.Г. 103
 Никитин М.С. У15
 Никифоров А.Ю. 98
 Никифоров И.А. 41, 69
 Никонов А.В. У04, 14, 41, 69
 Никулин С.И. У64
 Новоселов А.Р. 83, 95
 Нури М.А. У14
 Нуриев И.Р. 88
 Овсяк В.Н. 95, 100
 Оганесян Н.Н. 39
 Олимов Ш.А. 66
 Осипов Ю.В. У53, 101
 Падалица А.А. П11, У60, 115, 116, 117
 Панин А.А. П11, 117
 Панова З.В. У12, У35
 Парм И.О. 63
 Парфёнова Т.В. 33
 Патрашин А.И. У04, 11, 12, 23, 42
 Патрин В.М. 82
 Паулиш А.Г. П05
 Пашук А.В. У63
 Пашин Н.С. У42
 Певцов Е.Ф. У53
 Первинкин И.А. У52
 Пермикина Е.В. У37, 55
 Петренко В.И. У05, 36, 98
 Петров А.С. У66, У70
 Петросян С.Г. 43
 Петухов В.Ю. 26
 Платошин Е.В. 60
 Плахов С.А. У63, У64
 Плотников А.В. У56
 Пожидаев Д.А. 26
 Полесский А.В. У26, 19, 20, 21, 22, 79
 Полудин В.Н. 85
 Полунеев В.В. У01, 12
 Пономаренко В.П. П02
 Попов С.В. У62
 Потапов А.В. 104
 Правдивцев А.В. У30
 Предеин А.В. П08, П09, У28, 5, 6, 7
 Прилепский Б.В. У52
 Протасов Д.Ю. У43, 62, 87, 112
 Пшенай-Северин Д.А. 109
 Рагимова Н.А. У67
 Рагинов С.В. 103
 Раджабли А.А. 44
 Ратников П.А. У37
 Рафайлович А.В. У21
 Ременный М.А. У70
 Ремесник В.Г. У36, У38, У41, 46, 58, 59, 63, 84
 Решетников И.А. 113
 Рзаев Р.М. У24
 Рожков С.А. У60
 Роках А.Г. У17, У18
 Романов А.В. 106
 Рудневский В.С. У01, 53
 Румянцев В.В. У68
 Рыгалин Д.Б. 113
 Рябоштан Ю.Л. 116
 Сабина И.В. П04, П08, П09, У12, У28, У39, У41,
 Сабитов Д.Р. П11, У60, 115, 117
 Савкина Р.К. 85
 Савостин А.В. У01
 Савченко А.П. У03
 Садыгов Р.М. 88
 Самвелов А.В. У26, 39
 Сармин Д.В. У22
 Сахаров М.В. 52
 Свищёв И.А. У63
 Севостьянов Е.Н. У70
 Седнев М.В. У11, 42, 70, 81
 Селиванов А.С. У58
 Селяков А.Ю. 1, 2
 Семенов В.И. У05, 36
 Семенченко Н.А. У58, 20, 21
 Серебренникова О.Ю. П12, У69
 Серебряков Д.В. 67
 Серегина Е.В. 60

Сидорин А.В. 79
 Сидоров Г.Ю. П04, П08, У28, У39, 63
 Сидоров Ю.Г. П04, П08, У12, У28, У38,
 У39, У41, 46, 58, 59
 Сизиков П.В. 112
 Сизов А.Л. 56, 68
 Сизов Ф.Ф. 85
 Силина А.А. 65, 68, 89
 Скапцов А.А. У18
 Скребнева П.С. У13
 Скрылев А.С. У53
 Смирнов А.А. 110
 Смирнов А.Б. 85
 Смирнов Д.В. 81
 Смирнова Е.А. У26, 20, 79
 Смирнова Н.А. 56, 65, 67, 68, 89
 Соколов С.Н. У71
 Солдатенков В.А. 25
 Соляков В.Н. У49, У50, 54, 80, 105
 Средин В.Г. 52
 Степанов Б.С. 10, 90
 Степанюк В.Е. 81
 Степанюк В.Е. 72
 Степович М.А. 60, 106
 Стратийчук И.Б. 93
 Стрельчук В.В. 93
 Строганкова Н.И. 64
 Струнков П.А. У28
 Стусь Н.М. У70
 Стучинский В.А. У10, 61
 Сузов Е.В. 98
 Сысоев Д.А. 39
 Тагиев М.М. 38
 Талипов Н.Х. У08, У65
 Тарасов В.В. П07
 Татаурщиков С.С. П03
 Терехов А.С. У60
 Тертышник А.Д. У36
 Тесля О.А. У64
 Тиранов Д.Т. 29
 Титов А.Г. У33
 Тихонов Р.В. 30
 Ткаченко В.Ф. 16
 Томашик В.Н. 93
 Томашик З.Ф. 93
 Торопов А.И. У03
 Третьяков Н.Д. 4
 Тришенков М.А. 82, 104
 Труханов Е.М. У41
 Туленин С.С. У45
 Угланов Д.А. У22
 Удовицкая Р.С. 85
 Ужаков И.Н. У36
 Ульянов А.С. 30
 Ульянова Е.О. 40
 Усикова А.А. У70
 Фатеев В.А. У03
 Фаткуллин А.Э. 108
 Федоринин В.Н. П05
 Фёдоров В.О. 4
 Федорова Е.А. 96
 Фетисов Е.А. 9, 113
 Фещенко В.С. У65
 Филатов А.В. 98
 Филачев А.М. П01, П02
 Филиппов В.Л. 29
 Филиппов М.Н. 60, 106
 Фирсов Д.Д. У66
 Фицыч Е.И. У40
 Форостяная Н.А. У44
 Хакуашев П.Е. 82
 Хамидуллин К.А. У26, У58, 21, 22
 Харламов Г.Ю. 15
 Хасанов А.М. 37
 Хатункин В.В. У21
 Хафизов Р.З. 9
 Хацевич Т.Н. 33
 Холоднов В.А. У15, У16
 Царенко А.В. У12
 Цивинский М.Ю. У29, У51
 Цыганкова Г.М. У26
 Чернова О.В. У63
 Чибурун С.Д. У29
 Чиж К.В. У05, 36
 Чикинев А.В. У60
 Чилиясов А.В. 10, 90
 Чинарева И.В. 82
 Чистов О.В. У59
 Чишко В.Ф. 52
 Чобан В.М. 13
 Чурилов С.М. П05
 Шабарова Л.В. 10
 Шайблер Г.Э. У60
 Шарганов К.А. У56, У57
 Шарифуллина Д.Н. 103
 Шаронов Ю.П. У11, 70
 Шепелев В.А. У65
 Шерстнев В.В. П12, У69
 Шерстякова В.Н. У42
 Шиляев А.В. 46
 Широков Д.А. У59
 Шишкин М.И. У17, У18

Шкапа В.Ф. 111
Шкетов А.И. 20
Шкуркин А.П. У56, У57
Шматов Н.И. 65, 89
Шнякин А.А. У53
Шумский В.Н. У42
Эпов В.С. У42
Югова Т.Г. 86
Юдовская А.Д. 19, 79
Якимов Е.Б. 62
Яковенко А.Г. 65
Яковлев Ю.П. П12, У69
Яковлева Н.И. У04, 12, 14, 23, 41, 42, 56,
76
Якушев М.В. П04, П09, У12, У35, У41,
46, 84
Якушенков Ю.Г. П07
Яроцкая И.В. 116
Яшина Т.В. У29

**Правила для авторов по оформлению рукописей статей,
предлагаемых к публикации в журнале «Успехи прикладной физики»
(в редакции 2014 г.)**

1. Журнал предназначен для публикации развернутых статей и обзоров по последним наиболее значимым достижениям в области физики, имеющими перспективу прикладного (технического и научного) применения.

Направляя рукопись статьи в редакцию журнала "Успехи прикладной физики", авторы передают редколлегии, учредителям и издателю журнала безвозмездное неисключительное право опубликовать ее на русском языке в качестве статьи в печатной версии журнала, в электронной версии журнала в сети Интернет и на лазерных дисках, а также перевести на английский язык и опубликовать статью в англоязычном варианте журнала. При этом за авторами сохраняются их интеллектуальные права на рукопись статьи (в т.ч. "авторское право"). В связи с этим и с учетом Четвертой части (Раздел VII) Гражданского Кодекса РФ авторами должно быть представлено в редакцию письмо в следующей форме:

Лицензионный договор о передаче права на публикацию (издательский лицензионный договор)

Мы, нижеподписавшиеся, авторы рукописи

предоставляем редколлегии, учредителям и издателю журнала "Успехи прикладной физики" безвозмездную простую (неисключительную) лицензию на публикацию этой рукописи статьи как в печатной, так и в электронной версиях журнала, в т.ч. в его англоязычном варианте.

Мы подтверждаем, что данная публикация не нарушает интеллектуальных прав других лиц или организаций.

Подписи авторов: _____ (ф. и. о., ученая степень, дата)

Статья должна быть подписана всеми авторами. В случае нескольких авторов указывается фамилия автора, ответственного за переписку с редакцией.

2. Рукопись статьи в редакцию представляется обязательно на русском языке, и редакционные требования, изложенные в п.п. 3-16, относятся именно к этому случаю.

3. Каждая статья рецензируется в соответствии с решением редколлегии журнала, при этом рецензия (рецензии) направляется редакцией журнала авторам рукописи. Решение о порядке публикации статьи принимается редколлегией в контакте с редакцией. Статья может быть отправлена авторам на доработку или отклонена как по формальным, так и по научным причинам. В случае окончательного отклонения рукописи статьи редакция направляет авторам мотивированный отказ.

4. Любая представленная рукопись статьи должна сопровождаться экспертным заключением о возможности публикации в открытой печати, оформленным в установленном порядке. Вместо экспертного заключения может быть представлено соответствующее заявление на имя главного редактора журнала от имени руководства организации, где работают авторы, или непосредственно от имени самодеятельных авторов. В экспертном заключении или заявлении в обязательном порядке должна быть отражена возможность открытой публикации и передачи публикуемых материалов за границу. Статья, являющаяся результатом работы, проведенной в организации (учреждении) по ее заданию, должна обязательно иметь направление этой организации (или головной организации при участии нескольких организаций в этой работе).

5. Основной текст статьи должен начинаться разделом «Введение» с четкой постановкой цели и задач работы, сопровождаемой аргументами в пользу ее выполнения на фоне существующего состояния затронутой в статье проблемы. Дальнейший текст статьи также должен иметь смысловые рубрикаторы (разделы и подразделы). Заканчиваться статья должна отдельным разделом «Заключение» с перечислением основных результатов, следующих из них выводов и, по возможности, предложений по развитию исследований и использованию их результатов.

6. Объем статьи (без рисунков) не должен превышать 12 страниц формата А4 при 1,5 межстрочных интервалах, а объем статьи обзорного характера — не более 25 страниц. Материал статьи представляется в печатном виде (на бумажном носителе) в двух экземплярах и в идентичном электронном варианте на CD/DVD-диске с текстом в формате Word 2003 (*.doc) (отдельным файлом от рисунков и подрисуночных подписей). Дискеты не принимаются. Следует избегать приведения в тексте излишне подробных и громоздких математических преобразований и выражений. Оформление статьи следующее:

- статья начинается с указания УДК;
- название статьи набирается строчными буквами (кроме начальной прописной) полужирным шрифтом, размер шрифта 14, для остального текста используется простой шрифт размером 12, причем рекомендуемая гарнитура шрифта — Times New Roman;
- после названия - список авторов, инициалы авторов предшествуют их фамилиям;
- с отступлением в 2 строки представляется аннотация статьи (не более 7 строк);
- ниже аннотации перед основным текстом указываются коды классификации PACS (Physics and Astronomy Classification Scheme), по меньшей мере, до третьего уровня глубины включительно, соответствующие содержанию статьи (подробности классификации PACS в Интернет на сайте American Institute of Physics — www.aip.org/pacs);

- далее приводится список ключевых слов для данной статьи (не более десяти);
- страницы текста нумеруются без пропусков и добавлений литерных обозначений (типа 1а, 2 б и т. п.), причем в сквозную нумерацию должны быть включены все элементы статьи, кроме рисунков и подписей под ними;
- внизу первой страницы текста помещается отдельный абзац (с полужирным шрифтом), содержащий контактную информацию об авторе (или авторах) в следующем виде: фамилия, имя, отчество, должность, почтовый адрес предприятия, телефон/факс, e-mail;
- после основного текста - список использованных источников под названием "Литература";
- в конце статьи название статьи, инициалы и фамилии авторов, предприятие, его почтовый адрес, город, страна, e-mail, аннотация, PACS, ключевые слова (key words) повторяются на английском языке (поскольку журнал распространяется и за рубежом, редакция оставляет за собой право корректировать английскую часть текста без изменения его смысла);

7. Список использованных источников необходимо представлять в соответствии с требованиями, установленными системой Российского индекса научного цитирования (РИНЦ) на основе существующего ГОСТ Р 7.0.5-2008. Ссылка в тексте на использованный источник оформляется в квадратных скобках, например, [1-3], [7, 8]. Ссылки на формулы, рисунки и таблицы оформляются с использованием круглых скобок, например, формула (3), уравнение (1), (рис. 2), (табл. 7).

Примеры использованных источников:

Книга: Гроднев И.И. Оптоэлектронные системы передачи информации. — М.: Знание, 1991.

Статьи из журналов: Дмитриев А.Г., Царенков Б.В.// ПТЭ. 1972. № 1. С. 108.

Гершман Б.Н., Трахтенгерц В.Ю.// УФН. 1966. Т. 89. № 2. С. 201

Lang D.V.// J. Appl. Phys. 1974. V. 45. No. 7. P. 3023.

8. Количество рисунков и фотографий для типовой статьи не должно превышать 5, для обзорной статьи — не более 10. Если один рисунок содержит два, три или более вариантов графических (или фото) изображений типа «рис. 2а», «рис. 2б» и т.д., то каждый отдельный вариант в этом случае засчитывается как отдельный рисунок. При превышении вышеуказанных лимитов на количество рисунков (фотографий) статья возвращается авторам на переработку. Графика (только черно-белая!) представляется в двух экземплярах на отдельных листах. На обратной стороне каждого рисунка необходимо проставить карандашом его номер, фамилии первых авторов статьи и начальные слова ее названия. Одновременно необходимо представить электронную версию рисунков на CD/DVD-диске в одном из форматов *.gif, *.jpg, *.png, *.bmp в виде отдельного файла для каждого рисунка.

9. Подписи под рисунками должны быть представлены на отдельной странице последовательно друг за другом, т. е. отдельно от рисунков. Каждая подпись должна быть по возможности лаконичной, но емкой по содержанию. Любая указываемый в подписи физический (технический) символ должен иметь там же свое словесное раскрытие. Все подписи повторяются в электронном виде в одном общем файле на принятом электронном носителе.

10. В тексте статьи, а также на рисунках предварительную разметку буквенных символов в формулах и обозначениях не производить. Простые формулы вводить в текст в формате используемого текстового редактора, более сложные формулы - с использованием редактора формул Microsoft Equation или MathType. Для символьного обозначения не векторных физических (технических) величин использовать только латинский и греческий алфавиты, при этом в тексте для греческих букв и цифр использовать прямой шрифт, для латинских букв — наклонный шрифт (курсив), векторы обозначать полужирным прямым шрифтом (предпочтительнее!!) или стрелкой над символом вектора (курсивным). Для нижних и верхних индексов физических (технических) величин русские буквы не применять, а использовать только арабские цифры, латинские или греческие буквы, но если индекс, обычно нижний, представляет собой краткую (сокращенную) форму русского слова-характеристики, то допустимо использовать в его обозначении русские буквы (курсив), например, U_{ex} , $I_{вых}$, $v_{ср}$ и т.п. Размерность физических величин обозначается только по-русски и прямым шрифтом.

11. Таблицы выполнять в соответствии со следующими требованиями: верхняя строка — наименование данных и размерность; следующие строки — сами данные.

12. Формулы, таблицы и рисунки должны иметь свою отдельную сквозную нумерацию. Если на конкретную формулу нет дополнительных (возвратных) ссылок в тексте или она в единственном числе, то нумерация ее не нужна. Единственная таблица и рисунок также не нумеруются.

13. Плата с авторов (в т.ч. с аспирантов) за публикацию рукописей не взимается.

14. Рукописи и CD/DVD-диски редакцией не возвращаются.

15. Авторы (или автор) каждой статьи после ее публикации в очередном номере журнала имеют право на получение от редакции электронной версии статьи в формате PDF (редактор Adobe Acrobat).

16. При публикации в журнале каждая статья сопровождается сноской со знаком охраны авторского права ©, поставленным перед фамилией автора (фамилиями авторов) и годом издания. В начале статьи указывается также дата поступления статьи в редакцию.

**Правила для авторов по оформлению рукописей статей, предлагаемых к публикации в журнале «Прикладная физика»
(в редакции 2013 г.)**

1. Журнал в настоящее время предназначен, в основном, для срочной публикации кратких статей о последних достижениях в области физики, имеющих перспективу прикладного (технического и научного) применения. Направляя рукопись статьи в редакцию журнала "Прикладная физика", авторы передают редколлегии, учредителям и издателю журнала безвозмездное неисключительное право опубликовать ее на русском языке в качестве статьи в печатной версии журнала, в электронной версии журнала в сети Интернет и на лазерных дисках, а также перевести на английский язык и опубликовать статью в англоязычном варианте журнала. При этом за авторами сохраняются их интеллектуальные права на рукопись статьи (в т.ч. "авторское право"). В связи с этим и с учетом Четвертой части (Раздел VII) Гражданского Кодекса РФ авторами должно быть представлено в редакцию письмо в следующей форме:

Лицензионный договор о передаче права на публикацию (издательский лицензионный договор)

Мы, нижеподписавшиеся, авторы рукописи

_____ ,
предоставляем редколлегии, учредителям и издателю журнала "Прикладная физика" безвозмездную простую (неисключительную) лицензию на публикацию этой рукописи статьи как в печатной, так и в электронной версиях журнала, в т.ч. в его англоязычном варианте.

Мы подтверждаем, что данная публикация не нарушает интеллектуальных прав других лиц или организаций.

Подписи авторов: _____ (ф. и. о., ученая степень, дата)

Статья должна быть подписана всеми авторами. В случае нескольких авторов указывается фамилия автора, ответственного за переписку с редакцией.

2. Рукопись статьи в редакцию представляется обязательно на русском языке, и редакционные требования, изложенные в п.п. 3-16, относятся именно к этому случаю.

3. Каждая статья рецензируется в соответствии с решением редколлегии журнала, при этом рецензия (рецензии) направляется редакцией журнала авторам рукописи. Решение о порядке публикации статьи принимается редколлегией в контакте с редакцией. Статья может быть отправлена авторам на доработку или отклонена как по формальным, так и по научным причинам. В случае окончательного отклонения рукописи статьи редакция направляет авторам мотивированный отказ.

4. Любая представленная рукопись статьи должна сопровождаться экспертным заключением о возможности публикации в открытой печати, оформленным в установленном порядке. Вместо экспертного заключения может быть представлено соответствующее заявление на имя главного редактора журнала от имени руководства организации, где работают авторы, или непосредственно от имени самодеятельных авторов. В экспертном заключении или заявлении в обязательном порядке должна быть отражена возможность открытой публикации и передачи публикуемых материалов за границу. Статья, являющаяся результатом работы, проведенной в организации (учреждении) по ее заданию, должна обязательно иметь направление этой организации (или головной организации при участии нескольких организаций в этой работе).

5. Основной текст статьи должен начинаться разделом «Введение» с четкой постановкой цели и задач работы, сопровождаемой аргументами в пользу ее выполнения на фоне существующего состояния затронутой в статье проблемы. Дальнейший текст статьи также должен иметь смысловые рубрикаторы (разделы и подразделы). Заканчиваться статья должна отдельным разделом «Заключение» с перечислением основных результатов, следующих из них выводов и, по возможности, предложений по развитию исследований и использованию их результатов.

6. Объем статьи (без рисунков) не должен превышать 6 страниц формата А4 при полуторном межстрочном интервале. Материал статьи представляется в печатном виде (на бумажном носителе) в двух экземплярах и в идентичном электронном варианте на CD/DVD- диске с текстом в формате Word 2003 (отдельным файлом от рисунков). Следует избегать приведения в тексте излишне подробных и громоздких математических преобразований и выражений. Оформление статьи следующее:

- статья начинается с указания УДК;
- название статьи набирается строчными буквами (кроме начальной прописной) полужирным шрифтом, размер шрифта 14, для остального текста используется простой шрифт размером 12, причем рекомендуемая гарнитура шрифта — Times New Roman;
- после названия - список авторов, инициалы авторов предшествуют их фамилиям;
- с отступлением в 2 строки представляется аннотация статьи (не более 7 строк);
- ниже аннотации перед основным текстом указываются коды классификации PACS (Physics and Astronomy Classification Scheme), по меньшей мере, до третьего уровня глубины включительно, соответствующие содержанию статьи (подробности классификации PACS в Интернет на сайте American Institute of Physics – www.aip.org/pacs);
- далее приводится список ключевых слов для данной статьи (не более десяти);
- страницы текста нумеруются без пропусков и добавлений литерных обозначений (типа 1а, 2 б и т. п.), причем в сквозную нумерацию

должны быть включены все элементы статьи, кроме рисунков и подписей под ними;

- внизу первой страницы текста помещается отдельный абзац (с полужирным шрифтом), содержащий контактную информацию об авторе (или авторах) в следующем виде: фамилия, имя, отчество, должность, почтовый адрес предприятия, телефон, e-mail;
- после основного текста - список использованных источников под названием "Литература";
- в конце статьи название статьи, инициалы и фамилии авторов, предприятие, его почтовый адрес, город, страна, e-mail, аннотация, PACS, ключевые слова (key words) повторяются на английском языке (поскольку журнал распространяется и за рубежом, редакция оставляет за собой право корректировать английскую часть текста без изменения его смысла);

7. Список использованных источников необходимо представлять в соответствии с требованиями, установленными системой Российского индекса научного цитирования (РИНЦ) на основе существующего ГОСТ Р 7.0.5-2008. Ссылка в тексте на использованный источник оформляется в квадратных скобках, например, [1—3], [7, 8]. Ссылки на формулы, рисунки и таблицы оформляются с использованием круглых скобок, например, формула (3), уравнение (1), (рис. 2), (табл. 7).

Примеры использованных источников:

Книга: Гроднев И.И. Оптоэлектронные системы передачи информации. — М.: Знание, 1991.

Статьи из журналов: Дмитриев А. Г., Царенков Б. В.// ПТЭ. 1972. № 1. С. 208.
Lang D. V.// J. Appl. Phys. 1974. V. 45. No. 7. P. 3023.

8. Количество рисунков и фотографий для типовой статьи не должно превышать 3. Если один рисунок содержит два, три или более вариантов графических (или фото) изображений типа «рис. 2а», «рис. 2б» и т.д., то каждый отдельный вариант в этом случае засчитывается как отдельный рисунок. При превышении вышеуказанных лимитов на количество рисунков (фотографий) статья возвращается авторам на переработку. Графика (только черно-белая!) представляется в двух экземплярах на отдельных листах. На обратной стороне каждого рисунка необходимо проставить карандашом его номер, фамилии первых авторов статьи и начальные слова ее названия. Одновременно необходимо представить электронную версию рисунков на CD/DVD-диске в одном из форматов *.gif, *.jpg, *.png, *.bmp в виде отдельного файла для каждого рисунка.

9. Подписи под рисунками должны быть представлены на отдельной странице последовательно друг за другом, т. е. отдельно от рисунков. Каждая подпись должна быть по возможности лаконичной, но емкой по содержанию. Любой указываемый в подписи физический (технический) символ должен

иметь там же свое словесное раскрытие. Все подписи повторяются в электронном виде в одном общем файле на принятом электронном носителе.

10. В тексте статьи, а также на рисунках предварительную разметку буквенных символов в формулах и обозначениях не производить. Простые формулы вводить в текст в формате используемого текстового редактора, более сложные формулы - с использованием редактора формул Microsoft Equation или MathType. Для символьного обозначения не векторных физических (технических) величин использовать только латинский и греческий алфавиты, при этом в тексте для греческих букв и цифр использовать прямой шрифт, для латинских букв — наклонный шрифт (курсив), векторы обозначать полужирным прямым шрифтом (предпочтительнее!!) или стрелкой над символом вектора (курсивным). Для нижних и верхних индексов физических (технических) величин русские буквы не применять, а использовать только арабские цифры, латинские или греческие буквы, но если индекс, обычно нижний, представляет собой краткую (сокращенную) форму русского слова-характеристики, то допустимо использовать в его обозначении русские буквы (курсив), например, U_{ex} , $I_{вых}$, $v_{гр}$ и т.п. Размерность физических величин обозначается только по-русски и прямым шрифтом.

11. Таблицы выполнять в соответствии со следующими требованиями: верхняя строка — наименование данных и размерность; следующие строки — сами данные.

12. Формулы, таблицы и рисунки должны иметь свою отдельную сквозную нумерацию. Если на конкретную формулу нет дополнительных (возвратных) ссылок в тексте или она в единственном числе, то нумерация ее не нужна. Единственная таблица и рисунок также не нумеруются.

13. Плата с авторов за публикацию рукописей не взимается.

14. Рукописи и CD/DVD-диски редакцией не возвращаются.

15. Авторы (или автор) каждой статьи после ее публикации в очередном номере журнала имеют право на получение от редакции электронной версии статьи в формате PDF (редактор Adobe Acrobat).

16. При публикации в журнале каждая статья (в контактной информации) сопровождается сноской со знаком охраны авторского права ©, поставленным перед фамилией автора (фамилиями авторов) и годом издания. В статье указывается также дата поступления статьи в редакцию.

17. Решением ВАК Минобрнауки России журнал входит в Перечень ведущих рецензируемых научных журналов и изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученых степеней доктора и кандидата наук.

**ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ОТКРЫТОЕ АКЦИОНЕРНОЕ ОБЩЕСТВО
«НПО «ОРИОН»**



Открытое акционерное общество «Научно-производственное объединение «Орион» (ОАО «НПО «Орион») основано в 1946 году по инициативе Президента АН СССР академика С.И. Вавилова, с 1994 года является Государственным научным центром Российской Федерации, единственным в области твердотельной фотоэлектроники. За годы деятельности в ОАО «НПО «Орион» разработаны и выпускались тысячи видов новых изделий: электронно-оптические преобразователи, приборы ночного видения, фотоприемники и фотоприемные устройства, тепловизионные приборы, инфракрасные лазеры, электронно-лучевое и ионно-плазменное оборудование, электронные микроскопы, спецвычислители и другие приборы и устройства.

В настоящее время ОАО «НПО «Орион» специализируется на разработке и выпуске изделий микрофотоэлектроники для оснащения оптико-электронных систем и комплексов в интересах науки, промышленности, обороны и безопасности, космической и других отраслей. Основные направления деятельности – фотоприемники, фотоприемные устройства, в том числе фотоэлектронные модули второго и третьего поколений, работающие в областях спектра оптического излучения от ультрафиолетовой до дальней инфракрасной и изготавливаемые на основе фоточувствительных полупроводниковых материалов (Si, Ge, CdHgTe, InSb, InGaAs, GaP, AlGaIn, PbS) и микроэлектронных схем считывания и обработки фотосигнала, в том числе охлаждаемых до криогенных температур. В ОАО «НПО «Орион» представлены все виды высоких технологий: микроэлектронная, ионно-плазменная, электронно-лучевая, вакуумная, лазерная, молекулярно-лучевая, микрокриогенная и многие другие, обеспечивающие исследования, разработку и выпуск изделий на уровне лучших мировых достижений.

ОАО «НПО «Орион» совместно с высшими учебными заведениями осуществляет подготовку высококвалифицированных кадров на базовых кафедрах Московского государственного технического университета радиотехники, электроники и автоматики, Московского физико-технического института (государственного университета), Национального исследовательского университета «Московский институт электронной техники», а также в аспирантуре и Учебно-производственном центре предприятия.

ОАО «НПО «Орион» ведет активную научную деятельность, проводит Международную научно-техническую конференцию и выставку по фотоэлектронике и приборам ночного видения, Всероссийский семинар по проблемам теоретической и прикладной электронной оптики, является учредителем и издателем научно-технического журнала «Успехи прикладной физики» и соучредителем научно-технического журнала «Прикладная физика».

Работы ОАО «НПО «Орион» отмечены Сталинскими, Ленинскими, Государственными премиями и премиями Правительства СССР и России, лауреатами стали 48 сотрудников предприятия. Деятельность, приборы и разработки ОАО «НПО «Орион» отмечены медалями, специальными призами и дипломами международных научных обществ, симпозиумов, выставок и салонов инноваций в России, США, Германии, Великобритании, Франции, Швейцарии, Бельгии, Китае, Южной Корее и Колумбии.