АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН

Физико-технический институт имени С.В. Стародубцева НПО «Физика-Солнце»

А.В. Каримов, Д.М. Ёдгорова

ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АРСЕНИДГАЛЛИЕВЫХ СТРУКТУРАХ С МИКРОСЛОЙНЫМ КВАЗИИЗОПЕРИОДИЧЕСКИМ ПЕРЕХОДОМ

Ташкент Издательство "Фан" Академии наук Республики Узбекистан 2005

УДК 621.383.52:535.243

Каримов А.В., Ёдгорова Д.М. Физические явления в арсенидгаллиевых структурах с микрослойным квазиизопериодическим переходом. Ташкент: Фан. 2005. 250 с.

В монографии рассматриваются: сведения о поверхности и влиянии различных сред eë свойства, металлургические И границы межзеренные, электронные физические И В полупроводниках; физико-технологические проблемы, влияние промежуточных слоев на свойства p-n-переходов; принципы И способы получения резкого и тонкого p-n-перехода; структуры с запирающим p-n-переходом, возможности улучшения температурных фотоэлектрических свойств; термоэлектрический И И фотовольтаические эффекты микрорежимных В полевых физические транзисторах; основы И принципы создания усовершенствованных структур; двухбарьерные и многослойные интегрированной изотипной металлоструктуры С И полупроводниковой областью; фотоэлектрические явления В трехбарьерной структуре; технологические приемы создания структур объемным солнечных элементов поверхностным для С И микрорельефным p-n-переходами.

Представляет интерес не только для специалистов по физике полупроводников, но и для широкого круга лиц, интересующихся новыми полупроводниковыми приборами, преподавателей вузов, студентов и аспирантов.

Табл. 11, Илл. 115, Библиогр. 299.

Ответственный редактор академик, доктор физ.- мат. наук, профессор М.С. САИДОВ

Рецензенты:

доктор физ.мат.наук, профессор С. И. ВЛАСОВ доктор физ.мат.наук, профессор Б. Е. УМИРЗАКОВ

ISBN-5-648-03180-7

© Издательство "Фан" АН РУз, 2005

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	6
Введение	7
	14
1.1. Поверхность и границы раздела	14
1.2. Генерационно-рекомбинационные процессы в полупровод-	
никовых изотипных и разнотипных переходах	21
1.3. Выпрямляющий металлополупроводниковый переход	27
1.4. Фотоэлектрические явления в полупроводниковых структура	Х
с изотипной и разнотипной областями	31
Литература	39
Глава 2. О ФОРМИРОВАНИИ ГОМО- И ГЕТЕРО- p-n-ПЕРЕХОДОВ	3.43
2.1. Проблемы совершенства и перспективы использования	
р-п-переходов	43
2.2. Развитие эпитаксиальной технологии гомослоев	47
2.3. Электрофизические характеристики выращенных	
эпитаксиальных слоев	51
2.4. Реальная физическая модель и принципы создания резкого р-п-перехода	54
2.5. Физические основы концепции создания тонкопереходных	-
структур	60
Литература	65
Глава 3. СТРУКТУРЫ НА ПОЛЕВЫХ ЭФФЕКТАХ	68
3.1. Полевой транзистор с широким температурным	
диапазоном	68
3.2. Полевой транзистор с высоким входным сопротивлением	72
3.3. Фоточувствительный канальный транзистор	76
3.4. Полевой фототранзистор с торцевым затвором	79
Литература	82
Глава 4. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМО- И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ	
ЭФФЕКТОВ В АРСЕНИДГАЛЛИЕВЫХ МИКРОРЕЖИМНЕ	ЫΧ
СТРУКТУРАХ ТИПА ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА	.84
4.1. Эффект модуляции проводимости микрослоя запирающим	
напряжением	86
4.2. Физическая концепция микрорежимной структуры	92
4.3. Зависимость проводимости активной области от геометрии	
образцов	97
4.4. Термоэлектрический преобразователь малых сигналов	99

4.5. Полевой термотранзистор Каримова	103
4.6. Фотовольтаический эффект и его особенности	109
4.7. Способ определения напряжения отсечки полевого	
транзистора	111
4.8. Оптическое гашение темнового тока в планарной	
m-n-m –структуре	115
Литература	120
	ו 102
	.123
5.1. Физические основы тонкопереходных микрослоиных	100
	.123
5.2. Устроиства для получения совершенных эпитаксиальных	128
	120
5.4. Элементы пла создания фоточувствительных структур	122
О.4. Слементы для создания присоров нового ноколения	130
	.100
Глава 6 ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В МНОГОФУНКЦИО	_
ΗΑΠЬΗЫΧ ΦΟΤΟΛΙΟΛΗЫΧ CTPVKTVPAX	142
6 1 Механизм токопрохождения в мультиконных структурах	142
6.2. Аномально распределенная спектральная чувствительность	
и внутреннее усиление	146
6.3. Основы расширения функциональных возможностей	
	149
6.4. Температурная зависимость обратного тока диодных	
структур	.153
6.5. Сульфид кадмия – арсенид галлия – фотоэлектрический	
усилитель	.154
6.6. Двухсторонне – чувствительные фотодиодные структуры в	
системе арсенид галлия – сульфид кадмия	.159
Литература	.163
Глава 7. АНОМАЛЬНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ТРЕХБАРЬЕРНОЙ СТРУКТУ	/PE
С КВАЗИИЗОПЕРИОДИЧЕСКИМ ПЕРЕХОДОМ	165
7.1. Трехбарьерный фотодиод Каримова	166
7.2. Фотоэлектрические свойства	169
7.3. Спектральные характеристики	.172
7.4. Аномальные фотоэлектрические явления	174
7.5. Фотоэлектрическое усиление	.177
7.6. Физическая модель высокочувствительной структуры	.182
Литература	.187

Глава 8. ФИЗИКО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ СОЗДАНИЯ	
СТРУКТУР ДЛЯ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ	190
8.1. Полупроводниковый фотоэлектрический генератор –	
микрофототерминал	193
8.2. Способ эпитаксиального наращивания полупроводниковых	
соединений типа А ³ В ⁵ переменного состава	.197
8.3. Способ получения гофрированных эпитаксиальных слоев	
полупроводниковых соединений А ³ В ⁵	.201
8.4. Фоточуствствительные структуры с выращенным р-п-	
переходом	.208
8.5. Особенности структур с гофрированной фотоприемной	
поверхностью	.210
Литература	.213
Глава 9. РАЗРАБОТКА И ИСЛЕДОВАНИЕ ТЕХНОЛОГИИ	
ТЕКСТУРИРОВАННЫХ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ	
СТРУКТУР С ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫМИ ПЕРЕХОДА	ΜИ
InGaAs-GaAs и AlGaAs-GaAs	.216
9.1. Обработка поверхности структур для фотопреобразователе	١Ц
(обзор ланных питературы)	217
92 Оптические свойства полученных экспериментальных	
	222
	224
9.4. Современное состояние и проолемы технологии получения	220
Фоточувствительных структур	.229
Литература	235
	000
	230
10.1. Процессы диффузии цинка на подложках арсенида галлия	C
микрорельефнои поверхностью	239
10.2. Процессы диффузии цинка на текстурированных активных	
эпитаксиальных областях, выращенных на подложках	
арсенида галлия	242
10.3. Выращивание гетероэпитаксиальных слоев на	
диффузионных областях с объемным	
микрорельефным р-п-переходом	245
10.4. Получение объемного р-п-перехода контактной диффузией	Й
на микрорельефных структурах	249
Литература	250

Предисловие

Успешная деятельность специалистов, связанных С обслуживанием и разработкой современной технологии и приборов, возможна при постоянном пополнении ИΧ знаний общими физических представлениями 0 основах полупроводников, полупроводниковой электроники.

Приоритетные научные результаты осваиваются В виде лицензий производителями полупроводниковой продукции различных стран. Разумеется, без защиты авторских прав и налаживания путей реализации собственных интеллектуальных достижений (патенты, изобретения) немыслим цивилизованный прогресс. В конечном счете, информация, выдаваемая научными исследователями, служит прогрессу наукоемких технических отраслей.

В этом аспекте настоящая монография рассчитана не только для специалистов по физике полупроводников, но и для широкого круга лиц, интересующихся новыми полупроводниковыми приборами.

У истории нет черновиков, ошибки уходят в прошлое– их невозможно исправить

ВВЕДЕНИЕ

Всевозрастающая потребность в своевременной обработке информации в различных областях знаний ставит перед наукой фундаментальные проблемы. Одна из них – разработка физикотехнологических основ, обеспечивающих улучшение характеристик и расширение области применения полупроводниковых структур и приборов. Возможности технологии и достижения физики полупроводников используются, в первую очередь, для создания различных электронных и оптоэлектронных приборов.

Эффект выпрямления на переходе металл – полупроводник стал основой полупроводниковой электроники и применяются для разработки ряда усилительных приборов: диодов, биполярных транзисторов, тиристоров. Благодаря эффекту уменьшения скорости электронов появились диоды Ганна, а эффекту запирания – полевые транзисторы [1].

Проблемы, рожденные на базе традиционных понятий физики, решаются с привлечением все новых и новых эффектов. Так, использование эффекта Джозефсона при изготовлении магнитных датчиков по технологии микроэлектроники позволяет получать 10⁵.....10⁶ раз В более чувствительность, высокую, чем y полупроводниковых магнитных датчиков, и регистрировать магнитные поля до 10⁻⁹ Гс [2]. Благодаря эффекту Франца-Келдыша значительно увеличивается чувствительность полупроводникового детектора с рn-переходом на арсениде галлия, предназначенного для работы вблизи края поглощения. Приложение обратного смещения разной величины приводит К изменению коэффициента оптического поглощения на длине волны 9000 Å в пределах 25....10⁻⁴ см⁻¹. Когда этот диод смещен в прямом направлении, он излучает свет длиной волны 9000 А. В результате появляется возможность изготовления излучателя и детектора из одного и того же полупроводникового материала. Примером такого устройства является терминал излучатель-детектор [3,4].

Другой стимул развития физики полупроводников связан с изучением полупроводников под воздействием внешних источников: магнитного поля, светового и ядерного излучений, температуры. Так, открытие отклонения траектории носителей в магнитном поле (эффект Холла) используется для измерения магнитных полей. Преобразование фотона в фотон – фотолюминесценция или в фонон - тепловую энергию нашли широкое применение как в технике, так и в исследовательских целях. Отделение электрона от кристалла – фотоэлектронная эмиссия, возбуждение электрона или дырки под воздействием фотона – фотоэлектрические явления привели к созданию полупроводниковых лазеров, различных приемников излучения [4].

Новая физическая концепция – замена гомоперехода на гетеропереход [5] в свое время вызвала очередной взрыв в физике К началу 90-х годов считалось, полупроводников. что физика полупроводников как бы исчерпала себя И параметры полупроводниковых структур приблизились к насыщению, однако в 1984-85 ΓГ. неожиданное экспериментальное обнаружение баллистического тока и пространственного разделения носителей (электронов, дырок) от ионизованных атомов примесей (доноров, акцепторов) [6] выдвинули задачу более прецизионного изучения как технологии, так И СВОЙСТВ полупроводников. Начался поиск предельных возможностей технологии и методов исследования полупроводниковых структур. Наряду с появлением молекулярнолучевой эпитаксии (наноструктур) [4] – модификации испарения в вакууме – претерпели изменения методы жидкостной эпитаксии [7], повысилась разрешающая способность экспериментальных установок. В физике полупроводников произошел фантастический скачок. Все это стало возможным благодаря заметному уменьшению искусственным путем толщины и ширины потенциальных ям по сравнению с длиной свободного пробега электрона. Непрерывный прогресс в развитии технологии получения сверхтонких "атомарных" слоев с искусственной структурой позволил создать различные многослойные и периодические структуры с новыми кинетическими и оптическими свойствами, которые нельзя объяснить с помощью традиционных физических представлений.

Активные области некоторых структур стали меньше длины волны электрона – баллистическими [8], поскольку пролет

активной области может произойти за счет накопленной при инжекции энергии. Например, в арсенидгаллиевых n⁺nn⁺-структурах при длине активной области до 20 нм происходит чистый баллистический перенос. При его подсветке эффект увлечения электронов фотонами на межзонных переходах вызывает баллистический фототок. В приборах указанной толщиной активной области С перенос квантовый электронов носит характер. Движение электронов оказывается возможным лишь в направлении, в котором размеры области много больше толщины, в результате по длине структуры образуется слой двумерного электронного газа. Особенностью двумерных структур является вырождение электронного газа в тонком слое, приобретает "не истинную" приграничном который металлическую проводимость [9], сопротивление при ЭТОМ логарифмически растет С понижением температуры. В гетеропереходах n⁺AlGaAs-GaAs с двумерным электронным газом получены рекордные значения подвижности электронов 10⁶ см² /Вс [10] и дырок 9.7·10⁴ см² /Вс [11], а также высокая проводимость [12]. Как показывают исследования, более чистые нелегированные слои InGaAs имеют проводимость n-типа с концентрацией электронов $2.4 \cdot 10^{15}$ cm⁻³, а подвижность носителей достигает до 8800 cm² /Bc при 300 К и до 40000 см² /Вс при 77 К или до 45000 см² /Вс при освещении [13].

Нетрадиционная физика полупроводников появилась В результате усовершенствования технологии получения атомарных слоев со сверхвысокой подвижностью носителей заряда, т.е. с искусственной структурой _ (пространственное разделение свободных носителей (электроны, дырки) от ионизованных примесей (доноры, акцепторы), послужившей основой создания очередного класса приборов с необычными кинетическими и оптическими свойствами. Это – кванторазмерные датчики Холла, полевые каналом на электронных газах, транзисторы С структуры CO сверхрешеткой [14]. Дo СИХ пор большинство исследований проводилось на гетероструктурах GaAs-Al_xGa_{1-x}As в предположении сохранения идеального согласия параметров их решеток.

При выращивании слоев, предназначенных для изготовления приборов, рассогласование параметров решеток не должно влиять на свойства получаемых структур. Эта проблема может быть легко решена в гетероструктурах с небольшим (до 2%) различием

постоянных решеток путем выращивания активной области из нескольких тонких слоев, в которых различие постоянных решетки компенсируется однородными механическими напряжениями в слоях [4]. Исходя из такой предпосылки создан ряд сверхрешеток с напряженными слоями на основе пар, не согласующихся ΠО параметрам решетки [15]. Кроме того, при использовании подложки с подобранной (как (211)) ориентацией можно решить проблему дефектов замещения при росте полярных полупроводников на неполярной подложке [16] или появляется возможность получения прямозонной сверхрешетки на основе непрямозонных материалов за счет дробления зоны Бриллюэна под влиянием нового периода сверхрешетки.

Прецизионными исследованиями выявлены исключительные свойства гетероструктуры InAs-GaSb, где электроны и дырки создаются за счет перераспределения электронов между слоями. В ЭТОЙ системе превращения "ступенчатых" гетеропереходов В "неперекрывающиеся" приводит К смене выпрямляющих характеристик на невыпрямляющие. В p-n-гетеропереходе (In.As)1- $_{x}(GaAs)_{x}$ -(GaSb)_{1-Y}(GaAs)_Y при стремлении к нулю как x, так и y [17] происходит взаимопроникновение валентной зоны GaSb И ЗОНЫ проводимости InAs. При этом электроны "перетекают" из валентной зоны GaSb в зону проводимости InAs, оставляя на своем месте дырки, тем самым создают дипольный слой, состоящий из двумерных электронного и дырочного газов.

Касаясь диполей, можно отметить, что, если по какой-либо причине атомы одного полупроводника пересекут идеальную границу и проникнут в другой полупроводник можно ожидать образования "атомных" (или ионных) пограничных диполей. Созданный таким образом диполь в резком гетеропереходе (GaAs-AlGaAs) собственный полупроводник – полупроводник позволил повысить эффективность носителей примерно собирания на ОДИН порядок за счет искусственного регулирования высоты барьеров в зоне проводимости и валентной зоне [18].

К числу идеальных гетеропар можно отнести Al_xGa_{0.47-x}In_{0.53}As– InP. Путем подбора х в нем можно получить изменение ширины запрещенной зоны от 0.8 до 1.5 эВ, причем во всем этом интервале система будет изопериодична с подложкой InP, т.е. от Ga_{0.47}In_{0.53}As до Ga_{0.48}In_{0.53}As [19]. Это открывает широкую возможность для изучения

помощью любой технологии. Другой гетероструктур с парой, создающей истинный гетеропереход, является CdS-InP. Постоянная решетки фосфида индия, имеющего структуру цинковой обманки, равна 0.586 нм, а соответствующий ему параметр сульфида кадмия, со структурой вюрцита, равен 0.586 нм. Несоответствие параметров плоскостью (III)InP И базисной решеток между плоскостью гексагонального кристалла CdS составляет всего 0.32%. В наилучших солнечных элементах слои CdS получали методом газотранспортной реакции в замкнутой системе. Они имели напряжение холостого короткого замыкания J_{кз}=18.6 мА/см²; хода V_{xx}=0.9...0.7 B; ток ff =0.74 и коэффициент "полезного коэффициент заполнения действия η=14.4% (АМ 2.77 мВт/см²) [20]. Аналогичные значения параметров (V_{xx}=0.76 B; I_{sc}=21.5 мА/см²; ff=0.65 и η=14.4% [21]) получены при структурах ITO – InP, где велико различие параметров решеток (~15%).

В гетероструктуры CdS-GaAs случае несоответствие 3.5%. параметров кристаллических решеток достигает В ЭТОМ гетеропереходе значения коэффициента полезного действия и напряжения холостого хода оказались слишком низкими. У солнечных элементов на основе ITO-GaAs коэффициент полезного действия был меньше 5% [22]. Как видим, оба гетероперехода не выдерживают конкуренцию с гетеропереходными парами на основе InP. Таким образом, иной материал физикотот или независимо OT технологических данных оказывается конкурентоспособным. Можно привести в пример InP и Cu_xIn_{1-x}Se_vTe_{1-v}, представляющие собой исключение из правил.

В создании приборных структур основополагающую роль возлагают на два принципа: снижение поверхностной рекомбинации и максимальное согласование параметров кристаллических решеток. Обычно первое достигается за счет применения гетерофазных структур. В арсенидгаллиевых гомопереходных солнечных элементах п⁺-слоем тонким получаются С верхним высокие значения коэффициента действия (20...27%)[23,24], полезного ЧТО отсутствии физических ограничений свидетельствует об В гомопереходных структурах. Снижение поверхностной рекомбинации обеспечено быть нанесением субмонослоя может И Ru на поверхность nGaAs [25].

Несмотря на применение сильно развитой технологии параметры некоторых структур зависят главным образом OT физических свойств полупроводника. Например, если из-за эффекта самокомпенсации на границе зерен трудно получить поликристаллические пленки $Zn_xCd_{1-x}S$ с x>20% (Eg>2.65 эВ), то в случае Cu_xIn_{1-x}Se_vTe_{1-v} параметры материала независимо от состава и технологии получаются превосходными [22]. Вместе с тем Cu_xS и обеспечивает CulnSe₂ зерен, ЧТО имеют малые размеры электрическую пассивность межзеренных границ И высокую квантовую эффективность собирания носителей заряда.

Таким образом, можно отметить, что подробные исследования открывают новые возможности не только синтезированных наноструктур, но и обычных на первый взгляд известных структур. Среди полупроводников В технологическом аспекте И ПО разнообразию разрабатываемых структур доминирует арсенид галлия. Обоснованное И целенаправленное расширение функциональных возможностей арсенидгаллиевых структур с p-nпереходом требует разработки физико-технологических OCHOB, одновременное обеспечивающих расширение спектрального И температурного диапазонов, повышения фоточувствительности и надежности.

Несмотря на то, что в области фотопреобразователей практически достигнуты предельные значения, применение новых технологий, в частности, техники формирования текстурированной поверхности на фронтальной поверхности кремниевых солнечных элементов в виде "пирамид" и "соток" позволил резко уменьшить отражения от поверхности и увеличить КПД от 18 до 24% [26-28].

Прикладной аспект результатов исследований определяется потребительской "живучестью", а ценность научных результатов жизненной потребностью, возобновляемой со временем, а не элегантностью и лишь фундаментальностью предложенных моделей и физических принципов, лежащих в основе предложенных объектов.

Надежность полупроводникового прибора характеризует параметры, определяющие его средний срок службы. Надежность может быть установлена в рабочих условиях, например, для арсенидгаллиевого полевого транзистора – в режиме смещения по постоянному току при температуре 170 – 260 °C, а в диодных структурах – путем контроля обратных токов, которые могут

увеличиться вследствие миграции дефектов, влияния глубоких неконтролируемых уровней. К этим параметрам можно отнести и радиационную стойкость. Кроме того, надежность дискретных приборов уменьшается при создании на их основе различных схем в результате возникновения паразитных емкостей и индуктивностей монтажа.

Таким образом, для решения указанных проблем необходимо В ИЗУЧИТЬ физические процессы квазиизопериодических И разработать тонкопереходных структурах, новые физикотехнологические основы принципы создания структур И С улучшенными температурными, радиационными И другими свойствами.

При приборных создании структур на арсениде галлия используются преимущественно переходы С идеальным согласованием параметров решеток с подложечным материалом, что ограничивает круг используемых пар с арсенидом галлия. Тем не менее повышение качества материала структуры возможно при жидкостной эпитаксии слоев с переменной скоростью роста. При этом уменьшаются внутренние напряжения и плотность дислокаций по толщине слоев, а сам материал арсенида галлия становится более перспективным для изготовления структур с интегральными (гомо плюс гетеро) переходами.

Разработка технологии получения эпитаксиальных структур соединений $A^{3}B^{5}$ из раствора-расплава с управляемым пересыщением при совмещении с процессами диффузии послужит важным вкладом в решение проблем практического использования материалов гетеросистем, образующих даже неизопериодические структуры.

Решение ряда стоящих проблем даст возможность сочетать особые свойства арсенида галлия и квазиизопериодических структур как перспективной основы для дальнейшего обогащения традиционной физики полупроводников.

ГЛАВА 1

ОСОБЕННОСТИ ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ БАРЬЕРОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ

Свойства полупроводниковой структуры определяются электрофизическими параметрами исходного и составляющего ее различные области материала. Кроме того, на характеристики структур существенным образом влияет технология обработки поверхности или не указываемые обычно поверхностные параметры: количество дислокаций, ориентация поверхности, класс обработки и физико-химические процессы на границе металл-полупроводник.

1.1. Поверхность и границы раздела

Поверхность полупроводникового кристалла представляет собой обрыв периодичности решетки и состоит из слоя атомов или ионов с ненасыщенными связями. В отличие от металлов, где поверхностные атомы не являются отдельными структурными из-за преобладания ненаправленной металлической единицами связи, для полупроводников характерны направленные ковалентные связи (структурной цинковой обманки и алмаза) [29]. В ионных кристаллах поверхностные атомы выступают как отдельные единицы.

Обрыв части валентных связей у поверхности вводит в запрещенную зону большое количество уровней (уровни Тамма) или быстрых поверхностных состояний, которые способны быстро обмениваться зарядами из объема полупроводника.

Плотность заполнения поверхностных уровней элекронами в некоторых случаях превосходит 10¹³ см⁻³ [30]. При заполнении поверхностных уровней энергетические зоны в приповерхностных слоях искривляются, вызывая обогащение или обеднение поверхности носителями тока. В случае неполного заполнения поверхностной зоны создается поверхностная электропроводность.

В германии поверхностные атомы всегда односторонне связаны с другими атомами (чаще всего с атомами кислорода), причем в обычных условиях они создают диполь, положительный конец которого направлен к поверхности германия (рис. 1.1 [30]).

При обработке германия n-типа метиловым спиртом электросопротивление его поверхностного слоя повышается, а при покрытии лаками (структура которых заканчивается атомами водорода) – понижается, в германии же p-типа – наоборот.



Таким образом, изменения в приповерхностных слоях могут заметным образом проявляться на тонких образцах, влияя на общее сопротивление или токи утечки приборных структур.

Поверхность кремния покрывается либо естественной окисной пленкой, либо специально окисляется для уменьшения числа состояний от 10¹⁵ до 10¹⁰⁻¹² см⁻² [31]. В частности, термообработка в атмосфере водорода при 400-500 ⁰С позволяет уменьшить плотность поверхностных состояний до 10¹⁰ см⁻².

С другой стороны, наличие окисного слоя (SiO₂) создает медленные состояния, которые медленно взаимодействуют с самим кремнием. Существенное уменьшение плотности поверхностных состояний (до 10¹⁰ см⁻²) связано с водородом, который диффундирует к границе раздела Si-SiO₂ и заполняет свободные связи на поверхности кремния. Поэтому окислы, выращенные в парах воды, дают меньшую плотность поверхностных состояний, чем окислы, выращенные в среде сухого кислорода. Заряд поверхностных состояний в кремнии фиксирован и имеет положительный знак, связанный С наличием В окисле избыточных положительно заряженных ионов кремния, а плотность уменьшается в зависимости от ориентации ((111), (110), (100)) в соотношении 3:2:1 [31].

Положительный заряд поверхности индуцирует отрицательный заряд (электроны) в кремнии р- и n- типов. В кремнии р-типа это ведет к увеличению удельного сопротивления, а в кремнии n-типа – к уменьшению.

Реальные поверхности можно считать деформированными перестройки вследствие поверхностных атомов И смещения окружающих их зарядов. В структурах типа алмаза и цинковой обманки перестройка поверхности идет в сторону уменьшения числа ненасыщенных связей. Адсорбция посторонних веществ, например, кислорода, металлов, анионов и органических жировых соединений, на поверхности полупроводников [32] может также снижать поверхностную энергию.

Поверхности (111) соединений А²В⁶ и А³В⁵ типа цинковой обманки имеют структуру В виде чередующихся атомов соответствующих групп, что обусловливает различие поверхностей А (111)и В (111). Атомы А (второй или третьей группы) не имеют неспаренных электронов, тогда как у атомов В (шестой и пятой групп)одна или две пары, не участвующих в образовании связей электронов. Из-за избыточных электронов реакционная способность В выше [29]; она может образовать диполи, притягивая добавочный электрон, а оборванные связи будут выступать в роли акцепторного уровня.

Поверхность (100)арсенида галлия полярна И может оканчиваться слоем атомов галлия (A) или мышьяка (B). Поверхность, оканчивающаяся монослоем галлия, существует в ограниченном диапазоне условий, поскольку избыток галлия приводит к образованию кластеров свободных атомов металла. Кроме того, по процесса выращивания эти поверхности становятся окончании идеальными для адсорбции мышьяка, находящегося в газовой фазе или диффундирующего из объема. Поверхности, оканчивающиеся атомами мышьяка, более стабильны [4]. При избытке мышьяка (As₂) охлаждение материала С такой поверхностью медленное стабильные экспериментально позволяет получить поверхности, оканчивающиеся монослоем мышьяка.

Подложки n- и p- типов на открытом воздухе на поверхности (100) имеют одинаковую работу выхода. В таких случаях уровень Ферми фиксирован в запрещенной зоне поверхностными

состояниями, причем должны присутствовать поверхностные состояния как акцепторного, так и донорного типа.

атомов на поверхности (110)Перестройка поверхностных образом, арсенида галлия происходит таким ЧТО состояния оборванных связей не попадают в запрещенную зону объема. Поверхность (110), полученная удачным сколом в вакууме, не имеет собственных поверхностных состояний в запрещенной зоне, и зоны остаются плоскими вплоть до поверхности. Однако возникающее при технологической обработке поверхности нарушение решетки может привести к появлению изгиба зон. Увеличение несовершенств при сколе приводит к увеличению работы выхода поверхности (110) и формированию обедненного слоя. Эти поверхностные состояния носят акцепторный характер [4].

Выдержка арсенида галлия в среде кислорода приводит к адсорбции и покрытию поверхности кислородом от 10 до 50% и более. Начальный захват кислорода на всех поверхностях происходит преимущественно на поверхностных атомах галлия.

Как неконтролируемая примесь кислород неизбежно присутствует как в объемном, так и в эпитаксиальном арсениде глубокие донорные уровни. Без специального галлия, образуя кислорода могут легирования за счет быть получены полуизолирующие объемные или наращенные активные слои. При этом концентрация кислорода может составлять 4.10¹⁵⁻¹⁶ см⁻³ [33].

В эпитаксиальных слоях изменение положения встраиваемых в кристаллическую решетку атомов приводит к зарождению дефектов упаковки. Их появление обусловлено наличием в атмосфере реактора углеводорода, кислорода и влаги [34]. В частности, за счет дефектов слои InGaAs, InP и GaAs, полученные без специального легирования, имеют проводимость n-типа [33,35] с концентрацией электронов 10¹⁵ – 5[•]10¹⁶ см⁻³.

Хемосорбция кислорода на поверхности тройных соединений Ga_xIn_{1-x}As n-типа создает антиструктурные дефекты, которые ответственны за фиксацию уровня Ферми. Концентрация этих дефектов может быть функцией мольной доли х. По данным [36], в Ga_{0.47}In_{0.53}As n- и p-типов фиксация уровня Ферми происходит в положении 0.2 эВ от минимума края зоны проводимости.

При отжиге контактов из Ru, Rh, Pd, Os, In и Pt в среде водорода в результате проникновения в кремний и арсенид галлия,

растворяемого при контакте с указанными металлами водорода, образуется дипольный слой, который нейтрализует свободные связи на границе раздела с полупроводником [37].

Среди полупроводниковых соединений вызывают интерес арсениды и фосфиды галлия, поскольку они имеют переходы прямого типа с шириной запрещенной зоны более 1эВ. Однако из-за летучести компоненты фосфора соединения арсенидов привлекают большее внимание.

В пористых структурах дефекты (ненасыщенные или оборванные связи) на границе раздела с пространством (атмосфера) могут играть роль донорного или акцепторного уровня. Близость концентрации поверхностных носителей к объемной может привести при наличии градиента температуры к возникновению поверхностной термо ЭДС [38].

В соответствии с атомной структурой поверхность полупроводника (подложки) является гофрированной [39]. Границы раздела между различными областями твердых тел структурно могут быть когерентными (двойниковые), полукогерентными или некогерентными (межзеренные) [29].

При переходе от одной области (ориентации) к другой граничный слой из атомов или ионов, принадлежащих обеим сторонам в равной степени, создает когерентную границу.

Полукогерентные границы могут образоваться между твердыми телами со структурой алмаза. При этом между частично общими (принадлежащими границе) атомными или ионными состояниями отмечено простое кристаллографическое соотношение, где межатомное расстояние может увеличиться в одном из измерений.

Некогерентные (межзеренные) границы имеют разные степени свободы – от наклонной до двойниковой. В одном случае граница создается сеткой чисто краевых дислокаций с общим направлением решетки, в другом обе решетки не имеют связи и граница создается из сетки чисто винтовых дислокаций. При этом границы зерен включают краевые, винтовые и смешанные дислокации [29].

Границы раздела физически можно разделить на электронные и металлургические. В ряде случаев они могут совпадать, например, в изотипных (n-n, p-p) и разнотипных (p-n) переходах. В этих переходах примеси, введенные для получения определенного типа подвижных носителей, создают дислокации несоответствия на границе.

Например, [40] в арсенидгаллиевом p-n-переходе присутствие легирующих примесей атомов Zn и Te приводит к увеличению линейной плотности дислокаций несоответствия до 10³ см⁻¹, а в гетеропереходах к еще большему увеличению.

Структура кристаллической решетки твердого тела изменяется при введении примесных атомов. Чем ближе ковалентный радиус легирующих или замещающих атомов граничащих областей к радиусу атомов подрешетки полупроводника, тем совершеннее граница раздела. Большое различие ковалентных радиусов приводит к увеличению дефектов. Например, ковалентный радиус фосфора меньший, чем у мышьяка, или ковалентный радиус индия больший, чем у галлия, приводят к образованию антиструктурных дефектов [36], причем линейная плотность ρ_{π} таких дефектов связана с разностью постоянных решеток ∆ а [40]

$$\Delta a = a_1 a_2 \rho_{\pi} \tag{1.1}$$

где а₁ и а₂ – постоянные решетки двойного соединения и твердого раствора на его основе.

В зависимости от конкретного размера ковалентного радиуса атома легирующая примесь будет стремиться занять соответствующий узел решетки полупроводника. В частности, поскольку ковалентный радиус атомов У группы (As) меньше, чем у атомов III и УI групп, то примесные атомы УI группы стремятся занять места в узлах решетки атомов III группы (Ga), проявляя донорные свойства. Элементы II группы в арсениде галлия занимают положение в узлах решетки Ga (акцепторные свойства), а элементы УI группы – в узлах решетки As (донорные свойства).

Пленочные (металлические) или выращенные слои могут образовать регулярную структуру, согласованную со структурой на атомарном уровне, или плавающую подложки структуру, несоизмеримую с атомным рельефом подложки. В первом случае последующие слои можно добавлять до бесконечности (стабильные пленки), во втором по мере увеличения толщины слоя из-за деформаций пленки структура становится неоднородной И несоизмеримой CO структурой атомных плоскостей объемного твердого тела [40].

Рабочие характеристики структур с разделяющими различные области границами зависят от электрических свойств границ раздела и химической структуры. Граница раздела с электрической точки зрения представляет собой барьер, например, изотипный (p-p, n-n) или выпрямляющий (p-n, n-p) между разнотипными областями.

Напомним, что в полупроводниковых соединениях естественные дефекты (вакансии) не имеют места до нанесения слоя металла или оксида. Если поверхность не идеальная, от фиксация уровня Ферми на поверхности неизбежна. Фиксация положения уровня Ферми на поверхности обоих контактирующих полупроводников (из-за высокой плотности поверхностного заряда, образующего слой, близкий по свойствам К металлическому) приводит СВОИМ К появлению поверхностных диполей, причем диполи должны быть настолько тонкими, чтобы их невозможно было обнаружить экспериментально [36].

Известны две концепции. По первой (Van Ruyven, 1972) на границе раздела образуются диполи, и толщина обедненных слоев на гетерогранице не зависит от уровня легирования. По второй (Anderson, 1960) обедненные слои формируются при образовании контакта двух полупроводников [41].

На практике можно ожидать наличия атомных (или ионных) пограничных диполей, если атомы одного полупроводника пересекут идеальную границу и проникнут в другой полупроводник. Авторам работы [42] впервые удалось искусственно регулировать высоту барьера в зоне проводимости и в валентной зоне в резком гетеропереходе собственный полупроводник путем создания диполя на легированной границе. В результате снижения барьера в зоне проводимости а АlGaAs-GaAs удалось повысить эффективность собирания на порядок.

Таким образом, пока не выяснена причина непостоянства дипольных сдвигов – основная проблема зонной теории гетеропереходов. Очевидно, разрывы в валентной зоне (AlGaAs-GaAs и InAs-GaAs) должны быть значительно меньше разрывов в зоне проводимости.

По положению атомов в области межфазной границы различают резко выраженные слоевые структуры и структуры с диффузно размытой границей. Резкие границы получаются при отклонении структуры стыкованных поверхностей на несколько атомных слоев от

объемной структуры контактирующих материалов. Диффузные границы имеют размеры в несколько десятков атомных слоев, структурно отличающихся от объема контактирующих материалов. В качестве примера может служить гетеропереход GaAs-Ge. При эпитаксиальном наращивании этой структуры создается режим столбчатого роста, а гетероэпитаксиальная граница достигает метастабильного равновесия.

При определенных условиях роста даже для идеальной пары AlGaAs-GaAs граница раздела может быть фазово-неоднородной. Однако по плоскости (100) она обеспечивает формирование слоев с хорошо воспроизводимыми барьерами [36]. Следовательно, атомарная структура границы раздела не зависит от ее электрических свойств. Резкие переходы между контактирующими областями р- и птипа получаются при толщине граничного слоя меньшей средней диффузионной длины носителей заряда

$$L_D = (D\tau)^{1/2} = \left(\frac{kT}{q}\mu\tau\right)^{1/2}.$$
 (1.2)

Первоначальная диффузия носителей приводит к образованию в переходе двойного электрического слоя, полярность которого препятствует дальнейшей диффузии носителей через переход (область объемного заряда). При этом на границе изотипных (p⁺- p и n⁺- n) гомопереходов отсутствует обедненный слой.

1.2. Генерационно-рекомбинационные процессы в полупроводниковых изотипных и разнотипных переходах

К качественным полупроводниковым (p^+ -p, n^+ -n, p-n, i-n(p)) переходам отнести диффузионные эпитаксиальные можно И Диффузионные переходы получаются результате переходы. В повторного легирования (изотипные) или перекомпенсации (разнотипные), а эпитаксиальные – путем выращивания слоев с заданными примесями.

При стыковке полупроводниковых областей p-и n-типа на их границе происходит диффузия электронов в p-область, в результате которой на электрической границе концентрации электронов и дырок становятся равными. Разные концентрации электронов (большое

число в n-области) способствуют возникновению слоев объемного заряда в виде электрического диполя с нескомпенсированными положительными ионами со стороны n-типа и отрицательными ионами со стороны p-типа. При этом распределение зарядов создает разность потенциалов - барьер для основных носителей.

Удельное сопротивление в переходной области (электрическая граница) имеет наибольшее значение. Электроны из n- области и дырки из p- области будучи неосновными носителями могут проходить через переход. Глубина проникновения неосновных носителей, так называемая длина диффузии, обычно составляет несколько микрометров.

Напряжение, приложенное к p-n-переходу извне, приводит к понижению или повышению потенциального барьера. Если в диодной структуре с p-n-переходом проводимость толщи p- и n- областей высока по сравнению с переходной областью, то разность потенциалов, приложенная к выводам, будет полностью падать в обедненном слое.

Если носитель заряда движется от одной области к другой, то в момент пересечения обедненного слоя возникает импульс тока. Движение частицы (носителя) в n- и p- областях до и после пересечения обедненной области не производит никаких внешних эффектов, кроме теплового шума. Заряженная частица q, проходя через область, где изменение потенциала составляет часть α от приложенного напряжения V, переносит во внешнюю цепь заряд, равный αq.

При упрощенном подходе считается, что ток через p-n-переход состоит из двух различных и независимых компонент: электронов проводимости и электронов, которыми обмениваются обе валентные зоны. Последний процесс для удобства описывают как перенос дырки. Однако на самом деле происходит один процесс - электронный.

Ток через идеальный p-n-переход состоит из двух компонент: прямого тока за счет перехода электронов из n-области в p-область и обратного тока электронов, переходящих из p-области в n-область. При нулевом смещении эти токи уравновешиваются. Величина обратного тока определяется концентрацией электронов (неосновных носителей) в p-области. Переход этих электронов в n-область осуществляется беспрепятственно (без влияния потенциального

барьера). Поэтому обратный ток не изменяется (насыщается) под действием приложенного смещения, оставаясь равным J₀.

Величина прямого тока определяется частично концентрацией основных носителей (электронов) в п-области и потенциальным барьером, препятствующим движению электронов. Повышение положительного потенциала р-области уменьшает этот барьер, и прямой ток увеличивается по экспоненте.

Общий ток равен: [43]

$$J = J_0 [\exp(qV / kT) - 1].$$
 (1.3)

Таким образом, обратный ток определяется концентрацией электронов (неосновных носителей) в р-области, а в прямой – концентрацией электронов (основных носителей) в п-области.

Составляющие прямой ток электроны инжектируются в робласть, где они становятся неосновными носителями. Избыток инжектированных неосновных носителей оказывает заметное влияние на их общую концентрацию и на обратный ток. Иначе говоря, инжектированных возможен возврат неосновных носителей (электронов) через переход в исходную n-область. Для электронов, прибывающих из самой р-области в n-область, этот эффект незначителен, поскольку их пребывание практически не изменяет концентрацию электронов в n-области.

В реальных на широкозонных структурах основе полупроводников (Si, GaAs и др.) электроны могут менять зоны внутри обедненного слоя. в частности, через промежуточный центр рекомбинации внутри обедненного слоя и ловушку. Протекающий ток является генерационно – рекомбинационным из-за генерации и рекомбинации пары электрон – дырка. Этот ток имеет большое значение в p-n-переходах при малом прямом, нулевом и обратном смещениях.

Теоретически все диодные структуры имеют одинаковые вольтамперные характеристики. Так, при обратном токе J_0 , равном 10^{-9} А, прямой ток для V = 0.6 В должен быть больше 10 А. В реальных диодах, например, в кремниевых, обратному току 10^{-9} А соответствует прямой ток 10^{-3} А при напряжении 0.6 В и 10^{-6} А, а не 0.5 А при 0.5 В [44]. Отличие экспериментальных характеристик от

теоретических обусловлено сложным влиянием в широкозонных полупроводниках рекомбинационных центров в обедненном слое.

В обедненном слое, содержащем локализованные ловушки, разность потенциалов от приложенного напряжения V изменяется на α V. Эти ловушки облегчают электронно – дырочную рекомбинацию и генерацию электронно – дырочных пар, т.е. перенос электронов из зоны проводимости в валентную зону и – наоборот. Если в обедненном слое образовалась пара электрон – дырка, то поле заставляет двигаться электрон по направлению к n-области, а дыркупо направлению к р-области. Этот процесс содействует образованию обратного тока, который почти не зависит от напряжения смещения и определяется концентрацией электронов В валентной зоне И концентрацией дырок в зоне проводимости, а также характеристиками уровней захвата.

Напротив процесс рекомбинации зависит от концентрации электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне, т.е. от напряжения смещения; в общем случае

$$J = J_0 \left[\exp(\alpha . qV/kT) - 1 \right].$$
(1.4)

Здесь значение α может находиться между 0 и 1.

Таким образом, ток диода может быть выражен через сумму диффузионной и рекомбинационной составляющих:

$$J = J_0 [exp(qV/kT) - 1] + J_r.$$
 (1.5)

Для малого прямого и обратного смещений рекомбинационный ток является определяющим, но при больших прямых смещениях преобладающим становится диффузионный ток, для которого показатель степени qV/kT больше по сравнению с qV/2kT. Именно прямой диффузионный ток (qV/kT) связан с инжекцией неосновных носителей. Однако при малых прямых и обратном смещениях (qV/2kT) наблюдается процесс рекомбинации, который не ведет к инжекции неосновных носителей.

Генерационно – рекомбинационные процессы приводят к тому, что расчетные токи оказываются уменьшенными во столько раз, во сколько диффузионная длина больше средней длины свободного пробега носителей между соударениями.

Механизм токопрохождения зависит от величины собственной концентрации носителей в переходной области. Так, внутри p-nэлектрического перехода, В отсутствие тока, произведение концентрации дырок и электронорв равно квадрату собственной концентрации носителей n[·]p = n_i². Минимальная сумма электронов и дырок (n+p = n+ n_i^2/n), равная $2n_i$ при n= n_i , должна быть много меньше концентрации доноров N_D и акцепторов N_A, в противном случае отсутствует [45]. В реальных переход условиях собственная зависит концентрация носителей OT уровня легирования B изотипных полупроводниках, при полупроводника. высоких концентрациях примеси (более 10¹⁷ см⁻³) наряду с изменением ширины запрещенной температурой зоны ΔEg С меняется эффективная собственная концентрация носителей [46]:

$$N_{i \ j \phi}^{2} = n_{i}^{2} \exp[\varepsilon \varepsilon_{0}/kT] \Delta Eg. \qquad (1.6)$$

В гетеропереходов механизм случае токопрохождения усложняется из-за влияния разрывов и пиков в валентной зоне и зоне проводимости [41]. Если в р-п-переходе концентрация собственных носителей низкая, от определяющим являются процессы в области объемного заряда, В противном случае В **УЗКОЗОННЫХ** полупроводниках, – в толще р- или n- области.

При обратном смещении высота потенциального барьера увеличивается И поток ОСНОВНЫХ носителей через переход уменьшается. По мере увеличения напряжения растет толщина объемного области заряда, а плотность тока определяется генерированными в ней носителями

$$J_{\rm reH} \approx q n_{\rm i} W/2 \tau_0, \qquad (1.7)$$

где W – толщина слоя объемного заряда; τ_0 – время хизни неосновных носителей.

Из формулы (1.7) видно, что на величину обратного тока можно влиять, изменяя толщину области объемного заряда и время жизни неосновных носителей. Последнее позволяет управлять также быстродействием диодных структур с p-n-переходами. В кремниевых структурах для увеличения скорости переключения, т.е. уменьшения времени жизни, практикуется легирование кремния золотом. Золото в кремнии дает два энергетических уровня: донорный 0,5 эВ выше края валентной зоны и акцепторный 0,5 эВ ниже края зоны проводимости (в n-типе акцептор, а в p-типе донор) [46].

Для структур, работающих при более высоких температурах, кремний легируют платиной, поскольку темп генерации в области объемного заряда для него ниже, чем для золота [46]. Кроме того, при высоком уровне инжекции время жизни может стать в три раза меньше, чем при низком уровне. Если структура предназначена для работы при обратном смещении, то предпочтение отдается золоту. Увеличение времени жизни обеспечивается исключением примесей, образующих глубокие рекомбинационные центры.

Если время жизни неосновных носителей велико, то d_p<<L_n и d_n<<L_p [31,47] и имеет место охлаждение у p-n-перехода. Основные носители, обладая кинетической энергией, преодолевая потенциальный барьер, переносят теплоту от p-n-перехода. Уносимая теплота определяется токами электронов J_n и дырок J_p:

$$\mathsf{P}_{\mathsf{j}} = (\mathsf{J}_{\mathsf{n}} + \mathsf{J}_{\mathsf{p}})\varphi \quad , \tag{1.8}$$

здесь ϕ – высота потенциального барьера.

Электроны, двигаясь из металла в полупроводник, поглощают мощность J_n φ_n у контакта и граница раздела охлаждается. Эти же электроны должны высвободить у контакта с р-областью мощность J_n(Eg/q- φ_p) за счет перехода с более высокого на низкий энергетический уровень, (J_p, J_n – энергетические барьеры на омических контактах).

В конечном счете, полное рассеяние энергии определяется выражением [31]

$$P = V_A J_{np} . \tag{1.9}$$

При малом времени жизни неосновных носителей заряда граница раздела металл – полупроводник охлаждается, а в p-nпереходе нагревается из-за рекомбинации генерированных носителей вблизи p-n-перехода. Если размеры структуры сравнимы с диффузионными длинами соответствующих неосновных носителей, то p-n-переход может и охлаждаться и нагреваться [31].

В изотипных гомо- p⁺-p и n⁺-n-переходах при больших плотностях тока падение напряжения может стать существенным. В таких переходах обедненный слой практически отсутствует, поэтому они не держат обратное напряжение. Ток основных носителей определяется выражением [31]:

$$J = J_0 \exp q V/kT$$
, (1.10)

где J₀ – константа, V – приложенное напряжение, падающее на переходе.

$$V = \frac{kT}{q} \ln \frac{J}{J_0}.$$
 (1.11)

При малых плотностях тока изотипный гомопереход имеет небольшое сопротивление для основных носителей. Однако, для неосновных носителей он относительно непроницаем в обоих направлениях.

В случае гетеро-p⁺-p (n⁺-n)-перехода может иметь место выпрямление [48]. В n⁺-n- гетеропереходе может образоваться барьер в зоне проводимости, а в p⁺-p-гетеропереходе – в валентной зоне за счет различия уровня легирования и величин электронного сродства. Например, в изотипном n-n-гетеропереходе узкозонная область ведет себя как материал p-типа.

1.3. Выпрямляющий металлополупроводниковый переход

Что касается перехода полупроводник, металл то знаний значительная часть наших ПО этому вопросу носит [31]. Свойства эмпирический характер перехода металл полупроводник экспериментально могут быть изменены OT выпрямляющих до инжектирующих.

Согласно простой модели Шоттки, свойства барьера металл – полупроводник определяются разностью между работой выхода металла φ_m и электронным сродством χ или работой выхода φ_s полупроводника. Как показали результаты расчета [48], на основе известных теорий нельзя предсказать правильную высоту барьеров.

Высота барьеров в полупроводниках типа арсенида галлия (А³В⁵) в большинстве случаев не зависит от величины работы выхода

использованного металла [31]. Вернее, в полупроводниковых соединениях (селениды и сульфиды) при разности электроотрицательности их компонент более 0.6 высота барьера начинает зависеть от электроотрицательности металла (от работы выхода), и реализуется барьер Шоттки.

При непосредственном контакте металла с полупроводником их уровни Ферми должны совпадать. При этом понижение уровня Ферми полупроводника на величину контактной разности потенциалов приводит к возникновению электрического поля. Если по мере уменьшения геометрического зазора (расстояния) между металлом и полупроводником (при формировании перехода) поверхностные состояния примут на себя дополнительный положительный заряд, то величина пространственного (объемного) заряда в полупроводнике останется неизменной. В результате высота потенциального барьера будет определяться свойствами поверхности полупроводника.

Если работа выхода металла больше работы выхода полупроводника (n-типа), то на ИΧ границе образуется слой. обогащенный основными носителями (электронами), и переход становится омическим. И, наоборот, при работе выхода металла, меньшей, чем в полупроводнике, переход – выпрямляющий.

Выпрямляющие переходы в своей основе могут быть барьерами Шоттки, барьерами Мотта или Бардина. Барьер Шоттки является как бы аналогом В нем р-п-перехода. потенциальный барьер, образующийся за счет электрических сил, препятствует эмиссии В электронов металла. результате ПО мере ИЗ увеличения приложенного внешнего электрического поля уменьшается высота потенциального барьера, отмечается так называемый эффект Шоттки.

Отличительная особенность диода Шоттки по сравнению с диодом на p-n-переходе – большая скорость переходных процессов и малые напряжения отпирания, поскольку электропроводность в барьере метал – полупроводник обусловлена основными носителями, а в p-n-переходе не основными. В случае кремниевой структуры проводимость перехода металл – полупроводник наступает в два раза раньше (при 0.3 В против 0.6). Однако по фотоэлектрическим свойствам p-n-переход имеет свои преимущества.

Необходимо отметить, что поверхностный барьер, у которого толщина высокоомного слоя значительно меньше толщины,

требуемой для формирования обедненного слоя, представляет собой барьер Мотта. Он отличается повышенной надежностью И стабильностью благодаря работоспособности при сравнительно площадях. В барьере Мотта эпитаксиальный больших СЛОЙ полупроводника под металлом очень слабо легирован, электроны здесь практически отсутствуют даже при прямом смещении. Удельная емкость его обедненной области не зависит от напряжения и равна геометрической емкости \mathcal{E}_{s} / W. Перенос заряда определяется в основном диффузионным процессом (1.3).

Переход металл – полупроводник, в котором запорный слой образован за счет электрических зарядов, локализованных на Тамовских поверхностных состояниях, называется переходом Бардина. В таком переходе высота барьера не зависит от величины Это работы выхода металла. означает, ЧТО металлополупроводниковый переход, по величине работы выхода соответствующий омическому переходу, на самом деле из-за поверхностных состояний может оказаться выпрямляющим.



Наличие поверхностных состояний может привести К пространственного появлению области заряда на границе поверхности полупроводника и атмосферы (рис.1.2). При этом до обработки поверхности нейтральные поверхностные состояния могут заполняться электронами от доноров. Если при равновесии все акцепторные состояния заполнены, то уровень Ферми лежит выше уровня поверхностных состояний. Если при равновесии ионизированы не все акцепторные состояния, то уровень Ферми опускается до

уровня энергий поверхностных состояний, т.е. "пиннингуется" [49]. В таких случаях даже вместо омического контакта получается выпрямляющий (рис. 1.3).



Перенос носителей тока через металлополупроводниковые переходы осуществляется преимущественно основными носителями, в то время как в p-n-переходах – неосновными носителями.

Если к переходу металл-полупроводник (n-типа) приложено напряжение в прямом направлении (плюс к металлу), то основные носители (электроны) перетекают из полупроводника в металл. Их количество увеличивается экспоненциально с ростом напряжения. При обратном смещении из металла в полупроводник течет малый ток J₀. Вольтамперные характеристики перехода металл термоэлектронной полупроводник, согласно модели ЭМИССИИ, экспериментально определяются выражением, содержащим эмпирический множитель n:

$$J = SAT^{2}exp(-\phi / kT)[exp(eV / nkT - 1], (1.12)]$$

где S – площадь перехода, A – эффективная постоянная Ричардсона (для арсенида галлия она равна 8,4 см⁻²К⁻²).

Переход металл – полупроводник становится о м и ч е с к и м, когда его сопротивление оказывается меньше, чем объемное сопротивление полупроводника и сопротивление растекания. Следовательно, высота потенциального барьера должна быть малой или прозрачной для основных носителей (рис. 1.4). По расчетным данным [50], в контактах металл – полупроводник со слабым

легированием $N_0 \le 10^{17}$ см⁻³ ток обусловлен термоэмиссией, его удельное сопротивление не зависит от уровня легирования. В случае сильно легированного тонкого слоя преобладает туннельная компонента тока, а удельное сопротивление контакта уменьшается по экспоненте с увеличением концентрации носителей промежуточного слоя.



Такой контакт является основным на широкозонных полупроводниках. В процессе получения перехода металлполупроводник в вакууме пленка естественного окисла толщиной 1нм удаляется автоматически при прогреве до 550°С [36], в результате при необходимой температуре можно осуществить напыление.

1.4. Фотоэлектрические явления в полупроводниковых структурах с изотипной и разнотипной областями

Электромагнитное излучение, падающее на полупроводник, разделяется на три части: отражаемую, поглощаемую И проникающую. В полупроводниковых структурах отражаемое от поверхности И проникающее СКВОЗЬ полупроводник излучение теряются [51].

При поглощении фотонов полупроводником происходят в основном два физических процесса. Первый процесс протекает в отсутствие электрического поля и без переноса заряда: фотолюминесценция - преобразование фотона в фотон с меньшей частотой и другой энергией; преобразование в тепловую энергию фонон; образование связанной пары электрон-дырка экситона, который может передвигаться в кристалле, но не может переносить заряд; поглощение фотона свободными носителями заряда. Второй процесс связан с ионизацией атомов решетки и образованием свободных носителей заряда – фотоэлектрические явления: отделение электрона от кристалла, т.е. фотоэлектронная эмиссия; взаимодействие фотона с атомом кристаллической решетки или с атомами примесей, возбуждение пары электрон – дырка, электрона или дырки.

Фотоэлектрические явления в полупроводниковых структурах с однотипной (проводящей) областью приводят к увеличению их удельной проводимости или, при наличии магнитного поля, к появлению фотогальваномагнитной электродвижущей силы. При наличии потенциальных барьеров облучение проводника приводит к появлению фотовольтаической электродвижущей силы.

Поглощение лучистой энергии полупроводником осуществляется таким образом, что поток фотонов с глубиной уменьшается по экспоненте [51]:

$$Q(x) = Q(1-R_{\lambda}) \exp(-\alpha x)$$
, (1.13)

где Q(x) – поток фотонов по глубине x; R $_{\lambda}$ – коэффициент отражения; α – коэффициент поглощения, см⁻¹. Величина 1/ α определяет глубину, где поток фотонов уменьшается в е раз.

Наибольшая величина коэффициента поглощения света достигается для фотонов при энергии, большей энергетического интервала между зоной проводимости и валентной зоной (Eg) полупроводника. Длина волны света λ (мкм), сильно поглощаемого полупроводником, определяется выражением

$$\lambda \le hc/Eg = 1,2398/Eg$$
 , (1.14)

где h – постоянная Планка; с – скорость света. При этом электрон из валентной зоны переходит в зону проводимости, образуя свободную пару электрон – дырка, т.е. имеет место собственное (межзонное) поглощение. Оно может осуществляться через прямые или непрямые переходы, как в прямозонных, так и в непрямозонных полупроводниках. Поскольку непрямые переходы, кроме фотонов, требуют и фононы, то прямой переход наиболее вероятен. Поэтому полупроводники с прямой зоной имеют преимущество перед непрямозонными в быстродействии, фоточувствительности, излучательной способности.

Собственное поглощение вызывает эффективное затухание излучения в поверхностном слое (на глубине ~1мкм Si) полупроводника. Фотоны с энергией, большей Eg, проникают на меньшую глубину, чем выше их энергия. Фотоны с энергией, меньшей Eg, проходят через полупроводник без затухания (*α* =0). Иными словами, энергия фотонов, равная Eg, определяет длинноволновую границу – край собственного поглощения.

В случае примесного полупроводника фотоны с энергией, меньшей ширины запрещенной зоны, могут возбуждать электроны с примесных уровней в зону проводимости или из валентной зоны на (акцепторные) уровни, т.е. происходит примесные примесное Минимальная энергия фотонов, обеспечивающая поглощение. указанный переход электронов, равна энергии активации данной примеси в облучаемом полупроводнике.

Коэффициент примесного поглощения пропорционален концентрации термически не ионизованных атомов доноров или акцепторов, но возбуждаемых светом:

$$\alpha = \alpha_p N_D$$
 или $\alpha_p = \alpha / N_D$, (1.15)

где α_{p} - сечение захвата излучения.

Таким образом, в основе фотопроводимости (изменения проводимости) объемного полупроводника под воздействием квантов света лежит переход электрона на примесные уровни или из примесных уровней в зону проводимости. В случае собственного поглощения В освещенном полупроводнике увеличивается свободных носителей Δp . Поскольку концентрация на Δn И коэффициент примесного поглощения пропорционален концентрации возбуждаемых светом, термически не ионизованных атомов примесей, то величиной примесной фоточувствительности можно управлять. С другой стороны, подбирая примеси с различными энергетическими уровнями, можно задавать область спектральной чувствительности. Если полупроводник р-типа с мелким акцепторным уровнем легировать примесями, дающими мелкий донорный и более глубокий акцепторный уровни, то при условии равенства ИХ

концентраций мелкий акцепторный уровень будет полностью скомпенсирован и генерация дырок осуществится при переходе электрона из валентной зоны на более глубокий акцепторный уровень [51] (рис. 1.5).



В отсутствие в полупроводнике более глубокого акцепторного уровня близ валентной зоны или при ее расположении на некотором расстоянии от дна зоны проводимости (рис. 1.6) – эффект фотопроводимости не отмечается.



Если концентрация мелких донорных уровней меньше концентрации мелких акцепторных уровней, т.е. все донорные уровни, возбужденные термически, автоматически занимают необходимую часть свободных акцепторных уровней (рис. 1.7), то оставшаяся часть принимает возбужденные светом электроны из валентной зоны.

Если же концентрация мелких донорных уровней намного больше концентрации акцепторных, то электроны компенсируют частично ионизованные низший и высший акцепторные уровни.



При 1.8) ИΧ полной компенсации (рис. данный дырочный полупроводник ведет себя как электронный. Кроме того, по мере компенсации вероятность увеличения степени рекомбинации (электроны, возбужденные в зону проводимости) уменьшается, и постоянная времени фотопроводимости возрастает.



При излучениях, близких к собственному, может наблюдаться эффект гашения фотопроводимости.



Поглощение фотонов на свободных носителях может вызвать переходы между энергетическими состояниями, обусловленными атомами примесей, дефектами. Такое поглощение обеспечивает

переход из донорных (дефектов) состояний в зону проводимости и переходы дырок из акцепторных состояний в валентную зону (рис. 1.9).

Таким образом, термически не ионизованные примеси – доноры (источники электронов), возбуждаясь светом, передают электроны в зону проводимости, а акцепторные примеси при возбуждении светом на самом деле захватывают электрон из валентной зоны и создают дырки.

В компенсированных полупроводниках при определенных условиях даже не очень мелкие примесные уровни ведут себя как уровни прилипания [52], которые, захватывая электрон (дырку) зоны валентной проводимости на некоторое время, вновь перебрасывают его в зону валентной проводимости за счет теплового возбуждения, и этот процесс повторяется.

Под действием излучения, возникшие неравновесные носители заряда существуют в свободном состоянии до тех пор, пока не захватятся на время этими уровнями – ловушками захвата, но изза малой вероятности рекомбинации на центре они опять переходят в свободное состояние.

Центры прилипания – ловушки захвата - расположены близко к одной из зон, а центры, расположенные вблизи середины запрещенной зоны, могут выполнять роль как рекомбинационных центров, так и уровней прилипания [52].

Таким образом, в структурах с проводящей (однотипной) областью под воздействием светового излучения меняется удельная проводимость.

При облучении структуры с (разнотипным) выпрямляющим p-nпереходом в зависимости от рабочего режима будет появляться фотоэлектродвижущая сила или фототок.

Фотоэдс возникает при облучении p-n-перехода, находящегося в равновесном состоянии, т.е. не имеющего внешнего воздействующего потенциала – источника.

Фототок – усиленный фотосигнал – появляется при наличии дополнительного потенциала, приложенного извне к p-n-переходу. Соответственно области объемного толщина заряда В фотовольтаическом режиме будет очень мала – 100 А, а область генерации фотоносителей практически охватит значительную часть необедненных областей С началом отсчета освещаемой ОТ
поверхности. Другими словами, толщина области объемного заряда p-n-перехода в равновесном состоянии меньше зоны диффузии, а длина диффузии носителей меньше длины (глубины) поглощения фотонов.

При облучении равновесного p-n-перехода глубине на проникновения излучения p(n)- области генерируются электроннодырочные пары. Образовавшиеся электроны – дырки диффундируют к р-п-переходу и, попадая в его поле, устремляются в направлении снижения потенциального барьера. Возникшие же близ уровня Ферми электроны – дырки (соответствующие типам областей), попадая под препятствие потенциального барьера, остаются в тех областях, где (рис.1.10). р-область возникли В результате заряжается отрицательно, создавая дополнительную разность потенциалов, смещающую p-n-переход В прямом направлении. Подобное разделение электронно-дырочных пар может осуществляться электрическим полем, создаваемым разностью концентраций изотипных переходов (p^+ -p, n^+ -n).



Отметим, что в обычных p-n-переходах основная часть полезного излучения поглощается в квазинейтральных областях вне области объемного заряда, причем сильнее в кремниевых p-nпереходах, где коэффициент оптического поглощения очень мал и наибольшая оптическая мощность поглощения существует внутри зоны диффузии.

При подключении нагрузки к освещаемому p-n-переходу в зависимости от типа освещаемой области преобладает электронный или дырочный (дрейфовый) ток, создаваемый электрическим полем напряженностью [41]

$$\mathcal{E}_{\Pi} = \rho_{p} J_{p}, \qquad (1.15)$$

где ρ_p – удельное сопротивление материала по отношению к дыркам. Это поле порядка (0,1В/см) намного меньше поля области перехода (~10⁴ В/см) или диффузионного КТ / qL_n (250 В/см).

Следует отметить, что в p-n-переходах с диффузионным поверхностным слоем наличие градиента концентрации примесей в освещаемой области создает внутреннее электрическое поле. Это поле ускоряюще действует на неосновные носители, уменьшая на порядок время пролета через данную область.

Для получения усиленного фотосигнала (начиная с очень слабых сигналов, дающих сравнимые с обратным темновым током фототоки) к p-n-переходу прикладывают запирающее напряжение, расширяющее слой обеднения. При подсветке такого перехода наибольшее количество электронно-дырочных пар генерируется внутри обедненного слоя p-n-перехода и, разделяясь полем, собирается на контактах (рис. 1.11). Основные носители (электроны в n-области или дырки в p-области) удерживаются напряжением обратного смещения и не переносятся через обедненный слой [53].



В отличие от специального источника электродвижущей силы (фотоэлемента), усиливающие фотосигнал p-n-переходы получают с как можно наиболее широким потенциальным барьером. Для этого удельное сопротивление области разделения делают на два-три порядка больше сопротивления тонкого поверхностного слоя. Такой прием позволяет уменьшить время разделения носителей до 10 нс и повысить быстродействие до уровня, определяемого емкостью перехода.

Дальнейшее увеличение быстродействия и фотосигнала, т.е. внутреннее усиление достигается в многослойных структурах. Один

из них (p - i -n – фотодиод) содержит три области, крайние из которых сильно легированы, а і – область не легирована. В этой структуре при обратном напряжении средняя область полностью обедняется. Свет,падающий (~0,3мкм) через тонкий р-слой, генерирует электронно-дырочные пары в обедненном слое, которые ускоряются в его поле ($\geq 10^3$ В/см) до скорости насыщения дрейфа (~10⁷ см/с). Генерированные светом электроны дрейфуют к п-области, а дырки к р-области, диффундируя далее через эти области, достигают контактов. Соответственно p- и n-области являются диффузионными для фотоносителей.

Другая разновидность фотодиодов – лавинные фотодиоды. В лавинном фотодиоде высокоомная область делится на сильно- и слаболегированную области, и может иметь структуру pn v n или np π p, где v – слаболегированная область электронного типа, а π – слаболегированная область с высоким значением электрического поля (>10⁵ B/cm), где фотогенерированные носители лавинно умножаются. Полезный фотосигнал в них увеличивается в сотни раз.

Литература

- 1. Shockley W. The theory of p–n Junction in semiconductors and p-n Junction Transistors. Bell. Syst. Tech. J. 1949. №3. P. 435.
- 2. Tsui D.C., Gossard A.C. Quantum effect of a Hall // Appl. Phys.Lett. 1981. V.38. P.550.
- Hunsperger R.G. Monolitic Dual Mode Emitter Detector Terminal for Optical Waveguide Transmission Lines. U.S.A. Patent №3952265. 20 Aprill 1976.
- 4. Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры/ Пер. с англ. М: Мир, 1989. 584 с.
- 5. Алферов Ж.И., Андреев В.М., Корольков В.И., Протной Е.Л., Третьяков Д.Н. Гетеропереходы AlGaAs–GaAs// Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов. Л.: Наука, 1969. 260 с.
- 6. Двумерный электронный газ в структуре полевого транзистора// Electronics letters. 1980. V.16. №17. P.667.
- 7. Woodal I.M. Solution growth Ga_{1-x}Al_xAs Superlattice Structures// J. Crystal Growth, 1971. V. 12. №1. P.32-38.
- 8. Абульма ати М.Т. Нелинейная модель баллистического арсенидгаллиевого диода// ТИИЭР. 1984. Т. 72, № 9. С.128.

- Tsui D.G., Logan R.A. Observation of two dimensional electrons in LPE grown GaAs-Al_xGa_{1-x}As heterofunctions// Appl. Phys. Letters. 1979. V. 35. P.101-103.
- Hyomizu S., Saito J., Nanbu K., Ishikawa I. Improved electron mobility higher than 10⁶ cm²/vs in selectively doped GaAs-AlGaAs heferostructures grown by MBE. Jap. // J. Appl. Phys. Letters. 1983. V. 22. №10. P.609-611.
- 11. Weimann G., Schlapp W. Molecular beom epitaxial growth and transport properties of modulation-doped AlGaAs-GaAs heterostructures// Appl. Phys. Letters. 1985. V. 46. №4. P.411-413.
- 12. Кальфа А.А., Тагер А.С. Гетероструктуры с селективным легированием и их применение в полевых транзисторах СВЧ// Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. 1982. Вып 12 (348). С.26-28.
- 13. Massies Z. et al// El. Lett 1982. V.18, p.758.
- 14. Физика полупроводниковых лазеров/ Пер. с японс. М: Мир, 1988. 310с.
- 15. Osborn G.C., Biefeid R.M., Courley P.L. Напряженные многослойные сверхрешетки// Appl. Phys. Lett. 1982. V. 41. P.172.
- 16. Шефталь Н.Н. Искусственная эпитаксия диатаксия// Материалы электронной техники. Ч. 1. Новосибирск. 1983. С.83.
- 17. Sakaki H., Esaki L. et al // Appl. Phys. Lett. 1977. V. 31. P.221.
- 18. Capasso F., Cho A.Y., Mohammed K., Foy P.W. // Appl. Phys. Lett. 1985 a. V. 46. P.664.
- 19. Кейси Х, Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. Т.2. М.: Мир, 1981. 364с.
- 20. Raynolds D.C., leies G., Anten L.L. Marbutger R.E. Photovoltaic Effect in Cadmium Sulfide// Phys. Rev., 1954. V. 96. P.533.
- 21. Sree Harsha K.S. et al. N Indium Tin Oxide p-InP Solar Sell // Appl. Phys. Lett. 1977. V. 30. P.645.
- 22. Фаренбрух А., Бьюб Р. Солнечные элементы/ Пер. с англ. М.: Энергоатомиздат, 1987. 280с.
- 23. Sahai R., Edwall D., Harris L.S. Солнечные элементы на основе GaAs/ Conf. Rec. IEEE Photoltaic Spec. Conf., 1978. P. 946.
- 24. Современные проблемы полупроводниковой фотоэнергетики/ Под ред. Т. Коутаса, Дж. Микина / Пер. с англ. М.: Мир, 1988. 307 с.
- 25. Nelson R.J. et. al. // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 36. P. 76.
- Zhao J., Wang A., Green M. A. and F. Francesca. 19.8% efficient "honeycomb" textured multicrystalline and 24.4% monocrystalline silicon solar cells // Applied Physics Letters V. 73(14) P. 1991-1993. October 5, 1998.

- 27. Campbell P. and Green M. A. Light trapping properties of pyramidally textured surfaces// Journal of Applied Physics V. 62(1) P. 243-249. July 1, 1987.
- Trupke T., Zhao J., Wang A., Corkish R. and Green M. A. Very efficient light emission from bulk crystalline silicon// Appl. Phys. Lett. V. 82(18) 2996 (05 May 2003)
- 29. Сангвал К. Травление кристаллов. Теория, эксперимент, применение/ Пер. с англ. М.: Мир, 1990. 492 с.
- Преснов Б.А., Сыноров В.Ф. Исследование поверхностной электропроводности монокристаллов германия // ФТТ, Т. 2, № 3. I960. С. 381-387.
- 31. Блихер А. Физика тиристоров/ Пер. с англ. Л.: Энергоиздат, 1981.
 264 с.
- Gatos H. C. The Reection of Semiconductors With Agucos Solutious, inithe Surface Chemistry of Metals and Semiconductors. // ed H. C. Gatos. Wiley. New York. 1960. P. 381.
- 33. Полевые транзисторы на арсениде галлия / Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1988. 495 с.
- 34. Newman R. C. Defeects in Silicon // Reports on Progress in Physics. 1982. V. 15, №10. P. 1163-1210.
- 35. Техника оптической связи Фотоприемники / Пер. с англ. М.: Мир, 1988. 526 с.
- 36. Арсенид галлия в микроэлектронике / Пер. с англ. М.: Мир, 1988. 555 с.
- 37. Shivaramon M. S., Lundrstrom I., Svensson C. et al. Hydrogen Sensitivity of Palladium – Thin Oxide – Silicon Schottky Barrier // Electron left. 1976. V.12. №18. P. 483-484.
- Каримов А.Б., Нуркузиев Г. Возникновение поверхностной (полевой) эдс в прессованных токопроводящих материалах// Докл. АН УзССР. 1990. № 5. С.22-24.
- 39. Физика за рубежом. Серия А. Сборник статей/ Пер. с англ., франц. М.: Мир, 1987. 272 с.
- 40. Thomes M. S., Buiocchi C. J. // J. Appl. Phys. 1966. 37. P.1973.
- 41. Фаренбрух А., Бъюб Р. Солнечные элементы/ Пер. с англ. М.: Энергоатомиздат, 1987. 380 с.
- 42. Copasso F., Cho A. Y., Mohammed K., Foy P. W. // Appl. Phys. Left. 1985a . 46. P. 664.
- 43. Shockley W. The theor of p-n Junction in Semiconductors// Bell Syst. Tehn. J. 1949. V. 28. № 3. P. 435-489.
- 44. Робинсон Ф.Н.Х. Шумы и флуктуации в электронных схемах и цепях/ Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1980. 256 с.
- 45. Зеегер К. Физика полупроводников/ Пер. с англ. М.: Мир, 1977. 615 с.

- 46. Блихер А. Физика силовых биполярных и полевых транзисторов/ Пер. с англ. Л.: Энергоатомиздат, 1986. 248 с.
- 47. Стафеев Б. И. Инъекционный перенос тепла// ФТТ. 1960, Т. 2, № 3, С. 438-441.
- 48. Милнс А., Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы металлполупроводник/ Пер. с англ. М.: Мир, 1975. 432 с.
- 49. Симон Ж., Андре Ж. Ж. Молекулярные полупроводники/ Пер. с англ. М.: Мир, 1988. 344 с.
- 50. Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. Кн.1/ Пер. с англ. М.: Мир, 1984. 456 с.
- 51. Амброзяк А. Конструкция и технология полупроводниковых фотоэлектрических приборов/ Пер. с польск. М.: Сов. радио, 1970. 392 с.
- 52. Ковальский П.Н., Шнейдер А. Д. Фотоэлектретный эффект/ Вища школа, 1977. 150 с.
- 53. Хансперджер Р. Интегральная оптика/ Пер. с англ. М.: Мир, 1985. 384 с.

Мысль передается как волна – звуковая, электромагнитная, отражается на языке – про себя

ГЛАВА 2

О ФОРМИРОВАНИИ ГОМО – И ГЕТЕРО – p-n-ПЕРЕХОДОВ

Миниатюрные дискретные структуры, разработанные на арсениде галлия, практически вне конкуренции. Приборы первого поколения на его основе выглядят более внушительными. На основе арсенида галлия и соединений А³В⁵ получены светодиоды, полевые транзисторы, детекторы с барьером Шоттки и со структурой металлполупроводник-металл, различные фотоприемники. Однако В реализации преимуществ арсенида галлия В p-n-структурах, например, типа полевого транзистора или с тонким переходом, наблюдается некоторое отставание И отклонение ИХ экспериментальных характеристик от теоретических.

Основные причины, обусловливающие указанные недостатки, – смещение физической границы p-n-перехода от металлургической [1], наличие больше объемных пассивных (паразитных) участков, неконтролируемое изменение профиля распределения носителей в процессе получения активных слоев.

2.1. Проблемы совершенства и перспективы использования р-п-переходов

Современные полупроводниковые приборы содержат изотипные p(n)-p(n) или разнотипные p(n)-n(p)-переходы. Основные требования, предъявляемые к формируемым (диффузией, эпитаксией) областям приборов, совершенство их кристаллических структур, отсутствие различных включений на границах, возможность обеспечения требуемого профиля легирования.

Электронно-дырочный переход (p-n-переход) – это переходный слой между двумя областями полупроводника с разной электропроводностью, в котором существует диффузионное электрическое поле.

При идеальном контакте двух полупроводников с различным типом электропроводности из-за градиента концентрации носителей заряда возникает их диффузия в области с противоположным типом электропроводности через плоскость металлургического контакта примесей, преобладающих (плоскость, где изменяется тип В полупроводнике). В результате диффузии носителей заряда электрическая нейтральность нарушается примыкающих К металлургическому контакту частей монокристалла полупроводника. В р-области вблизи металлургического контакта после диффузии из нее дырок остаются нескомпенсированные ионизированные акцепторы (отрицательные неподвижные заряды), а в n-области – нескомпенсированные ионизированные доноры (положительные Образуется область пространственного неподвижные заряды). заряда, состоящая из двух разноименно заряженных слоев. Между нескомпенсированными разноименными зарядами ионизированных примесей возникает электрическое поле, направленное от п-области к р-области и называемое диффузионным электрическим полем. Возникшее диффузионное электрическое поле препятствует дальнейшей диффузии основных носителей через металлургический контакт – устанавливается равновесное состояние. Между n- и pобластями при этом существует разность потенциалов.

На практике при получении эпитаксиальных структур на основе арсенида галлия возможна диффузия примесей из подложки в растущий слой [2] или – наоборот [3], что может привести к смещению физической границы p-n-перехода от металлургической.

проблем Для решения указанных представляет интерес предложенный нами [4] способ введения промежуточного слоя на подложкой С или р-п-перехода, т.е. получение границе дополнительного изотипного с подложкой эпитаксиального слоя, а на нем – основного. Благодаря варьированию толщиной промежуточного р – слоя удалось получить эффективное управление обедненным слоем p-n-перехода и создать впервые полевые фототранзисторы с управляющим p-n-переходом на арсениде галлия [5].

Выдвинутая нами позиция в дальнейшем, можно сказать, была подтверждена другими авторами. Например, в работе [6] между подложкой pGaAs:Ge и nAl_{0,45}Ga_{0,55}As слоем формируется тонкий слой (100 нм) pAl_{0,2}Ga_{0,8}As. Он вводится для уменьшения толщины слоя объемного заряда p-n-перехода, в результате подавляется

рекомбинационный ток со стороны арсенида галлия, а диффузионный и фотоиндуцированный токи остаются неизменными.

В p-n-переходах легированных фоновыми примесями (p⁺p^on^o) [7]зависимость величины области объемного заряда от толщины p^o слоя и местоположения p-n-перехода объясняется влиянием этого параметра на градиент концентрации фоновых примесей по толщине.

В другом случае p⁺p^on^on⁺ структура выполнена на арсениде галлия [8]. Исследования показали, что чем тоньше p^o- область, тем меньше прямое падение напряжения в структуре. При этом часть дырок, которая не успевает прорекомбинировать в p^o -области, дает дополнительный вклад в ток дырок, инжектируемый p^o- n^o-переходом и модулирует сопротивление n^o области.

Еще один способ уменьшения толщины обедненного слоя – увеличение концентрации носителей, что в свою очередь приводит к уменьшению пробивного напряжения перехода. В связи с этим все оказывается связанным с оптимальной концентрацией носителей.

При заданной концентрации носителей диффузионная длина зависит от материала структуры (германий, кремний или арсенид галлия). Самое высокое быстродействие и предельные рабочие частоты получаются на структурах из арсенида галлия [9]. Однако выбор арсенида галлия В качестве материала структуры окончательно не решает проблему. Например, для получения режима лавинного пробоя в арсениде галлия требуются поля 4·10⁵ В/см. При типичной толщине обедненного слоя 3 мкм и V_{обр} =120 В не всякий диод на арсениде галлия будет выдерживать приложенное поле. Они могут пробиваться, не достигнув лавинного режима, при наличии локальных дефектов, поверхностных утечек [10].

Такие параметры, как быстродействие и квантовый выход, в определенной степени зависят от толщины переднего слоя, где скорость движения носителей на три порядка меньше, чем в области дрейфа. Поскольку фотогенерированные носители перемещаются (со скоростью ~10⁴ см/с за счет диффузии) без рекомбинации на расстояние диффузионной длины, то квазинейтральные р- и п- области должны быть как можно более тонкими, а толщина фоторазделяющей обедненной области – больше длины поглощения света [11].

Свет, для которого коэффициент поглощения велик (в GaAs ~10⁴ см⁻¹), поглощается вблизи поверхности, и глубина залегания p-n-

перехода должна быть достаточно малой (~I мкм). В случае фотоэлементов при еще меньшей глубине увеличивается сопротивление растекания и уменьшается его к.п.д. Концентрация электронов n –области обычно ~10¹⁷ см⁻³, а дырок в р-области (на поверхности) ~ 10²⁰ см⁻³ [12].

Толщину области обеднения p-n-перехода можно изменять и искусственно путем введения между p- и n-областями высокоомного слоя. Следует отметить, что p-n-переходы, получаемые в результате создания второй области поверх первой, – более воспроизводимы.

Высокоомный слой, заключенный между р- и п-областями, являясь областью генерации неосновных носителей (темнового тока), определяет их величину. Так, диффузионная составляющая темнового тока, добавляемая из не обедненных частей р- и п-области, пропорциональна квадрату концентрации собственных носителей n_i^2 или тем больше, чем меньше ширина запрещенной зоны материала, обедненного высокоомного слоя. Рекомбинационная же составляющая темнового тока пропорциональна концентрации не обедненной части р-п-перехода.

Изменяя концентрацию носителей квазинейтральных областей p-n-перехода, можно управлять его свойствами.

Для источников некогерентного излучения оптимальная концентрация электронов в n-области 3...5·10¹⁷ см⁻³, а дырок в р-области 5·10¹⁸...2·10¹⁹ см⁻³. При этом глубина залегания p-n-перехода должна быть 10...20 мкм. Минимальное поглощение (или высокий квантовый выход) обеспечивается легированием амфотерными примесями (кремний) [12].

Выдержка резкого p⁺-n-перехода при высоких температурах (600...700 °C) приводит к диффузионному легированию, в результате создается p-i-n-структура, пригодная для работы при низких напряжениях 0...10 В [13].

В специальных структурах с p-n-переходом [14], расположенным в широкозонном материале (InP), поглощающий слой (InGaAs) формируют отдельно и таким образом достигают лавинного умножения при обратных напряжениях, близких к пробойному. Однако при этом коэффициент умножения становится сильно зависимым от изменений напряжения и температуры (~ 0,2 %/град), что является одним из существенных недостатков лавинных фотодиодов.

В p⁺nnn⁺ структуре с n-n-гетеропереходом формирование p⁺слоя из более широкозонного материала позволит получить почти постоянную чувствительность вплоть до края поглощения [11].

Требуемый для рассмотренных приборов широкий набор свойств можно придавать соединениям А³В⁵, технологически задавая их состав при получении тех или иных структур.

2.2. Развитие эпитаксиальной технологии гомослоев

Полупроводниковые слои с подложкой создают в основном изотипные или электронно-дырочные переходы.

Гомогенный переход образуется на границах областей, создаваемых за счет перепада концентрации носителей или изменения типа проводимости полупроводниковых структур на основе одного и того же полупроводника. Для создания гомогенных переходов с заданным перепадом или типом носителей широко используется жидкостная эпитаксия.

Выбор жидкостной эпитаксии обусловлен тем, что при кристаллизации соединений A^3B^5 этим методом [15] используется более простая аппаратура, а процесс роста проводится при значительно низких температурах (в сравнении с диффузией и газотранспортной эпитаксией) и давлении.

При жидкостной эпитаксии материал – источник, необходимый для наращивания, растворяется в растворителе-металле и приводится в контакт с подложкой - затравкой, а при пересыщении расплава (за счет охлаждения или добавления порций источника) на подложке растет эпитаксиальный слой [15].

Эпитаксиальный слой представляет собой трехмерное образование с одним геометрическим параметром толщиной, значительно меньшей ширины и длины. Пленки или переходы в интервале толщин 0,01...1 мкм принято называть "тонкими", а более одного мкм – "толстыми" [16].

Однако физическая размерность определяется протяженностью действия различных характерных параметров, например, дебаевского радиуса (длины) экранирования зарядов ℓ_3 :

$$l_{g} = \left(\frac{\varepsilon \varepsilon_{o} kT}{q^{2} N_{B}}\right)^{\frac{1}{2}} , \qquad (2.1)$$

где \mathcal{E}_{o} – относительная и абсолютная диэлектрические постоянные, N_B – концентрация носителей (электронов или дырок) в полупроводнике за пределами области объемного заряда, q – заряд электрона) и диффузионной длины L_D, формулой (1.2)

С целью улучшения структуры слоев и получения более резкой границы p-n-перехода за счет совмещения физической границы с металлургической эпитаксиальные слои получали в процессе наращивания последовательных слоев pGaAs и GaAs на подложку из арсенида галлия [17].

Поставленная задача решалась благодаря тому, что перед выращиванием каждого слоя на рабочей подложке из каждого раствора – расплава после отделения его нижней части проводили выращивание на холостой подложке, а на рабочей подложке сначала выращивали слой, соответствующий ее типу проводимости, затем – слой противоположного типа при охлаждении с переменной скоростью.

Рост эпитаксиальных слоев осуществляли с помощью графитовой лодочки в установке с горизонтально расположенным (внутри печи сопротивления) кварцевым реактором [17], продуваемым потоком очищенного водорода. Графитовая лодочка имеет две ванны для расплавов.

Для насыщения расплавов в качестве источников использовали арсенид галлия p- и n-типа. В качестве подложек служили монокристаллические пластины арсенида галлия с концентрацией дырок N_A≈10¹⁹ см⁻³, легированные цинком и ориентированные в кристаллографическом направлении (100). Перед загрузкой В лодочку, полированные подложки химически обрабатывались в травителе 5H₂SO₄+H₂O₂+H₂O в течение 20... 30 с [18], промывались в CCl₄ и деионизованной воде, просушивались. Рост эпитаксиальных предложенному способу [18], слоев проводили согласно включающему операции:

I) установка подложек и заливка расплавов в графитовое устройство и помещение в реакционную камеру;

2) нагрев системы до температуры начала кристаллизации (~ 860 °C) и выдержка при этой температуре в течение 2 ч;

3) включение программного охлаждения, заключающегося в последовательном уменьшении скорости охлаждения расплава (V_n=

3,3-(3...4)·10⁻¹, °С/мин) в течение периода процесса выращивания (Δt_n = 1,7 x 2ⁿ, мин, где n − 1, 2, 3, 4) по кривой рис. 2.1;



 перемещение подвижной пластины удалением нижних частей расплавов и приведение в контакт расплава с подложкой (~850 °C), рост эпитаксиальных слоев начинается из основного расплава на рабочей подложке и из расплава другого типа на вспомогательной подложке;

С 750 °С система охлаждается со скоростью 5...10 °С/мин до 600 °С, после чего отключается питание нагревателя печи.

Использование предложенного способа обеспечивает следующие преимущества:

 контактирование расплава с предварительной подложкой снимает пресыщение расплава и предотвращает подрастворение рабочей подложки, загрязнение ее примесями выращиваемых слоев;

 – снятие окисного слоя с контактируемой поверхности расплава гарантирует полную смачиваемость подложки, что способствует исключению деградации электрических характеристик получаемых приборов;

 охлаждение системы по предлагаемому режиму позволяет получить хорошую морфологию поверхности слоев и структурное совершенство.

Принципиальное отличие предлагаемого способа состоит в том, что отклонения в однородности эпитаксиального слоя присущие получаемым при постоянной скорости охлаждения слоям, устраняются благодаря предложенному режиму охлаждения обеспечивающему постоянство пересыщения расплава в процессе кристаллизации.

С другой стороны начальная скорость охлаждения выбрана так, что обеспечивается необходимая скорость кристаллизации, которая исключает диффузию примесей в направлении роста. В результате обеспечивается резкий p-n-переход между слоями. Эпитаксиальные слои, полученные настоящим способом, имели зеркальную поверхность и ровную границу р-п-перехода. Совершенство структур полученных пленок арсенида галлия оценивалось на основе анализа снимков, сделанных на установке УРС-60.



Эпитаксиальные слои имели типичную эпиграмму (рис. 2.2) с отчетливыми следами отражений от кристаллических плоскостей образованной атомов. хорошо кристаллической структуры, свидетельствующих о монокристалличности получаемых слоев.

Дефекты упаковки в эпитаксиальных слоях, выращенных в кристаллографическом направлении (111) – треугольной формы.



травленой поверхности пленки арсенида галлия

Их типичный вид, выявленный после травления в растворе $3H_2SO_4+H_2O_2+H_2O$ в течение 3 мин., приведен на рис. 2.3.

На поверхности пленок арсенида галлия, легированных теллуром и кремнием, в кристаллографическом направлении (100) в полирующем травителе ($10H_2SO_4+H_2O_2+H_2O$) выявлялись крестообразные ямки травления дислокаций. В обоих – (100) и (111) – кристаллографических направлениях плотность дефектов упаковки не превышала $4 \cdot 10^3$ см², что на порядок меньше чем в подложке ($3 \cdot 10^4$ см⁻²).

Малая толщина используемых расплавов (<1 мм) и возможность их полного удаления в нужный момент с подложки позволили получить пленки толщиной 0,2...3 мкм.

2.3. Электрофизические характеристики выращенных эпитаксиальных слоев

Электрофизические характеристики эпитаксиальных слоев проще исследовать на обычных диодных структурах и образцах типа диода Ганна (на полуизолирующей подложке).

Исследуемые структуры изготавливали на основе пластин арсенида галлия, содержащих эпитаксиальные слои с p⁺n- и p⁺pnпереходами и монослои на полуизолирующих подложках. Площадь пластин составляла ~1 см², толщина 400 мкм. Омические контакты к p- и n- областям получали химическим осаждением никеля, олово+никеля [19,20,21] с последующим вжиганием в атмосфере водорода при 450 °C в течение 3 мин. Затем эти пластины скрайбировали на дискретные структуры площадью 1...2 мм². Концентрация основных носителей заряда (в интервале температур 20-70 ⁰C остается неизменной (~3.10.¹⁷см⁻³)) определялась на основе волтьемкостных характеристик.

С достаточной степенью точности можно сказать, что при приложении внешнего напряжения смещения в прямом направлении потенциальный барьер на p-n-переходе снижается до значения V_d - V, что сопровождается изменением концентрации носителей заряда на границах x_n и x_p обедненного слоя.

При отсутствии внешнего напряжения пространственное распределение потенциала таково, что полный ток через переход равен нулю, поскольку его дрейфовая и диффузионная составляющие уравновешивают друг друга.

Емкость перехода $C = S \mathcal{E} \mathcal{E}_{o} / W_{d}$, где S – площадь перехода. Данное соотношение можно представить в более привычной форме

$$C^{-2} = (W_d / (\mathcal{E}\mathcal{E}_S))^2 = [2(N_A + N_D) / (q S^2 \mathcal{E}\mathcal{E}_o N_A N_D)] (V_d - V).$$
 (2.2)

Обычно акцепторы и доноры распределены неравномерно. При линейном распределении концентрации примесей в области перехода зависимость между V и C принимает вид V~C⁻³ (вместо V~C⁻²).

Как показывают результаты расчетов, при замене резкого, ступенчатого профиля концентрации примеси распределением, в большой степени характерным для диффузионных переходов и описываемым функцией ошибок, вид зависимости V от C почти не меняется. Для диффузионных переходов ступенчатое приближение приемлемо при $W_d > (Dt)^{1/2}$, где D – коэффициент диффузии атомов легирующей примеси; t – продолжительность диффузии, т.е. при условии, что W_d больше ширины области с неоднородным распределением концентрации примеси. При $W_d < (Dt)^{1/2}$ более точные результаты обеспечивает модель перехода с линейно изменяющейся концентрацией примеси.

Изменения ширины обедненного слоя обусловлены различной плотностью заряда на границах этого слоя. Поэтому при любом распределении плотности заряда по изменению емкости при малых приращениях напряжения смещения можно определить распределение концентрации носителей на границах обедненного слоя. Значения N_d(x) или N_A(x) находят по углу наклона графика зависимости C⁻² от V при условии, что известны значения N_A или N_D либо выполняется одно из неравенств N_A >>N_d или N_D >>N_A. При

$$N_A >> N_D N_D (W_d) = -(2/(qA^2 \varepsilon \varepsilon_o)) [d(C^{-2})/dV]^{-1},$$
 (2.3)

где $W_d = W_d(V)$. Кроме того, экстраполяция зависимости C^{-2} от V до ее пересечения с прямой $C^{-2} = 0$ позволяет определить величину контактной разности потенциалов V_d (которая в реальных структурах в значительной степени может зависеть от наличия в области

перехода заряженных состояний, диполей и диэлектрических слоев) [22], где S – площадь структуры. Шаг между точками d₁ и d₂ выбран меньше 0,03 мкм, что соответствует емкости, лежащей между C₁ и C₂ (найденное значение среднее для интервала 0,03 мкм с точностью до 10%).

Время жизни неосновных носителей заряда в п-области p-ппереходов определяли из волтвременных характеристик при переключении (от генератора прямоугольных импульсов) из прямого направления в нейтральное [23]. Спад электродвижущей силы (после выключения диода), обусловленный конечным временем жизни не основных носителей в базе диода, описывается выражением [24]

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -\frac{kT}{q} \frac{1}{\tau_p}$$
(2.4)

с помощью, которого по наклону вольтвременной характеристики на линейном участке, вычисляли т_р.

Определенные таким образом времена жизни неосновных носителей заряда для нескольких образцов с различной легирующей примесью в базе приведены в табл. 2.1.

Таблица 2.1

Номер	Легирующая	т _р ·IO ⁻⁸ С	Т _{кр} , °С
образца	примесь		
20B	Те	10,0	850
62Л	Те	10,0	850
64Л	Те	15,0	845
68Л	Te+Sn	12,5	830
1M	Te+Si	3,3	845
2M	Te+Si	10,0	845
18Б	Te+Si	6,2	890
20Б	Te+Si	1,9	880

введение дополнительной примеси, типа Видно, что кремния, обладающего амфотерными свойствами, уменьшает Tp И способствует увеличению быстродействия прибора. Время жизни неосновных носителей заряда В эпитаксиальных слоях. одновременно легированных по 0.1 ат% теллура и кремния, вдвое

меньше (~5· 10^{-8} с), чем в слоях, легированных только теллуром (~10· 10^{-8} с).

Времена жизни неосновных носителей составляют 2.5·10⁻⁹– 1.0·10⁻⁸ с.

Как показали исследования, для обоих типов образцов в интервале температур 210...400°К с повышением температуры наблюдается увеличение τ_p (с $6 \cdot 10^{-8}$ до $10 \cdot 10^{-8}$ с), что обусловлено активацией дополнительных акцепторных центров, связанных с наличием кремния не только в специально легированных (Te+Si) слоях, но и (за счет попадания кремния из кварцевого реактора) в эпитаксиальных слоях, легированных только теллуром. В частности, значение энергии активации, найденное из зависимости

$$-\ln \tau_p = f(1/T), \qquad (2.5)$$

составляет 0.033 эВ, что согласуется с данными [25].

результатов исследований Ha оснавании следует, ЧТО электрофизическими параметрами эпитаксиальных слоев и диодных структур на их основе можно управлять за счет подбора температуры кристаллизации, скорости роста слоев (концентрации), а также введением промежуточного дополнительного слоя между подложкой и основным слоем (улучшение структуры, обеспечение резкости р - п перехода) или путем использования особых свойств (амфотерность) дополнительных примесей. Для каждого конкретного случая необходимо подбирать температурный режим и легирующие примеси.

2.4. Реальная физическая модель и принципы создания резкого p-n-перехода

Характер распределения концентрации носителей заряда по структуры определяет физическую особенность толщине И характеристические размеры: ступенчатый – резкий, симметричный – _ резкий. Примерный профиль плавный, несимметричный распределения примесей на изотипном n-n⁺ и разнотипном p⁺-nгомопереходах приведен в работе [26].

Обычно физические модели p-n-переходов отражают два предельных случая: резкий и плавный. В резком p-n-переходе концентрация носителей изменяется скачком, а в плавном – линейно.

При этом зависимость емкости от напряжения носит соответственно квадратичный и кубический характеры. [27].

Другой параметр, связанный с характером p-n-перехода, области объемного заряда W₀. исходная толщина В арсенидгаллиевых резких переходах она равна 10-и Дебаевским длинам экранирования ℓ_{1} (для кремниевых ~ 8 ℓ_{2} , для Ge ~ 6 ℓ_{2}) [28]. Глубина проникновения области объемного заряда в каждую из n- и pобластей определяется отношением их концентрации носителей $N_D/N_A = h_p/h_n$. В резких p⁺-n-переходах она распространяется в сторону сильнолегированной области h_p, на глубину, равную Дебаевской длине экранирования, в плавных переходах h_p= h_n. Соответственно для резких p-n-переходов

$$N_D/N_A = h_p/h_n = 1/9 = 0.11,$$
 (2.6)

а для плавного

$$N_D/N_A = h_p/h_n = 1.$$
 (2.7)

Реальные характеристические параметры экспериментальных рn-структур могут находиться между изложенными выше предельными случаями.

Рассмотрим результаты экспериментального исследования характеристических параметров полученных арсенидгаллиевых эпитаксиальных p-n-переходов.

Исследуемые структуры представляют собой p⁺-p-n-переходы, полученные наращиванием слоев p-GaAs из расплава Ga + GaAs:Zn $(N_{A} = 7.10^{18} \text{ см}^{-3})$ и n-GaAs-Ga + GaAs:Te $(N_{D} = 7.10^{16} \text{ см}^{-3})$ на подложках из p⁺-GaAs:Zn (2.10¹⁹ см⁻³). Выбор структуры с р⁺-р-п-переходом обусловлен тем, что p⁺-n-переходы, полученные непосредственным n-GaAs, наращиванием оказались технологически слоя непрогнозируемым и с большим разбросом параметров. Напротив, р⁻-р-п-переходы имеют меньшее прямое дифференциальное сопротивление и более протяженный участок малых обратных токов, сменяющийся их резким увеличением.

Показатель степени (Z) зависимости емкости от напряжения (C^{1/Z}~V) [29]

$$Z = \Delta \lg(V_{odp} + V_k) / \Delta \lg C(V_{odp}) , \qquad (2.8)$$

включающего контактную разность потенциалов, определенную из прямой ветви вольт-амперной характеристики (1.1 В) равен Z=2.1, свидетельствует о резкости p-n-перехода.

Следует отметить, что контактная разность потенциалов часто определяется из вольт-емкостных характеристик, построенных в предположении ($C^{1/2}$ -V) резкого или ($C^{1/3}$ -V) плавного p-n-перехода. В результате ее величина может быть занижена или завышена, если экспериментальный p-n-переход не соответствует предполагаемым предельным случаям. Данные для V_k и Z , соответствующие идентифицируемому резкому переходу, получим из экспериментальной зависимости толщины обедненного слоя от обратного напряжения [28]



$$W = \varepsilon \varepsilon_0 S/C(V_{ofp}), \qquad (2.9)$$

(где ε_0 и ε – диэлектрические постоянные вакуума и полупроводника) принимая W²~V линейной (рис. 2.4). В таком случае V_k будет равна 1.2 B, а Z–2.046 (рис. 2.5, кривая 2).

Приняв V_k=1.2.В и исходную толщину W₀₀=0.186 мкм (V_{обр}=0) с помощью формулы

$$W = (2\epsilon\epsilon_0 S(V_{bi} - 2kT/q))/qN_B[30]$$
 (2.10)
(где q – заряд электрона), получим эффективную концентрацию



носителей в слаболегированной области $N_a = 4.22 \cdot 10^{16}$ см⁻³.

Далее сопоставляя экспериментально измеренные и вычисленные по формуле (2.10)

$$C = S(q\epsilon\epsilon_0 N_B / 2(V_k + V_{obp}))^{1/2}$$
 (2.11)

данные емкости p-n-перехода с площадью S=0.5[.]10⁻⁴ см² видим, что, они в широком диапазоне напряжений коррелируют. Расчетные и измеренные значения емкости и толщины обедненного слоя p-n-перехода при различных обратных напряжениях приведены в таблице 2.2.

V _{обр} , В	0	1	2	3	4	5	6
С _{изм} , пФ	260	194	160	139	125	116	108
С _{расч} , пФ	261	193	160	130	125	115	106
W, мкм	0.186	0.250	0.303	0.349	0.388	0.422	0.450

По логике к контактной разности потенциалов, легко определяемой из вольт - амперных характеристик, целесообразно добавлять 3... 4 kT/q и использовать при экспериментальных исследованиях.

При данных параметрах (С₀, N_B), как и в резких арсенидгаллиевых p-n-переходах, исходная толщина области объемного заряда (0.186 мкм) составляет 10 Дебаевских длин

57

Таблица 2.2

экранирования, при этом [28], согласно формуле (2.1) имеем 0.019 мкм.

Таким образом, если p-n-переход резкий – справедлива формула (2.6), а для плавного – формула (2.7). Показатель степени зависимости емкости от напряжения равен двум для резкого и трем для плавного p-n-переходов. Соответственно, когда Z=2 отношение h_p к h_n равно 0.11, в случае Z=3 – 1. Можно заметить, что между h(k) и Z отмечена следующая корреляция

$$h_{\rm p}/h_{\rm n} = 10^{\rm z}/10^{\rm 3} = {\rm k}$$
 (2.12)

Откуда, путем ее логарифмирования можно получить выражение для нахождения k

В частности, для экспериментально найденного Z (2.046) будем иметь:

$$lgk = 2.046 - 3 = -0.954$$
 $k = 0.11$.

При данном k концентрация носителей промежуточного слоя ртипа, согласно формуле (2.7), составит 3.83[·]10¹⁷ см⁻³. Так как концентрация носителей подложки р⁺-типа 2[·]10¹⁹ см⁻³, поэтому взаимосвязь промежуточного слоя с подложкой устанавливается из условия

$$N_p = 0.01 N_p + 1.$$
 (2.14)

Общая толщина области объемного заряда состоит из суммы его частей, расширяющихся в р-и n-области

$$W = h_p + h_n.$$
 (2.15)

Толщина одной части равна произведению толщины другой части и коэффициента k

$$h_{p} = h_{n}k. \tag{2.16}$$

Если для нахождения каждой части использовать значения толщины W, приобретаемых при напряжениях близких к пробою

$$h_n = W/(k+1), \qquad h_p = W - h_n, \qquad (2.17)$$

то получим как бы предельные данные, завершающие цепочку характеристических параметров.

Исходя из проанализированных выше результатов, кратко сформулируем физические принципы создания резкого p-n-перехода.

Итак, резкость p-n-перехода зависит от выбора толщины промежуточного слоя p-типа и концентрации носителей в нем и в подложечном материале. Для получения прогнозируемого резкого перехода при выбранной N_n через коэффициент k=0.11 находим концентрацию носителей промежуточного слоя p-типа

$$N_p = N_n / k$$
. (2.18)

Далее, для выбранной концентрации носителей, используя толщину области объемного заряда при пробое [31]

$$W = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 (V_{\kappa} + V_{npo\delta})}{qN_s}\right)^{1/2} = 0.54 \text{ MKM}$$
(2.19)

можно вычислить максимальную глубину модуляции n-области

$$h_{n \max} = W_{npob} / (k+1) = 0.486$$
 мкм. (2.20)

И, наконец, с помощью [32] выражения

$$a_p = h_{p \max} (k)^{1/2} = 0.161 \text{ мкм}$$
 (2.21)

определим толщину промежуточного слоя р-типа. Заметим, что a_p больше, чем h_p поскольку $h_p = h_n k$. Соответственно толщина области n-типа не может быть меньше $h_{n max}$ или больше чем в два раза, т.е. в нашем случае 0.5 ... 0.7 мкм

$$2h_{n \max} > a_n > h_{n \max} . \tag{2.22}$$

По надобности поверх рабочей n-области формируется подконтактная область с определяемыми функцией удельным сопротивлением и толщиной.

Таким образом, экспериментально, реальная физическая модель резкого перехода представляет собой p⁺-p-n-структуру и она должна образовываться в технологическом процессе. При этом концентрация носителей по толщине менее легированной области должна быть неизменной. Предлагаемый физический принцип позволяет создавать резкие p-n-переходы для структур различного назначения.

В качестве примера можно привести образцы №1М, №2М и №5ФК не только как резкие, но и как тонкопереходные с резким переходом, где исходная толщина слоя объемного заряда меньше 10и дебаевских длин экранирования, а образцы – №18Б, №5В с плавным переходом как не укладывающиеся в рамки тонкопереходных (таблица 2.3).

Таблица 2.3

№ п/п	N, см⁻ ³	I , мкм	W_0 = n $\ell_{_{\scriptscriptstyle 9}}$,мкм
1M	4.22.10 ¹⁶	0.0189	0.186 = 9.80 $\ell_{_9}$
2M	1.22.10 ¹⁶	0.0350	$0.332 = 9.48 \ell_{_{9}}$
5ФК	3.00.10 ¹⁵	0.0700	0.420 = 6.00ℓ _.
18Б	1.50.10 ¹⁶	0.0318	$0.360 = 11.3 \ell_{_{9}}$
5B	1.20.10 ¹⁶	0.0356	0.490 = 13.7 $\ell_{_{9}}$

2.5. Физические основы концепции создания тонкопереходных структур

В данном разделе предлагается новая физическая концепция, лежащая в основе технологии и принципах создания многофункциональных структур с p-n-переходом.

При получении полупроводниковых структур с p-n-переходами главной задачей является рациональное формирование обедненной области – потенциального барьера, носителями заряда ЧТО открывает новые возможности в его функциональных свойствах. Однако при этом необходимо решить и дополнительные проблемы, связанные С обеспечением соответствия параметров диффузии кристаллических решеток и исключением взаимной находящихся в контакте двух разных или противоположного типа проводимости полупроводниковых материалов [33]. Главный вопрос заключается в выборе оптимального сочетания совместимых друг с другом материалов, сохраняющих стабильные границы раздела при длительной эксплуатации [34].

Если для создания p-n-перехода использовать два разных полупроводника, то между ними образуется гетеропереход. В любом случае при непосредственном контакте двух полупроводниковых материалов с противоположным типом проводимости между ними осуществляется обмен носителями заряда до тех пор, пока уровни Ферми в обеих полупроводниковых областях не станут одинаковыми. Электроны из приконтактной области будут переходить в р-область, а дырки из р-области – в материал п-типа. В результате по обе стороны остаются некомпенсированные доноры и акцепторы. Потенциальный барьер, как показано на энергетической зонной диаграмме (рис. 2.4), образованный В процессе выравнивания уровней Ферми И расположенный внутри двойного слоя неподвижных носителей заряда, препятствует дальнейшей диффузии носителей [34].

Таким образом, структура с p-n-переходом разбивается на обедненную область перехода и на две нейтральные области. Обедненные слои имеют резкие границы *x*_n и *x*_p, где концентрации электронов n и дырок р пренебрежимо малы по сравнению с концентрациями доноров и акцепторов (N_D,N_A) [32].

В равновесном состоянии ток через переход равен нулю [19]

$$I_n = I_{\partial p} + I_{\partial u\phi} = qn\mu\varepsilon + qD_n \frac{dn}{dx} = 0, \qquad (2.23)$$

где D_n=kT/q)µ_n – коэффициент диффузии электронов. Тогда поле будет равно

$$\mathcal{E}_{\Pi} = -\frac{D_n}{n\mu_n} \frac{dn}{dx} = \frac{D_p}{p\mu_p} \frac{dp}{dx}$$
(2.24)

Так как (см. рис. 2.4) $\mathcal{E}_{II} = -\frac{d\psi}{dx}$

$$\mathcal{E}_{\Pi} = -\frac{qN_{A}}{\varepsilon\varepsilon_{o}} \left(x + x_{p} \right)$$
(2.25)

В области $0 \le x \ge x_n$

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{qN_d}{\varepsilon\varepsilon_o}$$
(2.26)

$$\psi(x) = -\frac{qN_D}{\varepsilon\varepsilon_o} \left(\frac{x^2}{2} + xx_n\right) + C_1$$
 (2.27)

а в области перехода на отрезке $-x_p \leq x < 0$

$$\psi(x) = -\frac{qN_A}{\varepsilon\varepsilon_o} \left(\frac{x^2}{2} + xx_n\right) + C_2, \qquad (2.28)$$

Величина \mathcal{E}_{Π} максимальна при x = 0;

$$\mathcal{E}_{m} = -\frac{qN_{A}}{\mathcal{E}\mathcal{E}_{o}} x_{p} = -\frac{qN_{D}}{\mathcal{E}\mathcal{E}_{o}} x_{n}$$
(2.29)

откуда N_Ax_p=N_Dx_n или

$$\frac{N_A}{N_D} = \frac{x_n}{x_p} \tag{2.30}$$

W=*x*_p+*x*_n – общая толщина обедненного слоя.

Диффузионный потенциал V_D в области перехода, определяемый из граничного условия V (x) = V_D при x=x_n, сводится к уравнению [32]:

$$V_{D} = \frac{q\left(N_{D}x_{n}^{2} + N_{p}x_{p}^{2}\right)}{2\mathcal{E}\mathcal{E}_{o}} = \frac{\mathcal{E}_{m}(x_{n} - x_{p})}{2\mathcal{E}\mathcal{E}_{o}} = \frac{qW_{o}^{2}\left[\frac{N_{D}N_{A}}{N_{D} + N_{A}}\right]}{2\mathcal{E}\mathcal{E}_{o}}$$
(2.31)

Откуда

$$W_{oo} = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_o}{q} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D}\right) V_D\right)^{\frac{1}{2}}$$
(2.32)

При приложении внешнего напряжения V в прямом направлении потенциальный барьер V_D на переходе снижается, до значения V_D -V, что сопровождается изменением концентрации носителей заряда на границах x_n и x_p обедненного слоя, причем, чем больше концентрация носителей заряда, тем меньше толщина обедненного слоя. Изменение концентрации носителей заряда на границах x_n и x_p обедненного слоя тождественно изменению емкости p-n-перехода. Емкость перехода равна емкости плоского конденсатора с толщиной равной толщине обедненного слоя диэлектрика

$$C = \frac{S\mathcal{E}\mathcal{E}_o}{W}$$
(2.33)

и не зависит от характера распределения примесей в обедненной области. (S – площадь перехода). Выражая W через концентрацию носителей, получим зависимость

$$C^{-2} = \left[\frac{2(N_A + N_D)}{qS^2 \mathcal{E}\mathcal{E}_o N_A N_D}\right] (V_D - V)$$
(2.34)

соответствующую резкому переходу со ступенчатым распределением примеси. Поскольку S и \mathcal{EE}_{o} – постоянные величины, то от приложенного напряжения будут меняться W и C.

При приложении обратного напряжения толщина обедненного слоя будет возрастать по закону, определяемому характером p-nперехода. При линейном распределении концентрации примесей в области перехода зависимость С от V ослабляется и отношение h_n к h_p стремится к единице. В резких переходах, как было отмечено в предыдущих разделах, отношение толщины обедненного слоя сильнолегированной области к слаболегированной составляет 0,11.

При формировании p-n-перехода переход от одного типа к другому осуществляется образованием между ними слоя С собственной концентрацией. Однако в случае, когда концентрация носителей слаболегированной области окажется в 2...2,5 раза больше собственной, эффективная концентрация носителей переходной области может превысить собственную, тогда увеличатся обратные токи и резко уменьшится фоточувствительность. Для получения качественных необходимо избегать переходов взаимной

носителей вблизи перекомпенсации и задавать концентрацию переходной области настолько низкой, чтобы этот слой полностью обеднялся при относительно малых напряжениях смещения. Переход улучшается более при введении тонкого высокоомного промежуточного слоя [17], например, узкозонного – для излучающих и широкозонного – для запираемых структур. Для удовлетворения обоим требованиям p-n-переход создается таким образом, что диэлектрическая проницаемость области с меньшей концентрацией носителей должна быть равна или меньше диэлектрической проницаемости области с большей концентрацией. Тогда область сильного поля будет смещаться в сторону слаболегированной области

$$E_{m} = \frac{\gamma (V + V_{\kappa}) C_{\delta}(V)}{\mathcal{E}_{\alpha} S(\gamma - 1)}, \qquad (2.35)$$

т.е. в заданном полупроводниковом слое, чем меньше будет диэлектрическая проницаемость, тем больше будет поле.

Отношение толщин обедненных частей p-и n- областей в пределе должно находиться между значениями, присущими для резкого и линейного переходов, но не более 0,5.

С точки зрения сохранения стабильности границы раздела в любых слоях, предназначенных для изготовления приборов, удельное рассогласование параметров решеток $\Delta \alpha / \alpha$ не должно превосходить 10⁻³ [33]. Например, отклонение молярной доли InAs на 1% от значения параметра InP создает рассогласование па-раметров решеток порядка 7.10⁻⁴.

С другой стороны, обедненный слой для падающего оптического излучения является поглощающим. Ею можно управлять, меняя исходную концентрацию носителей, соответствующих р- или п- областей. Это, в свою очередь, позволит задавать спектральные характеристики.

В детектирующих приборах область разделения генерированных носителей должна быть довольно протяженной или находиться в области дрейфа.

Таким образом, пригодные для создания универсальных структур p-n-переходы должны иметь потенциальные барьеры с простирающимися от напряжения электростатическими полями, и

охватываемые областью дрейфа, нейтральные области, преимущественно с возбуждаемой стороны. Концентрации примесей вблизи переходной области должны быть минимальными.

Резюмируя изложенные выше явления в p-n-переходе можно сформулировать физическую концепцию создания тонкопереходного барьера для многофункциональных структур.

Так, обедненный слой p-n-перехода должен охватывать каждую из p- и n- областей с отношением толщин не менее 0,1 и не более 0,6, а различие параметров решеток на границе раздела каждого микрослоя не должно превосходить 0,345%.

Структуры с предложенными переходами будут обладать высокой светочувствительностью, широким спектральным диапазоном, внутренним усилением, быстродействием, детектирующими и излучающими свойствами.

Предлагаемая новая концепция составляет физическую основу технологии и принципов создания многофункциональных структур с рn-переходом. Концепция сформулирована на основе комплексных исследований электрофизических, фотоэлектрических и спектрометрических характеристик полупроводниковых структур. Физическую сущность концепции составляет представление о тонком переходе, обеспечивающим образование высокого поля со стороны слаболегированной области.

Литература

- 1. Андреев В.М., Долгинов Л.М., Третьяков Д.Н. Жидкостная эпитаксия в технологии полупроводниковых приборов. М.: Сов. радио, 1975.
- Смирнова Н.Б., Михайлов Л.Н., Бобров А.П., Петров В.С., Цыганков Т.Ф. Особенности распределения цинка в эпитаксиальных пленках на основе твердого раствора Al_xGa_{1-x}As // Электронная техника. Сер 2. Полупроводниковые приборы. 1974. Вып 2. С. 109.
- 3. James L.W. and Moon R.L. GaAs concentrator Solar cell// Appl. Phys. Lett. 1975. V. 26. №4, P.476-480.
- Каримов А.В., Мирзабаев М. Способ получения p-n–переходов на основе полупроводниковых соединений А³В⁵. Авт. свид. № 762253 от 16 мая 1980 г.
- 5. Азимов С.А., Карагеоргий-Алкалаев П.М., Каримов А.В., Мирзабаев М. Особенности фоточувствительности

арсенидгаллиевых структур типа полевого транзистора// Известия АН УзССР. Сер. физ.–мат. наук. 1979. №2. С.44-48.

- 6. Lee S.C., Pearson G.L. Dark current reduction in AlGa As–GaAs heterojuntion diodes// Appl. Phys. Lett. 1975. V. 26. №4. P.476-480.
- Никитин В.С., Рачинская И., Селль Е.Р., Степанова М.Н., Третьяков Д.Н., Федоринко Т.П. Особенности формирования p-nпереходов в арсениде галлия и его твердых растворах при легировании фоновыми примесямии// Тезисы докл. III Всесоюзной конф. по физич. проц. в п/п гетероструктурах. Т. 3, Одесса. 1982, с.146.
- Рожков А.В., Соболев М.М., Степанова М.Н. Влияние толщины p°- области на вид вольтамперной характеристики p⁺p° n°n⁺структур на основе слаболегированного GaAs// Тезисы докл. III Всесоюзной конф. по физич. проц. в п/п гетероструктурах. Т. 1, Одесса. 1982, с.203.
- 9. Пожела Ю., Юцене В. Физика сверхбыстродействующих транзисторов Вильнюс: Мокслас. 1985. 112 с.
- 10. Хансперджер Р. Интегральная оптика/ Пер. с англ. М.: Мир, 1985. 384 с.
- 11. Основы оптоэлектроники/ Пер. с японс. М.: Мир, 1988. 288с.
- 12. Арсенид галлия. Получение и свойства/ Под ред. Кесаманлы Ф.П. и Наследова Д.Н. М.: Наука, 1973. 472 с.
- 13. Техника оптической связи. Фотоприемники/ Пер. с англ. М.: Мир, 1988. 526с.
- 14. Nishida K., Taguchi K., Matsumoto Y. In GaAsP Heterostrure Avalanche Photodcodes With High Avalanche Gain// Appl. Phys. Lett. 1979. V. 35. №3. P.251-252.
- 15. Nelson H. Epitaxial Growth from the Liguid Fabrication of Tunnel and Laser Diodes. RCA Review. 1963. V. 24. №4. P.603.
- Александров Л.Н. Физические явления, обуславливающие зародышеобразование, рост и структур пленок// Известия Сиб. отд. АН СССР. Сер. хим. наук. 1975. №4. Вып. 3. С.3-28.
- Каримов А.В., Мирзабаев М. Способ получения p-n–переходов на основе полупроводниковых соединений А³В⁵. Авт. свид. № 762253 от 16 мая 1980 г.
- 18. Черняев В.М., Кожитов Л.В. Технология эпитаксиальных слоев на арсениде галлия и приборы. М.: Энергия, 1974. 232 с.
- 19. Кордош П., Морвиц М. Фотодиоды для волоконно-оптических систем передачи диапазона 1,3 мкм// Зарубежная радиоэлектроника, 1986. №11. С. 80-87.
- 20. Гольдберг Ю.А., Наследов Д.Н., Царенков Б.В. Методика изготовления поверхностно-барьерных структур химическим осаждением металлов на поверхность полупроводника// Приборы и техника эксперимента. 1971. №36. С. 207-209.

- 21. Proedsting R. Невыпрямляющий контакт к арсениду галлия// Sem. Prod. Solid. State Tech. 1964, №7. Р.33.
- 22. Grove A.S. Physics and technology of semiconductor devices. Wiley, New York, 1967.
- 23. Чистяков Ю.Д., Достанко А.П., Баранов В.В. Методы исследования инжекционных свойств невыпрамляющих контактов// Обзоры по электронной технике. Сер. П/п приборы. М.ЦНИИ электроника. 1974. Вып. 7. 32с.
- Leberhandler S.R., Giacoletto L.J/ Measurement of Minority Carrier Lifetime and Surface Effects in Junction Devices. Proc. IRE. 1955. V. 43. №9. P.477-483.
- 25. Alfred W.P., Kumming G., Kung I./ Symp. on GaAs Dallas 1968. London. 1969. P.66.
- 26. Каримов А.В. Многофункциональные арсенид галлиевые тонкопереходные структуры. Ташкент: Фан, 1992. 176 с.
- 27. Зеегер К. Физика полупроводников/ Пер. с англ. М.: Мир, 1977. 615 с.
- 28. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов. Кн. 2. М.: Мир, 1984. 456 с.
- 29. Берман Л.С. Введение в физику варикапов. Л.: Наука, 1968. 190 с.
- 30. Фаренбрух А. Бьюб Р. Солнечные элементы/ Пер. с англ. М.: Энергоатомиздат, 1987. 280 с.
- 31. Азимов С.А., Каримов А.В., Мирзабаев М. Полевые транзисторы на основе эпитаксиальных слоев арсенида галлия// Полупроводниковые арсениды и фосфиды элементов III группы. Ташкент: Фан, 1981., с.147-157.
- 32. Каримов А.В. Фотополевой транзистор с торцевым затвором. Электронная техника. Сер. 2 п/п приборы. Вып. 5. 1990. С. 93-95.
- Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры/ Пер. с англ.
 М.: Мир, 1989. 584 с.
- 34. Современные проблемы полупроводниковой фотоэнергетики. Под ред. Т. Коутса, Дж. Микина / Пер. с англ. М.:Мир, 1988. 307 с.

ГЛАВА 3

СТРУКТУРЫ НА ПОЛЕВЫХ ЭФФЕКТАХ

Разработкой И исследованием арсенидгаллиевых эпитаксиальных слоев, перспективных для полевых транзисторов, занимаются многие исследователи. В частности, огромное количество работ за рубежом посвящено слоям для полевых транзисторов с барьером Шоттки [1]. У нас в Узбекистане интенсивно занимаются арсенидгаллиевыми эпитаксиальными слоями с р-п-переходом. На их основе получены и исследованы арсенидгаллиевые усилительные и фотополевые транзисторы, работающие в обычном режиме [2]. Их активные слои при внешних воздействиях вели себя как проводники, т. е. в них, наряду с другими параметрами, изменялось удельное сопротивление. Для усиления температурных или других свойств их также можно использовать в особых режимах, так называемых микроусловиях.

3.1. Полевой транзистор с широким температурным диапазоном

Известен полевой транзистор с управляющим p-n-переходом и с горизонтальным каналом, содержащий низкоомную подложку первого типа проводимости – область затвора, на которой сформирован высокоомный слой второго типа проводимости С высоколегированными областями стока и истока того же типа проводимости [3]. Области стока и истока выполнены в виде треугольников, один из вершин углов которого является прямым. Высокоомные слои выполнены из того же материала, что и подложка, и легированы по толщине равномерно.

Рабочий диапазон температур такого транзистора определяется температурными изменениями тока затвора, контактной разности потенциалов p-n-перехода, напряжения отсечки и подвижностью основных носителей в канале. В конечном счете, максимальная температура ограничивается ухудшением этих параметров на 30%. При этом, чем толще слой объемного заряда p-n-перехода (выше

удельное сопротивление канала) затвора, тем больший температурный коэффициент будут иметь токи стока, даже в узком диапазоне температур.

В другом полевом транзисторе [4] высокоомный слой легирован равномерно и сформирован на сильнолегированной подложке. В подобных структурах улучшение одного параметра приводит к ухудшению другого.

Например, если для улучшения температурной стабильности тока затвора увеличить концентрацию примесей в высокоомном слое, концентрации приводит увеличение К уменьшению крутизны вольтамперной характеристики, коэффициента усиления, увеличению напряжения отсечки и температурного коэффициента тока стока. С другой стороны, при непосредственном формировании высокоомного слоя на сильнолегированной подложке практически нельзя исключить диффузию примесей из подложки, что приводит к образованию положительного градиента примесей в высокоомном слое, и опять таки К увеличению напряжения отсечки И температурного коэффициента тока стока и уменьшению коэффициента усиления. профиль примесей При ЭТОМ распределения В p-n-переходе становится близким линейнойму. ЧТО наряду С крутизной К вольтамперной характеристики

$$S = mI_{cu} / V_{omc} \tag{3.1}$$

также приводит к уменьшению динамического сопротивления стока.

С диапазона целью расширения рабочего температур В слой предлагаемом транзисторе высокоомный выполнен ИЗ неравномерно легированного материала, ширина варизонного запрещенной зоны которого увеличивается с градиентом (0.1-3.5)10³ эВ/см по толщине, а концентрация легирующей примеси уменьшается с градиентом (4-1)⁻²10³ см⁻³ в сторону высоколегированных областей стока и истока.

Кроме того, для увеличения коэффициента усиления между подложкой и высокоомным слоем сформирован дополнительный слой первого типа проводимости, толщина которого не менее чем в 2 раза меньше толщины высокоомного слоя, а концентрация легирующей примеси меньше не менее чем на 2 порядка концентрации легирующей примеси в подложке [5].

Концентрация носителей заряда по толщине канала от границы p-n-перехода к поверхности уменьшается по квадратичному закону, т. e., максимальный ток стока будет определяться усредненной величиной концентрации свободных носителей и подвижности в канале, а напряжение отсечки – крутизной изменения слоя объемного заряда p-n-перехода от запирающего напряжения. Для заданной величины тока стока напряжение отсечки будет меньше, чем в транзисторе с равномерным распределением примесей в канале. Высокая концентрация свободных носителей у границы p-n-перехода способствует уменьшению исходной толщины слоя объемного заряда, что в свою очередь приводит к уменьшению генерационных токов, токов утечки затвора, а также температурного изменения контактной разности потенциалов p-n-перехода.

Однако наличие указанного градиента примесей в канале не достаточно для расширения температурного диапазона полевого транзистора, поскольку температурная стабильность тока стока наряду С перечисленными факторами также определяется температурной зависимостью подвижности в канале. Величина подвижности носителей, как известно, увеличивается в чистых слоях с уменьшением концентрации свободных носителей, в данном случае электронов. В СВОЮ очередь, пропорционально величине подвижности увеличивается температурный коэффициент тока стока.

образом, с одной стороны, необходимо сохранить Таким градиент примесей в канале для обеспечения низких значений напряжения отсечки, с другой – подавить рост величины подвижности носителей по мере уменьшения концентрации электронов, т.е. с увеличением толщины канала, а потому высокоомный слой выполнен из неравномерно легированного варизонного материала, ширина запрещенной зоны которого увеличивается с градиентом (0.1-3.5)10³ эВ/см по толщине, начиная с 1.43 эВ (GaAs) до 1.75 эВ (Al_{0.3}Ga _{1-0.3}As) на поверхности. При этом концентрация носителей уменьшалась с 5.10¹⁶ до 2.5.10¹⁶ см⁻³, а подвижность носителей заряда с ростом толщины канала до 1 мкм – в 2 – 2.5 раза. Увеличение ширины запрещенной зоны высокоомного слоя С толщиной также способствовало сохранению градиента примесей, поскольку с ширины запрещенной зоны увеличением высокоомного слоя увеличивается его удельное сопротивление. Однако увеличение концентрации AI выше 0.35 ат.% нецелесообразно, так как при этом

начинает нарушаться квадратичный закон изменения концентрации свободных носителей заряда в канале от толщины и возникают дополнительные трудности с получением высоколегированных областей стока и истока. При этом температурное изменение тока стока уменьшилось в 2 раза по сравнению с транзистором, канал которого легирован равномерно.

Что касается другого отличия, то известно, что величина коэффициент усиления сильно зависит от динамического сопротивления стока R_д и крутизны вольтамперной характеристики S

$$K=S'R_{d}'R_{H}/(R_{d}+R_{H}).$$
(3.2)

В случае, когда динамическое сопротивление стока намного больше сопротивления нагрузки R_д>>R_н, коэффициент усиления определяется в основном крутизной вольтамперной характеристики

$$\mathsf{K}=\mathsf{S}^{\mathsf{\cdot}}\mathsf{R}_{\mathsf{H}}.$$

Для этого необходимо получить высокие значения динамического сопротивления стока. В свою очередь, крутизна вольтамперной характеристики прямо пропорциональна ширине канала-Z

S=ZqN
$$\mu$$
 a/L (3.4)

и обратно пропорциональна напряжению отсечки

$$S = \Delta I_{cu} / \Delta V_{otc}.$$
(3.5)

Для увеличения динамического сопротивления стока и крутизны вольтамперной характеристики полевого транзистора между ПОДЛОЖКОЙ И ВЫСОКООМНЫМ СЛОЕМ первого типа проводимости сформирован дополнительный слой второго типа проводимости, толщина которого не менее чем в 2 раза меньше толщины высокоомного слоя. Предложенная толщина именно дополнительного слоя позволяет увеличить крутизну вольтамперной характеристики благодаря полевого транзистора TOMY, что при отсутствии запирающего напряжения практически вся толщина дополнительного слоя и минимум такая же толщина высокоомного слоя будут заняты

слоем объемного заряда р-п-перехода. При приложении запирающего напряжения объемный заряд будет расширяться только в направлении высокоомного слоя, поскольку концентрация легирующей примеси дополнительного слоя меньше не менее чем на 2 порядка концентрации легирующей примеси в подложке. Наличие дополнительного слоя, кроме обеспечения резкости p-n-перехода, способствует сохранению задаваемого градиента примесей В высокоомном слое и как бы служит заслонкой между подложкой и высокоомным слоем.

Таким образом, достигается необходимое условие для увеличения коэффициента усиления полевого транзистора [6].

Стоит только увеличить толщину дополнительного слоя более чем на половину толщины высокоомного слоя, как весь положительный эффект сразу пропадет вследствие того, что крутизна вольтамперной характеристики уменьшится минимум в 2 раза, а динамическое сопротивление стока настолько, что исчезнет участок насыщения тока стока.

Использование предлагаемого решения позволит получать полевые транзисторы с расширенным рабочим диапазоном температур.

3.2. Полевой транзистор с высоким входным сопротивлением

Известны [7], полевые транзисторы имеющие полупроводниковую подложку из полуизолирующего арсенида галлия, на которой сформированы полупроводниковая канальная область из GaAs полупроводниковая область n-типа, затворная р-типа Ga_{0.5}Al_{0.5}As, образующая гетеропереход со слоем n-типа, т.е. более широкозонная, чем канальная область. На слой n-типа нанесены 2 омических контакта, отделенные областью затвора, на которой нанесена электродная область.

такого Электрические параметры транзистора _ входное сопротивление, выходная вольтамперная характеристика, крутизна передаточной характеристики и другие параметры – определяются свойствами материала канальной области (GaAs n-типа) И гетероперехода с затворной областью.

В микрорежиме, т.е. при малых токах стока или больших запирающих напряжениях эти параметры значительно ухудшаются из-за сильного влияния обратных токов гетероперехода затвора. Так,
изменение тока стока от напряжения, т.е. крутизна, будет меньше, чем была бы при гомопереходном затворе.

В известных полевых транзисторах с гетеропереходом область затвора является широкозонной по сравнению с канальной областью.

Входное сопротивление в них определяется обратным током насыщения p-n-перехода затвора и токами утечки. Величина тока утечки зависит OT совершенства технологического процесса Обратный ток насыщения прибора. изготовления p-n-перехода определяется в основном толщиной объемного заряда p-n-перехода и величиной запрещенной зоны материала, образующего p-n-переход. При прочих равных условиях величина входного сопротивления полевого транзистора будет пропорциональна ширине запрещенной зоны материала в месте расположения p-n-перехода, т.е. материала канала, так как удельное сопротивление материала канала больше, чем удельное сопротивление материала затворной области, а p-nпереход расположен в нем. Низкое входное сопротивление полевых транзисторов с гетеропереходом по сравнению с транзисторами с большим входным сопротивлением приводит в микрорежиме к меньшему изменению тока стока OT величины запирающего ток утечки затвора будет давать добавку на напряжения, поскольку ток стока. Соответственно крутизна вольтамперной характеристики и частотные свойства сильно ухудшаются, а именно – с уменьшением тока стока при приближении микрорежима крутизна вольтамперной характеристики будет уменьшаться быстрее, чем возрастать сопротивление стока. При этом сопротивление стока изменяется тем медленнее, чем ниже входное сопротивление транзистора.

Таким образом, небольшое увеличение значения ширины запрещенной зоны канальной области по отношению к значению ширины запрещенной зоны подложки не обеспечивает существенных преимуществ даже при равных значениях ширины запрещенной зоны у подложки и канальной области. Дальнейшее увеличение значения зоны канальной области, ширины запрещенной несмотря на увеличение входного сопротивления, позволяет улучшить крутизну вольтамперной характеристики и расширить частотный диапазон. Для повышения входного сопротивления предлагаем область канала выполнять из варизонного материала, ширина запрещенной зоны которого монотонно увеличивается от значения ширины запрещенной

зоны материала подложки до значения ширины запрещенной зоны материала затвора на границе с областью канала (рис.3.1),



причем исток и сток сформированы в узкозонной части области канала, (рис. 3.2).



Предлагаемый полевой транзистор [8] включает полупроводниковую подложку-(1), сформированную на ней область первого канала-(2) типа проводимости ИЗ варизонного полупроводника, область затвора-(3) второго типа проводимости, р-п-переход, контакты истока-(5) управляющий И стока-(6), нанесенные в узкозонной части области канала, и электрод затвора-(7).

Транзистор может быть выполнен на основе твердых растворов полупроводниковых соединений, в которых возможно получение p-n-

переходов и реализуется генерационно-рекомбинационный механизм токопрохождения в области объемного заряда p-n-перехода.

Это означает, что в качестве подложки и области канала можно использовать полупроводники с низкими значениями собственной концентрации носителей заряда, такие как InP, GaAs, GaP и твердые растворы GaAs, GaAlAs, GaAlP:InGaP, InGaAsP и др., которые можно получить на основе твердых растворов указанных полупроводников. Отсюда вытекает, что ширина запрещенной зоны области канала может изменяться от 1.0 эВ на границе с подложкой (при условии совпадения параметров решетки граничащих материалов), до 2.5 эВ на границе с областью затвора. При этом необходимо, чтобы разница значений запрещенных зон на границе областей канала и затвора (предел точности совпадения значений) не превышала ~0,08 эВ. Можно отметить, что градиент ширины запрещенной зоны области канала зависит от толщины и конкретного материала этой области. Так, для типичных арсенид галлиевых полевых транзисторов с толщиной области канала 0.5 – 1 мкм и оптимальным уровнем легирования градиент ширины запрещенной зоны будет в пределах ~5[·]10³-1[·]10⁴ В/см.

Известно. что воспроизводимость параметров структуры полевого транзистора зависит от уровня технологии, точности взвешивания "шихты", компонентов точности измерения И поддержания температуры и т.д. Тем не менее, следует отметить, что, например, в области составов твердого раствора Ga_{1-x}Al_xAs с 0.4<x<0.8 у границы областей затвора и канала ширина запрещенной зоны материала будет изменяться незначительно ~ на 0.1 эВ. Аналогичными параметрами обладают и другие материалы. Это позволяет на имеющемся уровне технологии получать достаточно близкие для практического осуществления значения ширины запрещенной зоны у p-n-перехода затвора (с различием менее 0,05 эΒ).

Полевой транзистор изготавливается методом жидкостной эпитаксии на полуизолирующей подложке из GaAs c ρ -10⁸ Ом⁻см, толщина подложки 400 – 450 мкм. Рост структуры полевого транзистора происходит из расплава GaAs+GaAs+Al, содержащего в качестве легирующих примесей Те для получения n-типа проводимости и *Zn* для p-типа проводимости. Толщина области канала 0,6 мкм из Ga_{1-x}Al_xAs n-типа 0<x<0.6, толщина области затвора

р-типа из Ga_{1-x}Al_xAs (x=0.6) 2мкм. На узкозонную часть области канала напылением нанесены омические контакты из AuGe (88+12%), а на область затвора – электрод из Ni. Основные параметры полевого транзистора следующие: токи затвора 10⁻⁸-10⁻¹⁰ A, ток стока 10⁻³-5⁻10⁻⁵ A, входное сопротивление 10⁸-10⁹ Ом.

В связи с тем, что управляющий p-n-переход сформирован в области, где ширина запрещенной зоны области затвора равна ширине запрещенной зоны самой широкозонной части слоя, канала в переходе обеспечиваются низкие значения токов утечки и реализуются условия гомоперехода.

При этом в режиме, близком к запиранию, ток стока-истока между омическими контактами 5 и 6 будет протекать по узкозонной части слоя 9, где подвижность зарядов высока, что способствует сохранению частотных свойств и крутизны вольтамперной характеристики полевого транзистора в микрорежиме.

Таким образом, полевой транзистор имеет большое входное сопротивление, низкие токи затвора обеспечивают возможность эксплуатации его в микрорежиме, в диапазоне 50 – 500 мкА без всяких компенсирующих приспособлений.

Улучшенные электрические характеристики полевого транзистора позволяют успешно использовать его в устройствах обработки световых сигналов, в операционных усилителях, в аналоговых устройствах с малыми входными токами и т.п.

3.3. Фоточувствительный канальный транзистор

Предлагается фоточувствительный канальный транзистор с управляющим p-n-переходом [9] с высокой интегральной фото чувствительностью, предназначенный для использования в оптоэлектронике.

Фоточувствительный канальный транзистор (рис. 3.3) состоит из высокоомной канальной области (1) n-типа проводимости, с контактными областями стока (2) и истока (3) между которыми вытравлена канавка, затворной области (4) p-типа проводимости с контактом (5). Затворная область (4) образует с канальной областью гетеропереход (6).



Канальная область выполнена на основе твердого раствора $Al_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y$, параметры х и у которого на границе с затворной областью удовлетворяют соотношению:

$$y = 0.031/x(x+1)$$
, (3.6)

где 0.25< x<0.37, а в направлении к поверхности канальной области у освещаемой площадки эти параметры убывают с градиентами соответственно 300 – 400 *см*⁻¹ и 100 – 250 *см*⁻¹. В качестве затворной области использован фосфид галлия.

Повышение фоточувствительности канального транзистора в видимой области обеспечивается благодаря использованию твердого раствора $Al_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y$ с прямой структурой зон во всем указанном диапазоне параметров х и у, когда сохраняется высокая подвижность носителей и образуется встроенное электрическое поле, тянущее генерированные неосновные носители благодаря предложенному градтенту состава твердого раствора.

Экспериментальный фоточувствительный канальный транзистор изготовлен следующим образом. На подложке из GaP P⁺- $(N_a = 1 - 10 \cdot 10^{18} cm^{-3})$ с ориентацией проводимости (111)типа сформирована область ИЗ твердого канальная раствора $Al_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y$ с x=0.25 и y=0.07-0.1. При этом ширина запрещенной зоны в области затвора $E_g = 2.25 \Im B$, а в области канала на границе с затвором $E_{g_{\kappa}} = 1.8 - 1.9 \Im B$ и на поверхности канала $E_{g_n} = 1.65 - 1.75 \Im B$.

Слой твердого раствора выращен из жидкой фазы с использованием принудительного охлаждения со скоростью 1 °С/мин.

Контакт к затвору создан с помощью сплава Au+5%Zn, контакты к областях стока и истока выполнены на основе AuGe. Расстояние между стоком и истоком 200 – 500 мкм, ширина канальной области 1000 – 2000 мкм.



Спектральный диапазон (рис. 3.4) охватывает от 1.45 до 2.6 эВ, а токовая фоточувствительность по сравнению с гомопереходными транзисторами на порядок выше (5.10³ А/Вт).



Действительно, сравнение коэффициента усиления гомопереходного и канального полевого транзистора показывает, что гетеропереходный полевой транзистор обладает более высоким коэффициентом усиления по сравнению с гомопереходным (рис. 3.5).

3.4. Полевой фототранзистор с торцевым затвором

Устранение побочных эффектов типа обратной связи через переход сток – затвор, взаимной компенсации фототоков затвора и канала требует разработки такой структуры полевого транзистора, в котором сочетались бы высокие коэффициенты усиления, как по электрическим сигналам, так и по оптическим. Для этого необходимо увеличить динамическое сопротивление стока, уменьшить темновой ток затвора, реализовать физические принципы, обеспечивающие снижение генерационных токов, предотвращение уменьшения подвижности носителей.

при получении B частности. видоизмененных контактных площадок или при изменении концентрации носителей канала низкое не должно увеличиваться, а для этого сопротивление истока первоначальную необходимо сохранить площадь И материал Поскольку фоточувствительность контакта. максимальна при определенных запирающих напряжениях (< V_{отс} - напряжение осечки), то сопротивление затвора с учетом нагрузочного сопротивления оптимальным обратным следует привести В соответствие С напряжением: уменьшить обратную связь путем снижения токов утечки перехода сток – затвор, уменьшить падение напряжения на этом переходе. Для обеспечения прозрачности активной области по отношению к падающему излучению необходимо, чтобы толщина канала соответствовала области объемного заряда затвора.



Для удовлетворения изложенных выше принципов конструкция полевого транзистора изменена таким образом, что область затвора

вынесена на торец и выполнена в виде диода [10] (рис. 3.6). Структура транзистора имеет интегральную фотодиодно-затворную часть, выполненную на одной общей плоскости. Концентрация носителей n-области толщиной 0.4 мкм составляет 4...7.10¹⁶ см⁻³, а р области – 2...5.10¹⁷ см⁻³. Расстояние между стоком и истоком 50...100 мкм. Размеры контактных площадок 300...500 мкм при ширине структуры 700...1000 мкм.

Эквивалентная схема структуры состоит из полевого транзистора с обратно включенным к затвору фотодиодом. Рабочее напряжение от нуля до 6,0 В (0.75 пробивного напряжения) подается на электроды стока (плюс) и истока. Напряжение смещения (от батареи) выбирается пропорционально уровню возбуждающего светового сигнала в пределах 0...1.0 В, минус подается к электроду затвора.

Фотополевой транзистор может быть подсвечен как с канальной, так и с затворной (диодной) части. Выходная вольтамперная характеристика (рис. 3.7) в темноте и при освещении видимым светом (λ - 0.55 мкм) интенсивностью 5500 лк имеет участок насыщения тока стока.

Динамическое сопротивление стока $\Delta V_{cu} / \Delta I_{cu}$ на этом участке равно 1.5 – 2.10⁵ 0м. Увеличение запирающего напряжения приводит к обычному уменьшению тока стока с крутизной, сравнимой с проводимостью канала.



При подсветке канала ток стока увеличивается от 0.31 до 0.36 мА (рис. 3.7, кр. 2), а при одновременном освещении канальной и затворной областей наблюдается изменение тока стока более чем в 2 раза – до 150 мкА (рис. 3.7, кр. 3).

При подсветке отношение фототока I^{ϕ} (разность светового и темнового токов) к интенсивности освещения Ф или падающей мощности Р (Вт) =Ф (лк) S (м²) 0.00155 при λ = 0.55 мкм представляет собой токовую фоточувствительность (А/Вт):

$$S_i = J^{\Phi}/0.00155 \cdot \Phi S.$$
 (3.7)

При данной освещенности токовая фоточувствительность для канала составила 170 А/Вт, а при подсветке канальной и затворной областей 500 А/Вт [11].

Величина фототока стока зависит как от напряжения стока, так и от интенсивности освещения (рис. 3.8). Видно, что фототок стока имеет большие значения при V_{си} = 2.5 В, а при меньших (1.5 В) или больших (4.0 В) напряжениях уменьшается. Такое поведение можно объяснить зависимостью динамического сопротивления стока от рабочего напряжения, т.е. большему значению

$$\mathsf{R}_{\partial u \mu} \left(\partial^2 \mathsf{I} / \partial \mathsf{V}^2 \right) = 0 \tag{3.8}$$

соответствует больший фототок стока.



Насыщающийся характер зависимости фототока стока OT интенсивности освещения связан С ограниченным пределом (с освещенностью). Поэтому изменения барьерного потенциала транзистора большие фоточувствительность полевого имеет значения при малых освещенностях. Например (рис. 3.8), при освещенности 600 лк фоточувствительность (3.9^{-10³} A/Bt) почти на порядок больше чем для освещенности 5500 лк (500 А/Вт), что намного превышает максимальную фоточувствительность полевого транзистора обычной конструкции [12].

Большое выходное динамическое сопротивление стока данного фотополевого транзистора (больше, чем в обычных структурах) сохраняет высокий коэффициент усиления по напряжению в широком диапазоне (при двухкратном увеличении) входного сигнала.

Полевой фототранзистор с торцевым затвором можно рассматривать как интегральную комбинацию фотодиод – транзистор, где затвор-исток работает так же, как фотодиод, и обеспечивает идеальное согласование и малые размеры по сравнению с обычной комбинацией фотодиод – транзистор. При малых световых сигналах, сравнимых с обратным током, фотополевой транзистор имеет больший коэффициент усиления, чем биполярный фототранзистор.

Фотополевой транзистор с торцевым затвором может представить интерес как оптический приемник для волоконно-оптических систем нового поколения.

Литература

- 1. Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия/ Пер. с англ. М.: Мир, 1991 632 с.
- 2. Каримов А.В. Многофункциональные арсенид галлиевые тонко переходные структуры. Ташкент: Фан, 1992. 176 с.
- 3. Акционерная заявка Японии. В 44-27539. Кл. 99(5). Опубл. 1969.
- 4. Авт. свид. СССР №341379. Кл. Н01L 11\14.1970.
- 5. Азимов С.А., Каримов А.В. Полевой транзистор. Авт. свид. 991885 от 21 сентября 1982 г.
- 6. Каримов А.В. Полевые транзисторы с высоким коэффициентом усиления// Докл. АН РУз. 1982. №11. С.23-24.
- 7. Полевые транзисторы с затвором на гетеропереходе// Электроника. 1975. №8, С.3.
- Ахмедов Ф.А., Ахмедова М.М., Каримов А.В., Миртурсунов Ш.З. Полевой транзистор. Авт. свид. №1102435 от 7 марта 1984 г.

- Каримов А.В., Мирзабаев М., Абдукадиров М.А. Фоточувствительный канальный транзитор. Авт. свид. №1210626 от 8 октября 1985 г.
- 10. Каримов А.В. Полевой фототранзистор. Авт. свид. №166399 от 8 мая 1997 г.
- 11. Каримов А.В. Фотополевой транзистор с торцевым затвором// Электрон.тех. сер. п/п приборы. 1990. №5. С.93-95.
- Азимов С.А. и др. Исследование особенностей фоточувствительности арсенидгаллиевых структур типа полевого транзистора// Изв. АН УзССР. Сер. физ.-мат. наук. 1979. № 2. С. 44-48.

ГЛАВА 4

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМО- И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В АРСЕНИДГАЛЛИЕВЫХ МИКРОРЕЖИМНЫХ СТРУКТУРАХ ТИПА ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА

Структуры типа полевого транзистора представляют интерес как модельные для исследования полевых эффектов, фотоэлектрических явлений, параметров эпитаксиальных слоев И объемных основе полупроводниковых материалов. Ha ИХ создаются высокоскоростные И быстродействующие интегральные схемы, устройства обработки слабых сигналов, разновидности полевых фототранзисторов для оптоэлектроники.

Однако полностью не изученны их термо- и фотоэлектрические свойства, особенно микрорежимных структур.

В связи с появлением радиотехнической аппаратуры, работающей с автономным питанием, возросла потребность в полупроводниковых приборах, работающих с малым потреблением энергии.

Классификация режимов полупроводниковых приборов возникла с необходимостью использования их при различных, отличающихся по номиналу рабочих режимах. "Номинальный" режим, когда задается допустимый рабочий ток и свойства прибора, остается неизменным. "Микрорежим" задается за счет уменьшения потребляемой мощности путем подбора рабочей точки. Естественно наличие таких приборов в отдельности сняло бы эти проблемы. В микрорежиме по сравнению с номинальным режимом будут отмечаться место иные явления и характеристики.

Одним из основных элементов для микроэлектронных устройств до настоящего времени остается классический полевой транзистор [1-5]. Переключение такого транзистора между закрытыми и открытыми состояниями основано на полевом эффекте, т. е. применении обратного напряжения к электроду затвора или движении основных носителей заряда в канале (открытое состояние) или канал заперт (закрытое состояние). Его переключающаяся мощность (электропитание) практически не изменяется с сокращением размера транзистора. Применительно к полевым транзисторам принято, что в

них микрорежим наступает при токах стока $I_c < 100$ мкА, а в случае затвора – в виде *p-n-*перехода при $I_c < 50$ мкА [6,7].

Известные полевые транзисторы рассчитаны на рабочий ток не менее 0.5 мА. Малое потребление энергии в них можно обеспечить за счет обеспечения низких значений тока стока и напряжения стокисток.

Возможности уменьшения напряжения сток – исток ограничены. Для предотвращения искажения сигнала напряжение сток – исток должно удовлетворять условие V_{ис}=2÷4(V_{отс}-V₃).

Малую величину тока можно получить с помощью подачи на затвор напряжения, близкого к напряжению отсечки. Однако в таком режиме транзистора наблюдается большая величина критической напряженности. При больших значениях напряженности подвижность носителей уменьшается, что вызывает уменьшение крутизны. Кроме того, при подаче большого напряжения на затвор с увеличением объемного заряда в канале повышается вероятность флуктуаций плотности заряда в нем, что является причиной роста шума транзистора. В этом случае увеличивается также ток утечки через переход затвора, что вносит соответствующий вклад в шумы полевого транзистора [8].

Использование транзисторов С большими токами В микрорежиме вызывает трудности, связанные, прежде всего С ряда эксплуатационных ухудшением параметров приборов при переходе из номинального режима работы в микрорежим. Так, при снижении рабочих токов резко уменьшается коэффициент передачи тока для биполярных транзисторов И крутизна для полевых влияние обратных транзисторов, возрастает токов переходов, снижается быстродействие.

Одно из основных преимуществ полевых транзисторов с *p-n*малый уровень ШУМОВ. Полевой переходом транзистор в микрорежиме является низкочастотным прибором, в данном случае основной интерес представляют низкочастотные шумы. На низких частотах преобладает генерационно-рекомбинационный ШУМ В области пространственного заряда перехода затвора. По этой причине для снижения уровня шумов необходимо свести к минимуму число нарушений кристаллической решетки полупроводникового материала, обеспечить чистоту и пассивацию окисных слоев, а также уменьшить объем пространственного заряда p-n-перехода затвора.

Для конкретного образца транзистора уменьшение тока стока достигается за счет расширения p-n-перехода затвора (уменьшения ширины канала), поэтому следует ожидать возрастания шумов в полевых транзисторах при уменьшении рабочих токов. Отсюда можно заключить, что для снижения шумов при работе в области малых токов необходимо использовать полевые транзисторы с малым напряжением отсечки и резкими p-n-переходами с малой шириной области пространственного заряда.

Таким образом, дальнейшая интеграция электронных устройств требует решения проблем связанных с уменьшением рассеиваемой мощности и требует разработки новых физических подходов управления их свойствами.

В принципе, создание прибора основанного на неосновных носителях позволило бы сократить переключающуюся мощность соответственно на один и более порядка при сохранении той же самой скорости действия. Это позволило бы решить одну из фундаментальных проблем в современной вычислительной технике, так как каждое устройство фактически основано на дискретных структурах. Однако для решения ЭТИХ проблем необходимо преодолеть много технологических препятствий И принять оригинальные решения.

Фактически, возможные новые физические эффекты И процессы требуют специальных подходов, физико-технологических решений, проведения ранее не известных исследований. В связи с ЭТИМ термоэффектов, явлений исследования генерации И рекомбинации фотоносителей, механизмов токообразования на структурах с тонкой активной областью – актуальны для обогащения физики полупроводников.

4.1. Эффект модуляции проводимости микрослоя запирающим напряжением

Обедняемая носителями основными слаболегированная область p-n-перехода определяет поперечное сечение квазинейтральной части, модулируя его проводимость. На этом эффекте основаны варикапы, полевые транзисторы и другие полевые приборы [9]. Их работоспособность можно определить ИЗ исследования эффективности изменения толщины области

объемного заряда p-n-перехода от запирающего напряжения. Для этой цели наиболее подходит структура типа полевого транзистора, в которой обедненная область от запирающего напряжения все больше и больше начинает занимать модулируемую часть (канал). В конце концов, при достижении определенного напряжения канал полностью будет занят областью объемного заряда, т.е. произойдет его отсечка. Процессы модуляции проводимости для случая микрослоев в таких структурах – не изучены.

В разделе приводятся результаты исследования модуляции проводимости микрослоев, сравнимых с толщиной слоя объемного заряда p-n-перехода. Микрослои в исследуемых структурах получены выращиванием из жидкой фазы на сильнолегированных подложках арсенида галлия р-типа пленок арсенид галлия, легированных цинком. Концентрация носителей в микрослое 3-2.10¹⁷ см⁻³, а в pGaAs - 2.10¹⁹ см⁻³. На основании зависимости емкости р-п-перехода от напряжения запирающего можно определить распределение концентрации носителей на границах обедненного слоя. На рис. 4.1 приведена зависимость емкости от напряжения в координатах V~C⁻². Ход этой зависимости указывает на то, что легирующие примеси по толщине активной области расположены неоднородно.



Независимо от распределения примесей можно выбрать интервалы экспериментальных точек так, что ступенчатое приближение будет справедливо.

При W_d >(Dt)^{1/2} ступенчатое приближение приемлемо даже для диффузионных переходов, где D – коэффициент диффузии атомов

легирующей примеси; t – продолжительность диффузии, т.е. при условии, что W_d больше ширины области с неоднородным распределением концентрации примеси, т. е. и в нашем случае, когда толщина проводящей части канала меньше равновесной толщины слоя объемного заряда p-п-перехода. При W_d <(Dt)^{1/2} более точные результаты обеспечивает модель перехода с линейно изменяющейся концентрацией примеси. Поэтому в любом случае модель V~C⁻² применима для наших образцов.

Изменения ширины обедненного слоя обусловлены различной плотностью заряда на границах этого слоя. Поэтому при любом распределении плотности заряда по изменению емкости при малых приращениях напряжения смещения можно определить распределение концентрации носителей на границах обедненного слоя. Значения N_d(x) или N_A(x) находят по углу наклона графика зависимости C⁻² от V при условии, что известны значения N_A или N_D либо выполняется одно из неравенств N_A>>N_d или N_D>> N_A. У нас N_A=2.10¹⁹ см⁻³, т.е. N_A>>N_D

$$N_D(W_d) = -(2/(qS^2 \varepsilon \varepsilon_0))[d(C^{-2})/dV]^{-1}$$
, где $W_d = W_d(V)$. (4.1)



Кроме того, экстраполяция зависимости C⁻² от V до ее пересечения с прямой C⁻² =0 позволяет определить величину V_d, которая в

реальных структурах в значительной степени может зависеть от наличия в области перехода заряженных состояний, диполей и диэлектрических слоев.

Определенные с помощью приведенных выше формул профили распределения концентрации носителей приведены на рис. 4.2. Видно что, начиная с 1.5[•]10¹⁷ см⁻³ концентрация носителей имеет несколько чередующихся низкими и высокими концентрациями участков. Отметим, что протяженность низкоомных слоев в сторону поверхности последовательно увеличивается, а сравнительно высокоомные участки (1.5 ÷ 1·10¹⁷ см⁻³) имеют практически одинаковую протяженность.

Таким образом, исследуемые активные области состоят из микрослоев последовательно расположенных различающихся И низким удельным сопротивлениями. При высоким И ЭТОМ возрастающий характер протяженности каждого последующего низкоомного слоя по толщине ответственен за проявляемые в его свойствах особенности.



Динамика изменения толщины (роста) слоя объемного заряда от запирающего напряжения устанавливалась на основании вольтемкостных измерений и зависимости [10]

$$d = \mathcal{E}\mathcal{E}_o \ S/C(V). \tag{4.2}$$

Здесь S – площадь p-n-перехода. Напряжение отсечки, когда ток стока практически приближается к нулю, определялось непосредственным измерением [11]. В этом методе запирающее напряжение подается между стоком и затвором, а измеряется между затвором и истоком.

В режиме отсечки потенциал между истоком и затвором становится постоянным и равным напряжению отсечки (V_{3u}^{omc}) (рис. 4.4). Для нашего случая $V_{3u}^{omc} = -1.42$ В. Точка пересечения этого напряжения с кривой зависимости толщины объемного заряда (рис. 4.3.) дает максимальную толщину канала W^{orc} =0.14 мкм. Если из этой величины вычесть исходную толщину слоя объемного заряда (при нулевом смещении) W^{o} =0.1 мкм, то получим толщину проводящей (модулируемой) части р-п-перехода. W=0.14-0.1=0.04 мкм.



С изменением температуры, например, от комнатной до 373 К контактная разность потенциалов будет уменьшаться линейно с коэффициентом $\alpha \approx 1.6 \cdot 10^{-3}$ B/K [12]. Тогда приложенный потенциал окажется уменьшенным на величину α T=0.16 B. На графике рис.4.3. соответствующая исходная толщина слоя объемного заряда будет равняться $W_{(100^{\circ}C)}^{\circ}$ = 0.09 мкм, т.е. начальная толщина проводящей части увеличится до 0.05 мкм, а напряжение отсечки ($V_{3u}^{omc} = 1.42 + 0.16 = 1.58B$) – до 1.58 *B*.

Зависимость сопротивления проводящей части от температуры R~f(T) на начальном участке при V=2kT/q дает прямую линию (рис.4.5, кр. 1). При 293 К и запирающем напряжении 0.8 В его сопротивление равно 2.32·10⁵ Ом и уменьшается до 1.35·10⁵ Ом при 100°С.

С увеличением напряжения от нуля до напряжения (-1.42 *B*) отсечки проводящей части сопротивление нелинейно увеличивается с $0.91 \cdot 10^5$ Ом до $3.33 \cdot 10^5$ Ом для V = -1.0 B (рис. 4.5 кр. 3).



Зависимость сопротивления от запирающего напряжения аппроксимируется степенной зависимостью [13] в нашем случае

$$R=R_{0}/[1-(V_{3}/V_{0})^{2/3}].$$
(4.3)

Расчетная кривая (кр. 2) по этой формуле близка к экспериментальной (кр. 3).

На основании результатов исследований можно заключить, что модуляция проводимости микрослоя от температуры и напряжения носит различный характер. Эта зависимость от напряжения, в отличие от традиционной кривой, подчиняется закону две третьих, что обусловлено особым распределением носителей в канале (рис. 4.5).

Линейная зависимость сопротивления от температуры указывает на то, что качественный вид функциональных характеристик от температуры в структурах с микрослоями не изменяется. Именно неравномерное распределение носителей заряда способствует получению линейной зависимости сопротивления канала от температуры.

Кроме того, зависимость концентрационного профиля ответственна за стремящемуся к насыщению изменению толщины проводящей части канала от напряжения.

4.2. Физическая концепция микрорежимной структуры

Необходимость использования полупроводниковых структур при различных, отличающихся по номиналу рабочих режимах, привело к классификации их режима. Это номинальный режим, когда задается допустимый рабочий ток и свойства прибора остаются неизменными. "Микрорежим" задается за счет уменьшения потребляемой мощности путем подбора рабочей точки. Естественно, наличие таковых приборов в отдельности сняло бы эти проблемы. По сравнению с номинальным режимом в микрорежиме будут иные явления и характеристики.

К настоящему времени одним из основных элементов для микроэлектронных устройств остается классический полевой транзистор. Переключение такого транзистора между закрытыми и открытыми состояниями основано на полевом эффекте, т. е. применении обратного напряжения к электроду затвора или движении основных носителей заряда в канале (открытое состояние) или канал заперт (закрытое состояние). Его переключающаяся мощность (электропитание) практически не изменяется с сокращением размера транзистора. Применительно к полевым транзисторам принято, что в них микрорежим наступает при токах стока I_c< 100 мкА, а в случае затвора в виде p-n-перехода при $I_c < 50$ мкА [7]. Так, снижение рабочих токов за счет выбора рабочей точки приводит к существенному уменьшению крутизны, чувствительности, проявляется влияние обратных токов [6].

Таким образом, дальнейшая интеграция электронных устройств требует решения проблем, связанных с резким уменьшением рассеиваемой мощности и разработки новых структур с существенно уменьшенным расходом энергии.

Чтобы решить эту проблему, необходимо создать новые структуры, основанные на возможно новых физических явлениях. В

течение последнего десятилетия были сделаны попытки в этом направлении, однако уменьшение рабочего тока на один и более порядка не было достигнуто.

В принципе, создание прибора, основанного на неосновных носителях, позволило бы сократить переключающуюся мощность (электропитания) соответственно на один и более порядка при сохранении той же скорости действия.

Это позволило бы решить одну из фундаментальных проблем в современной вычислительной технике, так как каждое устройство представляет собой своеобразный синтез различных дискретных структур. Обеспечение минимальной переключающей мощности за счет малых рабочих токов способствовало бы увеличению степени интеграции микроэлектронных устройств. Однако в развитии таких транзисторов (в которых полезный сигнал не содержит темновых составляющих) есть много технологических препятствий и все же они могут быть преодолены за счет оригинальных решений.

В этом аспекте реализованные нами термотранзисторные и фотовольтаические эффекты, наблюдаемые за счет генерации не основных носителей, можно рассматривать в качестве примера для основы микрорежимных структур. Оба эффекта реализуются в режимах близких к отсечке канала.

Применительно к термотранзисторному и фотовольтаическому эффектам рассмотрим структуру типа полевого транзистора. Ее основу составляет р⁺-п-переход, где к области п-типа, как и в полевых транзисторах, сформированы два омических контакта, расположенных на расстоянии 50 –100 мкм, между которыми образуется канал шириной 700 – 1000 мкм. Один из контактов выполняет функцию стока, другой – истока. К области р⁺-типа нанесен сплошной контакт, служащий в качестве затвора. Он включается к источнику питания так, что p-n-переход всегда оказывается в запорном направлении. Как и обычно, в нашем случае тоже для получения термотранзисторного эффекта к каналу прикладывается рабочее напряжение плюс к стоку и минус к истоку, а управляющее – к переходу затвор – исток, минус к затвору. Увеличение запирающего напряжения приводит к уменьшению тока, протекающего по каналу.

В равновесном состоянии проводимость канала с одним запирающим переходом будет определяться выражением

$$\sigma = \frac{zqN}{L} \mu \Delta a , \qquad (4.4)$$

где z – ширина, L – длина и Δa – толщина проводящей части.

С повышением температуры проводимость такого проводника будет меняться. Во-первых, за счет изменения подвижности носителей заряда с температурой, т. е. за счет изменения проводимости. Во-вторых, за счет изменения толщины проводящей части благодаря уменьшению запирающего поля p-n-перехода (V_к/W).

$$\Delta a = W_0 - W. \tag{4.5}$$

Относительно сопротивления проводника первое обусловлено изменением проводимости канала, второе связано с полем, уменьшением контактной разности потенциалов с температурой за счет экспоненциального роста n_i.

$$V_{k} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_{\kappa}}{n_{i}^{2}} \frac{N_{3}}{n_{i}}.$$
 (4.6)

В случае номинальных структур на основе арсенида галлия с концентрацией носителей N < 10^{17} см $^{-3}$, когда μ от T

$$\mu = \mu_o \left(\frac{T}{T_o}\right)^{-n} \tag{4.7}$$

(где μ_o – подвижность носителей заряда при температуре T_o) определяется рассеянием на акустических колебаниях решетки показатель степени п будет меньше 0,5 и сопротивление канала будет увеличиваться с температурой [14]. При этом изменение сопротивления канала от Δa – полевого эффекта будет перекомпенсироваться изменением сопротивления канала от μ (T).

Таким образом, для создания структуры, проводимость базы которой будет управляться за счет изменения его толщины от поля – температуры, необходимо подавить зависимость μ от Т. Для этого предлагаем концентрацию носителей в базовой области увеличить до 10^{17} см⁻³, когда температурная зависимость μ будет определяться рассеянием на ионах примеси. В структурах, отвечающих этим требованиям модуляция тока стока будет осуществляться за счет

генерированных теплом носителей, приводящих к управляемому изменению толщины проводящей части.

Переходя к возбуждению структуры от оптического сигнала, следует ЧТО при традиционном отметить. включении чувствительность полевого транзистора к внешнему оптическому сигналу определяется либо механизмом фотопроводимости, либо модуляцией падающего на нагрузке запирающего напряжения фототоком перехода затвор – исток. Количественно эти изменения выходного тока от подсветки, т.е. приращения, могут составить до 10 – 20%. При этом фототок представляет собой разность светового и темнового составляющих

$$I_{cu}^{\phi} = I_{cu}^{ce} - I_{cu}^{m}$$
 (4.8)

Некоторые образцы с глубиной проникновения света меньше, чем толщина канала с рабочим напряжением между стоком и истоком при V_{зи}=0В на подсветку практически не реагируют или с приближением режима отсечки на их выходных характеристиках появляются положительные либо отрицательные дифференциальные сопротивления.

Для перехода от классического режима в абсолютно новый режим нами предлагается рабочее напряжение подавать на переход сток – затвор, а ток фиксировать между стоком и истоком. При таком подходе рабочий ток будет состоять из тока генерации в обедненной области обратно смещенного p-n-перехода затвора:

$$I = \frac{qn_i}{2\tau_0}w.$$
 (4.9)

В результате в темноте во всем диапазоне напряжений ток между стоком и истоком будет равен нулю. При подсветке же структуры на переходе исток – затвор будем иметь фотогальванический ток

$$I = -I_{\phi}, \qquad (4.10)$$

а на переходе сток – затвор генерированный световой ток (рис. 4.6).



По мере увеличения напряжения V_{сз} канал начинает отсекаться, что будет приводить к появлению и увеличению фототока между стоком и истоком, т.е. необычного фотовольтаического эффекта. Его необычность заключается в том, что он реализуется лишь при включении амперметра между омическими верхними контактами и при подаче запирающего напряжения между нижним и одним из поверхностных омических контактов.

Именно благодаря выбору в качестве функционального параметра фототока короткого замыкания стало возможным получение чистого фототока, лишенного темновых составляющих.

Таким образом, предлагаемое новое включение полевого транзистора позволяет обеспечить микрорежимные условия, когда рабочий ток будет представлять собой обратный ток

$$I = qn_i w / 2\tau_p. \tag{4.11}$$

Наблюдаемое поведение токовых характеристик при подсветке будет связано с изменениями концентрации носителей заряда, определяющими толщину слоя объемного заряда (W) p-n-перехода

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 V_k}{qn}}$$
(4.12)

(*є*, *ε*_o – диэлектрическая проницаемость полупроводника и вакуума V_k – контактная разность потенциалов p-n-перехода), а также временем жизни неосновных носителей заряда (*т*_p).

4.3. Зависимости проводимости активной области от геометрии образцов

Для выяснения влияния размеров площади контактов на провели скрайбирование выходные характеристики одной ИЗ областей, в частности, истока. Здесь за площадь истока брали большую из обеих областей. В данном случае вначале S_и=800[.]760 мкм², S_c=380[.]760 мкм². Таким образом, длина одной из сторон площади контакта (стока) изначально была примерно вдвое короче. Контактную площадь с меньшим сечением приняли за сток, вторую – за исток. Сравнение токов стока в схеме включения с общим стоком и истоком показывает, что ток стока имеет большее значение (500 мкА) при общем истоке (рис. 4.7).



Наблюдаемое поведение тока хорошо согласуется с влиянием последовательного паразитного сопротивления стока и истока, а именно, если эти паразитные сопротивления у стока и истока были бы сравнимыми, тогда кривые выходных характеристик приблизились бы друг к другу. Из рис. 4.7 вытекает, что паразитное сопротивление стока больше, чем у истока, поэтому часть напряжения, приложенного к переходу сток – затвор, падает на паразитном сопротивлении, уменьшая эффективность модуляции канала.

Уменьшение контактной площади истока до размеров (360⁻⁷⁶⁰ мкм²), сравнимых с площадью стока (380⁻⁷⁶⁰ мкм²) способствует увеличению тока стока на 60 мкА независимо от режима включения (рис. 4.8).



Дальнейшее уменьшение контактной площади в четыре раза (до 210^{.7}60 мкм²) привело к уменьшению тока стока в обоих режимах (рис. 4.9). На этот раз на максимальную величину оказало влияние не только сопротивление истока, тока HO И результате ток в обоих режимах включения оказался стока. В меньше, чем в предыдущих случаях.



В данном случае участок насыщения оказался практически сглаженным. Имеет место Уменьшение динамического выходного сопротивления. Кроме того, появилась разница в сопротивлении канала от режима включения.

Наблюдаемое поведение токовых характеристик можно объяснить с помощью геометрической модели исследуемой структуры (рис. 4.10).



Как видно, часть напряжения, приложенного к каналу, падает на последовательных сопротивлениях стока (R_c) И истока (R_и). Напряжение, падающее на последовательном сопротивлении истока, все время последовательно запирает переход затвор - исток от напряжения стока. В то же время переход сток – затвор тоже будет запираться суммарным напряжением, приложенным к затвору плюс к стоку (V_{c3}=V₃₄+V_{c4}), т.е. падающим на сопротивление истока. Таким образом, появляется тенденция уменьшения сечения канала и со стороны истока, что не согласуется с моделью Шокли [15]. В частности, в соответствии с этой моделью канал должен сужаться со стороны стока, тогда должно иметь место более ярко выраженное насыщение тока стока (рис. 4.7 и 4.8).

4.4. Термоэлектрический преобразователь малых сигналов

Выполнены оригинальные работы для преобразования малых сигналов в электрическую энергию на основе термоэлектрических явлений [16,17]. Широко изучаются функциональные возможности терморезисторов, позисторов и элементов с фазовым переходом [18,19]. Однако вопросы дальнейшего пополнения элементной базы развивающейся термоэлектроники новыми термоэлектрическими приборами остаются без должного внимания.

В этом аспекте привлекателен полученный термополевой транзистор является [20 – 22].

Отличие предлагаемого термополевого транзистора OT резисторных структур состоит в том, что его рабочей точкой, наряду с дополнительно температурой, можно управлять запирающим напряжением. Такая возможность достигнута, как было отмечено благодаря приданию заданного знака зависимости выше, сопротивления канала от температуры.



Основу рассматриваемой термопреобразовательной структуры составляет арсенидгаллиевый р⁺-n-переход, где к области n-типа, как и в полевых транзисторах, сформированы два омических контакта, между которыми образуется канал. Один из контактов выполняет функцию стока, другой – истока. К области р⁺-типа нанесен сплошной контакт, служащий затвором. Он включается к источнику питания так, что p-n-переход всегда оказывается в запорном направлении. В нашем случае к каналу прикладывается рабочее напряжение плюс к стоку, а управляющее – к переходу затвор – исток, минус к затвору. Увеличение запирающего напряжения приводит к уменьшению тока, протекающего по каналу (рис. 4.11).

Термотранзисторный эффект в данном полевом транзисторе реализуется в режиме, приближающем отсечку канала, в частности, при напряжениях на затворе, больших 0.5V_{отс}.



Так, увеличение напряжения стока до 1 В и фиксированных значений температуры до 373 К формирует семейство характеристик, подобное триодным (рис. 4.12). Видно, что при фиксированных температурах ток между стоком и истоком от напряжения стока возрастает экспоненциально. Здесь функцию входного сигнала выполняет температура.

Отношение изменения тока стока к приращению температуры ($\Delta I/\Delta T$) представляет собой термочувствительность. Она определяется выражением

$$S_{\theta} = \frac{\partial I}{\partial T}$$
(4.13)

или удельная термочувствительность представляет собой

$$\mathbf{S}_{\boldsymbol{\theta}}^{'} = \frac{1}{\mathbf{I}} \cdot \frac{\partial \mathbf{I}}{\partial \mathbf{T}}.$$
 (4.14)

Величина термочувствительности зависит от рабочей точки и увеличивается с ростом напряжения стока. Для рабочего напряжения 1.8 В его величина составляет (7...8)·10⁻⁵ А/град.

Зависимость сопротивления проводящей части от температуры (R~f(T)) для V_{cu} =2кT/q при напряжениях, меньших V_{orc} , подчиняется линейному закону. Для комнатной температуры (20⁰C) при

запирающем напряжении 0.8 В сопротивление канала равно 2.32·10⁻⁵ Ом и уменьшается до 1.35·10⁻⁵ Ом при 100 ⁰С. При этом зависимость сопротивления от запирающего напряжения аппроксимируется функцией вида [23]

$$R=R_0/(1-(V_3/V_{otc})^{2/3}), \qquad (4.15)$$

где R₀ – сопротивление канала при нулевом смешении; V_{отс}– напряжение отсечки. Расчетная (1) и экспериментальная кривые (2) зависимости R~V удовлетворительно согласуются.



Если сравнить выходные характеристики (рис. 4.11) с зависимостью тока затвора от запирающего напряжения (рис. 4.13), то обнаружим, что ток затвора вначале меняется незначительно, а затем резко возрастает. Исследования показали, что напряжения пробоя p-n-перехода затвора от температуры изменяются линейно по закону [20].

$$V_{\text{проб}}(T) = V_{\text{проб}}(T_0) + \beta V_{\text{проб}}(T_0) \Delta T.$$
(4.16)

Здесь T₀ – комнатная температура; $\Delta T=T-T_0$; β – температурный коэффициент напряжения пробоя:

$$\beta = \frac{V_{\pi p o \delta}(T) - V_{\pi p o \delta}(T_0)}{V_{\pi p o \delta}(T_0) \Delta T}.$$
(4.17)

Температурный коэффициент напряжения пробоя, определенный на основании данных рис. 4.14, оказался равным 3.53·10⁻³ 1/град. Эта величина согласуется со значениями (β = -(2...8)·10⁻³ 1/град) [24], полученными для теплового пробоя. Наблюдаемый крутой рост тока затвора обусловлен электрическим пробоем, вызывающим перегрев p-n-перехода.

Касаясь зависимости тока стока от напряжения, следует отметить, что при всех температурах (20...100⁰C) ток меняется по одному и тому же закону. Режим пробоя перехода сток – затвор не достигается. Механизм увеличения тока стока с температурой можно объяснить увеличением толщины проводящей части канала за счет уменьшения контактной разности потенциалов p-n-перехода от температуры.

Таким образом, термополевой транзистор имеет более широкие возможности управления его рабочей точкой и может представлять интерес для обработки электрических и тепловых сигналов.

4.5. Полевой термотранзистор Каримова

Полевой термотранзистор Каримова микрорежимный с положительной термостабильной точкой предназначен для преобразования и усиления теплового и электрического сигналов в радиоэлектронных устройствах.

Известны полевые транзисторы с малым потреблением энергии [6]. В них режим малого потребления энергии, т.е. микрорежим, осуществляется в обычной конструкции полевого транзистора за счет увеличения фиксированного запирающего напряжения, а также путем подбора распределения примесей по толщине канала. Поскольку в данном полевом транзисторе изначально концентрация носителей в канале берется низкой, то в таком режиме наблюдается большая величина критической напряженности, что вызывает вероятность флуктуаций плотности заряда. Для сохранения равномерности по толщине с минимальным пределом (0.8 мкм) нижним затвором служил p-n-переход эпитаксиальной пластины.

По сути, в микрорежимных полевых транзисторах положительный температурный коэффициент тока стока должен был бы проявляться, но на практике это оказалось проблематичным. Ток

стока у транзисторов с напряжением отсечки около 0.8 В мало менялся с повышением температуры.

Основной недостаток известных транзисторов заключается в том, что они ни при какой-либо выбранной толщине канала не могут обеспечить изменение тока стока одним знаком, например, концентрация положительным, поскольку носителей канала сравнительно низкая – 4.5^{-10¹⁵} см⁻³. При такой концентрации носителей температурный коэффициент подвижности будет иметь противоположный знак ПО отношению К температурному коэффициенту контактной разности потенциалов p-n-перехода [25]. Из известных более схожим с предлагаемым является полевой управляющим р-п-переходом транзистор С И горизонтальным содержающий низкоомную каналом. подложку первого типа проводимости _ область затвора, на которой сформирован высокоомный слой второго типа проводимости с высоколегированным областями стока и истока, между которыми есть углубление для локализации проводимости канала [26].

Такой полевой транзистор позволяет прежде всего усилить электрические сигналы за счет модуляции проводимости канала напряжением затвора. Вместе с тем наличие углубления дает возможность модуляции проводимости канала оптическим сигналом, фотополевого дополнительно выполнять функцию т.е. может Полевой транзистор, кроме оптического сигнала, транзистора. реагирует также на изменение температуры. Принципиально полевой транзистор изготавливают таким образом, чтобы слой объемного p-n-перехода затвора OT запирающего заряда напряжения модулировал проводимость Повышение расширяясь канала. температуры приводит к уменьшению максимального тока стока, а при напряжениях на затворе, близких к отсечке канала, – к его увеличению.

Таким образом, в полевом транзисторе отмечается два противоположных эффекта. Первый – уменьшение тока стока за счет уменьшения подвижности носителей с повышением температуры; второй - увеличение тока стока за счет уменьшения контактной разности потенциалов p-n-перехода затвора от температуры. Для получения положительного изменения тока стока от температуры необходимо решить эту проблему. Тогда полевым транзистором можно было бы управлять с помощью температуры, т.е. он приобрел

бы новое свойство. Возможно, противоположное поведение тока от температуры в известных полевых транзисторах закладывается автоматически, так как для обеспечения эффективного перекрытия области канала объемным зарядом затвора для нормальной работы концентрацию носителей в канале по возможности уменьшают. В результате, чем меньше концентрация носителей, тем больше с температурой будет уменьшаться подвижность носителей.

возбуждении Другой недостаток при ОТ температуры ослабление зависимости тока стока от напряжения затвора. Такая связь появляется в случае увеличения относительной разности периодов решетки р- и п-областей больше, чем 0.34%. Например, при изготовлении канала из соединения InGaAs, GaAsP. Так, постоянная решетки у GaAs 5.653 Å, у GaP 5.450 Å, а у InAs 6.058Å. Мы термотранзистор поставили задачу создать полевой С положительной температурной чувствительностью.

Для этого в полевом транзисторе с нижним управляющим p-nпереходом и горизонтальным каналом, относительное различие периодов решеток полупроводниковых слоев первого и второго типа проводимости выбрано меньше 0.34%, толщина высокоомного слоя меньше двух, но больше полутора толщины слоя объемного заряда pn-перехода, а концентрация носителей равна среднему значению из области наибольшей кривизны зависимости подвижности от концентрации носителей (рис. 4.14) [27].

Предлагаемое относительное различие периодов решеток <0.34% обусловлено тем, что при достижении относительного различия периодов решетки ≥0.34% между слоями первого и второго типа проводимости изменение толщины канала от контактной разности потенциалов p-n-перехода затвора подавляется, так как при этом начинают появляться туннельные составляющие тока затвора, т.е. лавинный механизм сменяется туннельным.

Предлагаемая толщина является оптимальной для модуляции толщины канала за счет температурной зависимости контактной разности потенциалов затвора. Если уменьшить толщину высокоомного слоя меньше полутора толщины объемного заряда p-nперехода, тогда, как и в известных транзисторах, увеличится критическая напряженность, появятся побочные тепловые эффекты, флуктуации плотности заряда. Если же толщина канала будет больше двух толщин слоя объемного заряда p-n-перехода затвора, то

вернемся к исходной позиции, т.е. температурный коэффициент тока стока, станет отрицательным.



Предлагаемый выбор концентрации носителей обусловлен тем, что подвижность носителей – *µ* □ в зависимости от концентрации меняется по-разному в зависимости от температуры. Так, сама зависимость подвижности от концентрации создает два участка (рис.4.14). Например, для GaAs n-типа проводимости на первом участке отмечается менее слабая зависимость, чем на втором. Между этими участками имеется точка – *θ*, где коэффициент кривизны

$$\gamma = (\partial^2 \mu / \partial N^2) / (\partial \mu / \partial N) = 0$$
(4.18)

зависимости концентрации носителей N от подвижности μ приобретает наибольшее значение.

При концентрациях, соответствующих окрестности этой точки, зависимость подвижности носителей температуры OT сильно ослабляется. При ЭТОМ влияние зависимости подвижности OT температуры перекрывается на ТОК стока положительной температурной зависимостью контактной разности потенциалов p-nперехода затвора.



На рис. 4.15: 1 – подложка; 2 – высокоомный слой толщиной d; 3 – область стока; 4 – углубление; 5 – область истока; 6 –канал; 7 – слой объемного заряда p-n-перехода толщиной W°; 8 – контакт затвора.

В полевом термотранзисторе, согласно изобретению области 1 и 2 могут быть соответственно р- и n- типа или наоборот. Могут создавать гомо- и гетеропереход с различием периодов решеток меньше 0.34%. Толщина высокоомного слоя – канала (d) на месте углубления 1.5W°<d<2W° – исходной толщины слоя объемного заряда W° p-n-перехода затвора 7.

Концентрацию носителей выбирают из области наибольшей кривизны зависимости подвижности от концентрации (рис.4.14).

Термотранзистор может быть изготовлен на основе Ge, Si, полупроводниковых соединений A³B⁵, а также A²B⁶.

Полевой термотранзистор изготовлен в нашем примере на основе арсенида галлия. Для этого на подложке 1 р⁺-типа проводимости с концентрацией носителей заряда (1-2).10¹⁹ см⁻³ выращивался высокоомный полупроводниковый слой 2 n-типа 1.10¹⁷ CM^{-3} . проводимости С концентрацией носителей заряда носителей Концентрация задавалась на основании данных, приведенных на рис. 4.14. Для арсенида галлия п-типа проводимости N ≈1.6.10¹⁷ см⁻³. Затем через маску формировались омические области стока 3 и истока 5 напылением AuGe. Далее поверх этих областей и к подложке наносили никель для электрода затвора 8.

После этого скрайбированием получали дискретные структуры термотранзистора с площадью (700⁻⁴400)^{-10⁻⁸} м². Толщина канала в углублении травлением доводилась до 1.4^{-10⁻⁷} м (в максимуме может быть до 1.9^{-10⁻⁷} м).



Для получения выходного рабочего тока от внешнего источника постоянное напряжение прикладывается к электродам стока 3 (плюс) и истока 5 (минус). При увеличении запирающего напряжения, приложенного к истоку 5 (плюс) и затвору 8 (минус), ток стока уменьшается как в обычных полевых транзисторах (рис.4.16). Термотранзисторный режим обеспечивается прикложением некоторого запирающего напряжения к затвору, например, 0.4 В, затем осуществляют нагрев затвора от теплового сигнала (рис. 4.17).



Тепловым сигналом может служить излучение от любого источника, например, от микронагревателя. При этом для комнатной температуры T=20°C ток достигает 9^{-10⁻⁶} А. Ступенчатое увеличение температуры затворной области 1 до 100°C позволил увеличить ток стока до 28^{-10⁻⁶} А. Видно, что с повышением температуры ток стока возрастает. Отметим, что чем больше фиксированное запирающее напряжение, тем больше изменение тока стока от температуры. В
частности, увеличение запирающего напряжения до 1.2 В позволило повысить ток стока до 63[.]10⁻⁶ А, т.е. для заданного Δ Т увеличилось значение Δ I – величина выходного сигнала. Таким образом, повышение (понижение) температуры приводит к увеличению (уменьшению) тока стока полевого термотранзистора.

Использование термотранзисторного эффекта позволит расширить функциональные возможности структур типа полевого транзистора и может служить основой для развития научнотехнического направления термоэлектроники.

4.6. Фотовольтаический эффект и его особенности

Первые образцы солнечных элементов имели два омических контакта со стороны фотоприемной области и один сплошной с тыльной стороны [28,29]. Токи короткого замыкания И фотовольтаические напряжения в них снимались при закорачивании между собой обоих омических контактов. Таким образом, в известных структурах нагрузка включалась между поверхностным и тыльным контактами. Впервые в аналогичной структуре, в нашем случае, типа полевого транзистора, где сопротивление фотоприемной области модулироваться, запирающим p-n-переход напряжением может получен фотовольтаический эффект.

Необычность фотовольтаического эффекта заключается в том, что он реализуется при включении амперметра между омическими верхними контактами и при подаче запирающего напряжения между нижним и одним из поверхностных омических контактов.

Геометрически, простейший полевой транзистор имеет сходство с некоторым фотодиодом, например, приведенным в работе [28]. Его отличие от этого фотодиода состоит в том, что омические контакты со стороны поверхности, соответствующей фотоприемной, расположены на некотором расстоянии. Заметим, что при подсветке полевого транзистора с любой толщиной канала возникает фототок между верхним и нижним контактами, как и у фотодиода. Однако для придания высокой фоточувствительности ему по току стока толщину области (канала) между контактами стока и истока формируют меньше глубины проникновения света. При подсветке такого транзистора незначительное изменение интенсивности освещения

приводит к заметному изменению тока стока за счет уменьшения, как бы, запирающего напряжения перехода затвор – исток [9].

В нашем же случае толщина проводящего слоя между контактами такова, что не позволяет соответствующим образом модулировать его толщину светом. Таким образом, в исследуемом полевом транзисторе при обычном включении рабочего напряжения между стоком и истоком при любых значениях запирающего напряжения ток между стоком и истоком от подсветки остается неизменным, т.е. отсутствует модуляция проводимости канала.

Обнаруженный нами необычный фотовольтаический эффект состоит в том, что при напряжениях на переходе сток – затвор больших напряжения отсечки при подсветке канала, в нем появляется фототок короткого замыкания (рис. 4.18). При этом переход исток– затвор ничем не загружен.



Знак фототока короткого замыкания при освещенностях <1000 лк вначале, до достижения значения напряжения отсечки канала на переходе сток-затвор, отрицателен, затем по мере увеличения напряжения принимает положительный знак. Напряжение на переходе сток – затвор в точке инверсии знака фототока короткого замыкания равно напряжению отсечки.

В частности, у данного транзистора (рис. 4.19) при освещенности 10000 лк напряжение холостого хода в канале

достигает 360 мВ, а фототок короткого замыкания – до 4.8 мкА. При этом напряжение отсечки канала составляет -3.5 В.



Эффект заключается в том, что при подсветке канала полевого затвором транзистора между И ИСТОКОМ создается поток фотоносителей, т.е. фотоэдс, знак которой противоположен знаку запирающего напряжения перехода сток – затвор. В результате вдоль канала между стоком и истоком появляется градиент потенциала создающей фототок. По мере увеличения рабочего напряжения стокзатвор этот фототок начинает компенсироваться и выравнивается относительно затвора между стоком и истоком при потенциал напряжении равном напряжению отсечки канала, при этом фототок короткого замыкания будет равен нулю. При дальнейшем увеличении рабочего напряжения сток-затвор фототок короткого замыкания приобретает положительный знак и нелинейно выходит на режим насыщения (рис. 4.18).

При больших интенсивностях освещения (>1000 лк) как бы образуется проводящий слой и с самого начала координат создается положительный фототок. Большой поток фотодырок из канала в область затвора у истокового конца приводит к снижению потенциала перехода исток – затвор, тем самым увеличивается толщина проводящей части канала с интенсивностью освещения.

4.7. Способ определения напряжения отсечки полевого транзистора

Известно несколько способов определения напряжения отсечки канала полевого транзистора графическим способом, в которых

функция зависимости тока стока (I_c)^{1/2} от напряжения затвор – исток пересекается с осью напряжения при токе, равном нулю, отсекая на ней отрезок, близкий к напряжению отсечки канала [30,31].

Недостатком известных способов является приближенность определенных значений напряжений отсечки из-за предположения о квадратичной характеристике передачи тока для всех полевых В транзисторов. реальных случаях определенные значения показателя степени для каждого транзистора практически имеют свои значения и лежат в пределах 1.5 – 2.2 [32]. Следовательно, известные способы определения напряжения отсечки канала полевого транзистора дают приближенные значения, что не позволяет использовать эти данные для научных и практических целей.

прямой способ Обращает внимание также определения напряжения запирания полевого транзистора [11]. В нем между стоком и затвором полевого транзистора подается запирающее напряжение смещения и измеряется потенциал между истоком и затвором. Когда запирающее напряжение сток – затвор будет меньше напряжения отсечки канала, исток будет находиться под тем же потенциалом, что и сток, но когда напряжение – становится больше напряжения отсечки канала, напряжение исток – затвор приобретает постоянное максимальное значение, это напряжение принимается за напряжение отсечки канала (рис. 4.20). Как отмечено автором, с увеличением напряжения сток – затвор больше, чем напряжение отсечки канала, во многих случаях наблюдается некоторый рост напряжения на переходе исток – затвор,



т.е. определенная величина в некоторой степени – приближенная. Кроме того, в случае полевых транзисторов чувствительных к свету

это значение будет завышенным за счет увеличения исходной толщины канала от освещенности. Само измерение потенциала требует применения вольтметра с очень высоким входным сопротивлением (10¹⁰ Ом) или электрометр.

Напряжение отсечки определяли известным способом С помощью электрической схемы, приведенной на рис. 4.20. В этой полевому транзистору (1) между сток – затвором схеме К прикладывается постоянное рабочее напряжение от источника (2). Это напряжение фиксируется вольтметром (3), а с перехода истокзатвор снимается разность потенциалов и измеряется вольтметром (4). Как показано на рис. 4.20, напряжение отсечки определяется графическим способом из проекции участка насыщения потенциала исток – затвор к оси V_{зи}. Как видно, потенциал перехода исток – затвор на самом деле не принимает конечного фиксированного значения. Напряжение отсечки приблизительно равно ≈ -3.5 В для транзистора, семейство вольтамперной характеристики которого приведено на рис. 4.21.



Нами была поставлена цель – более точно и просто определить напряжение отсечки полевого транзистора.

Определение напряжения отсечки канала предлагаемым способом осуществляли с помощью схемы, приведенной на рис. 4.22.

Для этого перед подачей запирающего напряжения между стоком и затвором освещали канал с удаленной крышкой корпуса собственным светом интенсивностью не более 1000 лк. Затем последовательно увеличивали запирающее напряжение, приложенное от источника постоянного тока (2), и с помощью вольтметра (3) измеряли его величину. К переходу исток – сток подключали амперметр (4), который измерял фототок короткого замыкания канала при подсветке канала от источника света (5).



При нулевом значении функционального параметра – фототока короткого замыкания между стоком и истоком записывали показания вольтметра, которое было равно напряжению отсечки (рис. 4.23).



Кроме того, напряжение отсечки полевого транзистора определяли графически в точке инверсии знака фототока, построив график его зависимости от напряжения сток – затвор.

Предлагаемый способ основан на том эффекте, что при освещении канала полевого транзистора собственным светом между затвором и истоком возникает фотоэдс, знак которой противоположен знаку запирающего напряжения перехода сток – затвор. В результате вдоль канала между стоком и истоком создается градиент потенциала, создающий фототок, первоначально имеющий отрицательный знак. По мере увеличения рабочего напряжения стокзатвор этот фототок начинает компенсироваться и выравнивает потенциал относительно затвора между стоком и истоком при напряжении, равном напряжению отсечки канала. При этом фототок короткого замыкания будет равен нулю (точка инверсии знака фототока). При дальнейшем увеличении рабочего напряжения сток– затвор фототок короткого замыкания приобретает положительный знак и нелинейно выходит на режим насыщения (рис. 4.23).

При использовании данного способа для полевых транзисторов, как с большими, так и с малыми токами стока, освещенность должна быть не более 1000 лк, так как при больших освещенностях >1000 лк образуется как бы проводящий слой и с самого начала координат создается положительный фототок. Канал как бы открывается, и фототок короткого замыкания становится только положительным.

Большой поток фотодырок из канала в область затвора у истокового конца приводит к снижению потенциала перехода исток— затвор, тем самым увеличивает толщину проводящей части канала с освещенностью.

Таким образом, предлагаемый способ определения напряжения отсечки позволяет проследить за процессом отсечки канала и для заданной освещенности определить его точное значение прямо из показания вольтметра, либо графически.

Исследования показали, что предлагаемым способом можно измерять непосредственно напряжения отсечки полевых транзисторов, как с большими, так и с малыми токами стока (<2 мкА).

Предлагаемый способ может применяться в промышленной электронике, на предприятиях, в научных исследованиях полупроводниковых приборов.

4.8. Оптическое гашение темнового тока в планарной m-n-m – структуре

Известны различные механизмы образования токовых характеристик арсенидгаллиевых типичных n⁺nn⁺-структур. В сэндвич (In-GaAs-In) структурах имеет свои объяснения S-образный вид вольтамперных характеристик, а в структурах типа диодов Ганна – N-образный вид [33–35]. Не традиционным является выполнение m-n-m-

структуры на полуизолирующей или сильнолегированной подложке, что, возможно, может пополнить новыми данными их токовые характеристики. Функционально такая структура соответствует полевому транзистору с управляющим p-n-переходом в качестве затвора [36].

В исследуемых структурах область n-типа проводимости представляет собой эпитаксиальный слой толщиной 0.5÷0.7 мкм, выращенный из жидкой фазы на сильнолегированной подложке арсенида галлия p⁺-типа проводимости с концентрацией носителей 2°10¹⁹ см⁻³. Концентрация носителей в самом эпитаксиальном слое составляет 3-2°10¹⁷ см⁻³. На поверхность эпитаксиального слоя нанесены планарные омические контакты из Sn. Площадь контактов составляет соответственно (380°760)□ °10⁻⁸ см² и (210°760) °10⁻⁸ см², расстояние между ними равно 50°10⁻⁴ см. Толщина эпитаксиального слоя между контактами путем травления в 5% NaOH+H₂O₂ доведена до 0.15÷0.2°10⁻⁴ см. С тыльной стороны p⁺ подложки, имеющей толщину ~400°10⁻⁴ см, получены контакты из Ni.

Исследуемая структура аналогична полевому транзистору с плоскостным затвором. Ток между контактами (сток – исток) с увеличением напряжения стока выходит на насыщение. Дальнейшее увеличение рабочего напряжения приводит к смене знака динамического сопротивления стока ($\Delta V_{cu}/\Delta I_{cu}$).



С увеличением запирающего напряжения p-n-перехода уменьшается максимальный ток стока, а точка инверсии знака динамического сопротивления стока смещается в область меньших напряжений (рис. 4.24).



В двойном логарифмическом масштабе точка инверсии знака совпадает с первой точкой излома выходной вольтамперной характеристики (рис. 4.25). Появление квадратичного участка (с γ =2) можно объяснить с реализацией режима токов ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ), который становится более четким по мере увеличения запирающего напряжения.

При подсветке канала структуры видимым светом (λ ~0.55 мкм) на участках до смены знака динамического сопротивления стока фототок $I_{cu}^{\phi} = I_{cu}^{ce} - I_{cu}^{m}$ имеет положительный знак, а за пределами этой точки принимает отрицательные значения (линии с точками, рис. 4.24).

Наблюдаемый нами процесс формирования токовых характеристик можно объяснить комбинированным механизмом. Ход участков до насыщения тока стока можно объяснить моделью Шокли [15], а дальнейшие участки роста тока стока - ТОПЗ механизмом [37].

Так, при нулевом смещении на затворе область объемного заряда от напряжения стока частично смещается в область канала в направлении истока и по достижении насыщения тока стока

перестает смещаться в этом направлении, но уже начинает расширяться в направлении подконтактной области стока, повышая поле в суженой части канала. При этом нехватка электронов в области анода приводит к возрастанию барьера и накоплению электронов вблизи катода. С увеличением запирающего напряжения эта область обеднения (сужающая канал со стороны анода - стока) оказывается смещенной все ближе и ближе в направлении истока увеличивая длину суженой части канала.

Исходная толщина проводящего слоя (а) у истоковой части определяется величинами контактной разности потенциалов p-nперехода и плюсуемого к нему приложенного запирающего напряжения a₀=w_{отс}- (w₀+w_v). Здесь w_{отс} – толщина слоя объемного заряда в режиме отсечки и w₀ – в исходном состоянии. Оценка их величин из вольтемкостных характеристик [37,38]

$$d = \varepsilon \varepsilon_0 S / C_{0.omc}$$
(4.19)

дали следующие результаты: w_{omc} =0.14^{·10⁻⁴} см, w_0 =0.1^{·10⁻⁴} см и соответственно a_0 =0.04^{·10⁻⁴} см.

При приложении напряжения между стоком И истоком происходит дополнительная модуляция толщины канала у стоковой С достижением напряжения V<u>Ω</u>, разделяющей части. ДО вольтамперные характеристики линейных участка, на два сопротивление канала достигает неизменной величины. Например, при нулевом смещении на затворе ($R_k = V_{\Omega}/I_{cu}$) $V_{\Omega} = 1.0$ B, a $R_k = 1.0/8^{\circ}10^{\circ}$ 6 =1.25 $^{\cdot}10^{5}$ Ом. Для V_{зи}=0.8 В имеем V_Ω=0.7 В, I_{си}=1.7 $^{\cdot}10^{-6}$ А, или R_k=4.10⁵ Ом. И наконец для V_{зи}=1.4 В имеем V_Ω=0.5 В и I_{си}=0.4^{-10⁻⁶} А, т.е. R_k=1.25[·]10⁶ Ом.

Толщину модулируемой части канала со стороны стока можно определить из выражения [37]

$$\Delta a = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(V_{bi} + V_\Omega + V_{3u})}{qN}\right)^{1/2} - \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(V_{bi} + V_{3u})}{qN}\right)^{1/2}, \qquad (4.20)$$

где V_{bi} – контактная разность потенциалов p-n-перехода. В нашем случае она равна 1.3 В. По расчетным данным, при V_{3u}=0 Δ a= 2.93767^{·10⁻⁶} см, а при V_{3u}=0.8 В имеем 1.74966^{·10⁻⁶} см. Для V_{3u}=1.4 В

она равна 1.13703^{-10⁻⁶} см. Если для соответствующих омических напряжений, падающих в канале, определим напряженности поля $\mathcal{E}_{II} = V_{\Omega}/\Delta a$, то обнаружим, что при напряженностях поля $\mathcal{E}_{II} > 3.4^{\cdot}10^{5}$ В/см происходит излом на вольтамперных характеристиках (рис. 4.25), т.е. при

$$\mathcal{E}_{v_1=0} = \frac{1.0B}{2.94 \cdot 10^{-6} \, c_{\mathcal{M}}} \approx 3.4 \cdot 10^5 \qquad B \, / \, c_{\mathcal{M}} \tag{4.21}$$

$$\mathcal{E}_{v_1=0,8} = \frac{0.7B}{1.75 \cdot 10^{-6} \, c_M} \approx 4.0 \cdot 10^5 \qquad B \, / \, c_M \tag{4.22}$$

$$\mathcal{E}_{v_1=1,4} = \frac{0.5B}{1.14 \cdot 10^{-6} \, c_M} \approx 4.4 \cdot 10^5 \qquad B / c_M.$$
 (4.23)

При подсветке структуры на участках, где динамическое сопротивление за пределами насыщения тока стока приобретает положительный знак, происходит также смена знака фототока $I_{cu}^{\phi} = I_{cu}^{ce} - I_{cu}^{m}$, т.е. гашение темнового тока стока. Такой эффект можно объяснить влиянием глубоких центров активной области, где собственные дефекты EL2 и глубокие уровни (например, кислорода) являются центрами захвата. Эти центры при больших полях для фотоэлектронов становятся фотоактивными и приводят к инверсии знака фототока стока стока стока стока стока стока (34,39).

При малых полях фототок стока имеет положительный знак. Генерированные электроны движутся в объем канала, увеличивая концентрацию носителей тока, а дырки переходят в область (p⁺-типа) затвора. Изменение проводимости низкоомного (2[.]10¹⁹ см⁻³) p⁺GaAs пришедшими дырками несущественно для продольного канала, в то время, как при больших полях фотоэлектроны в канале начинают захватываться на центрах чувствительности, вызывая гашение темновой проводимости, что и приводит к увеличению сопротивления канала по сравнению с темновым.

Исследования фотоэлектрических характеристик при малых и больших полях показали, что при фиксированных малых напряжениях 0.1 В фототок положителен, однако при больших полях E>4[.]10⁵ В/см он приобретает отрицательный знак. Появление положительного фототока (фотопроводимости) можно объяснить С переводом электронов С глубокого уровня (например, 0.8 эВ) В 30HV проводимости канальной области. Появление же отрицательной фотопроводимости свидетельствует 0 ЧТО, TOM, кроме

фоточувствительного центра, есть и рекомбинационные центры с глубокими уровнями залегания, которые проявляют себя при больших полях.

Предложена модель оптического гашения темнового тока в структуре типа полевого транзистора с микрослойной (0.04 мкм) $3 \div 2.10^{17}$ CM^{-3} . проводимости областью активной n-типа сформированной на подложке p⁺ - 2·10¹⁹ см⁻³. Согласно модели до пороговых полей генерированные светом (при 10³ лк) электроны движутся в объем канала, а дырки в область затвора. При полях больших 3.2·10⁵ В/см (создающих на переходе сток-затвор токи ограниченные пространственным зарядом) захвата уровни (собственных дефектов 0.22 эВ и глубоких уровней 0.7 – 0.8 эВ) от подсветки очувствляются и начинают захватывать носителей тока канала, в результате световой ток становится меньше темнового.

Литература

- 1. Pengelly R., Comp. Semicond. 2000. V. **6** (4). P. 36.
- 2. Vescan A. et al.// J. Cryst. Growth, 1999. V. 201/202. P. 327.
- 3. Deng J. et al. 2000. MJ-NSR, V. **5**, W4. P.5.
- 4. Eastman L. et al. 1997 MIJ-NSR. V. **2. P.**17; EGW-4,Nottingham, July 2000, Abstr.I-T-13.
- 5. Усанов Д.А., Тяжлов В.С., Скрипаль А.В. Оптическое управление характеристиками усилителя на арсенид галлиевом полевом транзисторе с барьером Шоттки// Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1992. Т.35. №7-8. С.62-65.
- 6. Есаков Д.В., Невежин В.К. Работа полевого транзистора с рп-переходом с малым потреблением энергии// Электронная техника. Сер.2. Полупроводниковые приборы. В.3. 1972. С.100
- 7. Игумнов Д.В., Николаевский И.Ф. Транзисторы в микрорежиме. М.: Сов. радио, 1978. 136 с.
- 8. Кобболд Р. Теория и применение полевых транзисторов/ Пер. с англ. В.В.Макарова. Л.: Энергия, 1975. 304 с.
- 9. Тришенков М.А., Фример А.И. Фотоэлектрические полупроводниковые приборы с p-n-переходом// Полупроводниковые приборы и их применение. М.: Сов. радио, 1971. Вып.25. С.165-184.
- 10. Берман Л.С. Емкостные методы исследования полупроводников. Л.: Наука, 1972. 104 с.

- Ведлок В.Д. Непосредственное определение напряжения запирания полевого транзистора в режиме обеднения// ТИИЭР. 1959. Т.57. №1. С.95.
- 12. Каримов А.В. Многофункциональные арсенидгаллиевые тонкопереходные структуры. Ташкент: Фан, 1992. 176 с.
- 13. Миддлебрук Р.Д. Простой расчет характеристик полевых транзисторов// ТИИЭР. 1963. Т51. №8. С.1149.
- 14. Sevin L. Effect of temperature on FET characteristics// Electrotechnology, 1964. V.73. №4. P.103.
- 15. Shockley W.A. Unipolar Field-Effect Transistor. Proc. IRE. 1952. V.40. №11. P.1365-1376.
- Агеев Ю.И., Акперов М.М., Кобахидзе К.З., Небучинов М.В., 16. Стильбанс Л.С., Токарбаев T.T., Шер Э.М. Of Пельте использовании эффекта для усиления И преобразования малых сигналов// Письма в ЖТФ. 1983. №9. Вып.22. С.1396-1400.
- 17. Агеев Ю.И., Билялов А.Э., Стильбанс Л.С., Шер Э.М. Использование эффекта Пельтье при малых разностях температур// Письма в ЖТФ. 1981. №7. Вып.17. С.1058-1061.
- Бугаевв А.А., Захарченя Б.П., Пыжов Я.Г., Стильбанс Л.С., Чудновский Ф.А., Шер Э.М. Об эффективности термоэлектрического преобразования при малых перепадах температур// ФТП. 1979. Т. 13. Вып.7. С.1446-1447.
- Федоров М.И., Зайцев В.И., Саломкин Ф.Ю., Ведерников М.В. Термоэлектрические элементы на основе соединений кремния с переходными металлами// Письма в ЖТФ. 1997. 23. Вып.15. С.64-69.
- 20. Каримов А.В., Бахронов Ш.Н. Термоэлектрический преобразователь// Письма в ЖТФ. 1999. №3. С.44-49. http://www.ioffe.rssi.ru/journals/pjtf/1999/03/p44-49.pdf)
- 21. Каримов А.В., Бахронов Ш.Н. Управляемый теплом полевой транзистор// Докл. АН РУз, 2000. №2. С.13-15.
- 22. Каримов А.В., Бахронов Ш.Н. Полевой термотранзистор. Патент IHDP 9800470.1. от 1998 г.
- 23. Бахронов Ш.Н. Исследование эффекта модуляции проводимости микрослоя запирающим напряжением// УФЖ, 1998. №3. С.77-79.
- 24. Воронов В.Ф., Ахмелкин А.Г., Докучаева И.М. и др. Токи затвора в полевых транзисторах с p-n-переходом// Обзоры по электронной технике. Сер. «Полупроводниковые приборы». М. ЦНИИ Электроника. 1972. Вып. 4(22). 31 с.
- 25. Сонин М.С. Температурные зависимости характеристик полевых транзисторов// Известия вузов СССР. Серия «Радиоэлектроника» 1987. Т.10. №9-10. С.912-918.

- 26. Патент Франции. МКИ H01L 11/00 №2205748. Опубл. 05.07.1974г.
- 27. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов/ Пер. с англ. М.: Энергия, 1972. С.46.
- 28. Царенская Б.В. и др. Схема для осциллографирования ВАХ фотодиода ПТЭ. 1960, №2.
- 29. Амброзьяк А. Конструкция и технология полупроводниковых фотоэлектрических приборов/ Пер. с польского Под ред. Б.Т.Коломийца. М.:Сов. радио, 1970. 392 с.
- Ричман П. Физические основы полевых транзисторов с изолированным затвором/ Пер. с англ. Под ред. Г.Г.Смолго. М.:Сов. радио, 1971. 142 с.
- 31. Севин Л. Полевые транзисторы. М.: Сов. радио, 1968
- Шишков А.И. Экспериментальное исследование характеристики прямой передачи полевого транзистора// Известия вузов СССР. Радиоэлектроника. 1973. Т. XVI. №9. С.94.
- Selway P.R., Wendy A., Nicolle M. Negative Resistance in Chromium – Doped GaAs p-i-n Diodes// J. Appl. Phys. 1969. V. 40, p.4078.
- 34. Пека Г.П., Бродовой В.А., Мирец Л.З. Отрицательная фотопроводимость в S-диодах на GaAs(Cr)// ФТП. Т.9. Вып.1. 1975. С.80-84.
- 35. Бродовой В.А., Пека Г.П., Мирец Л.З. Оптическое гашение инжекционного тока и собственного фототока в GaAs(Cr) //ФТП, 1974. №8. 2329
- 36. Каримов А.В. Фоточувствительные арсенидгаллиевые полевые транзисторы с р-п-переходом// Электронная техника. Сер. XI. №2. 1987. С.111-113.
- 37. Кобболд Р. Теория и применение полевых транзисторов. Пер. с англ. В.В.Макарова. Л.: Энергия, 1975. 304 с.
- Берман Л.С. Введение в физику варикапов. Л.: Наука, 1968.
 180 с.
- 39. Чикичев С.И., Калухов В.А. Анизотропный захват двух собственных глубоких центров при жидкостной эпитаксии арсенида галлия// Письма в ЖТФ. 1983. Т.9. Вып. 20. С.1221-1224.

ГЛАВА 5

ФИЗИКО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ И ПРИНЦИПЫ СОЗДАНИЯ МИКРОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР

Предложенные и рассматриваемые в настоящем разделе структуры с p-n- и металлополупроводниковыми переходами можно многофункциональным отнести К тонкопереходным структурам. Физические процессы, происходящие В их активных областях, определяются полями тонких потенциальных барьеров. Конструктивные особенности конкретной структуры схемы И включения определяют его принципы действия и функциональные возможности.

5.1. Физические основы тонкопереходных микрослойных структур

По положению атомов в области межфазной границы различают резко выраженные слоевые структуры и структуры с диффузно размытой границей. Резкие границы получаются при отклонении структуры стыкованных поверхностей на несколько атомных слоев от контактирующих объемной структуры материалов. Диффузные границы имеют размеры в несколько десятков атомных слоев, структурно отличающихся от объема контактирующих материалов. GaAs-Ge. При Примером СЛУЖИТЬ гетеропереход может наращивании этой структуры эпитаксиальном создается режим столбчатого роста, гетероэпитаксиальная граница достигает а метастабильного равновесия.

При определенных условиях роста даже для идеальной пары AlGaAs-GaAs граница раздела может быть фазово-неоднородной. Однако по плоскости (100) она обеспечивает формирование слоев с хорошо воспроизводимыми барьерами [1]. Следовательно, атомарная структура границы раздела не зависит от ее электрических свойств, а определяется электрофизическими параметрами.

Первоначальная диффузия носителей приводит к образованию в переходе двойного электрического слоя, полярность которого препятствует дальнейшей диффузии носителей через переход (область объемного заряда). При этом распределение зарядов создает разность потенциалов – барьер для основных носителей.

Напряжение, приложенное к p-n-переходу извне, приводит к понижению или повышению потенциального барьера. Если в диодной структуре с p-n-переходом проводимость толщи p- и n- областей сравнению с переходной областью, высока по то разность потенциалов, приложенная к выводам, будет полностью падать в обедненном слое. В нем в зависимости от уровня легирования может достигнута собственная или эффективная быть концентрация носителей. Так, внутри p-n-перехода в отсутствие электрического тока произведение концентрации дырок и электронов равно квадрату собственной концентрации носителей. Минимальная сумма электронов и дырок ($n + p = \frac{n + n_i^2}{n}$), равная 2n_i при n=n_i, должна быть намного меньше концентрации доноров N_D и акцепторов N_A, в противном случае переход отсутствует [2]. В реальных условиях собственная концентрация носителей зависит от уровня легирования полупроводника. При высоких концентрациях примеси (более 10¹⁷см⁻³) наряду с изменением ширины запрещенной зоны [3] с температурой меняется эффективная собственная концентрация носителей [4]:

$$n_{i_{i_{j_{j_{j}}}}}^2 = n_i^2 \exp\left[\frac{\Delta E_{q_o}}{kT}\right]$$
(5.1)

Концентрация доноров 10¹⁶ см⁻³, вероятно, является предельной величиной, выше которой получение качественных компенсированных слоев арсенида галлия становится принципиально невозможным. Материалы – источники для выращивания из GaAs полуизолирующего или с концентрацией носителей 10¹⁷ см⁻³, не позволяют получить заметную компенсацию доноров примеси при любых содержаниях вводимого Cr и Ni, т.е. имеет место мелкий донорный уровень [5].

В соответствии с выдвинутой концепцией тонкий переход – сравнимое с фоновой концентрацией вблизи границы раздела p-n-перехода, заданное распределение доноров и акцепторов.

В изотипных гомо – p⁺-p и n⁺-n-переходах при больших плотностях тока падение напряжения может стать существенным. В таких переходах обедненный слой практически отсутствует, поэтому

они не держат обратного напряжения. Ток основных носителей определяется выражением [3]:

$$I = I_0 \exp \frac{qV}{kT}$$
(5.2)

где I_o – константа, V – приложенное напряжение. При малых плотностях тока изотипный гомопереход имеет небольшое сопротивление для основных носителей. Однако для неосновных носителей он относительно непроницаем в обоих направлениях.

В случае гетеро p⁺-p(n⁺-n)-перехода может происходить выпрямление [6]. В n-n-гетероперходе образуется барьер в зоне проводимости, а в p-p-гетеропереходе – в валентной зоне за счет различия уровня легирования и величин электронного сродства. Например, в изотипном n-n-гетеропереходе узкозонная область ведет себя как материал p-типа, а широкозонная – n-типа.

Для получения переходов, электрические свойства которых определяются свойствами материалов по обе стороны от перехода, эти материалы должны обладать близкой кристаллической структурой и иметь мало различающиеся постоянные решетки.

Касаясь слоев, арсенид алюминий – галлия следует отметить, что его период решетки (5,660 $\overset{\scriptscriptstyle 0}{A}$) изопериодичен с арсенидом галлия (5,653 Å). Несмотря на это гетероэпитаксиальные слои типа GaAs -Al_xGa_{1-x}As при охлаждении BO время роста подвергаются значительным напряжениям, вызываемым различием коэффициентов теплового расширения [7], причем напряжения увеличиваются пропорционально содержанию алюминия.

В случае получения слоев на основе гетеропар с большим различием параметров решеток (например, GaP-GaAlAs) важную роль играет выбор начального состава приграничного слоя. При этом получение удовлетворительных электрофизических характеристик требует поиска путей совмещения физической границы с металлургической p-n-перехода с гетеропереходом.

Таким образом, можно считать, что управление параметрами приграничного слоя играет решающую роль в создании структур с заданными свойствами и требует разработки специальной технологии.

Для повышения структурного совершенства выращиваемых эпитаксиальных слоев (AlGaAs, GaAs. InGaAs) эффективные результаты дает попеременное контактирование расплава С выращиваемым слоем, т.е. многостадийный процесс роста. При этом образование поверхностей новых раздела препятствует распространению дислокаций из одного слоя в другой. В этом аспекте использование возможности устройства жидкостной эпитаксии [8] для модификации разработанного способа [8] в так называемую дельтатермическую жидкостную эпитаксию позволило получить тонкопереходные микрослойные структуры.

Соответствующие выдвинутой концепции слои с малым различием параметров решеток и состава в приграничных областях оказались превосходными для получения структур с p-n и металло-полупроводниковыми переходами [9,10,11], что можно объяснить особенностями дельта-термической жидкостной эпитаксии.

При выращивании эпитаксиальных слоев твердых растворов арсенид алюминий галлия на подложках арсенида галлия отмечается следующая закономерность. Эпитаксиальные слои, выращенные принудительным охлаждением из растворов-расплавов (Al+Ga+GaAs) определенного состава, имеют на границе с подложкой (GaAs) первоначально заданный в расплаве состав по алюминию, концентрация которого в дальнейшем убывает к поверхности слоя.

Если растворов слои твердых арсенид алюминий-галлия выращивать путем выдавливания предыдущего раствора-расплава с количеством алюминия в возрастающим последующем, ИХ то профиль получается с увеличивающейся концентрацией алюминия [12], т.е. на границах контактирования с твердой фазой растут слои, приближающиеся к составу каждого раствора – расплава.

Более равномерное контролируемое увеличение содержания алюминия в выращиваемых слоях арсенида алюминий – галлия можно получить развитой нами [13] изотермической жидкостной эпитаксией.

При изотермической жидкостной эпитаксии в контакт с подложкой приводится первый раствор – расплав с составом, образующим гетерограницу, а при добавлении в него следующего раствора расплава (отличного по составу) с большим содержанием алюминия растут слои с увеличивающейся шириной запрещенной зоны определяемой выравниванием содержания алюминия по всему

объему. Конечный состав обогащенного раствора–расплава, находящегося в контакте с подложкой, будет лежать на прямой, соединяющей два состава: основной и дополнительный. Состав жидкости будет изменяться по линии ликвидуса (жидкого состояния), а состав осаждаемого твердого раствора по линии солидуса (твердое состояние) [14].

Таким образом, при выращивании эпитаксиальных слоев арсенид алюминий – галлия граничащий с твердым раствором (подложкой) растущий слой следит за составом раствора-расплава создаваемого у фронта кристаллизации. Когда состав выращиваемого слоя арсенида алюминий-галлия сравнивается с составом жидкого раствора-расплава, процесс роста прекращается, т.е. при изотермической жидкостной эпитаксии, если состав растворарасплава находится в равновесии с поверхностью подложки, слой не Следовательно, В момент соприкосновения растет. растворарасплава с подложкой на их границе образуется фаза, равновесная с подложкой, из которой при охлаждении или добавлении расплава, отличного от него состава, начинается рост эпитаксиального слоя.

Если за основное отличие, алюминийсодержащих раствороврасплавов от индий или фосфорсодержащих, принять расслаивание последних при контактировании с подложкой, то фосфорсодержащий раствор-расплав в начальный момент подтравливает поверхность индийсодержащий растворяет. Соответственно подложки, а С определенного критического состава (соотношения) фосфорсодержащий раствор-расплав будут расслаиваться на слои с большим содержанием фосфора у поверхности раствора-расплава и с меньшим у подложки, а в индийсодержащем – наоборот, с большим содержанием (удельным весом) индия на границе с подложкой.

Отметим, что в случае индийсодержащих растворов–расплавов температура смачивания подложки (GaAs) больше, температуры роста твердого раствора. В результате во время выращивания по толщине расплава создается большой градиент.

Наблюдаемые на практике профили распределения составов твердых растворов и эффекты на гетерогранице InGaAs-GaAs могут быть объяснены предлагаемым ниже механизмом роста индийсодержащих эпитаксиальных слоев [15].

При контактировании гомогенизированного (In+Ga+GaAs) раствора–расплава с подложкой (GaAs) в начальный момент

происходит травление подложки (растворение, например, одного атомного слоя подложечного материала с отводом мышьяка в объем жидкости) с выявлением суперструктуры. В результате на границе с подложкой образуется равновесная фаза в виде тонкого подслоя с более высоким удельным весом и концентрацией индия, большей, чем в объеме раствора – расплава.

По мере снижения температуры системы различие в составах на границе с твердой и жидкой фазами увеличивается до начала кристаллизации слоя. Дальнейший рост слоев продолжается за счет продвижения фронта кристаллизации в глубь жидкости с образованием твердого раствора арсенид индий-галлия такого же объемного состава. Уменьшение индия и мышьяка в объеме расплава восстанавливается отводом индия – мышьяка с равновесного подслоя у фронта кристаллизации.

Независимое от различия параметров решеток (7,1 %) улучшение фотоэлектрических параметров структур InGaAs - GaAs можно объяснить возможным действием предложенного механизма роста индийсодержащих эпитаксиальных слоев при дельта термической жидкостной эпитаксии.

5.2. Устройства для получения совершенных эпитаксиальных слоев

Полупроводниковые p-n- и металлополупроводниковые переходы являются основным элементом различных полупроводниковых структур. В них физические процессы берут начало с тонкого (менее одного микрона) перехода и распространяются в направлении движения области высокого поля. Что касается свойств и характеристик конкретной структуры, то они во многом зависят от параметров исходного материала, технологии получения и принципов его создания.

Выращивание различных структур полупроводниковых соединений A_3B_5 методом жидкофазной эпитаксии осуществляется из раствора – расплава, например, из растворенного мышьяка в галлии и по мере необходимости с добавками замещающих элементов типа алюминия, индия и т.д. на кристаллическую подложку. Отметим, что впервые предложенная Нельсоном установка представляла собой поворотную печь [16]. Однако, эти поворотные и вертикальные

варианты [17] жидкостной эпитаксии не позволяли полностью удалять образовывающиеся на поверхности расплавов окисные слои. Для удаления окисного слоя наибольшее применение нашли устройства пенального типа, содержащие несколько ванн [7]. Однако эти устройства при неоптимальном выборе конструкции контейнера тоже допускают перетекание растворов – расплавов из одной ванны в другую.

Переходя к структурам для фотопреобразователей, отметим что при эпитаксиальном росте изотермической жидкостной эпитаксией или с принудительным охлаждением алюминий или индий – содержащие эпитаксиальные слои с содержанием замещающего элемента 0,1-0,2 ат.% могут получаться с фазово-неоднородной границей раздела [18] или гофрированной поверхностью [19].

Для получения совершенных (AlGaAs, GaAs, InGaAs) активных областей предлагаем ΜЫ использовать попеременное контактирование раствора – расплава с выращиваемым слоем, т.е. многостадийный процесс роста. При этом образование новых поверхностей раздела препятствует распространению дислокаций из одного слоя в другой. В этом аспекте использование способа дельтатермической жидкостной эпитаксии [20] в новой модификации представляет интерес для получения микрослойных эпитаксиальных слоев. Для этого разработали кассету с поршнем (рис. 5.1).



Кассета содержит основание с поршнем, который выдавливает порции растворов-расплавов и подает на поверхность подложки. При этом почти весь объем раствора – расплава через капиллярное отверстие подается на подложку, расположенную под окошком и после окончания процесса роста возвращается обратно в резервуар подвижной крышкой. Поверхность подложки при этом полностью очищается. С помощью этой кассеты осаждение буферных слоев GaAs на GaAs подложках проводили из ограниченного объема раствора – расплава модифицированным способом.

Отличие модифицированного способа [21] состоит в том, что вначале рост слоя идет как бы принудительным охлаждением, а далее – комбинированно. Так, после подачи первой порции-Р₁ раствора-расплава на подложку, в ходе охлаждения системы на выбранную $\Delta T_1 = T_0 - T_1$, расплав будет обедняться за счет осаждения эпитаксиального слоя, остальная раствора – из него часть расплава – насыщаться. При подаче следующей дискретной порции – Р₂ раствора – расплава поверх предыдущей. Вначале идет рост изотермической эпитаксией, вызываемой смешиванием первой и второй порций расплавов, затем после выравнивания их составов будет идти рост за счет принудительного охлаждения на $\Delta T_2 = T_1 - T_2$. Такой способ роста эпитаксиальных слоев можно рассматривать как модификацию дельта - термической жидкостной эпитаксии (рис. 5.2).



При этом обеспечивается стационарный фронт кристаллизации и как бы рост каждого микрослоя будет осуществляться с переменной скоростью, т.е. с убывающей. В результате концентрация дефектов каждого последующего слоя будет уменьшаться и повышаться совершенство структуры получаемых слоев.

Выбранные нами ∆Т в интервале 3 – 5 °С при начальной температуре кристаллизации 815-830 °С позволили получить

эпитаксиальные слои GaAs из 4-8 микрослоев при толщине 2-3 мкм (рис. 5.3).



полученного с помощью поршневой кассеты

После получения буферных слоев с удовлетворительными параметрами мы поставили задачу провести процесс диффузии и роста эпитаксиальных слоев в единой кассете и в едином процессе. изготовили специальную комбинированную графитовую Для этого кассету для диффузии и одновременного роста эпитаксиальных слоев.

Вначале провели серию процессов диффузии на буферных СЛОЯХ, одновременно процесс диффузии затем И роста фронтального слоя pAlGaAs.

5.3. Принципы создания фоточувствительных структур

Согласно механизму фоточувствительности, при освещении p-nперехода генерированные электронно-дырочные пары перемещаются диффузионной длины и могут рекомбинировать, а на расстояние в области носители, появившиеся объемного заряда, будут разделяться без потерь.

При этом наличие фотоактивных примесных центров (в толще рвне области или n-области) объемного заряда может дать дополнительный вклад в фоточувствительность структуры с p-nпереходом в случае, если фотогенерированные носители без потерь будут поставляться к соответствующим областям: электроны в nобласть, а дырки в р-область. Для этого фоточувствительная область должна иметь внутреннее тянущее электрическое поле. Ее можно создать за счет градиента легирующих примесей или ширины запрещенной зоны варизонной активной области.

освещении области однородно легированной При С И неизменной шириной запрещенной зоны. Неосновные избыточные (фото) носители будут диффундировать (со скоростью 10⁴ см/с на три порядка меньшей, чем в поле дрейфа 10⁷ см/с) как в сторону p-nсторону поверхности. Число так И в носителей. перехода, достигающих p-n-перехода, будет меньше вдвое. Поэтому создание дрейфовых полей, направляющих и ускоряющих движение носителей, - один из путей увеличения фоточувствительности. Этот принцип дополняется созданием поля в тонком переходе таким образом, чтобы его максимальное значение (5[.]10⁵ В/см) не превышало пробойного, т.е. с увеличением обратного напряжения (V) толщина обедненного слоя (W) увеличивалась бы более однородно V/W < Епроб до достижения пробойного поля.

Для сохранения фоточувствительности при больших изменениях уровня оптического сигнала требуется обеспечить неизменность характера зависимости фототока от рабочего напряжения при различных интенсивностях падающих фотонов. Такая цель может быть достигнута при отсутствии глубоких центров - ловушек для возбужденных фотоносителей. Во всяком случае параметры (N, µ) должны задаваться без эффекта подавления подвижности. Толщина области фоточувствительной должна быть меньше глубины проникновения выбранной длины волны излучения. Так, оптимальная толщина светочувствительной области структуры типа полевого транзистора берется равной полутолщине обедненного слоя

$$a = \frac{W_{npo\delta}}{2} , \qquad (5.3)$$

достигаемого при пробое p-n-перехода.

фоточувствительности увеличения структур Для С p-nпереходом за счет уменьшения обратных токов одна из областей (например р-типа) выбирается из более широкозонного материала (pGaAs - nGaAs, pGaAs - nInAs), а активная область формируется из варизонного материала, ширина запрещенной зоны которого монотонно увеличивается к границе p-n-перехода до значения, сравнимого с шириной запрещенной зоны (подложки) пассивной

области [22]. Например, в случае материала из твердого раствора Al_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y и фосфидгаллиевой подложки вместе с тем для уменьшения внутренних напряжений параметры х и у должны удовлетворять соотношению:

$$y = \frac{0.031}{x(x+1)},$$
 (5.4)

где 0,25 < x< 0,37 на границе с подложкой и убывает в направлении к поверхности с градиентом 100...250 см⁻¹, а *у* - 300...400 см⁻¹ [23].

материалы Если образующие p-n-переход имеют незначительное различие параметров решеток, например, как GaAs-AIAs (5,65 и 5,66 Å), то фоточувствительность может быть повышена другим путем. Для этого ширину запрещенной зоны активной области необходимо линейно увеличивать от границы раздела в направлении светоприемной поверхности. Преимущество такой структуры заключается в том, что с ростом напряжения область объемного заряда постепенно будет расширяться в базу с более широкой запрещенной зоной, где удельное сопротивление увеличивается по толщине, а диэлектрическая проницаемость уменьшается. В результате интенсивность расширения объемного заряда будет преобладать над ростом поля. В данном аспекте непременные успехи можно получить в n⁺np –структуре, придав варизонность p-области. В основе принципа создания подобной структуры лежит интеграция n-pперехода с изотипной n-областью и управление полем.

В целом, динамикой роста поля можно управлять чередованием областей диэлектрической С различной проницаемостью или удельным сопротивлением. Тянущие поля можно создать приданием запрещенной соответствующего градиента ширине зоны или области. концентрации носителей активной Направленное расширение области объемного заряда требует выбора удельного сопротивления каждой области, образующей p-n-переход.

5.4. Элементы для создания приборов нового поколения

Миниатюрные дискретные структуры, разработанные на арсениде галлия, по ряду параметров вне конкуренции. Приборы первого поколения на его основе выглядят более внушительными. На арсениде галлия и соединениях $A^{3}B^{5}$ получены эффективные

светодиоды, высокочастотные полевые транзисторы, детекторы с барьером Шоттки, фотоприемники и другие приборы.

В настоящем разделе приводятся основные отличия разработанных оригинальных структур: фотоэлектрический генератор, полевой фототранзистор с торцевым затвором, полевой коэффициентом транзистор С высоким усиления, МУЛЬТИКОН, трехбарьерный фотодиод Каримова.

Приборы нового поколения – качественный скачок, когда общую предлагаемые имея физическую решения, OCHOBY, В наименьшей степени зависят от сугубо личных свойств исходного материала, из которого они могут быть изготовлены. Именно к числу таких структур и относятся предлагаемые структуры. Общим для них физическая является р-п-переход, где граница совпадает С металлургической. а переходная область имеет минимальную компенсацию. Каждая структура может выполнять несколько функций; может быть изготовлена на основе различных полупроводников, в которых возможно получение p-n-гомо- или гетеропереходов.

Фотоэлектрический генератор – преобразователь солнечной энергии в электрическую, предназначенный для использования в качестве автономного источника питания или



фотоприемника [24]. Общий вид одного из вариантов матрицы предлагаемой структуры, приведен на рис. 5.4. Как видно, предлагаемая конфигурация областей позволяет повысить плотность упаковки при создании матрицы. Отказавшись от известных приемов [25] получения контактных площадок поверх диэлектрических слоев, можно избавиться от шунтирующих светочувствительный диод эффектов. В совокупности структура позволяет исключить потери

генерируемого сигнала, улучшить тепловые свойства и повысить надежность. В режиме генератора тока с нагрузочным сопротивлением (>1 кОм) вольтамперная характеристика предлагаемой дискретной структуры становится близкой к идеальной, т.е. имеет ярко выраженное насыщение обратного тока.

Дискретная структура микрофототерминала (рис. 5.5) содержит полупроводниковый слой первого типа проводимости, на котором сформированы две изолированные друг от друга области второго (р) типа проводимости, одна из которых выполнена в виде прямоугольного треугольника, вторая область – на оставшейся части слоя.

В случае изготовления структуры из арсенида галлия толщина n-слоя составляет 10...15 мкм, а p- областей - 2...3 мкм, концентрации носителей – соответственно 10¹⁷ и 10¹⁸ см⁻³. Контактные площадки выполняются на основе сплава AgSnIn (65:33:2%).



Полевой фототранзистора [26] от традиционных заключается в том, что затворная область вынесена на торец, в то время как в известных затвор располагается между стоком и истоком или под каналом. Таким образом, в предлагаемом фототранзисторе подавление обратной связи через переход сток-затвор обеспечивается конструктивным изменением.

В результате к затвору окажется последовательно соединенным обратно включенный диод. Его сопротивление, суммируясь с продольным сопротивлением затворной – подканальной области, выполняет роль нагрузочного сопротивления.

При малых смещениях сопротивление перехода будет иметь наибольшее значение, тем самым способствовать уменьшению темнового тока. При подсветке фото – ЭДС, вырабатываемая затворной областью, наряду с контактной разностью потенциалов будет более сильно смещать в прямом направлении переход истока. В свою очередь приведет к большему изменению тока стока.

Другое преимущество предлагаемой структуры в возможности управления спектральным диапазоном фоточувствительности за счет изменения параметров полупроводникового перехода – затворная часть – канал. В сравнении с барьером Шоттки он обеспечивает более широкий оптический диапазон.

Полевой транзистор. Предлагаемый транзистор с высоким коэффициентом усиления [27] создан за счет эффективного использования площади структуры. В частности, выполнение областей стока (истока) в виде прямоугольных треугольников позволило повысить коэффициент усиления на 40% по сравнению с квадратным исполнением [28].

В принципе, предлагаемые физические решения обеспечивают создание полевых транзисторов, работоспособных в микрорежиме (рис. 5.6).

Как видно, токи стока могут быть уменьшены до 20...100 мкА, а напряжения отсечки – до 0,5...1,0 В.



Полученные таким образом полевые транзисторы могут выполнять функцию усилителя переменных сигналов, ограничителя -

стабилизатора тока или напряжения, фотоприемника с внутренним усилением.

На основе разработанной дискретной структуры с двумя областями стока и истока можно получить матрицу путем переворачивания данной ячейки вокруг диагоналей на 180° в горизонтальном и вертикальном направлениях (рис. 5.7).

Преимущество предлагаемого транзистора заключается в том, что последовательные сопротивления истока и толщина канала остаются неизменными. Кроме того, подбор параметров затворной и канальной областей, в соответствии с выдвинутой концепцией, а также введение дополнительного слоя, совпадающего с типом проводимости затворной области толщина которого не менее чем в два раза меньше толщины канальной области, а концентрация носителей не менее чем на два порядка меньше концентрации затворной области, [27] позволяет увеличить коэффициент усиления еще на 25%.

Мультикон – многофункциональная полупроводниковая структура. Представляет собой интеграцию p-n-перехода с изотипной p^o-областью. Толщина p-области выбирается таким образом, что бы она была меньше расчетной пробойной.

другой стороны, выбранные толщины n-С И р-слоев способствуют эффекту просветления для падающей длины волны излучения λ , когда толщина переходной области d_i становится $d_i = \lambda / 4 (n_p n_n)^{0.5}$, сравнимой CO значением определяемым коэффициентами преломления (для GaAs и InGaAs 3.52) n- и pр°-области областей. При ЭТОМ формирование ИЗ более широкозонного материала и с меньшей концентрацией способствуют более однородному росту поля с напряжением.

В связи с тем, что может реализоваться эффект "просветления" формирование длинноволновой области фоточувствительности будет впрямую связано с примесными центрами р°-области.

В целом, уменьшение потерь генерируемого сигнала и направленное расширение области объемного заряда с напряжением позволяют использовать предлагаемую структуру в качестве фотоприемника, оптического и ядерного детекторов.

Трехбарьерный фотодиод Каримова содержит m-pi-vn-mпереходы [29]. В нем последовательное расположение трех областей объемного заряда способствует уменьшению емкости и темновых токов структуры, что в свою очередь увеличивает частотный диапазон и уменьшает шумы.

Ограничение инжекции носителей выпрямляющим переходом металл – полупроводник дополнительно уменьшает темновые токи, Нормирование фототока при малых напряжениях И его обоих последовательное увеличение С ростом напряжения В вплоть пробоя обеспечивают направлениях ДО достижения стабильность при флуктуациях рабочего напряжения. Наличие фотоэлектрического внутреннего усиления позволит намного уменьшить размеры площади структуры в сравнении с известными фотодиодами.

В трехбарьерном фотодиоде концентрации носителей, в объемной (более толстой) и тонкой областях, задаются таким образом, чтобы объемный заряд, от приложенного напряжения, расширялся более интенсивно в направлении толстой области.

В случае арсенид индий-галлиевого тонкого слоя концентрация носителей должна составить ~ 7·10¹⁵ см⁻³ при толщине 0.7.. 1.6 мкм. Концентрация носителей другой (объемной) области 3·10¹⁵ см⁻³. Такой расклад параметров можно считать типичным для структур на основе полупроводниковых соединений А³В⁵.

Во всех выше рассмотренных структурах удаленность фоточувствительной области (объемного заряда) p-n-перехода от поверхности придает повышенную радиационную стойкость.

На пути создания приборов нового поколения представляют интерес различные возможности использования структур типа полевого транзистора [30,31,32] или типа p-i-n, а также специальное легирование исходных полупроводниковых материалов определенными примесями [33,34].

На получение обнадеживающих результатов указывает и тот факт, что при совместном легировании канала полевого транзистора донорным теллуром и амфотерным кремнием удалось уменьшить температурный коэффициент тока стока в два раза, т.е. с 1.5·10⁻³ до 0.82·10⁻³ град⁻¹ или в известных структурах с барьером Шоттки [35] при повышении температуры с 293 до 420 К наблюдается уменьшение тока стока на 20%, против 16%. Кроме того, выбор рабочей точки и оптимизация параметров полевого фототранзистора позволили повысить фоточувствительность до 3,9·10³ А/Вт (рис. 3.8).

В родственной структуре авторами работы [36] получена абсолютная фоточувствительность 800 А/Вт.

Разрабатываемые в последнее время полупроводниковые структуры можно выделить как микроприборы. Так, для получения малых обратных токов диаметр площадей фоточувствительных диодных структур уменьшен до 100 мкм и менее [34, 37, 38].

При этом абсолютная величина минимального темнового тока снижена до 60 нА при площади 100 [.]100 мкм² [39].

Оптимистически настраивает также возможность получения не уступающих аналогам параметров на предлагаемых структурах без уменьшения размера их рабочих площадей 4...16 мм².

Литература

- 1. Арсенид галлия в микроэлектронике/ Пер. с англ. М.: Мир, 1988. 55с.
- 2. Зеегер К. Физика полупроводников/ Пер. с англ. М.: Мир, 1977. 615 с.
- Блихер А. Физика тиристоров/ Пер. с англ. Л.: Энергоиздат, 1981.
 С. 264.
- 4. Блихер А. Физика силовых биполярных и полевых транзисторов. Пер. с англ. Л.: Энергоатомиздат, 1986. С.248.
- Саидов М.С., Никитин В.В., Садаев Б., Кавардакова Г.Н., Саидов А.С. Получение и исследование электрофизических свойств высокоомных слоев арсенид алюминий галлия// Полупроводниковые арсениды и фосфиды элементов III группы. Ташкент: Фан, 1981. с.41-67.
- 6. Милнс А., Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы металлполупроводник/ Пер. с англ. М.: Мир, 1975. 432 с.
- 7. Материалы для оптоэлектроники/ Пер. с англ. М.: Мир, 1976. С. 405.
- Каримов А.В., Миртурсунов Ш.З. Способ эпитаксиального наращивания полупроводниковых соединений типа А³В⁵. Авт. свид. № 1037795 от 22 апреля 1983 г.
- 9. Каримов А.В. Многофункциональные арсенид галлиевые тонкопереходные структуры. Ташкент: Фан, 1992. 176 с.
- 10. Абдукадыров М.А., Каримов А.В., Мирзабаев М. исследование фоточувствительных униполярных транзисторов с гетеропереходом// Микроэлектроника,1984. Т. 13.№2. с.169-170.
- 11. Каримов А.В. Трехбарьерный фотодиод каримова// Доклады АН УзССР 1990. №12. с.17-19.

- 12. Алферов Ж.И., Андреев В.М. Жидкостная эпитаксия структура с гетеропереходами в системе AlGaAs. Рост и легирование полупроводниковых кристаллов и пленок. Ч.1. Новосибирск: Наука, 1977. С.209.
- Каримов А.В., Мирзабаев М. Способ получения p-n–переходов на основе полупроводниковых соединений А³В⁵. Авт. свид. № 762253 от 16 мая 1980 г.
- 14. Мильвидокий М.Г., Пелевин О.В., Сахаров Б.А. Физикохимические основы получения разлагающихся полупроводниковых соединений. М.: Металлургия, 1974. С.392.
- 15. Каримов А.В. О механизме роста гетероэпитаксиальных слоев арсенидов индия и алюминия из жидкой фазы// Известия АН УзССР. Сер. физ.-мат. наук. 1990. №5. С.75-77.
- 16. Nelson H. Epitaxial Growth from the Liguid Fabrication of Tunnel and Laser Diodes// RCA Review. 1963. V.24. №4, P.603.
- 17. Андреев В.М., Долгинов Л.М., Третьяков Д.Н. Жидкостная эпитаксия в технологии полупроводниковых приборов. М.: Сов. радио, 1975.
- 18. Woodall J.M. Solution growth Ga_{1-x}Al_xAs superlattice structures // J. Crystal Growth. V.12. 1971 №1. P.32-38.
- 19. Жидкостное эпитаксиальное выращивание слоев AlGaAs на (100) GaAs. Swapup P., Jain R.K., Verma S.N., Charan S., Tandle D.M. "J. Cryst. Growth" 1983. V. 63, №1, 97-104.
- 20. Su Y.K., Wei C.C., Lu S.C., Chang C.C.// Sull. mater. sci. ISSN. 1986. T.8. №1. C.29-38.
- 21. Yodgorova D.M., Karimov A.V. Features of Growth Epitaxial Layers of Firm Solutions on a Basis of Indium's and Aluminium's Arsenide. Semiconductor Physics Quantum Electronics Optoelectronics. 2004. Nº4.
- 22. Ахмедов Ф.А., Ахмедова М.М., Каримов А.В., Миртурсунов Ш.З. Полевой транзистор. Авт. свид. №1102435 от 7 марта 1984 г.
- 23. Каримов А.В., Мирзабаев М., Абдукодиров М.А. Фоточувствительный канальный транзитор. Авт. свид. №1210626 от 8 октября 1985 г.
- 24. Азимов С.А., Каримов А.В. Полупроводниковый фотоэлектрический генератор. Авт. свид. №1106367 от 1 апреля 1984 г.
- 25. Международная заявка №51/00647 от 5 марта 1981 г.
- 26. Каримов А.В. Полевой фототранзистор. Авт. свид. №166399 от 8 мая 1997 г.
- 27. Азимов С.А., Каримов А.В. Полевой транзистор. Авт. свид. 991885 от 21 сентябрь 1982 г.
- 28. Каримов А.В. Полевой транзистор с высоким коэффициентом усиления// Докл. АН УэССР. 1982. №11. С.23-24.

- 29. Каримов А.В. Трехбарьерный фотодиод Каримова. Авт. свид. №167399 от 8 мая 1991 г.
- 30. Каримов А.В. Некоторые особенности применения полевых транзисторов в оптико-электронных устройствах// Известия АН УзССР. Сер. физ.-мат. наук. 1983.№5. С.43-46.
- 31. Азимов С.А., Каримов А.В., Мирзабоев М. Исследование стокозатворной вольтамперной характеристики арсенид галлиевого полевого транзистора// Докл. АН УзССР. 1977. №2. С. 30-32.
- 32. Каримов А.В., Мирзабаев М. Запоминающее устройство на основе полевых транзисторов// Известия АН УзССР. Сер. физ.– мат. 1980. №5. С.84-88.
- 33. Заитов Ф.А., Исаев Ф.К., Поляков А.Я., Кузьмин А.В. Влияние проникающей радиации на свойства антимонид и арсенида индия. Баку: Элм, 1984. С.205.
- 34. Мастеров В.Ф. Электронная структура глубоких центров в арсениде галлия// Изв. вузов. Физика. 1983. Т.26, №10. С.45-55.
- 35. Усанов Д.А., Тяжлов В.С., Скрипаль А.В.. Оптическое управление характеристиками усилителя на арсенид галлиевом полевом транзисторе с барьером Шоттки// Изв. Вузов. Радиоэлектроника. 1992, Т.35. №7-8. С.62-65.
- 36. Вуль А.Я., Вуль С.П., Сайдашев И.И., Петросян П.Г. Полевой транзистор с р-п переходом в качестве затвора на основе твердых GaAs_{i-x0y} Sb_xP_y//ФТП, 1991, Т. 25. Вып.10. С.1718-1720.
- Rusu E., Nan S., Purica M., Budlanu E., Cobzarenco V. In_{0.59}Ga_{0.47} As p-n photodiode for defection in the 1.3 to 1.6pm spectral range. – Rev roum. Sci Techelectronichn. Et energ. 1992, V. 37, №1. P.59-63.
- Аверин С.В., Коль А., Мюллер Р., Кюстерс А.М., Виссер И, Хейте К. Быстродествующие фотодететоры на nln_{0.59}Ga_{0.47}As с низкой величеной тока// Радиотехника и электроника. 1993. Т.38. №5. С.959-944.
- Shi Ch., Grutzmacher D., Stollenwerk M., Wang Q.K., Heime K. High performance undoped InP/n In_{0.59}Ga_{0.47}As MSM Photo detectors grown by LP-MOVPE// LEEE Trans Electron Devices. 1992. V. 39. №5. P. 1028-1031.

ГЛАВА 6

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ФОТОДИОДНЫХ СТРУКТУРАХ

Полупроводниковые структуры с p-n-переходами выполняют обычно определенную функцию: диоды используются для детектирования выпрямления переменных или сигналов, преобразования солнечной фотоэлементы для энергии — В электрическую, фотоприемники - для усиления оптических сигналов, детекторы – для детектирования ядерных излучений и т.д. Мы предлагаем структуру, которая имея высокую фоточувствительность, широкий спектральный диапазон, пропорпоциональный приложенному напряжению обедненный запирающий СЛОЙ. может функционально регистрировать и усиливать оптические сигналы, детектировать ядерные излучения.

6.1. Механизм токопрохождения в мультиконных структурах

Мультикон имеет n⁺pp⁰ – структуру с изотипным гетеропереходом pp⁰-арсенид алюминийиндий-галлия – арсенид галлия и n⁺pпереходом на арсениде алюминий-галлия.

Наличие p° – области способствует реализации сложного профиля динамики распределения поля. Например, вначале поле сосредотачивается в узком слое n⁺-p – перехода, затем с напряжением начинает занимать весь p-слой, в дальнейшем проникает в p°-область.

Исследуемый образец в отличие от p-i-n диода, – мультикон [1], имеет изотипный гетеропереход pp° арсенид алюминийиндий-галлия - арсенид галлия и n⁺p-переход на арсениде алюминий галлия. Переход n⁺p – получен выращиванием из жидкой фазы эпитаксиальных слоев Al_{0.1}In_{0.05}Ga_{0.85}As на подложках GaAs c p≈I...3·10¹⁵ cм⁻³. Концентрация носителей области n-типа составляет ~2·10¹⁶ см⁻³, а ртипа ~5·10¹⁵ см⁻³. Металлические контакты из Ag нанесены на поверхность эпитаксиального слоя n⁺-типа и с тыльной стороны подложки AgSnIn. Площадь структур в зависимости от назначения может быть размером от 0,1 до 1,0 см² и более. Вольтамперная характеристика одной из структур площадью 4,32 мм² приведена на

рис.6.1. В одном из направлений (плюс от источника питания подключен к р°-области) по мере увеличения напряжения (более 20 В) наблюдается экспоненциальный рост тока, который при напряжениях около 50 В достигает 40 мкА, в другом направлении при 200 В ток – 0.5 мкА, а при 270 В –1.0 мкА. Темновой ток при обратном напряжении 10 В составляет 1.9..5^{-10⁻⁷} A/cm², при 50 В – 2... 3^{-10⁻⁶} A/cm².



Зависимость обратного тока от напряжения (рис.6.2) можно описать степенной зависимостью [1]

$$I \sim V^{\gamma} . \tag{6.1}$$

На начальном участке до 10 В γ =1,6, затем при 10...50 В – 1 и далее – 1,5.

Теоретически в структурах с низкими значениями темнового тока фототок пропорционален потоку фотонов [2]

$$I^{ph} = \eta \, \frac{p_0}{\eta v} \mathbf{e},\tag{6.2}$$

где I^{ph} фототок ($I^{CB}-I^{T}$); η – квантовый выход ; ($P_0/h\nu$) – число падающих фотонов ; p_0 – мощность излучения.



В рассматриваемой структуре фототок на один-два порядка больше темнового тока (рис. 6.3).



Однако зависимость фототока от интенсивности освещения до 2·10³ лк носит резкий характер, далее рост крутизны фототока замедляется.

При освещенности 500 лк и обратном напряжении 10 В фототок составляет 15.97 мкА, а интегральная фоточувствительность – 1.52 А/Вт, что намного больше, чем у кремниевого фотодиода ФД-256 – 0.6 А/Вт [3].
Появление первичного фототока при напряжениях, отличных от нуля, одно из отличий рассматриваемой структуры. В ней, как видно из рис. 6.3, по мере увеличения запирающего напряжения растет фототок или создается фотоэлектрическое усиление по отношению к первичному фототоку [4]

$$M_{ph} = \frac{I^{ce} - I^m}{I_{\min}^{ce} - m_{\min}^m} = \frac{I^{ph}(V_{npun})}{I^{ph}(V_{\min})}.$$
(6.3)

Его величина при обратном напряжении 90 В достигает 1.1^{-10⁴} и далее возрастает. При малых напряжениях (3...10 B) рассматриваемая структура работает как обычный n⁺p-переход. По мере увеличения рабочего напряжения, падающего в основном на п⁺р-переходе, электрическое поле, возрастает, что более эффективно разделяет фотогенерированные носители. Начиная с участка, где d²I/dV²=0, значение отношения ΔV к ΔW (толщина объемного заряда) возрастает и возбужденные не только в p-, но и в p°-области носители, попадая в поле n⁺p-перехода, начинают размножаться (рис. 6.4).



При этом постепенное расширение области объемного заряда в глубь р°-области обеспечивает медленный прирост поля n⁺p-перехода (из-за уменьшения емкости) :

$$\boldsymbol{\mathcal{E}}_{n-p} = \frac{Z(V_{o\delta p} + V_{\kappa})}{\varepsilon_{a}} C_{\delta}(V_{o\delta p}).$$
(6.4)

Поэтому как световой, так и темновой токи вплоть до напряжений 250 вольт не возрастают так резко, как в лавинном фотодиоде. Рассматриваемая n⁺pp⁰- структура, как и приведенная в [5], обладает

чувствительностью и свойствами лавинного и p-i-n-фотоприемников. По сравнению с известными структурами [6-8] она имеет низкие значения темновых токов (10⁻⁷ A/cм²). При обратном напряжении 10 В темновой ток составляет 4.8·10⁻⁷ A/cм², а при 50 В – 2.2·10⁻⁶ A/cм². Возникновение первичного фототока и его последующее нарастание можно объяснить расширением зон действия дрейфовых полей и области генерации фотоносителей с ростом напряжения.

6.2. Аномально распределенная спектральная чувствительность и внутреннее усиление

На рис. 6.5. представлена спектральная чувствительность многофункциональной структуры, снятая при обратном напряжении 2.0 В. Видно, что исследуемая структура имеет широкий оптический диапазон – от 0.5 до 1.7 мкм. Появление чувствительности в области коротких длин волн (0.5 мкм) можно объяснить расположением p-n⁺ – перехода близко к поверхности, а также охватом p – слоя областью объемного заряда. Процесс расслоения структуры реализуется по коэффициентам пропускания и InGaAs становится прозрачным для излучений с энергией фотонов большей его Eg. Подобный эффект "просветления" отмечался и при меньших ширинах запрещенной зоны (0.75 эВ) верхнего слоя [9].



Расширение спектрального диапазона в область больших длин обусловлено волн (>1 мкм) фотоактивностью уровней, расположенных на длине поглощения света 1/α, как собственных дефектов р – области, так и глубоких примесей р° – области, попавших поле объемного заряда. Максимальная интегральная В

чувствительность для излучения волны длиной 0.55 мкм составляет 21 А/Вт при обратном напряжении 150 В [10].

Высокая чувствительность полученного экспериментального образца р°рп⁺-структуры и совпадение одного из максимумов ее спектральной чувствительности с длиной волны излучения (0,95 мкм) промышленного арсенидгаллиевого светодиода АЛ107А позволяют рассматривать эту структуру в качестве оптического детектора [11]. К примеру, возьмем простую схему (рис. 6.6, а) из оптопары излучатель – фотоприемник.

Выходные вольтамперные характеристики кремниевой и арсенидгаллиевой структур при возбуждении светодиодом, питаемым фиксированным током (16 мА), показывают (рис. 6.6, б), что в кремни-



евой структуре по мере увеличения выходного напряжения наблюдается тенденция насыщения фототока: его максимальная величина достигает 27 мкА при 6.0 В. При этом выходном напряжении фототок арсенидгаллиевой МПМ (металл-полупроводник-металл) – структуры очень мал – 0.009 мкА, а в р°рп⁺-структуре равен 25 мкА. Если в кремниевой структуре с увеличением выходного напряжения наблюдается замедление роста фототока, то в арсенидгаллиевых структурах – возрастание. Так, при 10 В выходной фототок в р°рп⁺-структуре достигает 60 мкА (кривая 2), это более чем на три порядка

больше, чем в МПМ – структуре (0,021 мкА, кривая 3) или в два раза превышает максимальную величину (27 мкА) фототока кремниевой структуры с барьером Шоттки.

Сравнительно больший фототок кремниевой структуры при низких напряжениях обусловлен тем, что в ней область разделения фото носителей, расположенная близко к освещаемой поверхности, имеет меньшие оптические потери. При этом характер фототока, насыщаемого с ростом поля, обусловлен более быстрым увеличением темнового тока барьера Шоттки.

Доминирование фототока арсенидгаллиевой структуры, начиная с 6.0 В, обусловлено тем, что вначале электрическое поле сосредоточено на p-n⁺ -переходе, затем распространяется в глубь p- области, повышая эффективность разделения и умножения генерируемых в этой зоне носителей.

Коэффициент передачи тока, т.е. отношение разницы темнового и светового выходного токов ко входному току (питание светодиода), выраженное в процентах,

$$K = \frac{(I_{\scriptscriptstyle Gblx}^{\scriptscriptstyle CB} - I_{\scriptscriptstyle Gblx}^{\scriptscriptstyle m})}{I_{\scriptscriptstyle C\partial.ex}}$$
(6.5)

тем больше, чем выше выходное напряжение многофункциональной структуры (рис. 6.6, кривая 2). Например, при 10 (50) В оно составляет 0.37 (4.1)%, при 70 В – 7% при темновом токе 0.9 мкА; в кремниевой структуре 0.15%. В арсенидгаллиевой паре излучатель - приемник коэффициент передачи тока превышает наилучшие значения (5% при темновом токе 5 мкА) промышленных оптопар (А0Д107А, А0Д202А) с кремниевыми фотодиодами [12].

В тонких арсенид индий-галлиевых активных слоях наблюдается эффект "просветления", благодаря чему p-n-переходы на их основе с интегрированной арсенидгаллиевой p°-областью обеспечивают фоточувствительность как в коротких (до 0.5 мкм), так и в более длинноволновых (>0.86 мкм) областях спектра, определяемых глубокими фотоактивными уровнями (0.7...0.82 эВ) p- и p°-областей.

Широкие функциональные возможности p°pn⁺-структуры, достигнутые благодаря малым темновым токам (10⁻⁷ A/cм² при 10 B), широкому спектральному диапазону (0.5...1.7 мкм) и высокому

внутреннему усилению (10³...10⁵), продемонстрированы на примере фотоприемника.

6.3. Основы расширения функциональных возможностей многослойных структур

Для эффективного приема оптического сигнала необходима чувствительность в той области спектра, где эффективно работает излучатель – источник сигнала. Меньшие искажения в заданном частотном диапазоне соответствуют быстродействием. Всего этого можно достичь за счет внутреннего усиления и согласования области поглощения. Ее толщина должна быть сравнима с глубиной (длиной) поглощения излучения. Во всех фоточувствительных структурах, особенно фотоприемных, требуется увеличить исходную фоточувствительность, которая достигается за счет уменьшения Заметное уменьшение темнового темновых токов. тока стало возможным при использовании гетероперехода и лавинного процесса в фотодиодах. Так называемые лавинные фотодиоды с узкозонным слоем поглощения фотонов и широкозонным слоем для развития лавины могут служить в качестве примера (рис. 6.7) [13]. В этих структурах p-n-гомопереход сформирован из фосфида индия и nарсенид индий галлия. Концентрация носителей в n- и p-областях 10¹⁷ см⁻³, а в узкозонной части 2[.]10¹⁵ см⁻³. Площадь структур типа меза с диаметром 175 мкм. Из зонной диаграммы видно (рис. 6.7), что при низких напряжениях смещения фотогенерированные дырки не области достигают пространственного заряда р-п-перехода, (в валентной зоне) барьером задерживаясь потенциальным изотипного n-n-гетероперехода.



При высоком обратном напряжении (больше 80 В) электрическое поле проникает в поглощающий слой и дырки из него вытягиваются путем дрейфа в этом поле.

Обратный ток в темноте имеет довольно высокое значение 7.2^{-10⁻⁵} А/см². Поскольку туннельный ток в арсениде индий-галлия достигается при токах более 10⁻⁶ А/см² и полях более 2^{-10⁵} В/см, а при концентрациях более 5^{-10¹⁶} см⁻³ в гомопереходах на фосфиде индия отмечаются большие значения туннельного тока [14]. Поэтому появление и усиление фототока начинается с 80 В, т.е. – с приближением пробоя (рис. 6.8).



Коэффициент усиления достигает до 100. Проблема создания приемников излучения С параметрами, приемлемыми для требует новых решений. Применяя использования, развитую технологию получения соединений А³В⁵ и выдвинутую концепцию, оптимизированную реализовать структуру со сложным можно профилем изменения объемного заряда с напряжением (рис. 6.9).



Рис. 6.9. Зонная диаграмма оптимизированной структуры

Ее следует сформировать таким образом, чтобы приложенное напряжение перераспределялось по всей длине, либо создавало тянущее поле, тогда структура может работать, начиная с малых напряжений. Энергетическая зонная диаграмма оптимизированной р°pn⁺-структуры приведена на рис. 6.9.

Видно, что, начиная с малых обратных смещений V_{обр}>qV₂ носители, генерированные в n⁺-p- и p-p^o-переходах, беспрепятственно будут доходить до контактов. По мере увеличения напряжения поле в p-n⁺-переходе будет возрастать, а объемный заряд расширяться в направлении широкозонной p^o-области, в результате носители генерированные в p- и p^o-областях, попадая в поле p-n⁺-перехода будут умножаться, что обеспечить внутреннее усиление. Физический смысл такого явления заключается в том, что лавинное умножение начинается сначала в области с более узкой запрещенной зоной а затем с ростом напряжения постепенно переходит в область с широкой запрещенной зоной.

Для распространения поля в требуемом направлении и предотвращения появления туннельных токов [13.14] оптимальные концентрации носителей в соответствующих областях структуры следующие: n⁺= $2 \cdot 10^{16}$ см⁻³, p= $5 \cdot 10^{15}$ см⁻³, a p°-области сравнима с концентрацией фоновых примесей - $2 \cdot 10^{15}$ см⁻³. В частности, концентрация неконтролируемых примесей N_A - N_D ≤ 10^{15} см⁻³ - N_{DD} [15].

$$\varphi = -\frac{kT}{q} \ln \frac{N_n N_p}{n_i^2}, \quad W_{oo} = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_o}{q}} \frac{N_p + N_n}{N_p N_n} V_{\kappa}. \quad (6.6)$$

Ширина запрещенной зоны p-области на 2.8...4.2 % меньше, чем p°-области. При этих данных контактная разность потенциалов p-n⁺- перехода составит 1.06 эВ, а исходная толщина области объемного заряда – 0.507 мкм. С учетом концентрации носителей [4] уровень Ферми расположится на расстоянии 0.09 эВ от края валентной зоны. Для эффективного приема монохроматического оптического сигнала требуется увеличить исходную чувствительность, т.е. подобрать толщину области поглощения. Например, на длине волны 0.86 мкм длина поглощения света (1/α) около 1.4...1.6 мкм. Толщина верхнего слоя не должна выходить за пределы 0.6...1.0 мкм. Параметры

области р-типа подбирают таким образом, чтобы она перекрывалась слоем объемного заряда с напряжением не достигая критического поля (пробоя). Например, при 30 В 2.16 мкм со стороны р-области и 0.54 n-области будут охвачены объемным МКМ зарядом. В зависимости от требуемого рабочего напряжения толщина р-области соответственно с формулой (2) (V_K + V_{обр}) может быть выбрана в пределах 1.6... 3 мкм. Использование п⁺-р- гомоперехода с тонким верхним слоем для размножения носителей и приема излучения снимает ограничения спектрального диапазона со стороны больших энергий фотонов. Управление толщиной р-области способствует задаванию различных чувствительностей в длинноволновой области спектра.



Если обратимся к световым характеристикам разработанной р°р-п⁺-структуры и кремниевого фотодиода ФД-7К (рис.6.10), то обнаружим, что фототок в арсенидгаллиевой структуре, появляясь, растет с напряжением, а в кремниевой структуре принимает сразу Такое максимальное значение и далее неизменен. поведение световых характеристик свидетельствует о том, что в кремниевой первичный последующий фототоки структуре И равны, т.е. фотоэлектрическое усиление равно единице. В GaAs структуре фототок и коэффициент фотоэлектрического усиления растут с напряжением за счет увеличения объема фоточувствительной области.

Таким образом, предлагаемая структура сочетает в себе быстродействие p-i-n-диода И фоточувствительность лавинного фотодиода И более стабильна при флуктуациях рабочего Предложены расширения функциональных напряжения. основы возможностей p°-p-n⁺-структуры. В соответствии с проведенной оптимизацией ее параметров концентрация носителей в n⁺-, p- и p°областях убывает ступенчато в последовательности 2.10¹⁶, 5.10¹⁵, 2.10¹⁵ см⁻³, а ширина запрещенной зоны р°-области возрастает линейно от границы с р-областью в направлении к тыльной поверхности.

6.4. Температурная зависимость обратного тока диодных структур

Исследование некоторых структур с p-n-переходами показало, что их темновые токи с повышением температуры при фиксированных малых напряжениях (0,03 B) или подсветки приобретают куполообразную форму. Такое поведение токовых характеристик глубоколежаших рекомбинационных можно объяснить влиянием которые при комнатной температуре центров, являются неионизованными.



На основании исследования температурной зависимости обратного тока полупроводниковой структуры (рис. 6.11) по методике, приведенной в работе [16], можно определить глубину залегания рекомбинационных центров. Эта методика основана на характерных

температурах токовой зависимости от температуры, в частности, T_m в максимуме пика тока, и T_1 - подъема тока и T_2 в области спада тока. Причем T_1 и T_2 находится из условия

$$I(T_1) = I(T_2) = I_m/2.$$
 (6.7)

Таким образом, пик разделяется на две области. Первая половина интенсивности (a) t = T_m- T₁ в низкотемпературной стороне пика, и "вторая половина интенсивности" в высокотемпературной стороне пика, (b) d = T₂- T_m, или (c) w = T₂- T₁.

Глубина залегания уровней определяется на основе одной из формул:

$$E=1,51kT_{m}T_{1}/(T_{m}-T_{1})$$
(6.8)

или

$$E = [q/(T_2 - T_m)]kT_m^2.$$
(6.9)

Точность определения Е – по этим формулам составляет до 7 %. Для кривой, приведенной на рис.6.11, T_m =265 К и T_1 =253 К, соответственно получим

E=1.51[.]8.63[.]10⁻⁵.5587=13.03[.] 10^{-5.}5587= 0.726 9B

или глубина залегания уровня 1.12 – 0.726 = 0.394 эВ. Этот центр представляет собой акцепторный уровень.

Как показывают результаты исследований, наличие глубоких центров приводит к ухудшению параметров диодных структур в определенном температурном диапазоне, индикатором чего является температурная зависимость обратного тока.

6.5. Сульфид кадмия - арсенид галлия – фотоэлектрический усилитель

Использование сульфида кадмия в полупроводниковой технике позволяет отказаться от традиционного сульфида цинка [17]. В частности, его применение в пленочных излучателях даст возможность создавать преобразователи излучения и изображения, обладающие не только высокой разрешающей способностью, но и большой крутизной передаточной характеристики.

Для повышения эффективности фоточувствительных структур применяется система оптическое окно – поглощающий слой [17]. В зависимости от степени активности оптического окна можно ожидать расширения спектрального диапазона в сторону коротких длин волн. Исследуемые образцы представляют гетеропару сульдиф кадмия - арсенид галлия в фотодиодной структуре. Слой сульфида кадмия толщиной 0.1÷0.2 мкм формировался на монокристаллической подложке из арсенида галлия р-типа проводимости с концентрацией носителей ~5·10¹⁵см⁻³. Поверх сульфида кадмия и с тыльной стороны арсенида галлия наносились полупрозрачные металлические контакты из Аg.

Таким образом, изготовлены двухбарьерные диодные структуры на основе гетероперехода металл-pGaAs-nCdS-структуры, где, наряду с pGaAs-nCdS переходом, металл-р-полупроводник тоже имеется потенциальный барьер. Этот фотодиод представляет собой частный случай трехбарьерного фотодиода [18].

Вольтамперная характеристика одной из диодных структур (№2) в темноте и при подсветке видимым светом ($\lambda \sim 0,55$ мкм) показана на рис. 6.12.



Темновой ток в широком диапазоне напряжений (+ 20... - 50 В) не превышает 7·10⁻⁹ А. В области напряжений до -45В фототок (J^{св} – J^т) при подсветке со стороны GaAs больше (сплошные линии, кривые 2-4), но с дальнейшим повышением обратного напряжения (свыше 45 В) фототок начинает превалировать при подсветке со стороны CdS (пунктирные линии, кривые 4'). Такое поведение световых характеристик обусловлено смещением области разделения фотоносителей в глубь CdS с ростом запирающего напряжения.

Высокая чувствительность при подсветке со стороны GaAs вплоть до -45 В обратного напряжения объясняется высоким значением потенциального барьера металл – арсенид галлия (до 0.88 эВ) по сравнению с переходом металл – сульфид кадмия (до 0.56 эВ) [19]. При увеличении рабочего напряжения чувствительность возрастает не только для 0.55 мкм, но во всей видимой области спектра, особенно для 0.2 и 0.8 мкм (рис. 6.13). При нулевом смещении (рис. 6.13, кривая 1), максимальная чувствительность наблюдается при длине волны возбуждающего сигнала 0.3 MKM. Именно высокая чувствительность для не проникающих глубоко оптических сигналов свидетельствует об эффективном разделении фотоносителей в тонком слое CdS.



С повышением рабочего напряжения (рис. 6.13, кривая 2) увеличивается поле на гетерогранице pGaAs-nCdS, и вместе с тем возрастает эффективность разделения носителей для более глубоко проникающего излучения. При этом переход m-pGaAs входит

в режим прямого смещения. Величины фоточувствительности для коротковолнового и более длинноволнового излучений сближаются.

Из зонной энергетической диаграммы (рис. 6.14) видно, что m-p переходы p-n полупроводник и металл-полупроводник последовательно обратно включенными. Ток через являются любой при полярности приложенного напряжения структуру определяется обратно включенным переходом, т. е. в обоих направлениях в темноте зависимость тока от напряжения имеет вид: $| \sim V^{\gamma}$.



Вольтамперная характеристика структуры для m-p- и p-nпереходов приведена на рис. 6.15.



Показатель степени для обратно смещенного p-n-перехода при малых напряжениях (первый участок) $\gamma = 1.42$, с увеличением, напряжения (второй участок) $\gamma = 0.86$, причем с повышением температуры до 80° С на обоих участках наблюдается снижение γ до соответственно 1.25 и 0.75. Высокий показатель степени на первом участке обусловлен влиянием поверхностных утечек. Снижение его

с температурой до значении (0.76), близких к теоретическому (0.5), связано с генерационными процессами на границе p-n-перехода.

Для перехода металл – р-полупроводник зависимость обратного тока от напряжения носит степенный характер. При комнатной температуре γ = 1.25 и 0.9, с повышением ее до 100 °C возрастает до 2.3 и 1.25. Как видно, по сравнению с переходом металл-GaAs зависимость тока от напряжения значительно ослабляется, т. е, γ должна быть близка к 0,5.

Такое поведение токовых характеристик можно объяснить влиянием процессов, происходящих в толще CdS, имеющем глубокие уровни. Влияние генерационно-рекомбинационных примесные акцепторных ловушек процессов С участием придало насыщающийся характер не только темновым (рис. 6.15), но и световым характеристикам (рис. 6.16). На рис. 6.15 видно, что в области напряжений 33-40 В появляется отрицательный участок, связанный с полевыми явлениями [3], однако влияние поля на световые характеристики так ярко не проявляется (рис.6.16).



В режиме, (рис. 6.15), когда p-n-переход смещен в обратном направлении (рис. 6.16), фототок I^Ф_{пр} независимо от возбуждаемой поверхности имеет очень близкие значения. При смещении p-n-перехода в прямом направлении поле создается в более высокоомной области, различие в фототоках I^Φ_{пр} достигает одного порядка при напряжении 20 В. В случае подсветки со стороны CdS фототок меньше и определяется обратно смещенным переходом металл – GaAs.

Анализ (рис. 6.16) световых характеристик позволяет заключить, что фототок гетероперехода CdS-GaAs обусловлен в основном возбуждением фотоносителей в GaAs. Так, при подсветке со стороны CdS он служит как бы оптическим окном, причем за счет модуляции его объема светом становится тождественным переходу металл-полупроводник (CdS-GaAs). Барьер на границе металл - CdS практически отсутствует.

Таким образом, на основе гетероперехода GaAs-CdS получены фотодиодные структуры с малыми темновыми токами 7·10⁻⁹-2·10⁻⁸ A и фоточувствительностью 0.9 – 4.5 А/Вт. В результате ряд обнадеживающих попыток получения совершенных гетерослоев [20] можно сказать пополнился возможностью создания приборных фоточувствительных структур на основе GaAs-CdS.

6.6. Двухсторонне - чувствительные фотодиодные структуры в системе арсенид галлия – сульфид кадмия

Фоточувствительные структуры видимого и инфракрасного (ИК) диапазона широко применяются в различных областях, например, в телевидении, связи, в приборах ночного видения, в системах ИК – наведения и бытовых аппаратурах [21,22]. Для создания структур, эффективно работающих в спектральном диапазоне 1.0 – 1.6 мкм, наиболее перспективным материалом по сравнению с кремнием и германиям являются арсенид галлия и его соединения. Это вызвано в указанном диапазоне кремниевый и германиевый тем, ЧТО фотоприемники имеют не вполне удовлетворительные характеристики кремний, будучи полупроводником, [23]. Так. С непрямыми междузонными переходами, например, для фотонов с энергией 1.16 эВ, имеет коэффициент поглощения всего 10 см⁻¹. Кроме того, даже в лавинных фотодиодах на его основе велики емкость и токи утечки, их охлаждения рабочей уменьшение путем температуры не целесообразно. Для обеспечения малых темновых токов и увеличения фоточувствительности интерес представляют полупроводниковые А³В⁵. Например, в арсениде галлия коэффициент соединения поглощения при энергии фотонов 1.45 эВ достигает 10⁴ см⁻¹, а в диапазоне λ>1.0 мкм сильное поглощение достигается введением в него замещающих элементов (In, AI или др.) оптимизирующих ширину запрещенной зоны [24]. Кроме того, более плавное управление

характеристиками диодных структур можно осуществить за счет создания двух и более барьерных структур.

Рассмотрим результаты исследования спектральной чувствительности двухбарьерной фотодиодной структуры при различных рабочих точках.

Двухбарьерная структура изготовлена на базе p-p-n-перехода, в котором область р-типа представляет собой объемный кристалл из арсенида галлия с $N_A = (5-7) \cdot 10^{15}$ см⁻³, поверх которого выращен изотипный эпитаксиальной промежуточный слой толщиной 4 - 6 мкм. Концентрация носителей в нем составляет ~6·10¹⁵ см⁻³. Область nтипа создавалась напылением пленки сульфида кадмия в вакуумной установке, по методике, описанной в работе [25]. Толщина пленки с концентрацией носителей ~3·10¹⁶ см⁻³ равна 0,2-0,3 мкм. С тыльной стороны области р-типа сформирован выпрямляющей полупрозрачный (~100 Å) металлический контакт из Ад. Слой металла нанесенный на поверхность сульфида кадмия, оказался (Aq), Таким образом, создана m-pGaAs-nCdS-структура омическим. площадью ~80 мм², которая в дальнейшем скрайбировалась на дискретные элементы площадью 16-20 мм².

Вольтамперная характеристика исследуемой двухбарьерный фотодиодной структуры состоит из двух обратных ветвей (рис. 6.17).



Когда по отношению к p-n – переходу приложено прямое напряжение, переход металл-pGaAs смещен в запирающем направлении. В другом случае, когда p-n – переход находится в запирающем режиме, переход металл-pGaAs стремится к спрямлению. В любом из направлений один из переходов находится в роли

ограничителя тока. Ход кривой можно описать формулой, справедливой для обратно выключенных двух переходов [26,27]

$$I = \frac{2I_{S_1}I_{S_2}Sh(qV/2kT)}{I_{S_1}\exp(qV/2kT) + I_{S_2}\exp(qV/2nT)}.$$
 (6.10)

Здесь I_s, I_s, – токи насыщения для одной и другой ветвей.

Сравнение полученных результатов показывает, что при характеристическом параметре n = 2 экспериментальные данные темновых токов подтверждают расчетные (табл. 6.1).

Таблица 6.1

V, B	3,0	6,0	9,0	10	11
I _{пр} , А/см ²	1.10 ⁻⁸	1,3.10 ⁻⁸	1,69.10 ⁻⁸	9.10 ⁻⁸	1,36.10 ⁻⁷
I _{обр} , А/см ²	8,4.10 ⁻⁹	8,56.10 ⁻⁹	8,6.10 ⁻⁹	8,75.10 ⁻⁹	8,79.10 ⁻⁹

На экспериментальной кривой при 10 В прямой ток составляет 9·10⁻⁸ А/см², что в два раза больше расчетного значения (4·10⁻⁸A/см²). Токи насыщения I_{s1}, I_{s2} равны соответственно 4.78·10⁻⁸ А/см² и 2.2·10⁻⁹ А/см². Различие расчетных и экспериментальных данных можно объяснить с погрешностью определения точки перегиба из графика.

На рис. 6.18 приведена спектральная характеристика исследуемой структуры при различных рабочих напряжениях в режиме, соответствующем прямому смещению p-n-перехода. При малых напряжениях (2B) фототок появляется в области 0.2 мкм на уровне 0.03 и снижается до определенного значения в интервале от 0.4 до 0.6 мкм, далее с 1.0 мкм растет до 1.0 о.е. при λ =1.1 – 1.2 мкм. С увеличением напряжения, например, до 10 В фототок в окрестности 0.2 и 1.08 – 1.12 мкм увеличивается в пять раз.



Рис. 6.18. Спектральная характеристика для фотодиодной структуры с прямо смещенным p-n-гетеропереходом

В режиме, соответствующем обратному смещению p-n-перехода (рис. 6.19), при малых напряжениях (2В) фототок, появившийся при 0,5 мкм, незначителен и возрастает с 1.0 мкм более резко, достигая максимума при 1.12 мкм. С увеличением приложенного напряжения до 10 В наблюдается тенденция увеличения фототока при λ >0.5, мкм сменяющейся более резким подъемом при 1.05 мкм. Максимальный фототок достигается при λ =1.12 мкм. Фоточувствительность возрастает в 4.6 раза.



Сопоставление спектральных характеристик при смене полярности приложенного напряжения показывает, что максимальная фоточувствительность достигается в обоих направлениях при одной и той же длине 1.12 мкм возбуждающего сигнала. В области коротких длин волн (0.2 – 0.4 мкм) в режиме обратного смещения p-n-перехода фототок меньше, чем при прямых смещениях, т.е. разделение фотоносителей происходит на переходе металл-полупроводник.

На основании вольтамперных и спектральных характеристик исследуемой структуры установлено, что они формируются благодаря физическим процессам, происходящим в областях объемного заряда. Когда p-n-гетеропереход смещен в прямом направлении, определяющую роль играет обратно смещенный m-p-переход. Здесь слой объемного заряда находится в p-области. Что касается обратно

смещенного p-n-гетероперехода, то и в нем область объемного заряда располагается также в р-области, поскольку концентрация носителей в ней (~7·10¹⁵ см⁻³) меньше, чем в п-области (3·10¹⁶ см⁻³). В результате независимо направления при подсветке. ОТ приложенного напряжения, спектральная чувствительность структуры практически имеет идентичный вид. В коротковолновой области чувствительность случае обратно выше при смещенного перехода металлполупроводник, т.е. меняется пропорционально толщине слоя обеднения со стороны освещаемой поверхности.

В двухбарьерной фотодиодной структуре с общей модулируемой базовой областью характеристики случаев спектральные для (pGaAs-nCdS) р-п-гетероперехода запираемого И металлополупроводникового (m-pGaAs) перехода могут иметь идентичный вид. В обоих случаях механизмы формирования спектральных и токовых характеристик определяются процессами, происходящими в областях объемного заряда, расположенных преимущественно в общей (pGaAs) области.

Литература

- 1. Каримов А.В. Многофункциональные арсенид галлиевые тонко переходные структуры. Ташкент: Фан, 1992. 176 с.
- 2. Основы оптоэлектроники. Пер. с японс. М.:Мир, 1988. 288с.
- Аксененко М.Д., Бараночников М.Л., Смолин О.В. Микроэлектронные фотоприемные устройства. М.: Энергоатомиздат, 1984. 208 с.
- 4. Каримов А.В., Нуркузиев Г., Химматкулов О. Арсенид галлиевый мультикон// Докл. АН УзССР. 1988. №8. С.24-26.
- 5. Фотоника/ Пер. с англ. и франц. Под. ред. Елисонова М.И. М.: Мир, 1978. 686 с.
- 6. Trommer R. Design and fabrication of InGaAs/InP avalance photodiodes for the 1 to 1,6 p.m Wavalendth region// Freguenz. 1984. V38. №9. P. 212-216.
- Susa N., Yamachi Y., Kaube H. Punch through type InGaAs photodetector fabricated by Vapor – phase epitaxy// IEEE J. Guant. El. 1980, V. 16. №5. P.542-545.
- 8. Альферов Ж.И., Васильев М.Г., Горленко А.Т., Ильинская Н.Д., и др. Лавинные фотодиоды на основе гетероструктур InGaAsP/InP с p-n переходом в InP// Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып.12. С.722-724.

- 9. Бажан Н.Г., Снигур А.П., Чумак В.А., Цопа А.В. Аномальное распределение спектральной чувсвительности в фотоэлементах InGaAs-InP// Тезисы докл. Всесоюз. Конф. "Фотоэлектрические явления в полупроводниках". Ташкент, октябрь 1989. С.134-135.
- Каримов А.В., Нуркузиев Г, Химматкулов О. Фотоприемники с широким спектральным диапазоном на основе гетероперехода// Докл. АН УзССР. 1988. N10. C.24-26.
- 11. Каримов А.В., Нуркузиев Г., Химматкулов О. Исследование оптико-электрических характеристик арсенидгаллиевого мультикона// Электронная техника. Сер. Лазерная техника и оптоэлектроника. 1989. №3. С.81-83.
- 12. Аксененко М.Д., Бараночников М.Л. Приемники оптического излучения. Справочник. М.: Радио и связь, 1987. С.296.
- 13. K.Nishida, K.Taduchi, Y.Matsumoto. InGaAsP Heterostructure Avalanche Photodiodes with High Avalanche Gain// Appl. Phys. Lett.1979. V.35. #3. P. 251-252.
- 14. Техника оптической связи. Фотоприемники / Пер. с англ. М.: Мир, 1988. 526с.
- 15. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов. Кн.1. М.: Мир, 1984. 456с.
- 16. Reuven Chen. On the Calculation of Activation Energies and Frequency Factors from Glow Curves// Journal of applied physics. 1969. V. 40, N 2. P. 570-585. February
- 17. Верещагин И.Г., Ковалев Б.А., Косиченко Л.А., Кокин С.М. Электролюминесцентные источники света. М.: Энергоатомиздат, 1990. С. 115.
- 18. Каримов А. В. // Докл. АН УзССР. 1990. № 12. С. 17-18.
- 19. Милнс А., Фойгт Д. Гетеропереходы и переходы металлполупроводник. М.: Мир, 1975. С. 191.
- 20. Yim W. M., Stefko E. J.// J. Electrochem. Soc. 1972. V. 119. N 3. P. 381.
- 21. Техника оптической связи. Фотоприемники/ Пер. с англ. М.: Мир, 1988. 526 с.
- 22. Фотоприемники видимого и ИК диапазонов/ Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1985. 328 с.
- 23. Кардош П., Морвиц М. Фотодиоды для волокнооптических систем передачи диапазона 1,3 мкм// Зарубежная радиоэлектроника 1986. №11. С. 80-87.
- Karimov A.V., Toulanov V.T. Features of Growth Epitaxial Layers of Firm Solutions on a Basis of Indium's and Aluminium's Arsenide // 2nd International AVS Conference on Microelectronics and Interfaces. February 5-9, 2001 in Santa Clara, California, USA.
- 25. Берченко Н.Н., Кревс В.Е., Средин В.Г. Полупроводниковые твердые растворы и их применение. М.: Воениздат, 1982. 208 с.

- 26. Милнс А., Фойхт Д. Гетерепереходы и переходы металлполупроводник/ Пер. с англ. М.: Мир, 1975. 432 с.
- 27. Беляев А.П. и др. Инверсия типа проводимости слоя селенида цинка в гетероструктуре// ФТП. 1993. Т.27.№3. С. 527-532.

ГЛАВА 7

АНОМАЛЬНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ТРЕХБАРЬЕРНОЙ СТРУКТУРЕ С КВАЗИИЗОПЕРИОДИЧЕСКИМ ПЕРЕХОДОМ

При фотодиодных создании структур ОСНОВНОЙ задачей является получение малых темновых токов И высокой фоточувствительности. Эти проблемы в структурах со встроенными электрическими полями решаются различными конструктивными или иными путями. Например, разделением областей поглощения и **ИМНОЖЕНИЯ** В лавинных фотодиодах С р-п-переходами [1,2]. формированием поверхностно-барьерных переходов С микрорельефной границей раздела [3] или с тонким промежуточным слоем [4] в структурах с переходом металл-полупроводник. Несмотря на то, что используемые при этом p-n-переход и переход металлполупроводник функционально тождественны – по выпрямляющим, фотоприемным свойствам, однако по спектральному диапазону, частотным свойствам, а также по другим параметрам могут иметь Учитывая взаимонедостижимые показатели. особенности, ЭТИ поставленные задачи нами решались созданием фотодиодных структур, сочетающих в себе p-n- и металлополупроводниковые переходы, в частности, с обратно включенными двумя и тремя барьерами [5,6]. Благодаря предлагаемому включению переходов можно обеспечить синтез спектральных характеристик в единой структуре (за счет наличия перехода металл – полупроводник чувствительность в коротковолновой области, а благодаря р-ппереходу – в длинноволновой области спектра), т.е. широкий спектральный диапазон, который нельзя получить в диоде с одним переходом или последовательно соединяя диод с барьером Шоттки и с р-п-переходом.

Еще одно преимущество – малая емкость за счет создания структуры на единой подложке. Здесь геометрическая емкость

получается меньше, чем в отдельных структурах, в которых каждый барьер будет заключен между металлическими контактными слоями, в результате в трехбарьерном будем иметь шесть металлических прослоек, а в нашем случае всего две металлические прослойки, между которыми распологаются три слоя обеднения. Поэтому в предлагаемом фотодиоде будут малыми и емкость и шумы. При этом вместо трех подложек используется одна.

Фотодиодные структуры изготавливались на основе квазиизопериодичеких переходов ln(Al)GaAs-GaAs [7].

7.1. Трехбарьерный фотодиод Каримова

Трехбарьерная фотодиодная структура получена на базе p-пперехода, в котором область p-типа представляет собой объемный кристалл из арсенида галлия с N_A =5-7·10¹⁵ см⁻³, а область n-типа состоит из эпитаксиального слоя с N_D =2·10¹⁶ см⁻³, в случае гомопереходных структур – из арсенида галлия, а для гетеропереходных – из индий(алюминий) арсенида галлия. Толщина области nтипа, выращенной жидкостной эпитаксией, составляет 1.5 -2 мкм. С тыльной стороны области p-типа сформирован выпрямляющий полупрозрачный (100 \mathring{A}) контакт из Ag, а на поверхность области nтипа нанесен контактный слой из Au. Площадь структур находится в пределах 8-80 мм², а удельная емкость ~0.2 пФ/мм². Темновая вольтамперная характеристика этих структур как в прямом, так и в обратном направлениях монотонна и не имеет скачка тока (рис. 7.1).



Отметим, что наблюдаемый вид зависимости тока от напряжения связан с ограничением инжекции носителей, поскольку при омических контактах на переходах металл – полупроводник структура имела бы S- или N-образную характеристику [8].

Для упрощения анализа свойств переходов воспользуемся методикой построения энергетической зонной диаграммы по модели Андерсона [9]. Исследуемая m-p-n-m-структура имеет три встроенных поля создаваемых m-pGaAs-nGaAs-m металлополупроводниковыми и pGaAs-nGaAs полупроводниковым переходами. Напряженность поля (\mathcal{E}) прямо пропорциональна высоте потенциального барьера φ_b

$$\mathcal{E} \cong 2\varphi_{\rm b}/\mathrm{W},\tag{7.1}$$

где W – исходная толщина слоя объемного заряда. В свою очередь

$$W = (2\varepsilon_{,}\varepsilon_{o}V_{b}/qN)^{0.5}$$
(7.2)

здесь (*ε*,*ε*_o – диэлектрическая проницаемость полупроводника и вакуума, V_b – контактная разность потенциалов барьера).

На основании экспериментальных значений ϕ_b и N можно определить параметры, необходимые для построения энергетической зонной диаграммы. За ϕ_b можно принять экспериментально определенную из спектральных характеристик величину высоты потенциального барьера Ag-pGaAs, т.е. 0.62 эВ. Для перехода nGaAs-Au его значение равно 0.8 эВ [10]. Для исходных значений концентрации носителей р- и п- областей получим W_{po} =0.354 мкм и W_{no} =0.22 мкм. Контактная разность потенциалов (pGaAs-nGaAs) перехода подложка – эпитаксиальный слой при N_A =6·10¹⁵ см⁻³ и N_D =2·10¹⁶ см⁻³

$$V_{D}^{pn} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_{D} N_{A}}{n_{i}^{2}}$$
(7.3)

равна 1.08 эВ. Разность энергий у(0) между дном зоны проводимости у границы раздела p-n-перехода и уровнем Ферми при исходных концентрациях, определенная из выражения [10] связанная с эффективной концентрацией N_E

$$y(0) + \ln \frac{N_D}{N_c} = \frac{\ln(N_E N_D / n_i^2) + N_D / N_E - 1}{1 + N_D / N_E}$$
(7.4)

где (N_c-эффективная плотность состояний в зоне проводимости для GaAs при 300 К равна 4.5^{-10¹⁷} см⁻³), составила 0.76 эВ.

Толщина обедненного слоя p-n-перехода, определяемая выражением

$$W = \left[2\varepsilon, \varepsilon_{o}/q\left(\frac{N_{a}+N_{d}}{N_{a}N_{d}}\right)V_{p-n}\right]^{0,5}, \qquad (7.5)$$

равна 0,463 мкм. Расстояние между зоной проводимости и уровнем Ферми GaAs n-типа, определенное по способу [10], равно 0,2 эВ.

Используя полученные выше данные, можно построить энергетическую зонную диаграмму трехбарьерной фотодиодной структуры, как показано на рис. 7.2.



Видно, что исследуемый фотодиод содержит три потенциальных барьера, два из которых (m-pGaAs и nGaAs-m) относительно прилагаемого извне напряжения находятся в одном и том же направлении, т.е. соединены последовательно. Центральный p-nпереход по отношению к ним включен во встречном направлении. Когда напряжение относительно p-n-перехода приложено в прямом направлении, переходы металл – полупроводник находятся в запирающем режиме и ограничивают прямой ток. В другом направлении запирается p-n – переход. Действительно (рис. 7.2), два перехода с барьером металл – полупроводник соединены последовательно, а pn - переход – встречно. В результате вольтамперная характеристика трехбарьерной фотодиодной структуры слагается из двух обратных ветвей (рис. 7.1).

Условно за направление принята полярность падающего на p-nпереход напряжения. Ход кривой можно описать выражением, справедливым для обратно включенных двух переходов [10]

$$I = \frac{2I_{s1}I_{s2}Sh(qV/2kT)}{I_{s1}\exp(qV/2kT) + I_{s2}\exp(-qV/2kT)}$$
(7.6)

I_{s1} и I_{s2} – токи насыщения для одной и другой ветвей.

На экспериментальной кривой при 10В ток, соответствующий прямому направлению, составляет 9[.]10⁻⁸ А/см², что в два раза больше расчетного значения (4[.]10⁻⁸ А/см²). Такое различие можно объяснить разбросом точности определения токов насыщения. Ход кривой удовлетворительно совпадает с экспериментально построенной.

Результаты экспериментально измеренных данных при 25 ⁰С, для ветви в запирающем направлении приведены в табл. 7.1.

Таблица 7.1	
-------------	--

V, B	0.5	1.0	5.0	10	20	40	60	80	100
I, nA	0.01	0.8	4.2	8.0	14	27.2	43.5	68	98
J,	0.2 [.]	1.8 [.]	0.9 [.]	1.8 [.]	3.2 [.]	6.3 [.]	1.0 [.]	1.6 [.]	2.27 [.]
A/cm ²	10 ⁻⁹	10 ⁻⁸	10 ⁻⁷	10 ⁻⁷	10 ⁻⁷	10 ⁻	10 ⁻⁶	10 ⁻⁶	10 ⁻⁶

Как видно из рис. 7.1, темновой ток (кривая 1) как в прямом, так и в обратном направлениях не превышает 10^{-6} A/cm². Так, при 10В в прямом направлении темновой ток (23 нА) составляет $1.1^{\cdot}10^{-6}$ A/cm², в обратном направлении при 10В (1нА) – $5^{\cdot}10^{-8}$ A/cm². Фототок I^ф = I^{cв} – I^T (разность светового и темнового токов) с напряжением возрастает.

Таким образом, вольтамперная характеристика исследуемых структур определяется суммарной кривой обратно — включенных переходов, один из которых по отношению к прилагаемому напряжению всегда включен в запорном направлении.

7.2. Фотоэлектрические свойства

Интегрирование нескольких (более одного) переходов с областями обеднения предлагаемым образом способствует не только

получению больших рабочих площадей фотодиодной структуры, но и увеличивает значения произведения сопротивления на площадь (RS), что однозначно увеличению (квантового выхода) фоточувствительности [11].

Сопротивление отдельного перехода при нулевом смещении равно

$$\mathsf{R} = \left(\frac{\partial I}{\partial V}\right)^{-1} = \frac{2kT}{qI_s}.$$
 (7.7)

Здесь І , – ток насыщения.

В нашем протекающий случае ТОК, через структуру, определяется сопротивлениями последовательно соединенных переходов: в одном направлении – эффективным сопротивлением $({\sf R}^{np}),$ которое состоит ИЗ СУММЫ двух запираемых металлополупроводниковых переходов и прямосмещенного p-nперехода

$$\mathsf{R}_{s}^{np} = \mathsf{R}_{m-p}^{obp} + \mathsf{R}_{p-n}^{np} + \mathsf{R}_{n-m}^{obp}, \qquad (7.8)$$

в другом направлении

$$\mathsf{R}_{\mathfrak{s}}^{\mathfrak{o}\mathfrak{o}p} = \mathsf{R}_{\mathfrak{m}-p}^{\mathfrak{n}p} + \mathsf{R}_{p-n}^{\mathfrak{o}\mathfrak{o}p} + \mathsf{R}_{n-m}^{\mathfrak{n}p}.$$
(7.9)

Для заданного напряжения ток, протекающий через всю структуру, соответственно меньше тока отдельно взятого перехода при том же напряжении, т.е.

$$I_{ss} = \Delta V / R_s \approx \frac{2kT}{qR_s}.$$
 (7.10)

В предположении генерации в слое объемного заряда его значение меньше, чем ток насыщения

$$I_{s} = \frac{Sqn_{i}W}{\tau_{s}}$$
(7.11)

любого из переходов, даже с наименьшим током, в соответствии с толщиной (W) обедненного слоя.

Напряженность поля в структуре будет иметь эффективное значение. Если в одном переходе поле стремится к росту, то в другом (стремящемся к прямому смещению) будет уменьшаться. Результирующее поле не будет возрастать так резко, как в случае одиночного перехода, т.е. прирост поля замедляется и ток не будет иметь резкого скачка, как в одиночном переходе.

Если с напряжением толщина объемного заряда у одного перехода уменьшается, то у другого – возрастает. В результате общее поле структуры стабилизируется и ток сильно не возрастает, стремясь к насыщению в обоих направлениях.

Зависимость протекающего тока от напряжения в обоих направлениях в темноте и при освещении подчиняется степенному закону I~Vⁿ (рис. 7.3). В режиме запирания р-п-перехода (кривая 1) участок с $n_1 = 0.57$ сменяется вторым участком с $n_2 = 0.26$, связанным с замедлением роста тока (при 5...13 В) и далее (с 13 В) рост тока продолжается (n₃ = 0.8). Появление участка с показателем степени чем 0.5, можно объяснить меньшим, захватом электронов акцепторными уровнями, расположенными в узком высокоомном слое у границы с областью объемного заряда р-п-перехода. При больших напряжениях (с 13В) возможно слияние объемного заряда с узким слоем и приближение зависимости тока от напряжения к линейной.

При подсветке структуры с обратно смещенным p-n-переходом (рис. 7.3, кривая 2) показатель степени равен 0.5, что соответствует механизму генерации носителей в области объемного заряда. Далее увеличивается 1.6 (C 10 B) ЭТОТ показатель ДО за счет фотогенерированных дополнительного повышения носителей С напряжением.



и при освещении

В режиме прямого смещения p-п-перехода (кривая 3) показатель степени равен 0.7, т.е. изменение высоты потенциальных барьеров с напряжением незначительно. При подсветке (кривая 4), начиная с 5В, показатель степени принимает большее значение (1.45), разбивая кривую фототока на два участка. Появление второго участка можно объяснить понижением на определенное значение металлополупроводниковых барьеров при прохождении фотогенерированных носителей.

7.3. Спектральные характеристики

Трехбарьерный фотодиод вместе с малыми токами позволяет получить высокие значения фоточувствительности в широком диапазоне спектра при подсветке с любой из сторон и при любой полярности рабочего напряжения.

На рис. 7.4 на примере m-pGaAs-nAl_{0,1}Ga_{0,9}As-m-структуры представлены кривые спектральной чувствительности при различных условиях смещения. Кривая 1 получена в фотовольтаическом режиме при нулевом смещении, кривые 2 и 3 – при подсветке со стороны соответственно, pGaAs и $nAl_{0,1}Ga_{0,9}As$, т.е. при прямом смещении p-n-перехода напряжением 2 В, четвертая кривая снята при обратном смещении напряжением 18 В (подсветка со стороны $nAl_{0,1}Ga_{0,9}As$).



Отличительным является то, что при наличии рабочего напряжения резко возрастает фоточувствительность, особенно в собственной области. В инфракрасной (длинноволновой) области изменение незначительно.

При прямом смещении, когда образец освещен со стороны GaAs, наблюдается смещение пика (1.41 эВ) в более длинноволновую область (1.37 эВ), что связано с эффектом Франца-Келдыша [12]. В обедненной области под контактом, где поле велико, фотон с энергией, меньшей ширины запрещенной зоны, частично поднимает электрон в зону проводимости, затем туннелирует через барьер в проводящее состояние (рис. 7.5,б), при этом ширина запрещенной зоны как бы уменьшается.



Увеличение фоточувствительности с напряжением можно объяснить следующим. По мере увеличения приложенного напряжеия вместе с ростом поля расширяется область объемного заряда p-nперехода, а у металл-полупроводниковых переходов она сужается. В результате фоточувствительная область как бы приближается к поверхности и эффективность разделения фотогенерированных носителей возрастает, особенно в области энергий квантов, больших ширин запрещенной зоны освещаемой области.

При прямом смещении (сужении) p-n-переход (рис. 7.4, кривая 2) имеем обратный эффект (уменьшение фототока) за счет увеличения эффективной толщины переднего слоя.



При освещении структуры от интегрального источника с длиной волны ~0.55 мкм (рис. 7.6) фоточувствительность возрастает с напряжением для Ф=75 лк (кривая 4) до 2.58 и до 5.48 А/Вт для Ф=15 лк (кривая 5) при 100 В, т.е. при малых освещенностях отмечается большая фоточувствительность.

Наблюдаемая фоточувствительности зависимость OT интенсивности освещения связана нелинейностью С процесса генерации. В соответствии с приведенной на рис. 7.5 энергетической зонной диаграммой, у границ металл – полупроводник имеется потенциальный барьер, который при малых интенсивностях освешения обеспечивает большее изменение концентрации неосновных (фото) носителей.

При больших интенсивностях освещения увеличивается концентрация не только неосновных, но и основных носителей. При этом большему световому току соответствует более высокая концентрация основных носителей заряда. Иначе, увеличение интенсивности освещения уменьшает искривление зон переходов металл-полупроводник, приводя К доминированию объемной генерации носителей над поверхностной (замедляя рост фототока с увеличением интенсивности света). Ограничение тока основных носителей переходов металл-полупроводник обратно смещенным рn-переходом способствует сохранению изгиба зон и при больших интенсивностях освещения, в противном случае наблюдалось бы увеличение фоточувствительности при больших освещенностях.

7.4. Аномальные фотоэлектрические явления

Реальные условия эксплуатации фотодиодных структур существенно отличаются от лабораторных. В составе оптического обрабатываемого оптико-электронными сигнала, схемами или системами регистрации с фотоприемниками, присутствуют фоновая и другие составляющие [13-15]. Поэтому необходимы исследования фотодиодных структур при возбуждении не только одним оптическим сигналом, но и естественной или иной подсветкой, причем в схеме с большим разрешением.

Рассмотрим фотоэлектрические характеристики трехбарьерной фотодиодной структуры в условиях, близких к эксплуатационным.

Для исследований используем схему (рис. 7.7) с коэффициентом усиления 670 при напряжении питания 10 В, а в качестве оптического источника – светодиод АЛ 107А с максимумом длины волны излучения λ ~0.95 мкм. Выходной сигнал (усиленный фототок) с нагрузки будем фиксировать универсальным вольтметром ВК7-21А.



Зависимости 1 и 2 на рис. 7.8 тождественны люксамперным характеристикам, а - 3 и 4 - передаточным характеристикам фотоприемник – излучатель. Кривая 1 получена при подсветке фотоприемной трехбарьерной структуры видимым светом с $\lambda \sim 0.55$ мкм. Наведение дополнительного оптического сигнала от излучателя (λ =0.95 мкм) с фиксированным током питания 1.2 мА приводит к увеличению выходного сигнала, практически не меняя степенного характера его зависимости от освещенности I(V)~ Φ^{γ} . Кривые 3 и 4 получены при изменении рабочего тока излучателя при постоянной

фоновой подсветке. Кривая 3 по характеру зависимости выходного сигнала от интенсивности возбуждающего сигнала идентична кривым 1 и 2 с показателем степени 1.5. При увеличении фоновой подсветки до 30 Лк эта зависимость сменяетя линейной (кривая 4).

С точки зрения физических процессов линейную зависимость выходного сигнала от интенсивности входного оптического сигнала (ток светодиода (рис. 7.8, кривая 4)) можно объяснить преобладанием генерации электронов и дырок в переходном слое р-п-перехода, где поле велико [16]. Увеличение выходного сигнала связано с ростом фоточувствительности в ИК области при определенной подсветке (20...30 лк) и при заданном напряжении (+9.7В).

Для установления пределов оптического диапазона, в котором могут иметь место обнаруженные зависимости, обратимся к спектральным характеристикам, снятым с помощью той же схемы.



Из рис. 7.9 видно, что в областях спектра λ =0.2...0.3 мкм и *2*=0.8...1.02 мкм без фоновой подсветки (кривая 1) чувствительность выше, чем при подсветке (λ ~0.55мкм), а в области λ =0.55 ...0.7 мкм – наоборот. В случае, когда структура возбуждается ИК – излучением, более мощным, чем подсветка, чувствительность фотодиода в ИК области увеличивается, если же мощность подсветки равна мощности ИК – излучения, то уменьшается (рис. 7.9, кривая 2). В отсутствие подсветки наблюдаются три характерных максимума: в области оптического перехода зона-зона λ =0.86 мкм, затем в примесной области при λ =1.0...1.02 мкм и, λ=1.15 мкм. при наконец, Проявление последных пиков связано с образованием донорных и уровней. акцепторных В данном случае В области спектра

λ=0.8...1.02 мкм при подсветке (кривая 2) происходит оптическое подавление собственного и примесного пиков. По своему характеру этот эффект аналогичен температурным изменениям параметров (максимум, полуширина) примесной полосы образца из арсенида галлия, содержащего одновременно хром и олово [17].

Отличие наблюдаемого на рис. 7.9 эффекта от известных заключается в одновременном изменении параметров сразу двух пиков. Учитывая данные работы [18], можно предположить, что "изчезающий" резонирующий ПИК $(\lambda = 0.98...1.03)$ мкм), *hv* =1.2...1.25 соответствующий эB, связан С поведением собственных дефектов, образованных слое -В переходным эпитаксиальный слой (AlGaAs) - объемный кристалл (GaAs). Что же касается пика (λ =1.15 мкм), проявляемого при hv =1.08 эВ, то он не реагирует на подсветку. По характеру резонирующий уровены является акцепторным, а не реагирующий на подсветку донорным. Глубина залегания донорного уровня от края зоны проводимости составляет ($E_c - 0.35$ эВ), а акцепторного уровня 0.2 эВ ($E_c - 0.2$ эВ).

Таким образом, в эксплуатационных условиях в той или иной области спектра могут быть выявлены скрытые источники чувствительности фотодиодных структур.

Так, в арсенидгаллиевой трехбарьерной структуре повышение чувствительности в ИК – области обеспечивается уровнями дефектов и глубоких примесей в переходной высокоомной области [19]. Попадая в область сильного поля p-n-перехода они, при соответствующих режимах придают высокую фоточувствительность в примесной области спектра.

Зависимость усиливаемого сигнала от входного может быть задана в широких пределах - от степенной до линейной - путем изменения уровня подсветки видимым светом. Это обстоятельство необходимо учитывать при разработке оптико - электронных систем и устройств с фотоприемниками. Технически для получения требуемой зависимости необходимо обеспечить надежную защиту излучений фотоприемника OT посторонних или задавать фиксированную контролируемую подсветку.

7.5. Фотоэлектрическое усиление

Чувствительность трехбарьерного диода к видимому (0.55 мкм) и инфракрасному (0.95 мкм) излучениям позволяет исследовать его, как и оптический детектор [20], с помощью арсенидгаллиевого светодиода (например, АЛ 107А). Поскольку арсенид индий-галлия, как и арсенид галлия, чувствителен к инфракрасному ИК) излучению, то для изучения особенностей фоточувствительности целесообразно исследовать структуру на основе квазиизопериодического p-n-перехода GaAs-In_{0.05}Ga_{0.95}As, т.е. без добавок алюминия.

Темновая вольтамперная характеристика исследуемой структуры (GaAs-InGaAs) как в прямом, так и в обратном направлениях близка к линейной и не имеет участков резкого скачка тока (рис. 7.3, кривые 1 и 3). При ее оптическом возбуждении с любой из сторон видимым (0.55 мкм) или инфракрасным (0.95 мкм) светом появляется фототок, величина которого растет с напряжением (рис. 7.3, кривые 2,4).

Коэффициент фотоэлектрического усиления [21]

$$M^{\varphi} = \frac{J^{\varphi}}{J^{\varphi o}} = \frac{J^{c_{\theta}} - J^{me_{M}}}{J^{c_{\theta}}_{\min} - J^{me_{M}}_{\min}}$$
(7.12)

имеет свои значения для каждой конкретно освещаемой поверхности. Характерно, что при смене полярности напряжения наибольшее усиление отмечается со стороны анода (плюс источника питания). Данные измерений коэффициента фотоэлектрического усиления в специально нелегированных глубокими примесями структурах сведены в табл. 7.2.

Таблица 7.2

Рабочее	М ^{<i>^{<i>p</i>}</i>} при возбужден	Подсветка	
напряжение, В	n-InGaAs	р-GaAs,нескомп	
+10	10.7	14.6	Инфракрасная
	14.0	14.2	Видимая
-40	170	27.5	Инфракрасная
	120.5	96	Видимая

Как видим, при положительных смещениях чувствительность структуры (М^{*φ*} =14.6) к ИК-излучению больше со стороны арсенида галлия, а при отрицательных (М^{*φ*} =170) – со стороны арсенида индий-

галлия. Это означает, что геометрия области, где происходит ОТ генерация фотоносителей, зависит физических процессов, полярности рабочего протекающих В структуре при данной напряжения. В обратном направлении при подсветке видимым (0.55 мкм) светом со стороны не только n-слоя, но и p-области достигается довольно высокий коэффициент фотоэлектрического усиления – 96.

При этом, чем меньше освещенность -15 лк и рабочее напряжение 100 В, тем больше коэффициент фотоэлектрического усиления –293 (рис. 7.10).



Это можно объяснить тем, что большая часть генерированных фотоносителей разделяется у границы освещаемого прямосмещенного перехода металл – р-полупроводник. Высота потенциального барьера металл-полупроводник, где создаются фотоносители, при прямых (+2.0 В) и обратных (-18 В) смещениях сохраняется на уровне 0.63...0.66 эВ (рис. 7.10).

Поскольку видимые фотоны (>1,4 эВ) не могут проникать глубоко в полупроводник, то получаемый коэффициент фотоэлектрического усиления можно объяснить разделением фотоносителей в области высокого поля, образованного на границе металла с полупроводником [22].

Экспериментально наличие высокого поля со стороны GaAs подтверждается тем, что при смене полярности рабочего напряжения, когда образец освещен со стороны pGaAs, наблюдается смещение пика (h *V* = 1.41 эB) фототока в более длинноволновую область (1.37 эB) за счет эффекта Франца-Келдыша (рис. 7.5,б) на границе металл–

полупроводник (при полях 1.3^{-10⁵} В/см). Эффект Франца-Келдыша свидетельствует о том, что область объемного заряда перехода металл - р-полупроводник тоньше, чем у перехода металл-п-область. Эмиссия электронов через этот обратно смещенный переход и их инжекция в р-область приводит к большему расширению области объемного заряда с напряжением (рис. 7.11).

Чувствительность к глубоко проникающему ИК (0.95 мкм)излучению при прямых (+10 В) смещениях больше со стороны робласти (GaAs).



Подобную чувствительность К длинноволновому излучению арсенидгаллиевых p-n-(i-n)-структур связывают с областью высокого поля (ОВП), формируемого у границы с объемным зарядом [23]. Считается. что ОВП создается благодаря наличию глубоких акцепторных центров (в р-области), которые в темноте заполняются электронами, постепенно проникающими в глубь р-области с напряжением.

При воздействии ИК-облучения происходит как бы их ионизация. Однако экспериментальными исследованиями установлено, что именно в случае перекомпенсированной акцепторным хромом робласти чувствительность структуры к ИК – облучению заметно уменьшается. Значения коэффициента фотоэлектрического усиления в структурах, содержащих глубокие примеси, приведены в табл. 7.3.

Таблица 7.3

Рабочее	М ^{<i>^о</i>} при возбужде	Подсветка	
напряжение, В	n-InGaAs	р-GaAs,нескомп	
+10	38.4	27	Инфракрасная
-----	------	-----	--------------
	51	55	Видимая
-40	44.5	3	Инфракрасная
	155	125	Видимая

Напротив, (табл. 7.2 и 7.3), наибольший коэффициент фотоэлектрического усиления (170 и 44.5) от ИК – излучения достигается при обратных смещениях и при подсветке со стороны n – слоя. Следовательно, лишь компенсированность р-области по всей толщине не ответственна за высокую чувствительность к ИК – излучению и захват электронов не происходит по всей глубине робласти.

Учитывая увеличение коэффициента фотоэлектрического усиления с напряжением (начиная с нуля) в обоих направлениях и чувствительность к ИК-излучению в случае некомпенсированной робласти, можно заключить, что ОВП локализована в квазинейтральной области вблизи объемного заряда р-п-перехода. Она создается при получении п-слоя независимо от используемого способа (газофазный, жидкостный и т.д) за счет диффузии и захвата носителей [24], формирующих i-*V*-переход.

Следует отметить, что во всех исследованных образцах независимо от исходного параметра р-области – (нескомпенсированная или перекомпенсированная) фототок при нулевом смещении всегда больше при ИК-подсветке со стороны GaAs: в нескомпенсированном InGaAs-GaAs при подсветке со стороны InGaAs фототок равен 0.03 мкА, со стороны GaAs – 1.06 мкА, а в компенсированном образце – соответственно 0.35 и 1.10 мкА.

Этот факт можно объяснить тем, что исходный коэффициент пропускания света арсенидгаллиевой подложки больше, чем эпитаксиальной п-области из арсенида индий-галлия. Так, исходное различие коэффициентов преломления между областями создается за счет преобладания свободных носителей в эпитаксиальном слое.

Высокие значения (170 и 120) коэффициента фотоэлектрического усиления (табл. 7.2) в обратном направлении (-40 В) при ИК – или видимой подсветке со стороны арсенид индий-галлия можно объяснить вхождением толщины промежуточного слоя d_i в корреляцию с величиной, определяемой из выражения [25]

$$d_{i} = \lambda / 4(n_{p}n_{n})^{1/2} . \qquad (7.13)$$

Для n_p =3.37 и n_n =3.52 lnGaAs, толщина промежуточного слоя $d_i = 0.95/4(3.37^{\circ}3.52)^{1/2} = 0.95/4^{\circ}3.44 = 0.95/13.77=0.068$

7.6. Физическая модель высокочувствительной структуры

Для определения физической модели фоточувствительной трехбарьерной структуры воспользуемся рассмотренными выше эффектами, возникающими на границах металл – полупроводник и в p-n-квазиизопериодическом переходе, а также в квазинейтральных областях. Объёмный арсенид галлия, выращенный без специального обычно представляет собой легирования, материал п-типа вследствие того, что в него попадают, служащие донором, атомы кварцевого тигля. кремния ИЗ Концентрация кислорода или электронов может достигать от 10¹⁵ до 5·10¹⁶ см ⁻³ [26]. Увеличение концентрации кислорода или добавление хрома в расплав арсенида галлия позволяет получить полуизолирующие объёмные слитки или слои, В которых создаваемые хромом акцепторные уровни уровней, захватывают электроны С донорных формируемых фоновыми примесями.

Образование подобных глубоких примесных центров может быть резко уменьшено путем термической обработки высокомного арсенида галлия при 750....800 °С в потоке водорода. Однако при этом в зависимости от пролдолжительности обработки поверхслой подложки толщиной 0.3....3 МКМ ностный может стать проводящим (р-типа) [27]. В данном случае, предположительно, атомы кремния переходит из узлов Ga в узлы As вблизи поверхности, откуда мышьяк улетучивается в процессе термической обработки.

При формировании n-слоя на поверхности полупроводника не только i-типа [28], но и p-типа сначала возникает приграничный слой, снимающий антиструктурные дефекты. Приграничный слой создается в результате различий температур образования осаждаемого слоя и кристаллизации граничащего с ним объемного материала, причем удельное сопротивление эпитаксиального слоя уменьшается по мере роста подвижности носителей [29]. В конечном счете, приграничный более высокоомный слой будет представлять собой *v*-область.

В СВОЮ между слоем объемным очередь, n-типа И перекомпенсированным р-полупроводником образуется i-v-переход, где контактный и внешний потенциалы создают высокие поля. При дополнительно ионизованные (в р-области) носители ЭТОМ практически препятствуют свободному распространению объемного заряда в глубь р-области. Тогда вместо i-n будет дейстовавать "эквивалентный p-n⁺ переход" или вместо (i) p-будем иметь p_3 [30], т.е. при обработки полученных результатов N_p необходимо заменить на эффективную концентрацию N₃. В данном случае ее концентрация составляет 2.10¹⁶ см⁻³. Таким образом, концентрация носителей п – области р - типа – 6·10¹⁵ см⁻³. Разность энергий Y(O) между дном зоны проводимости у границы раздела и уровнем Ферми связана с эффективной концентрацией [31].

$$Y(0) + \ln \frac{N_{D}}{N_{C}} = \frac{\ln \left(\frac{N_{D}N_{\Im}}{n_{i}^{2}}\right) + \frac{N_{D}}{N_{\Im}^{-1}}}{1 + \frac{N_{D}}{N_{\Im}}}, \qquad (7.14)$$

где N_{C} – эффективная плотность состояний в зоне проводимости (для GaAs при 300 К 4.5·10¹⁷ см⁻³) равна 0.76 эВ.

Для определения зависимости толщины W обеденного слоя от падающего напряжения можно воспользоваться выражением [31]

$$W(V) = l_{\mathcal{I}} \left[\gamma \left(\frac{q V_{D}^{p-n}}{kT} - 1 + X \right) + \gamma \frac{q V}{kT} \left(\frac{V_{D}^{p-n}}{V_{D}^{in}} \right) \frac{V_{D}^{in} + V}{V_{D}^{p-n} + V} \right]$$
(7.15)

здесь: ℓ_{9} – дебаевская длина в n-слое (по формуле 2.1), ℓ_{9} =0.072 мкм, $X = \frac{N_{D}}{N_{9}} = 0.15$, $\gamma = \frac{I}{(I+X)} \approx 0.87$. Диффузионные потенциалы p-n – переход (по формуле 2.32) V_{D}^{p-n} и эффективного p_{9} -n⁺ перехода $V_{D}^{p_{9}-n}$ равны соответственно 1.01 и 1.05 эВ, толщина W_{0} обедненного слоя при нулевом смещении – 0.42 мкм. Причем с ростом падающего на p-n переходе напряжения увеличивается (рис. 7.12).



Общую толщину объемного заряда (W) составляет

$$W = h_n + h_p$$
, (7.16)

где h_n и h_p доли толщины объемного заряда соответственно в h- и pобластях. Их соотношение связано с концентрацией носителей соответствующих областей:

$$\frac{N_n}{N_{\mathcal{Y}}} = \frac{h_p}{h_n} = K(X)$$
(7.17)

из (7.16) и (7.17) следует

Толщину объемного заряда как квазиизопериодического (гомо) перехода можно представить через емкость:

$$W = \frac{\varepsilon \varepsilon_o S}{C(V)} , \qquad (7.19)$$

где \mathcal{E}_o и \mathcal{E}_o – диэлектрические постоянные вакуума и полупроводника; S – площад; C(V) – барьерная емкость перехода.

С помощью формул (7.16) ,(7.18) и (7.19) можно выразит глубину проникновения слоя объемного заряда в n- и p- областях соответственно:

$$h_n = \frac{\varepsilon \varepsilon_o S}{C(V)} \frac{N_{\mathcal{B}}}{N_{\mathcal{B}} + N_n}$$
(7.20)

$$h_p = h_n \frac{N_n}{N_2}$$
 7.21)

Как видим, h_n пропорционально связана с эффективной концентрацией носителей и обратно пропорционально – с ёмкостью, а емкость зависит от рабочего напряжение.

Итак, при подсветке структуры любое изменение эффективной концентрации носителей может вызвать модуляцию h- и p- областей объемным зарядом и области высокого поля фотоносителями. Если наибольший фототок от ИК – подсветки достигается при обратных смещенях за счет прозрачности *v* - и n – областей, а без смещения – за счет прозрачности p – области, то фотовозбуждаемая область расположена между ними. Она примыкает преимущественно к i – слою.

На основе анализа экспериментальных результатов полную физическую модель трехбарьерной доидной структуры можно представить в виде m-pi-*v* n-m – перехода. С учетом эквивалентного p-n-перехода [32], подтверждена справедливости предлагаемой модели [33].

Энергетическая зонная диаграмма трехбарьерного фотодиода постоянная на основе экспериментальных и расчетных данных, приведена на рис. 7.2.

В соответствии зонной С диаграммой при оптическом возбуждении структуры, возникающие в p-n, металл – полупроводник и прилегающих к ним (на длине диффузии) – областях электродвижущиеся силы, складываются, создавая первичный фототок, причем с приложением внешнего напряжения, как в прямом, так и в фотогенерированных обратном направлениях для носителей создаются дрейфовые поля (рис. 7.5). Оптическое возбуждение структуры можно осуществить с обеих сторон. Когда p-n переход смещаются в прямом направлении область высокого поля создаётся на границе металл – полупроводник с более высокоомной стороны (наблюдается эффект Франца-Келдыша).

С увеличением приложения область высокого поля, где генерируются фотоносители, возрастает и приводит к увеличению коэффициента фотоэлектрического усиления (рис. 7.10).

Последовательное расположение высокоомных областей, образующих барьерные емкости, снимает ограничение по быстродействию. Чувствительность структуры в широком оптическом

диапазоне обеспечивается глубокими уровнями (E_v + 0.72 эB, E_c – 1.05 эВ) дефектов высокоомного арсенида галлия [34,35] и собственными дефектами n – слоя (0.2 эВ-акцептор, 0.35 эВ-донор).

Отношение части p- и n- области занятых объемных зарядом в рамках выдвинутых концепцией равно 0.15. Различие параметров решеток и состава остаются в допустимых пределах (< 0.34%) и не создают области локализации для фотогенерированных (неосновных) носителей. Переход полупроводниковых областей от одного типа к другому осуществляется на отрезке меньшем диффузионной длины – тонком переходе. По отношению к приложенному внешнему напряжению любой полярности имеем обратно включенные: p-n – переходов или два последовательно включенных перехода металл– полупроводник (рис. 7.13).



Структура с такими переходами в рабочем режиме способствует ограничению темного тока в обоих направлениях и подавляет обратную связь.

Для рассматриваемой структуры темноте и при освещении как в прямом, так и в обратном направлениях зависимость тока от напряжения (рис. 7.3) подчиняется степенному закону J~Vⁿ. Если к рп-переходу приложено прямое напряжения (рис. 7.3, кривая 3), то показатель степени равен 0.7, т.е. высота потенциальных барьеров металл – полупроводник с напряжением меняется незначительно. При подсветке вначале показатель степени равен 0.67 (кривая 4), начиная с 5 вольт он принимает большее значение (1.45), разбивая кривую фототока (J^{св} – J^т) на два участка. Появление второго участка можно объяснить уменьшением значения металополупроводниковых барьеров при прохождении фотогенерированных носителей. Действительно, как следует из спектральных характеристик, высота потенциального барьера металл – полупроводник при прямых (+2.0 B) и обратных (например, до -18 B) смещениях сохраняется на уровне 0.63...0.66 эВ (рис. 7.10).

Если к p-n – переходу приложено запирающее напряжение (рис.107, кривая 1), то сначала наблюдается некоторое замедление роста тока (второй участок, n₂=0.26 для 5...13 В), затем (с 13 В) рост продолжается (n₃=0.8). Появление участка с показателем степени, меньшим 0.5, может быть связано С захватом электронов акцепторным уровнями, расположенными в узком высокоомном слое у границы с областью объемного заряда (рис. 7.11). При больших напряжениях (с 13 В) возможны сливание объемного заряда с узким слоем и приближение зависимости тока от напряжения к линейной.

При подсветке структуры с обратно смещенным p-n-переходом (рис. 7.3, кривая 2) показатель степени равен 0.5, что соответствует механизму генерации носителей в области объемного заряда. Далее (с 10 В) этот показатель увеличивается до 1.6 за счет повышения количества фотогенерированных носителей с напряжением.

Таким образом, возникновения и возрастания фототока с напряжения связано сососредоточением высокого поля на границе металл – полупроводникового m-p-перехода при прямых смещениях и у границы i-*V*-перехода при обратных. Трехбарьерный фотодиод позволит создавать эффективные многофункциональные оптоэлектронные устройства, используемые, например, в системах фотосмещения оптических сигналов.

Литература

- Achmadullin R.A., Dvoryankin V.F., Dvoryankina G.G., Dikaev Yu.M., Ermakov M.G., Ermakova O.N., Krikunov A.I., Kudryashov A.A., Petrov A.G. and Telegin A.A. Photovoltaic X-ray detectors based on epitaxial GaAs structures// Tech Phys Lett 2002. V. 28 P. 15.
- Torhov N.À., Effect of ballistic electron transport in metal–n-GaAs– n⁺-GaAs Schottky-barrier structures// Semiconductors 2002 V. 35. P. 788.
- 3. Dmitruk N.L., Borkovskaya O.Yu., Konakova R.V., Mamontova I.B., Mamykin S.V. and Voitsikhovskiy D.I. Effect of gamma irradiation on

photoconversion characteristics of metal/gallium arsenide barrier tructures with textured interface// Tech Phys 2002. V. **47.** P. 698.

- 4. Shashkin V.I., Murel A.V., Daniltsev V.M. and Khrykin O.I. Control of charge transport mode in the Schottky barrier by -doping: calculation and experiment for Al/GaAs// Semiconductors 2002. V. **36**. P. 505.
- 5. Karimov AV. Three-barrier photodiode. USSR Patent. #1676399. 08.05., 1991.
- 6. Karimov AV. Three-barrier photodiode. Uzb Patent # 933. 15.04., 1994.
- Shi C.H., Grutzmacher D., Stollenwerk M., Wang Q.K. and Heime K. High performance undoped InP–nIn_{0.53}Ga_{0.47}As MSM photodetectors grown by LP-MOVPE// *IEEE Trans Electron Dev* 1992 V. **39** #5. P. 1028–1031.
- 8. Stafeev V.I. *Physics of semiconductor devices*, Radio and Communication, Moscow (1984) [in Russian].
- 9. Anderson R.L. Experiments on Ge–GaAs heterojunctions// Solid State Electron 1962 V. 5. P. 341.
- 10. Milnes A.G. and Feucht D.L. Heterojunction and metalsemiconductor junctions// Academic Press, New York 1972.
- 11. Keyes RJ, editor. Optical and infrared detectors. Berlin: Springer, 1980. P. 328.
- 12. Hunsperger RG. Integrated optics: theory and technology. New York, 1984. P. 380.
- 13. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов. Кн.2. М.: Мир, 1984. 456 с.
- 14. Karimov A. V. The three-barrier photodiode Karimov's. USSR Patent .# 1676399. 08.05. 1991.
- Karimov A.V., Karimova D.A. Three-junction Au/AlGaAs(n)/GaAs(p)/ Ag photodiode// Materials Science in Semiconductor Processing. V. 6, Issues 1-3, February - June 2003. P.137-142.
- 16. Викулин И.М., Стафеев В.И. Физика полупроводниковых приборов. М.: Радио и связь, 1990. С.264.
- 17. Арсенид галлия. Получение и свойства / Под ред. Ф.П. Кесаманлы и Д.Н. Наследова М.: Наука, 1973. 472 с.
- 18. Омельяновский Э.М., Фистуль В.И. Примеси переходных металлов в полупроводниках. М.: Металлургия, 1983. 192 с.
- 19. Каримов А.В. Фотоэлектрическое усиление в трехбарьерной структуре// Лазерная техника и оптоэлектроника.1993, №3, с.83-85.
- 20. Nishida K., Taguchi K., Matsumoto Y. In GaAsP Heterostrure Avalanche Photodcodes With High Avalanche Gain// Appl. Phys. Lett. 1979. V.35. №3. P. 251-252.
- 21. James L.W. and Moon R.L. GaAs concentrator Solar cell// Appl. Phys. Lett. 1975. V. 26. №4. P. 476-480.

- 22. Фаренбрух А., Бьюб Р. Солнечные элементы/ Пер. с англ. М.: Энергоатомиздат, 1987. 280с.
- Хведелидзе Л.В., Хучуа Н.П. Эффект управления по подложке в активных элементах ИС на основе арсенида галлия// Зарубежная электронная техника. 1987. №9. С.69-94.
- 24. Nelson H. Epitaxial Growth from the Liguid Fabrication of Tunnel and Laser Diodes// RCA Review. 1963. V. 24. №4. P.603.
- 25. Основы оптоэлектроники/ Пер. с японс. М.: Мир, 1988. 288 с.
- 26. Полевые транзисторы на арсениде галлия/ Пер.с англ. М.: Радио и связь, 1988. 496.
- 27. Eastman L.F. Semi-insulating GaAs Substrates for integrated circuit devices: promises and problems// J. Vac. Sci. Technol. 1979. V.16. P.2050.
- 28. Андреев В.М., Долгинов Л.М., Третьяков Д.Н. Жидкостная эпитаксия в технологии полупроводниковых приборов. М.: Сов. радио. 1975.
- 29. Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры. Пер. с англ. М.: Мир, 1989. 584 с.
- 30. Lindguist P.F., Ford W.M. Semi0insulating GaAs substrates in:GaAs FET Principles and Technology. J.V. Artech House. Dedhdm Massachusets,1982.
- 31. Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия/ Пер с англ. М.:Мир, 1991. 632 с.
- Гергель В.А., Ильичев Э.А., Лукьянченко А.И., Полторацкий Э.А., Шамхалов К.С. Паразитное управление по подложке в полевых транзисторах на арсениде галлия// ФТП. Т.26. 1992. Вып. 5. С.794-800.
- Каримов А.В. Фотоэлектрическое усилие в трехбарьерной структуре// Лазерная техника оптоэлектроника. 1993. №3. С.83-85.
- 34. Kocof C., Ctolte C.A. Backgating in GaAs MESFETs// IEEE Trans. El. Dev. Ed-19.1982. P.1059-1064.
- 35. Tegude F.J., Heime K. Photo-F.E.T metod: heghresolution deeplevel measurement technigue using a M.E.S.F.E.T. Structure// Electron Lett.1980. V. 16. №1. P.22-23.

Время, – материализованное нами вечное движение, имеющее фиксированную скорость

ГЛАВА 8

ФИЗИКО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ СОЗДАНИЯ СТРУКТУР ДЛЯ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

В структуре фотопреобразователя в качестве окна, а также для уменьшения рекомбинационных составляющих широко применяется эпитаксиальный слой pAlGaAs. В зависимости ОТ выбранной структуры фотоэлемента и способа его получения p⁺AlGaAs-pGaAsnGaAs-n⁺GaAs, p⁺AlGaAs-pGaAs-nGaAs или p⁺AlGaAs-nGaAs-n⁺GaAs во всяком случае необходимо вырастить минимум р⁺AlGaAs, а область pGaAs может быть получена диффузией из расплава или обратной диффузией при выращивании слоя p⁺AlGaAs [1]. Кроме того, обе области p⁺AlGaAs, pGaAs можно получить последовательным выращиванием в едином процессе или совмещением процесса роста с диффузионной.

В основе принципа выращивания эпитаксиальных слоев из жидкой фазы лежит пересыщение раствора – расплава приведенного в контакт с подложкой за счет принудительного охлаждения (или добавления раствора – расплава другого состава). При этом по мере снижения температуры изменяется коэффициент распределения примесей, происходит также обеднение раствора – расплава, что концентрации приводит К изменению носителей И состава выращиваемых слоев (твердых растворов). Слои арсенида галлия, легированные оловом, получаются с уменьшающейся концентрацией по толщине. В случае легированных теллуром слоев концентрация носителей возрастает по толщине.

В твердых растворах, содержащих алюминий, концентрация замещающей примеси будет иметь максимальное значение на границе с подложкой, и по мере роста слоя за счет снижения температуры концентрация алюминия будет убывать к поверхности. Таким образом, в обычных устройствах, где в одном приеме раствор – расплав надвигается на подложку и далее до конца процесса остается на подложке, происходит изменение профиля концентрации и состава. Устройства, обеспечивающие такой способ роста слоев, удобны для получения гомопереходных структур и гетерослоев с убывающим к поверхности составом.

В фотопреобразовательных структурах фронтальный слой должен быть однородным по толщине или с увеличивающейся к поверхности шириной запрещенной зоны. Поэтому для этих целей разрабатываются специальные устройства жидкостной эпитаксии пенального типа. Например, контейнеры с несколькими ваннами для расплавов, которые поочередно приводятся в контакт с подложкой. Каждый следующий расплав подается взамен предыдущего – обедненного. В результате слои, выращенные таким образом, являются толщине. Именно квазиравномерными ПО такие устройства используют для получения верхнего слоя фотопреобразователей. Параметры изготавливаемого фотопреобразователя существенным образом зависят от свойств p-n – перехода и фотоприемной поверхности. Качество p-n – перехода практически определяет коэффициент заполнения нагрузочной характеристики, которая представляет собой квадрат, охватывающий напряжение холостого хода и ток короткого замыкания. В случае плавного перехода возрастает последовательное сопротивление структуры, И коэффициент заполнения может уменьшиться вплоть до 50%.

Кроме того, структурах с большими коэффициентами В идеальности (n>2) усиливаются рекомбинационные процессы. При этом важное значение имеет разработка контактных сеток с малыми последовательными сопротивлениями. Возможности повышения эффективности ФП, наряду с оптимизацией контактов и самой структуры, также могут быть расширены за счет эффективного использования солнечного излучения, минимизации мертвого слоя, уменьшения поверхностной рекомбинации. В случае даже идеального р-п-перехода до 30 % падающего излучения отражается от плоской поверхности, т.е. на практике не удовлетворяются требуемые условия

поглощающей способности коэффициента высокой И малого отражения солнечного излучения. Для уменьшения коэффициента отражения обычно создаются просветляющие покрытия из различных окислов. Хорошие результаты получаются И при создании текстурированной фотоприемной поверхности [2-4].

Предполагается, что придание поверхности определенного микрорельефа или создание микрорельефной границы раздела p-n – перехода в фоточувствительных структурах должно увеличить эффективность преобразования по сравнению с плоской геометрией [5]. В этом аспекте ставилась задача получения фотопреобразователей параллельно с микрорельефной и плоской границей раздела.

Для реализации этой идеи необходимо создать технологию получения фотопреобразователей с микрорельефной и плоской поверхностью в идентичных условиях. На первый взгляд задача, кажется, очень простой. Отметим что, основные требования, базе предъявляемые К фотопреобразователей, высокое совершенство и однородность, можно удовлетворить, применив жидкостную эпитаксию. Вместе с тем до сих пор ОТСУТСТВУЮТ сведения о конкретных путях получения эпитаксиальных слоев на микрорельефную поверхность, если не считать пористую поверхность подразумевает [6]. Предположительно смачивание поверхности рост верхнего атомарного слоя поверхности, ΠΟЭΤΟΜΥ снятие эпитаксиальных слоев на микрорельефных поверхностях необходимо производить из насыщенного раствора – расплава. Для этого растворрасплав до начала процесса эпитаксии должен находиться в контакте с дополнительным источником.

При выращивании каждого эпитаксиального слоя из GaAs в образцах отдельных процессах ΜЫ установили, что на С микрорельефной поверхностью температуры смачивания поверхности оказались несколько завышенными по сравнению с образцами с плоской поверхностью. В результате при оптимальных для плоских структур температурах поверхности арсенида галлия типа квазирешетки раствором – расплавом зачастую смачивались неодно-В результате рост слоев на них рост слоев оказывался не родно. сплошным.

В то же время твердые растворы AlGaAs и InGaAs на квазирешеточных поверхностях GaAs были выращены нами с удовлетворительными свойствами.

Это обстоятельство позволяет заключить, что при контакте раствора – расплава Ga+GaAs+In(AI) с поверхностью GaAs на их границе создается эвтектический раствор, который приобретает равновесное состояние после частичного стравливания поверхности (собственного окисла) кристалла GaAs, таким образом осуществляется смачивание поверхности и осуществляется рост слоя твердого раствора. В случае же расплава Ga+GaAs ОН. ЯВЛЯЯСЬ насыщенным, находится в равновесном состоянии с контактируемым кристаллом GaAs, поэтому, возможно, не полностью смачивает поверхность подложки. Для устранения этих недостатков раствор – расплав должен быть в квазиравновесном состоянии, т.е., управляем как с помощью температуры, так и временем его подачи на поверхность подложки.

Переходя к получению фотопреобразователей, отметим, что все слои формирующие структуру, включая гетеропереходы целесообразно выращивать в едином технологическом процессе. Это особенно важно из-за применения алюминий, индийсодержащих слоев В качестве фотоприемной поверхности, поскольку его расплавы, окисляясь, препятствуют смачиванию поверхности, на которой необходимо вырастить гетерослой.

8.1. Полупроводниковый фотоэлектрический генератор – микрофототерминал

Совершенствование фотоприемных структур определяется условиями использования фотоприемников. Чувствительность структуры повысить подбором можно значительно параметров светочувствительной области. Для обеспечения чувствительности в широком спектральном диапазоне необходимо повысить ЧУВСТВИтельность в области наименьшей спектральной чувствительности обычнего фотоприемника, т.е. области зависимости чувствительности приемника от длины волны падающих фотонов.

Во многих случаях поставленная цель достигается совместным фотоприемника С электронными приборами. использованием Например, при создании фотоэлектрического генератора ИЗ дискретных фотоэлементов возникает проблема сохранения

суммарного выходного сигнала. За счет неравномерного освещения ряда последовательно соединенных дискретных фотоприемных структур затененный элемент переходит в разряд "паразитных" – активных нагрузок [7]. Выход из этого положения возможен при интегрировании структур в единую подложку, увеличении плотности их упаковки. Для предотвращения паразитных нагрузок затенение элементов необходимо нейтрализовать.

Преодолеть подобные недостатки предлагаемой можна В фотоприемной структуре с интегрированно – встречно включенными переходами [8,9]. Существо предлагаемого метода заключается в TOM, ЧТО каждая фоточувствительная структура блокируется диодом (рис. 8.1). В итоге каждая ячейка как бы темновым приобретает самостоятельную функцию, ее можно рассматривать как модельную.



На рис. 8.1 приведена геометрия микрофототерминала – дискретного элемента. Концентрация носителей заряда общей п– области составляет 10¹⁷ см⁻³. Области р-типа толщиной 2...3 мкм легированы Zn до концентрации 10¹⁸ см⁻³. Омические контакты нанесены напылением через маску сплава AgInSn. Общая площадь составляет 9...12 мм². Фотодиодная часть имеет обычную вольтам-перную характеристику с показателем экспоненты n = 2.42, свойственным рекомбинационному механизму токопрохождения (в области объемного заряда).



В соответствии с электрической схемой (рис. 8.2, а, б) дискретный элемент (фотодиод – темновой диод) без внешнего источника питания при нагружении на R_H работает в режиме фотоэлемента, а с источником обратного напряжения – в режиме фотоприемника.



Обратные ветви вольтамперных характеристик и нагрузочные характеристики в обоих режимах приведены на рис. 8.3. Кривые 1 и 3 -соответственно темновая и световая характеристики фотодиода ($34\cdot10^3$ лк). С при соединением к нему встречного темнового диода наблюдается уменьшение темнового тока (кривая 2) и увеличение выходного сопротивления (кривая 4). Напряжение холостого хода при освещенности $20\cdot10^3$ лк для фотодиода составляет 0.56 В и уменьшается до 0.537 В с добавлением диодной части. Выходное или шунтирующее сопротивление $R_{\rm m}$ =ctg β [10] с 20 кОм возрастает до 33 кОм. При этом коэффициент заполнения должен уменьшиться на 20%, а не как на рис. 8.3, поскольку в матрице темновой диод

является не самостоятельным, как мы рассматриваем, а блокирующим для следующего фотодиода (рис. 8.1).

Как фотоэлектрический генератор микрофототерминал сохраняет работоспособность при затенениях последовательного фотоэлемента (с потерей 8...10%), а с внешним источником питания может выполнять функцию фотоприемника, рис. 8.2, б. Рабочее сопротивление нагрузки напряжение И определяют величину выходного сигнала (рис. 8.4). Так, при нагрузочном сопротивлении 1.10³ Ом максимальная величина выходного напряжения достигает 1.75 В при напряжении питания 2...2.5 В. Для нагрузочного сопротивления 8.10³ Ом оптимальное рабочее напряжение равно 5.5 В, что позволяет получить выходной сигнал более 3 В.

Положительный эффект, который оказывает действие на свойства микрофототерминала, – ограничение носителей (резкого роста тока), снижающих его чувствительность.



Зависимость обратного тока от напряжения подчиняется степенному закону (I~Vⁿ) (рис. 8.5.). Показатели степени в темноте для фотодиодного и фотодиодно-диодного включений очень близки 2.74 (2.73). Механизм токопрохождения в обоих случаях один и тот же, т.е. задается обратно включенным фотодиодом. При подсветке показатели степени уменьшаются. Для фотодиодной до 1.33, а для фотодиодно-диодной части вмести с уменьшением показателя конечного участка до 1.53 наблюдается качественное изменение

начального участка, связанное с искусственным уменьшением показателя до значений 0.1.

Наблюдаемое объяснить явление можно следующим. В темноте ток, протекающий через фотодиод, определяется обратным сопротивлением p-n – перехода, генерационными токами в нем. При фотодиодно – диодном включении в темноте приложенное напряжение в основном падает на обратно смещенном p-n-переходе, поскольку темновой диод включен в прямом направлении и по мере увеличения рабочего напряжения его сопротивление уменьшается, а ограничивается обратным протекающий ток темновым током фотодиода.

При подсветке фотодиода имеем обычное возбуждение фототока. В фотодиодно-диодном элементе подсветка фотодиода приводит к уменьшению его обратного сопротивления, который становится меньше прямого сопротивления темнового диода. В результате происходит перераспределение приложенного напряжения между фотодиодам и темновым диодам и ограничение фототока прямым сопротивлением темнового диода. На втором участке, где n =1.53, фототок становится доминирующим, поскольку прямое сопротивление темнового диода уменьшается настолько, что на величину протекающего фототока далее перестает влиять фотодиода.

Таким образом, фотодиодно-диодном В элементе токопрохождение В темноте определяется генерационными процессами в области объемного заряда р-п-перехода фотодиода. При подсветке механизм токопрохождения в области малых токов, прямым током темнового диода, определяется сравнимых С рекомбинационными процессами в области объемного заряда p-n – перехода темнового диода (рис. 8.5, кривая 4, первый участок), затем в области токов меньших прямого темнового тока диода механизм токопрохождения определяется фотогенерационными процессами объемного заряда p-n-перехода фотодиода (второй участок с n=1.53).

Можно заключить, что электронные процессы в интегрированновстречно включенных арсенидгаллиевых p-n-переходах определяются генерационно-рекомбинационными процессами в области объемного заряда. Ходом зависимости тока от напряжения можно управлять искусственно путем добавления последовательных линейных и (p-n) нелинейных сопротивлений.

8.2. Способ эпитаксиального наращивания полупроводниковых соединений типа А³В⁵ переменного состава

Переходя к проблеме получения гетерослоев следует отметить, что они появились как новая физическая концепция [11], предвещавшая резкий скачок в физике полупроводников. Когда начались экспериментальные исследования выяснилось, что эта категория структур требует особого технологического и физического подхода.

Гетерогенный переход образуется на границе контакта двух различных полупроводниковых материалов с отличающимися электрофизическими свойствами независимо от типа проводимости.

Контактирующие полупроводники могут иметь различную ширину запрещенной зоны Eq, например, переход между германием (p)n – типа и арсенидом галлия (p)n – типа или между германием (p)n – типа и арсенидом галлия n(p) – типа. Могут быть созданы гетеропереходы с идеальным согласованием параметров решеток, например, между арсенидом галлия и арсенидом алюминия [12].

Гетеропереход образуется также между полупроводниками с одинаковой шириной запрещенной зоны, но на основе отличающихся по составу материалов. Здесь могут иметь место два случая:

- 1) разрыв параметров решеток при одинаковой ширине запрещенных зон (AlGaAs-GaP);
- 2) равенство ширин запрещенных зон и согласование параметров решеток. Эти условия реализуются на гетеропереходе AlGaAs-InGaAsP и других [13].

Создание гетерогенных переходов В полупроводниковых разработать структурах позволит новые классы приборов С уникальными свойствами. В гетерогенных переходах размеры переходных областей могут быть существенно уменьшены, что приводит к качественному изменению характера переноса носителей заряда. Кроме того, изменение ширины запрещенной зоны эпитаксиального слоя по толщине обусловливает важное отличие его электрофизических свойств от аналогичных свойств однородного полупроводника. При этом дрейф носителей в квазиэлектрическом поле варизонного (с градиентом ширины запрещенной зоны) кристалла приводит к отводу носителей с поверхностного слоя, что

способствует уменьшению поверхностной рекомбинации и увеличению диффузионной длины.

Изготовление гетероструктур с заданным градиентом ширины запрещенной зоны требует использования специальных приемов и способов выращивания эпитакспальных слоев [13 –16]. Для этой цели можно применять разработанную нами графитовую кассету, которая позволяет выращивать эпитаксиальные слои из тонких слоев расплавов [17].



На рис. 8.6 приведено схематическое изображение рабочей части кассеты, используемой для получения эпитаксиальных слоев. Она позволяет получать эпитаксиальные слои полупроводниковых соединений $A^{3}B^{5}$ как методом изотермической зпитаксии – смещиванием (при постоянной температуре) двух раствороврасплавов [18], так и принудительным охлаждением.

Для проведения эпитаксии подготовленное устройство помещают в кварцевый реактор, продуваемый потоком очищенного водорода. Затем всю систему нагревают ДО необходимой температуры (например, 800 °C) и выдерживают І...2 ч. Далее при перемещении пластины (5) расплав из отверстия (9) переливают в рабочее отверстие (6), и в дальнейшем нижняя часть расплава остается в углублении (2), а остальная часть входит в контакт с подложкой, находящейся в ячейке (4) и производят выдержку в данном положении. После этого в расплав с определенной скоростью и порциями через капиллярное отверстие (14) вливают раствор-

расплав другого состава. Происходит пересыщение расплава и рост эпитаксиального слоя на подложке.

Более конкретно, сущность разработанного способа [18], можно пояснить следующим: приготавливаются только два растворарасплава, один из них состава А, другой состава В. Основной расплав А приводится в контакт с подложкой, затем в этот расплав при постоянной температуре добавляются порции из расплава В со скоростью

$$V=mt^{0}[(t/t^{0})^{n}-\{(t/t^{0})-1\}^{n}]$$
(8.1)

где $0 \le n \le 2$; m — масса одной дискретной части; t — время введения одной дискретной части; причем $m \ge 5 \cdot 10^{-2}$ массы основного раствора— расплава.

Если время выравнивания концентраций смешанных раствороврасплавов обозначить t_c, то при t<t_c растут слои с увеличивающейся к поверхности шириной запрещенной зоны, а при t<t_c получается периодическая структура.

Введение в раствор – расплав дополнительных растворов с известной концентрацией элемента и растворителя с определенной скоростью позволяет на порядок повысить точность управления составом выращиваемого твердого раствора. Выбранная скорость, а не увеличение концентрации элемента обеспечивает более плавное (непрерывное) изменение состава за счет сохранения при этом почти неизменной степени пересыщения раствора – расплава. В данном случае исключается скачок состава, происходящий при добавлении растворов – расплавов с увеличивающейся с каждым разом концентрацией ростовых компонентов [19,20].

Исследования показали, что при t = t_C / 2 можно получить Al_xGa_{1-x}As. с линейно увеличивающейся эпитаксиальные слои шириной запрещенной зоны. Для этого основной раствор-расплав выбирается из соотношения (Ga/GaAs) = 16.6, а дополнительный (Ga+AI)-(Ga/AI)=57. Толщина выращенного слоя зависела OT температуры процесса И количества добавляемого растворарасплава. Толщину слоев варьировали от 0.2 до 10 мкм.

Содержание AI в слоях определяли с помощью электронного микрозонда ("Самеса"), на основе анализа характеристического рентгеновского излучения от полированной поверхности шлифа.

Полученные результаты сравнивали С расчетными данными. Действительно [10] для составов с х < 0.3 можно получить линейное управляемое увеличение ширины запрещенной зоны В выращиваемых слоях. Характерно, что шириной запрещенной зоны слоев можно управлять, начиная от границы с подложкой [10]. Этот факт решающий при получении как гетероструктур, так и варизонных слоев с границей, совпадающей с плоскостью p-n – перехода.

Основные отличия предлагаемого способа заключаются в следующем:

1. За счет исключения скачкообразного изменения концентрации элемента в растворе – расплаве и уменьшения степени его пересыщения состав выращиваемых твердых растворов получается близким к расчетному.

2. Если в известных способах [21] для каждого процесса необходимо приготовить несколько растворов – расплавов с различной концентрацией компонентов, взвешивать их в очень маленьких дозах и т.д., что приводит к снижению воспроизводимости параметров выращиваемых слоев, то в предлагаемом способе используют только два раствора – расплава. Необходимая доза второго раствора подается выдавливанием через капиллярное отверстие.

8.3. Способ получения гофрированных эпитаксиальных слоев полупроводниковых соединений А³В⁵

Структуры с гофрированной поверхностью используют для изготовления различных полупроводниковых приборов, например, лазеров с распределенной обратной связью, емкостных p-nпереходов и т.д. Гофрированный рельеф известными способами создается только избирательным травлением поверхности подложки или эпитаксиального слоя, на котором в последующем выращивается эпитаксиальный слой с требуемыми параметрами [22].

Получены [23] эпитаксиальные слои InGaP на подложках GaP (111)В из жидкой фазы при температуре 850 ⁰С и скорости роста 10 – 20 мкм/ч. При увеличении содержания In, получаются эпитаксиальные слои со столбчатой структурой.

Кроме того, известен способ жидкостного эпитаксиального наращивания слоев AlGaInAs на GaAs [24], в котором рост

эпитаксиальных слоев осуществляют в горизонтальной графитовой сдвиговой лодочке при температуре 800⁰С. С увеличением концентрации In более 10% на поверхности слоев получаются полоски.

Наиболее близкие к гофрированным поверхностям морфологии отмечены в эпитаксиальных слоях для волноводов [25], в которых слои GalnPAs выращивают из жидкой фазы принудительным охлаждением в интервале температур (943 – 923)⁰К в течение 10 мин. на подложках InP с ориентацией (100) и (111). Авторы наблюдают на поверхности полученных слоев "зазубренности" или "чешуйчатости" и "террасы" высотой 0.1 мкм при ориентации подложек соответственно (100) и (111) [26].

Более управляемые по параметрам эпитаксиальные слои арсенида галлия с периодической неоднородностью по толщине – высотой выступов от 0.1 до 0.5 мкм и расстоянием между ними от 1.0 до 30 мкм – получены перемещением по поверхности подложки ограниченного по толщине раствора – расплава путем задавания скорости перемещения при охлаждении системы [27].

Данный прием не позволяет получать толстые (более 1 мкм) гофрированные эпитаксиальные слои с расстоянием между гофрами сравнимым с высотой. Это обусловлено тем, что рост слоев осуществляется за счет задаваемого перемещения фронта кристаллизации от 1 до 30 мкм, т.е. перпендикулярно движению расплава. Для получения эпитаксиальных слоев с различными параметрами при выращивании из ограниченного по толщине раствора – расплава принудительным охлаждением системы; весовое количество источника и замещающего элемента в растворе – расплаве берут из соотношений

$$P_{3ам.эл.} = (0.09 \div 0.02 \text{ n}) P_{pact-pactnn}$$
 (г.), (8.3)

где 1≤n≤3, причем толщину раствора – расплава для заданного веса Р_{раст-распл} устанавливают в пределах 2-3 мм, а подложку берут с кристаллографическим направлением (100).

1. Выбор высоты раствора-расплава не более 3 мм обеспечивает заданную высоту и период повторения рельефа слоев

от 10 до 40 мкм, а при толщине 2 мм высота гофров лежит в пределах 5-25 мкм.

2. Уменьшение толщины раствора-расплава менее 2 мм приводит к уменьшению высоты гофров и воспроизводимости периода, вернее будут получаться тонкие слои с нарушенным периодом. Увеличение толщины раствора – расплава более 3 мм приводит к снижению воспроизводимости толщины гофрированных слоев от процесса к процессу.

3. Содержание индия и источника арсенида галлия берут в весовом количестве по отношению к общему весу раствора-раслава из расчета Р_{ист}=1– 3P_{In}, P_{In}=(0.09 ÷ 0.02 n)[•]P_{p-p} (г.), где 1≤n≤3, или содержание индия в жидкой фазе составляет от 42 до 53 ат.%. Причем толщину раствора – расплава для заданного веса Р_{раст-распл} устанавливают в пределах 2-3 мм, а подложку берут с кристаллографическим направлением (100).

При уменьшении веса индия, т.е. при n>1 рост слоев в конечном счете идет по обычному механизму и исчезает гофр или при увеличении индия (n<3) монокристалличность слоев начинает нарушаться и в конце концов переходит в поликристаллический.

Для раствора – расплава Р_{р-р} весом 2 г. из формулы, принимая n=2 находим вес растворителя (г.)

$$P_{Ga} = (0.09 \div 0.02) \cdot 2 = 0.13 \cdot 2 = 0.26.$$
(8.4)

Из формулы

$$P_{\mu c \tau} = 0.5 P_{p-p} - 3 P_{pa c \tau B}$$
 (8.5)

Находим вес источника арсенида галлия

$$P_{GaAs} = 0.5 \cdot 2 - 3 \cdot 0.26 = 0.22. \tag{8.6}$$

Вес индия

$$P_{In} = P_{p-p} - (P_{\mu c \tau} \div P_{pa c \tau B}).$$

$$P_{In} = 2 - (0.22 \div 0.25) = 1.52.$$
(8.7)

Этот случай соответствует оптимальному режиму получения эпитаксиальных гофрированных слоев.

 Существенное отличие предлагаемого способа заключается в различии механизмов роста эпитаксиальных слоев. Если в прототипе дифракционная решетка повторяет фронт кристаллизации перемещения раствора – расплава, т.е. границы роста идут перпендикулярно движению раствора-расплава, в предлагаемом способе "пики" гофров расположены вдоль ребер, образуемых при сколе подложки с ориентацией (100) и не зависят от скорости и способа подачи раствора – расплава.

5. При указанном соотношении замещающего элемента и источника в интервале температур 750 – 800 ⁰С количество индия выбрано больше, чем кристаллизуемое, в результате при контактировании раствора – расплава с подложкой происходит травление поверхности с выявлением структуры.

6. Рост гофрированных слоев идет по следующему предполагаемому механизму.

При контактировании гомогенизированного раствора-расплава с подложкой в начальный момент происходит травление подложки (растворение одного моля подложечного материала) с выявлением структуры и отводом мышьяка в объем жидкости. В результате на границе с подложкой образуется разбитая на отдельные ручейки равновесная фаза с (более высоким удельным весом) концентрацией индия большей, чем в объеме раствора – расплава.

По мере снижения температуры системы различие в составах на границе кристаллизации и в объеме жидкой фаз увеличивается и вызывает кристаллизацию слоев под ручейками. Дальнейший рост слоев осуществляется за счет продвижения фронта кристаллизации в глубь жидкости с образованием под сужающимися ручейками индий-галлий твердого раствора арсенид такого же состава (объемного). Уменьшение индия и мышьяка в объеме расплава восстанавливается отводом индия-мышьяка с сужаемых ручеек, граничащих с фронтом кристаллизации, т.е. температура ликвидуса на фронте кристаллизации будет ниже температуры ликвидуса основной массы раствора – расплава.

Таким образом, разбиение равновесной с подложкой фазы на отдельные ручейки создает участки более высокого (по сравнению с соседними участками) различия приграничного и основного состава жидкой фазы. В свою очередь это приводит к образованию пиков на поверхности фронта кристаллизации.

7. Следует подчеркнуть, что в указанных условиях без добавки индия получают эпитаксиальные слои (GaAs, GaP, AlGaAs и др.) с ровной поверхностью.

8. В предложенном способе лишь при ориентации подложки в (100)кристаллографическом направлении получаются гофрированные СЛОИ, при других ориентациях – получаются эпитаксиальные слои с ровной поверхностью. Это обусловлено тем, что при ориентации подложки именно В направлении (100)раствором-расплавом поверхности имеет выявленная структура непрерывные линии, других направлениях В вместо линий образуются многоугольники, и т.д., которые не проявляются в выращенных слоях.

Гофрированные слои InGaAs выращивают методом жидкофазной эпитаксии с помощью графитовой кассеты, показанной на рис. 8.7, с различными параметрами микроповерхности.



Процесс наращивания проводят следующим образом. В ячейках (3) подложкодержателя подвижной линейки 2 загружают расколотую и очищенную подложку GaAs. Затем линейку устанавливают В неподвижной контейнер (1) в емкость (5) заливают раствор – расплав In+Ga+GaAs (InAs) и закрывают пробкой (6). Далее загруженную подложкой и раствором – расплавом кассету помещают в кварцевый реактор, продуваемый потоком очищенного водорода. Затем всю систему нагревают до температуры начала кристаллизации И выдерживают в течение 2 ч. после чего скользящую линейку передвигают, при этом углубление (4) срезает раствор – расплав и подложка приводится в контакт с верхней частью раствора - расплава. После контактирования включают программное охлаждение заданной скоростью, при этом раствор-расплав пересыщается и на подложке GaAs происходит рост эпитаксиального слоя InGaAs.

После наращивания слоя определенной толщины подложку удаляют дальнейшим передвижением линейки (2) и систему охлаждают до комнатной температуры.

Пример-1. Общий объем расплава 2000 мг, состав растворарасплава: 1200 мг Ga + 580 мг In + 220 мг GaAs. Расплав нагревают до 800 ⁰C и выдерживают 2 ч., после чего подложку приводят в контакт с расплавом-раствором и охлаждают до 780 ⁰C со скоростью 0.5 ⁰C/мин в течение 40 мин. При этом получают эпитаксиальные слои InGaAs с "пиками" высотой 20-40 мкм.

Пример-2. Состав раствора-расплава: 1100 мг Ga + 690 мг In + 210 мг GaAs. Расплав нагревают до 800 ⁰С и выдерживают в течение 2 ч. После контактирования подложку GaAs (100) с раствором – расплавом охлаждают до 780 ⁰С со скоростью 0.5 ⁰С в течение 40 мин. и получают "пики" высотой 10 – 30 мкм.

Пример-3. Состав раствора – расплава: 1640 мг Ga + 190 мг In + 170 мг GaAs. Расплав нагревают до температуры 750 ⁰С для быстрого растворения и перемещения раствора – расплава. Затем температуру понижают до 620 ⁰С, подложку GaAs (100) приводят в контакт с раствором – расплавом и охлаждают до 600 ⁰С со скоростью 0.8 ⁰С/мин в течение 25 мин. Получают "пики" высотой 4-16 мкм.



Ha основе выращенных слоев получены структуры фотоприемников С малыми обратными токами. высокими коэффициентами фотоэлектрического усиления и чувствительные в широком диапазоне спектра благодаря гофрированной поверхности (рис. 8.8). Следует отметить, что граница p-n-перехода плоская, а фотоприемная поверхность – гофрированная (рис. 8.9).

На одной из структур темновой ток при обратном напряжении 10 В составил $1.92 \cdot 10^{-7}$ А/см², при Ф=200 лк и V_{обр}= 90 В коэффициент фотоэлектрического усиления – 11000. Структура чувствительна в диапазоне спектра λ =0.5 ÷ 1.7 мкм.

Следует отметить, что травление подложки при указанном соотношении индия В растворе расплаве происходит — Специально автоматически. никакие изменения (выдержка, повышение температуры и т.д.) в режим роста не вводятся. Мы предполагаем», в момент контактирования раствора – расплава с подложкой происходит моментальное растворение одного моля подложечного материала для вхождения в равновесное состояние жидкая (расплав) – твердая фаза (подложка) фаз (еще раз напомним, что специальное травление подложки не проводим). В результате на границе С подложкой образуется разбитая на отдельные "непересекающиеся" ручейки, равновесная с подложкой жидкая фаза, в которой концентрация индия больше, чем в объеме растворарасплава.

Далее, при снижении температуры системы различие в составах на границе кристаллизации и в объеме жидкой фаз увеличивается за счет кристаллизации слоев под ручейками. Предполагаем, что расстояние между ручейками и есть расстояние между пиками. По мере увеличения толщины слоев ручейки сужаются и исчезают, останавливая процесс роста пиков.

Как отмечалось ранее, расстояние между гофрами зависит от количества индия в растворе – расплаве.

Если взять подложку арсенида галлия, ориентированную в кристаллографическом направлении (100), а раствор – расплав в указанных соотношениях, при принудительном охлаждении системы получаются гофрированные эпитаксиальные слои.

Образование сплошных линий на подложке с ориентацией (100) объясняем тем, что при любых положениях подложки относительно направления подаваемого раствора – расплава линии гофров ложатся строго по линии скола, т.е. при скалывании подложки со слоями линии скола всегда параллельны линиям гофров.

Пробовали наращивать гофрированные слои на подложках, нарезанных с различным углом к линии скола и движению раствора – расплава. Всегда линии гофров совпадали с линией скола.

В случае наращивания эпитаксиальных слоев на подложках арсенида галлия с ориентацией, отличной от (100), гофры ни при каких режимах не получаются. Это предположительно мы связываем с тем, что суперструктура, выявляемая при контакте раствора – расплава с подложкой в этих направлениях имеет пересекающиеся линии, в виде многоугольников и в итоге происходит сплошной рост слоев.

Таким образом, основная наша цель получить неоднородные по толщине эпитаксиальные слои с улучшенной (одинаковой по всей площади) структурой и заданной точностью размеров и параметров (на границе) пиков с высотой и расстоянием от 5 до 25 мкм.

8.4. Фоточуствствительные структуры с выращенным p-n – переходом

B настоящее время широко применяются анизотропное травление фотоприемной поверхности структуры элемента в виде микрорельефа [28,29] и ямок [3,4]. Создание такой текстуры уменьшает потери на отражения и существенно увеличивает эффективную оптическую толщину элемента, вызывая захват света в ячейки пределах полным внутренним отражением. Техника формирования фронтального слоя приведенными выше способами сравнительно трудоемка И усложняет процесс изготовления фотопреобразователей. Рельефные поверхности можно получить не только химическим путем [28], но и во время процесса формирования верхнего слоя, поэтому вырабатываются различные подходы к получению микрорельефа.

В одной из работ рельефная поверхность получена при эпитаксиальном наращивании слоев InAlGaAs на GaAs [24] в горизонтальной графитовой сдвиговой лодочке при температуре 800⁰С. Увеличивая концентрацию In более 10% на поверхности слоев получены полоски [25]. Пока во всех случаях проблемой остается

контролируемое управление параметрами микрорельефа, его размерами.

В данном разделе приводятся сведения об арсенидгаллиевых фотопреобразователях с эпитаксиально выращенным поверхностным микрорельефом.

Исследуемые образцы представляют собой n⁺GaAs-nGaAs-(p)GaAs-pAlGaAs – структуры. Кристаллографическая ориентация исходных подложек (100).

Текстурированные поверхности получены технологически во время роста эпитаксиальных слоев.

В случае же формирования микрорельефной поверхности технологическим путем вид их поверхности меняется в широких пределах от гофрированной до пирамидальной. Например, управляя скоростью роста верхнего слоя можно получить текстуру поверхности в виде симметричных "звездочек" (рис. 8.10). Видно, что поверхности структуры покрыты так называемыми звездочками с размерами 40 мкм с выступами в центрах.



На рис. 8.11 приведена граница p-n – перехода, расположенная на глубине 6 мкм с ровной границей.

Прямой ток от напряжения увеличивается по экспоненте с показателем степени, равным 2. Механизм токопрохождения объясняется рекомбинацией носителей в области объемного заряда. Нагрузочная характеристика одной из полученных структур (образец № 127 АК площадью S = 0.4 cm²) имеет типичный вид (рис. 8.12).

Исследования фотоэлектрических свойств структур, с различной морфологией поверхности показали, что в зависимости от её

текстуры меняются коэффициенты отражения и фотоприемные свойства.

В частности, нами обнаружен эффект расширения диапазона отслеживания излучения светового В одной ИЗ фотопреобразовательных Если структур. традиционные фотопреобразователи с плоской поверхностью отслеживали угол обзора 50-70°, то нам удалось расширить их диапазон обзора в два раза (от 50 до 90°) (рис. 8.13). Такой эффект нам удалось достичь за выращенного поверхностного счет микрорельефа В процессе жидкостной эпитаксии.



Как видно из рис. 8.13 вначале от 0 до 50⁰ практически сигнал увеличивается близко к линейку, затем, стремясь к насыщению, приобретает максимальные значения. Причем продолжение приводит к симметричному изменения угла падения сигнала уменьшению выходного сигнала. Ход кривой при смене полярности обратном рабочего напряжения повторяется. При смещении максимум сигнала наблюдается в широком диапазоне от 50 до 90°. Такие структуры представляют интерес для обработки оптических сигналов в различных устройствах, в системах слежения.

Таким образом, исследование взаимосвязи техники обработки кристаллов и полупроводниковых структур с выходными параметрами приборных структур на их основе может дать ценные сведения по расширению их функциональных возможностей.

8.5. Особенности структур с гофрированной фотоприемной поверхностью

Структурам с переходами металл – полупроводник можно придать уникальные свойства. Например, в структуре с барьером Шоттки, вводя тонкий промежуточный слой с типом проводимости противоположным базовой области, лучше, если промежуточный слой будет иметь переменную толщину по отношению к металлургической границе с активной областью. Такой рельеф можно создавать с помощью структур с гофрированной поверхностью.

В частности, полученная нами структура с барьером Шоттки на гетероповерхности с гофрированной морфологией обладает следующими отличиями.

- 1. Гофр образован на поверхности с ровной металлургической границей гетеро n-p-перехода, т.е. по координате непрерывен и не параллелен к металлургической границе.
- 2. Углы на вершинах гофров около 60°, а высота равна ширине основания.
- 3. Поверхность гофров в углублениях сильно приближается к границе гетеро n-p-перехода, в углублениях между металлическим слоем и образующим гетеропереход с подложкой областью имеется тонкий не более 500 $\stackrel{\circ}{\mathrm{A}}$ слой противоположного типа проводимости.
- 4. В результате неравномерности расстояния между поверхностью металлического слоя И металлургической границей гетероперехода в углублениях гофров образуют как бы барьер Шоттки С промежуточным тонким слоем n-типа, который чередуется с n-p – переходом, поскольку увеличение толшины промежуточного n-слоя приводит к обычному n-p – переходу.
- Предлагаемые толщины неравномерная n- и равномерная pобластей приводят к неравномерному расширению по координате сечения области объемного заряда. В результате n-p – переход фактически будет представлять собой чередующиеся последовательно расположенные переходы металл-тонкий-пслойполупроводник, n-область-p-полупроводник.

Придание гофрированной поверхности верхнему слою n-pперехода с ровной металлургической границей и мелкой глубиной залегания в углублениях делает переход металл – полупроводник в углублениях выпрямляющим, а на выступах инжектирующим.

Участки n-p-InGaAs с выступами в виде гофров обеспечивают чувствительность в длинноволновой области спектра. Это, во-первых, обусловлено различными примесными уровнями, образуемыми на аризотропных поверхностях и в самом n-p-слое, подложке. Так в монокристаллическом арсениде галлия адсорбируемые стенками камеры роста примеси углерода и кислорода составляют 4[.]10¹⁵⁻¹⁶см⁻³. примесью, Кислород, являясь донорной может обеспечить чувствительность в длинноволновой области спектра. Кроме того, изза создаваемого различия параметров решетки слоя InGaAs с подложкой GaAs хемосорбция кислорода создает антиструктурные дефекты, которые на гофрах проявляются ярко. Эти дефекты дают донорные уровни с глубиной залегания 0.65 эВ [29].

Фундаментальное отличие текстурированных арсенид галлиевых структур состоит B TOM, что на плоскости (100)разориентированной в сторону (110) практически всегда наблюдаются фигуры роста, в вершинах которых имеются дефекты упаковки [30]. Кроме того, плоскости (110) являются плоскостью спайности и не связаны силами электростатического притяжения, где скапливаются дислокации. Анизотропия поверхности относительно возникающих дефектов приводит к различию степени адсорбции металлов на этих поверхностных дефектах с уровнями от 0.66 до 0.74 эв (на кремнии и арсениде галлия). При этом образуется неоднородный контакт металл – полупроводник [31]. Причем свойства направления (011) отличаются в зависимости от галлиевой или мышьяковой стороны. обусловливается Такая анизотропия упругими напряжениями, возникающими при получении металлических покрытий или окисных слоев [29]. Для снятия напряжений и уменьшения концентрации остаточных примесей в процессе роста структуры мы использовали дополнительно редкоземельный элемент – гадолиний.



Исходные параметры плоских и микрорельефных структур при комнатной температуре и единичной освещенности практически идентичны. Однако С увеличением интенсивности освешения начинают проявляться различия. Так на структурах с плоским p-n переходом (рис. 8.14,a) ПО мере увеличения интенсивности освещения нагрузочная характеристика ухудшается, а на микрорельефных структурах никаких изменений не наблюдается, смотрите (рис. 8. 14,б). В обоих случаях токи короткого замыкания увеличиваются С повышением интенсивности освещения. что обусловлено увеличением коэффициента собирания заряда.

Литература

- Андреев В.М., Питтрофф В., Сулима О.В. Влияние поверхности Al-Ga-As-гетероструктур на диффузию цинка из газовой фазы// ЖТФ. Т. 55. Вып. 9. 1985. С.1844-1846.
- Горбач Т.Я., Пидписный Е.В., Свечников С.В.. Морфология и оптические свойства анизотропно-травленого арсенида галлия// Оптоэлекторника и полупроводниковая техника. 1988. Вып.13. С.34-39.
- Zhao J., Wang A., Green M. A. and Ferrazza F. 19.8% efficient "honeycomb" textured multicrystalline and 24.4% monocrystalline silicon solar cells// Applied Physics Letters 1998. V. 73(14) P. 1991-1993.
- 4. Campbell P. and Green M.A. Light trapping properties of pyramidally textured surfaces // Journal of Applied Physics V. 62(1) P. 243-249. July 1, 1987.

- 5. Dmitruk N.L., Kotova N.V., Pidlisnyi E.V., Barlas T.R. Resonant excitation of vibrational modes on a microrelief surface of GaAs// Phys. Solid State. 1993. V. 35(1). P.8
- 6. Бузынин Ю.Н., Гусев С.А., Дроздов Ю.Н., Мурель А.В. Пористый арсенид галлия с кластерами мышьяка// ЖТФ, 2000, Т.70, Вып. 5. С.128.
- 7. Андреев В.М., Егоров Б.В., Лантратов В.М., Сулима О.В. Интегральная солнечная батарея на основе гетерофотоэлементов// Тезисы докл. Всесоюз. конф. «Пути использования солнечной энергии». Черноголовка 1981. С.12.
- 8. Каримов А.В. Микрофототерминалы для гелиоэнергетических систем// Гелиотехника 1994. №6. С.14-16.
- 9. Азимов С.А., Каримов А.В. Полупроводниковый фотоэлектрический генератор. Авт. свид. №1106367 от 1 апреля 1984г.
- 10. Каримов А.В. Многофункциональные арсенид галлиевые тонкопереходные структуры. Ташкент: Фан, 1992. 176 с.
- 11. Алферов Ж.И., Андреев В.М., Корольков В.И., Протной Е.Л., Третьяков Д.Н. Гетеропереходы AlGaAs–GaAs// Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов. Л.: Наука, 1969. С.260.
- 12. Кейси X, Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. Т.2 М.: Мир, 1981. 364 с.
- 13. Алферов Ж.И., Андреев В.М., Корольков В.И., Протной Е.Л., Третьяков Д.Н. Гетеропереходы AlGaAs–GaAs// Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов. Л.: Наука, 1969. 260 с.
- 14. Woodal J.M. Solution growth Ga_{1-x}Al_xAs Superlattice Structures// J. Crystal Growth. 1971. V. 12. №1. P.32-38.
- 15. Алферов Ж.И., Андреев В.М. Жидкостная эпитаксия структур с гетеропереходами в системе AlGaAs. – рост и легирование полупроводниковых кристаллов и пленок. Ч. 1. Новосибирск: Наука, 1977. 209 с.
- Лозовский В.Н., Попов В.П., Власенко И.В., Ефремова Н.П., Сарры П.Л. Выращивание и свойства варизонных слоев Al_xGa_{1x}As// Межвуз. сб. "Кристаллизация и свойства кристаллов". Новочеркасск. 1978. Вып. 5, С.33-41.
- Каримов А.В., Мирзабаев М., Миртурсунов Ш.З., Мухитдинова Н.Ф. Устройство для жидкостной эпитаксии. Авт. свид. № 913759 от 16 ноября 1981 г.
- Каримов А.В., Миртурсунов Ш.З. Способ эпитаксиольного наращивания полупроводниковых соединений типа А³В⁵. Авт. свид. № 1037795 от 22 апреля 1983 г.

- Блум М., Хуан Ш. Изготовление монолитных планарных структур методом эпитаксии из жидкой фазы// ТИИЭР. 1971. Т.759. №10. с.148.
- 20. Авт. свид. СССР HOIL 21/70 № 460826 от 27.04.1977 г.
- 21. Авт. свид. СССР HOIL 21/208 №686541. 1978 г.
- 22. Патент Японии № 60-130865. Полупроводниковый прибор. Опубл. 12.07.1985г.
- 23. Nishizawa J.I., Voshida S. Наблюдение характерной поверхностной морфологии эпитаксиальных слоев InGaP с большим несоответствием параметров решетки к подложке GaP// J.Crist.Growth. 1985. V.78. № 2. Р.274.
- 24. Swarup P., Jain R.K., Verna S.N., Charan S., Tandle D.M.// J.Crist. Growth. 1983. V.63. №1. P.97-104.
- 25. Балагуров А.Я., Гатура В.П. и др. Получение волноводных гетероструктур GalnPAs/InP// Известия АН СССР. Неорганические материалы. 1986. Т.22, №4, С.557-561.
- 26. СССР, заявка № 3727804/24-25, HOIL 21|208 от 05.05.84г.
- 27. Абрамова А.В., Третьякова Д.Н. и др. заявка № 3727804/24-25/029293 кл. HOIL 21/208 от 05.05.84г.
- 28. Дмитрук Н.Л., Борковская О.Ю., Конакова Р.В., Мамонтова И.Б., Мамыкин С.В., Войциховский Д.И. Влияние гамма-облучения на характеристики фотопреобразования барьерных структур металл-арсенид галлия с текстурированной границей раздела// ЖТФ, 2002, Т. 72, Вып. 6. С.44-49.
- 39. Арсенид галлия в микроэлектронике. М.: Мир, 1988. С.197.
- Черняев В.М., Кожитов Л.В. Технология эпитаксиальных слоев арсенида галлия и приборы на их основе. М.: Энергия, 1974. с. 72
- Стриха В.И., Бузанева Е.В. Физические основы надежности контактов металл-полупроводник в интегральной электронике.
 М.: Радио и связь. 1987. 141с.

Всё и вся для питания, удовлетворения мозга – сущности существа

ГЛАВА 9

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕХНОЛОГИИ ТЕКСТУРИРОВАННЫХ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ СТРУКТУР С ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫМИ ПЕРЕХОДАМИ InGaAs-GaAs и AlGaAs-GaAs

Необходимость расширения функциональных возможностей приборов, реагирующих на внешние сигналы, требует поиска новых физических решений. В этом аспекте представляет интерес физикохимическая обработка поверхности активных областей полупроводниковых структур. Конкурирующий процесс нанесения просветляющих покрытий – создание различного микрорельефа на фотоприемной поверхности. В результате можно управлять коэффициентом отражения и другими параметрами.
Следует отметить, что недавно нами был обнаружен эффект расширения диапазона отслеживания светового излучения В фотопреобразовательной структуре. Если традиционные фото преобразователи могут отслеживать угол обзора при 50-70°, то нам удалось расширить их диапазон угла обзора в два раза (от 50 до 90°). Такой эффект удалось достичь за счет придания определенного микрорельефа фотоприемной поверхности структур [1,2]. Другие свойства (при радиационном облучении, изменении температуры) этих структур не изученны.

Кроме того, термообработка базовых (высокоомных) кристаллов арсенида галлия в потоке водорода приводит, к изменению удельного сопротивления вплоть до изменения типа проводимости. Причем именно подбор параметров среды (нейтральной, потока водорода и т.д.), в которой производится термообработка, позволяет выявить новые свойства полупроводниковых структур.

Таким образом, выяснение взаимосвязи техники обработки кристаллов и полупроводниковых структур с выходными параметрами приборных структур на их основе может дать ценные сведения по расширению их функциональных возможностей. По предварительным данным (кроме кремния), одним из эталонных материалов для этих целей может служить арсенид галлия и соединения на его основе, а в качестве структуры фотопреобразователи. Именно, разработка высоконадежных полупроводниковых приборов фотопреобра-И зовательных структур представляет собой одно из приоритетных Подобные направлений нашей науки И техники. устройства необходимы для разнообразных аспектов народного хозяйства, таких как:

- разветвленные наземные системы коммуникации;

 – разработка спутниковых систем связи, подверженных влиянию космической радиации;

– разработка высокоскоростных каналов связи, обеспечивающих функционирование глобальных и локальных компьютерных сетей;

- создание систем телекоммуникации;

 – разработка радиационно-стойкой контрольно-измерительной аппаратуры для управления электростанциями;

 – экологический мониторинг радиационно-загрязненных территорий;

– решение проблемы утилизации промышленных отходов.

В особую СВЯЗИ С ЭТИМ роль играет разработка полупроводниковых приборов на основе сложных полупроводниковых соединений типа арсенида галлия, арсенидов алюминия и индия, характеризующихся более высокой радиационной и экологической стойкостью по сравнению с элементарным кремнием и германием. В перспективе на материалах типа арсениде галлия ожидается создание радиационно – стойких мини – и макроэлектростанций. Фотопреобразователи также начали использоваться для детектирования оптических и ядерных излучений [3].

Таким образом, физико-химическая обработка исходных кристаллов базового материала и структур в процессе их изготовления представляет большой интерес.

9.1. Обработка поверхности структур для фотопреобразователей (обзор данных литературы)

Разработка и исследование фотопреобразователей находятся в поле зрения как ученых, так и, производителей. Очередной скачок в исследовании фотоэлектрических приборов в настоящее время вызван ограниченностью дешевых топливно – энергетических запасов и увеличением их себестоимости – угля, природного газа, атомных электростанций. Ведутся поиски дешевых альтернативных источников энергии. Хорошим подспорьем в этом является глубокое изучение уже известных нам И сравнительно новых полупроводниковых материалов, возможности использования их в преобразовании солнечного излучения, ПОИСК ИХ ресурсов. Определенное увеличение эффективности солнечных элементов трапециедальными фотоэлементах с на формами получен отдельных диодов и в тандемных структурах [4]. Именно ответ на эти вопросы может дать разработка и исследование фотоэлектрических преобразователей с применением новых технологий.

Элементарным кремнием, как известно занимаются уже с давних времен и вроде бы раскрыты все его возможности, но открываются его все новые и новые свойства. Так, ученый из Австралии, Грин со своими сотрудниками с 1987 г. развил технику формирования просветляющего слоя на кремниевых солнечных элементах. Он предложил в окисных слоях на фронтальной поверхности формировать ямки в виде "пирамид" и "соток", в

результате чего добился резкого уменьшения отражения от поверхности и увеличения КПД от 18 до 24% [5-9].

Процесс формирования соток включает получение окисных слоев в виде окружностей с определенным интервалом и размерами окошек. Далее проводится диффузия через эти окна и получается профиль диффузионного слоя.

текстуру Получить такую довольно просто. Для ЭТОГО используется анизотропное травление в травителе HNO₃:HF=50:1 [5]. вид С поверхности солнечного элемента Натуральный **ДВУХ** модификаций приведен на рис. 9.1 и 9.2. На рис. 9.1 под углом проходит сплошная контактная шина. Изменение конфигурации "соток" способствует изменению коэффициента поглощения. Если "соток" являются ловушками для излучения, то площадь остальной части как бы является паразитной, отражающей. Поэтому ведутся поиски различных эффективных форм областей поглощения, ловушек света. Границы p-n – перехода в первом случае имеют волнообразный вид, а во втором случае вид зигзага.



На одном из образцов с поверхностью в виде соток и площадью 1 см² при освещенности 100 мВт /см² для АМ 1.5 при температуре 25 °C V_{xx} =654 мВ, I_{кз} =38.1 мА/см², квантовая эффективность 79.5 %, коэффициент полезного действия 19.8 %.

Исследования по получению текстурированной поверхности анизотропным травлением ведутся не только на кремниевых структурах, но и на арсенидгаллиевых кристаллах.

Вместе с тем развитие нанотехнологии и проведение прецизионных исследований, наряду с бинарными полупроводниками, позволяют надеяться повысить эффективность фотопреобразования и на полупроводниковых соединениях.

Украинские ученые развили способы анизотропного травления полупроводниковых соединений А³В⁵, разработали различные текстуры [10].

В одной из работ приведены результаты исследований двух морфологии микрорельефа (100)поверхности GaAs. типов перспективных для использования в фотопреобразователях [10]; дендритоподобный, полученный травлением в концентрированной HNO₃, (рис. 9.3) квазирешетки кислоте И типа (система ориентированных вдоль направления (110) V-образных канавок с периодом повторения, варьируемым по поверхности в определенных пределах), создаваемый травлением в смеси 2HF : 2H₂SO₄ : 1H₂O₂ (рис. 9.4).



Показано, что из двух типов морфологии микрорельефа (дендритный и квазирешеточный), изготовленных методом химического анизотропного травления (100) поверхности n-GaAs, более перспективным для использования в структурах с барьером Шоттки, особенно космического назначения, является микрорельеф квазирешеточного типа, поскольку он позволяет получить большую эффективность и радиационную стойкость по сравнению с плоским аналогом. Интенсивные работы также ведутся по созданию пористых рельефов, которые, на первый взгляд, перспективны для снижения деградации полупроводниковых приборов. Российские ученые [11] впервые показали возможность получения арсенида галлия с кластерами мышьяка при отжиге его пористых слоев, полученных методом электрохимического травления.

Установлено, что кластеры сосредоточены в перегородках пористого слоя, их размер составляет 1–10 nm, а плотность достигает значения 4. 10¹⁸ cm⁻³. При отжиге в температурном интервале 400-600 °С происходит улучшение структурного качества пористого слоя, а уменьшенный для него параметр решетки возрастает, приближаясь к значению, характерному для монокристалла. При использовании сильнолегированных подложек n-типа В поверхностном слое пористого слоя наблюдается инверсия типа проводимости, связанная с возникновением глубоких акцепторных центров. Термический отжиг приводит к сужению инверсного слоя и более однородному распределению электрически активных центров ПО толщине пористого слоя.

B работе [12] отмечено, ЧТО высокие потенциальные возможности полупроводниковых соединений не в полной мере реализованы из-за существенного недостатка – деградации параметров материалов и устройств во времени ("старения"), одна из причин которой – высокая плотность поверхностных состояний. В связи с этим важной проблемой является стабилизация свойств поверхности и направленное изменение её свойств (модифицирование). Один из методов стабилизации свойств поверхности – сульфидная пассивация, в процессе которой полупроводник выдерживают определенное время в водном растворе сульфида натрия или сульфида аммония. При этом образуется покрытие, затрудняющее химическую реакцию между поверхностью полупроводника и содержащимся в воздухе кислородом [12]. К методам направленного изменения свойств поверхности относится, в частности, формирование пористого полупроводника на монокристаллической подложке [13], в результате уникальный чего образуется материал нанокристаллической структуры, открывающий новые возможности композиционных полупроводников и гетероструктур.

Коллектив ученых Средней Азии, в частности, НПО "Физика-Солнце" АН РУз, занимается разработкой и исследованием

фотопреобразователей на основе перспективных полупроводников, такие как арсенид галлия.



На основании исследований [1,14,15] техники создания микрорельефных поверхностей обнаружено, что технологическим путем можно получить новую модификацию поверхности в виде выступов – как объемный шестигранник (рис. 9.5, рис. 9.6), причем, не разрушая поверхность полупроводника.

Кроме того, показано [14,15], что, управляя компонентами раствора – расплава и режимом эпитаксии можно получить p-n – переходы с гофрированной границей раздела. Слои арсенида индия – галлия, выращенные в едином процессе из раствора-расплава, охлаждаемого с постоянной скоростью 0.25 ..1.0 град/мин. с 750...820 °С, имели гофрированную поверхность (рис. 8.9).

Таким образом, подбор состава и технологических режимов процесса роста, химико-технологическая обработка поверхности активных слоев и термообработка полупроводниковых структур позволяют управлять свойствами поверхности и интерфейсом границы раздела, придать новые свойства приборным структурам.

9.2. Оптические свойства полученных экспериментальных структур

Эффективность преобразования оптического сигнала в электрическую фотопреобразователями, зависит прежде всего от свойств поверхности активных областей и границы раздела потенциального барьера. Они определяют фоточувствительность и оптический рабочий диапазон фотопреобразовательной структуры.

Для уменьшения потерь на отражения на фотоприемной поверхности создают микрорельефы, а также наносят просветляющие покрытия [16,17]. Кроме того, для повышения эффективной площади потенциального барьера, где разделяются фотоносители, т.е. границе раздела, можно придать соответствующий микрорельеф.

Таким образом, технику создания микрорельефа можно применять для получения высокого коэффициента полезного действия за счет повышения эффективности границы потенциального барьера, а также фотоприемной поверхности.

Ниже приводим результаты исследования эффективности микрорельефной поверхности кристаллов на основе арсенида галлия для фотопреобразователей.

Исследуемые кристаллы арсенида галлия представляют собой шайбы толщиной ~400 мкм диаметром ~25мм. Концентрация легирующих примесей Те ~4.10¹⁷ см⁻³. Кристаллографическая ориентация (100). Исследования оптических свойств представлены на установке Хитачи.

На образцах №2 и №3 поверхности являются квазирешеточными, а на образцах №5 и №6 – дендритными. Исследования оптических свойств подготовленных таким образом подложек показали, что в них коэффициент отражения излучения в видимой области спектра (табл. 9.1) имеет малые значения в случае квазирешеточной поверхности.

Таблица 9.1

	Анизот	Г-		0.2 – 0.3	0.3–0.38	0.38–0	.48	0.48–0.7
Ν	ропное		Морфология	МКМ				
	травление		поверхности					
	T, ⁰C	t, c.		R _{max} -R _{min} ,%			R,%	
1	40	60		42–19	19–17	17.	5	11
2	20	60	Квазирешетка	36–16.5	16.5–1	5 15	5	10
3	40	180		45–21.5	021.5-	19 20	5	14
4	20	60		41–18	18–17	18		12
5	25	30	Дендрит	52.5–20	20–18.	5 18	5	17.5
6	25	45		60–20	20–18	12	5	11.5

Причем наименьшее значение коэффициента отражения отмечена на образце №2, в котором время травления равно 1 минуте при 22 ⁰С.



В частности, установлено, что в образцах с квазирешеточной морфологией поверхности и с наименьшим отражением оптического сигнала в видимой области спектра глубина полосок составляет 0.8 – 1.0 мкм, а ширина – 0.08 – 1.0 мкм.

Коэффициент отражения в коротковолновой области с 36% уменьшается до 10% в длинноволновой области спектра, ЧТО наиболее четко видно на рис. 9.7, где сплошная линия (1) соответствует образцу №6, непрерывными точками (2) – образцу №4, а пунктирная кривая (3) образцу №2. На основе этих кристаллов изготовлены экспериментальные структуры с нанесенными на обе поверхности металлическими слоями. В качестве металла использовали олово и серебро. После нанесения металлических слоев вакуумным напылением их скрайбировали на дискретные структуры.

9.3. Технология получения гетероструктур на тестурированных поверхностях для солнечных элементов

Для получения эффективных солнечных элементов с гетеропереходом nGaAs-pAlGaAs широко применяется жидкофазная эпитаксия. Причем наиболее высокие показатели получены при использовании капиллярной жидкостной эпитаксии на структурах с плоской поверхностью. Следует отметить, что в связи с достижением

предельных параметров на плоских структурах начали искать пути дальнейшего повышения фоточувствительных структур за счет обработки фронтальной поверхности. Стали применять анизотропное травление, получение Появилась ЯМОК различного вида. необходимость эпитаксиальных слоев на текступолучения рированных поверхностях. Прямой перенос капиллярного метода эпитаксии для текстурированных поверхностей жидкостной как отмечано авторами работы [18], не дал ожидаемых результатов, хотя логически должны были получиться высокие результаты. В частности, за счет увеличения геометрической площади p-n – перехода и уменьшения коэффициента отражения оптического сигнала, т.е. практически должна была быть экономия исходного материала на увеличенную площадь, не говоря об фотоэлектрических параметрах. После неоднократных экспериментов по получению эпитаксиальных слоев на текстурированных поверхностях мы пришли к заключению, что режимы, подобранные для структур с плоской поверхностью для анизотропно-травленых поверхностей неприменимы из-за неполного текстурированной поверхности нарушения смачивания И стехиометрии выращиваемого слоя.

Реализация ожидаемых преимуществ в некоторой степени стала бы возможной жидкостной эпитаксией при обеспечении смачивания раствором – расплавом анизотропно-травленой поверхности. В этом аспекте варьирования параметрами раствора – расплава можно добиться при использовании сдвигового метода жидкостной эпитаксии. Отличие его в том, что с помощью подвижной линейки отсеченная часть раствора – расплава перемещается и подается на подложку.

В этом методе раствор – расплав подложка обычно И графитовый устанавливаются В контейнер пенального типа и горизонтальной кварцевой камере нагреваются В продуваемого очищенного водорода ДО начальной потоком температуры кристаллизации, затем приводятся в контакт, после чего включается программное охлаждение. Bo время охлаждения происходит преципитация-выпадение" осаждение эпитаксиального слоя на поверхность подложки. Раствор – расплав, из которого осуществляют рост эпитаксиального слоя, может быть различным.

Насыщенный раствор – расплав (растворитель+источник) получают путем выдержки его при температуре кристаллизации

непосредственно на источнике, т.е. до контакта расплава с подложкой. Слои, выращенные из насыщенного раствора – расплава, имеют ровную границу раздела подложка – пленка.

Раствор – расплав становится недосыщенным при его отрыве от источника до наступления температуры кристаллизации - Δ T и нагреве на + Δ T до контакта с подложкой. При этом в момент контакта расплава с подложкой происходит стравливание поверхности, затем по мере охлаждения системы будет выращиваться эпитаксиальный слой. Поверхность выращенного слоя практически не повторяет морфологию поверхности подложки.

Раствор – расплав также может быть пересыщенным за счет его охлаждения в отрыве от источника на - ΔT , т.е. до контакта с подложкой. Слои, выращенные из пересыщенного раствора – расплава, могут в определенной степени повторить морфологию поверхности подложки.

Именно широкие возможности варьирования параметрами раствора – расплава позволили получить эпитаксиальные слои на микрорельефных подложках. Для этого мы использовали устройство эпитаксиального выращивания арсенида галлия и его соединений из жидкой фазы (рис. 9.8).



С помощью этого устройства осуществляли рост эпитаксиальных слоев в установке с горизонтально расположенным (внутри печи сопротивления) кварцевым реактором, продуваемым потоком очищенного водорода. Для насыщения расплавов (Ga+GaAs) в качестве источника применяли нелегированный поликристаллический арсенид галлия.

Осаждение эпитаксиальных слоев GaAs и AlGaAs на микрорельефных GaAs подложках проводили из ограниченного объема раствора – расплава, с соответствующими добавками. Отношение массы галлия к источнику составляло m_{Ga}/m_{GaAs}=16. Высоту раствора – расплава выбирали из расчета

$$h=2.10^{-1} (Dt)^{1/2}$$
, (9.1)

где D – коэффициент диффузии примеси в жидкой фазе, t – время диффузии примеси.

Для проведения процесса роста микрорельефные подложки GaAs, ориентированные в кристаллографическом направлении (100) с концентрацией носителей n ~10¹⁷⁻¹⁸ см⁻³ площадью 10х10 мм², устанавливали в графитовый контейнер. В источник раствора – расплава (Ga+GaAs) в одном случае при росте буферного слоя (In)GaAs n-типа добавляли (In) Sn, в другом для наращивания верхнего широкозонного слоя pAl_xGa_{1-x}As в раствор – расплав добавляли AI и металлический цинк, чистотой 99,9999%.

Исследования эпитаксиальных слоев InGaAs на подложках nGaAs показали, что поверхности слоев, выращенных на плоских подложках, имеют зеркальную поверхность (для составов от 0 до 0.1 ат.%), а на микрорельефных подложках повторяют морфологию квазирешетки в ослабленном варианте, т.е. происходит определенное сглаживание микрорельефа.

Слои же твердых растворов pAlGaAs выращенные поверх эпитаксиальных слоев InGaAs имеют ровную поверхность. Скорость роста пленок AlGaAs в интервале температур 700-830 ⁰С составляет ~(0.5 – 1) мкм/ч. Толщину выращиваемых слоев можно было варьировать от 0.1 до 3 мкм.

Эпитаксиальные слои лучшего качества (зеркальная поверхность) получаются при температуре начала кристаллизации 800 ⁰С и скорости охлаждения (0,25-0,5) ⁰С/ч.

Морфологии поверхности и границы раздела полученных структур исследовали с помощью микроскопа МИМ-7.



Рис. 9.9. Образец МС – 2, увеличение x230: а – поверхность и вид с торца nGaAs подложки с квазирешеточной поверхностью, б – поверхность и вид с торца буферного эпитаксиального слоя nGaAs, в – поверхность pAlGaAs и вид с торца гетероперехода pAlGaAs– nGaAs.

Исследования показали, что слои твердых растворов pAlGaAs являются более совершенными по сравнению с буферными слоями (рис. 9.9,в). Как видно из сравнения сколов буферного слоя и последнем квазирешетка сглаживается гетерослоя, В за счет подрастворения выступов (рис. 9.9,в). Такое поведение гетерограницы, по-видимому, можно объяснить различием температуры (более высокой) образования твердого раствора AlGaAs по сравнению с кристаллом GaAs. В результате в момент соприкосновения раствора – расплава AI+Ga+GaAs+Zn с кристаллом GaAs происходит подрастворение твердой фазы. При этом скорость роста в углублениях оказывается больше, чем на выступах, в итоге поверхность слоя твердого раствора становится более ровной.

Наблюдаемый эффект улучшения морфологии поверхности твердого раствора AlGaAs подтвердился и на гетероэпитаксиальных переходах AlGaAs-InGaAs-GaAs. Исследования полученных эпитаксиальных слоев InGaAs на подложках nGaAs показали, что поверхности слоев (для составов от 0 до 0,1 ат.%) являются зеркальными, а на микрорельефных подложках повторяют морфологию квазирешетки в ослабленном варианте, т.е. происходит

определенное сглаживание микрорельефа. Слои же твердых растворов pAlGaAs, выращенные поверх эпитаксиальных слоев InGaAs, имеют ровную поверхность.

Таким образом, в морфологии поверхности анизотипных гетерослоев (pAlGaAs) выращенных на квазирешеточных подложках n⁺GaAs или сформированных на них буферных эпитаксиальных слоях (In)GaAs отмечается тенденцию к улучшению. Если поверхность буферного слоя в определенной степени повторяет микрорельеф подложки, то поверхность гетерослоя, несмотря на малую толщину (1-2 мкм), получается более совершенной - плоской.

поверхности Следовательно, У морфологии анизотипных гетерослоев (pAlGaAs), выращенных на квазирешеточных подложках п⁺GaAs или сформированных на них буферных эпитаксиальных слоях (In)GaAs, намечена тенденция к улучшению. Так, при росте капиллярной жидкостной эпитаксией, а также методом сдвига раствора – расплава с открытой поверхностью наблюдается последовательное улучшение морфологии поверхности. Если поверхность буферного слоя в определенной степени повторяет микрорельеф подложки, то поверхность гетерослоя, несмотря на малую толщину (1 – 2 мкм), получается более совершенной – плоской. Такая тенденция позволяет заключить, что именно наличие AI ответственнно за положительное изменение процесса роста слоев на микрорельефных подложках. Противоположное действие растворов – расплавов AlGaAs И InGaAs на гетерорграницу обусловлено более высокой температурой образования твердого раствора AlGaAs и сравнительно низкой температурой формирования слоев InGaAs по сравнению с арсенидом галлия.

Результаты исследований показали, что эпитаксиальные слои лучшего качества (зеркальная поверхность, ровная граница раздела пленка – подложка) получаются при температуре начала кристаллизации 800 °C и скорости охлаждения (0.25 – 0.5) °C/мин. Скорость роста пленок AlGaAs в интервале температур 700 – 830 °C составляет ~(0.5-1) мкм/мин. Плотность дефектов в пленках (10³ см²) на порядок меньше, чем в подложке (3¹⁰⁴ см²). Толщину слоев можно варьировать от 0.1 до 3 мкм и более.

9.4. Современное состояние и проблемы технологии получения фоточувствительных структур

Из анализа данных литературы по получению структур для фотопреобразователей выясняется, что для получения приемлемых результатов на структурах с текстурированной поверхностью необходимо решить ряд проблем:

1.Получить совершенные буферные эпитаксиальные слои.

2.Систематизировать диффузионные и эпитаксиальные процессы для получения гетероструктур.

3.Выбрать комбинированное устройство для получения диффузионно – эпитаксиальных слоев.

4.Оптимизировать расположение p-n – перехода в активной области.

5.Коррелировать оптические и фотоэлектрические параметры структур с текстурированной поверхностью.

6.Решить проблемы контакта.

1. Наиболее гетероструктура оптимизированная фотопреобразователя имеет следующий вид n⁺GaAs(подложка)-nGaAs-(буфер. слой)-рGaAs(диффуз. слой)-р⁺AlGaAs(эпитакс. слой). Для случая с плоской поверхностью диффузионные и эпитаксиальные процессы отработаны [19]. Параметры гетероструктуры зависят от совершенства буферного слоя nGaAs. В нем должны отсутствовать какие-либо включения примесей И галлия. При выращивании буферного слоя принудительным охлаждением раствора – расплава качество слоев может изменяться или при очень малой скорости роста слоя профиль распределения примесей за счет диффузии примесей может претерпеть изменение подложки из самого объема или из газовой фазы [20]. При выращивании эпитаксиального слоя дефекты, происходящие границе подложкой, могут на С предотвращения наследоваться. Поэтому для трансформации дефектов использовали усовершенствованную модификацию эпитаксии – дельтатермическая, как бы с прерыванием процесса. В этом методе раствор – расплав на подложку подается в виде дискретных порций. В результате эпитаксиальный слой будет состоять из Специально изготовленная графитовая микрослоев. кассета И методика роста описаны в главе 5.

2. При получении гетероструктуры с плоской поверхностью процесс диффузии вытекает из процесса эпитаксии [22], а именно, после приведения в контакт с буферным слоем раствора – расплава Ga+GaAs+Al:Zn производится выдержка (в течение заданного времени) начальной температуре при эпитаксии И далее осуществляется рост фронтального гетерослоя. Если этот подход применить для микрорельефных структур, то, очевидно, что при выдержке будет частично стравливаться поверхность буферного слоя, т. е. – сглаживаться микрорельеф (рис. 9.10). Поэтому для избавления ОТ этих проблем предлагается отделить процесс диффузии И роста, причем, минимизировать время роста фронтального слоя. Для этого предложено проводить процессы диффузии и роста в едином устройстве поочередно.

3. Комбинированное устройство диффузии и роста состоит (рис. 9.10) из основания (-1), где имеется выемка (-2) для диффузанта Zn, углубление (-3) для подложки и углубление (-4) для источника из GaAs:Zn. Поверх основания расположена подвижная линейка (-5) в которой есть канал (-6) и отверстие (-7) для раствора – расплава Ga+GaAs+Al:Zn.

Устройство имеет 4 позиции. Исходная позиция раствор – расплав загружен на источник осуществляется нагрев системы. Позиция 1-я – после достижения температуры диффузии линейка выдвигается назад – идет процесс диффузии, диффузант источник (Zn) (2) сообщается с образцом (3). Позиция 2-я – раствор – расплав Ga+GaAs+Al:Zn надвинут на источник GaAs:Zn, идет процесс насыщения раствора-расплава. Позиция 3-я – раствор – расплав Ga+GaAs+Al:Zn перемещен на подложку идет процесс роста. Позиция 4-я – раствор – расплав отделен от подложки, конец процесса..



Как видно ИЗ описания устройства раствор расплав — Ga+GaAs+Al:Zn на подложке находится в момент (в течение 1-3 мин.) AlGaAs, процессы диффузии роста гетерослоя а И роста осуществляются поочередно в едином устройстве (рис. 9.10).

ЧТО 4. Экспериментально нами установлено, процессы диффузии плоских текстурированных на И структурах не тождественны. Режимы, подобранные для плоских структур, непремлемы для текстурированных. Кроме того, разновидность текстуры тоже требует выбора режима диффузии, поскольку после текстурирования основная ориентация сменяется другими, создаваемыми гранями вершин или углублений с различными углами и площадями поверхностей. Экспериментальные результаты и анализ структур, полученных на различных типах текстур параметров показал, что квазирешеточная поверхность – перспектива для структур с барьером Шоттки. Категорию структур с барьером Шоттки на текстурированных поверхностях можно отнести к структурам с микрорельефом. Под созданием поверхностных поверхностным формирование непосредственно микрорельефов подразумеваем поверх текстуры фотоприемных фронтальных областей, без какого либо воздействия на микрорельефные поверхности. В этом случае становится текстурированная поверхность металлургической И одновременно физической границей переходов, например (барьера Шоттки) металл-полупроводник, гетерослой (AlGaAs), выращенный газофазной эпитаксией непосредственно на микрорельефную поверхность и аналогично нанесенные из жидкой фазы тонкие эпитаксиальные слои - AlGaAs без диффузионных слоев. Здесь p-n переход формируется на поверхности текстуры и совпадает с

микрорельефом. Толщина верхнего слоя определяет глубину залегания p-n – перехода независимо от профиля текстуры, высоты пиков или углублений.

Отметим, что при выращивании эпитаксиального слоя на текстурированные поверхности несколько изменяется механизм роста слоя по сравнению с основной (для плоских) поверхностью и за счет смачивания поверхности раствором – расплавом происходит незначительное стравливание поверхности. Поэтому для сохранения свойств микрорельефа верхний слой должен быть продолжением анизотипной области p-n – перехода. Для этого необходимо создавть p-n – переход диффузией в буферном слое на глубине большей, чем расчетная с учетом толщины стравливания. Тогда р-п-переход будет повторять текстуру поверхности, а гетерослой может быть более ровным. Здесь p- n – переход формируется в объеме. В данных структурах металлургическая граница находится на текстурированной поверхности, а физическая граница создается диффузией цинка из газовой фазы в объем (буферного слоя) подложки. Область р-типа представляет собой перекомпенсированный слой. Полученные таким образом структуры, в отличие от изложенных выше структур, можно назвать структурами с микрорельефным p-n – переходом в объеме. Что касается повторения текстуры поверхности, то в зависимости от ее формы и профиля присходит некоторое изменение за счет сливания диффузионных областей в узких – сравнимых с глубиной диффузии, местах-выступах. В результате эти выступы оказываются последовательными балластными сопротивлениями.

Таким образом, в соответствии с микрорельефной границей p-n – перехода можно различать структуры с поверхностным и объемным микрорельефом.

5. Если сделаем экскурс назад, то для преодоления предельно достигнутых параметров фоточувствительных структур начнём управлять оптическими параметрами фронтальных слоев. Разработчики фотопреобразователи начали создавать различные текстуры, способствующие уменьшению коэффициентов отражения и т.д. Складывается мнение, что лишь улучшение свойств поверхности может дать положительный эффект. Однако при этом надо учесть, что в текстурированной поверхности содержатся много впадин и углублений, то падающий свет должен попадать на каждую грань и суммироваться.

В этом аспекте, как наиболее удачный, обращает внимание фотоприемник с барьером Шоттки, сформированным на поверхности микрорельефного арсенида галлия типа квазирешетки или дендрита. В нем фоторазделяющий барьерный переход располагается под полупрозрачным тонким (100 Å) металлическим слоем. В результате структуры с микрорельефной поверхностью оказываются высокоэффективными по сравнению со структурами с плоской поверхностью. В данном случае глубина анизотропного травления не критична и практически различные виды текстуры можно применять в приборных структурах с барьером Шоттки.

Что касается структур с p-n – переходом, то в них, по аналогии с барьером Шоттки, граница p-n – перехода синхронно должна повторять текстуру травленой поверхности, причем на глубине оптического поглощения носителей, так как пределы углубления ограничиваются диффузионной длиной носителей активной области, которая в арсениде галлия находится в пределах 1.5 – 2 мкм.

К примеру, если поверхность структур с плоским p-n – переходом подвергать анизотропному травлению, то расстояние от поверхности до p-n – перехода в углублениях будет меньше, чем в выступах. В результате в готовой структуре проникновение света будет неоднородным, т.е. В местах выступа будут теряться коротковолновые сигналы. Например, если полуширина выступа квазирешетки будет составлять 2 – 3 мкм, а высота 5 мкм, то после диффузии цинка получим балластные вершины и искаженную физическую границу. Поэтому для реализации положительного эффекта текстурирования поверхности микрорельеф необходимо создавать в объеме структуры, в самом p-n – переходе с учетом выше отмеченных обстоятельств. Тогда преимущественные стороны p-n перехода должны усиливаться даже по сравнению с металлополупроводниковыми. В этом аспекте структура с p-n – переходом обладает большей радиационной стойкостью и работоспособностью при концентрированных излучениях и т.д. Кроме того, должны появиться отличия между структурами с плоским и микрорельефным p-n – переходами.

Что касается получения самой микрорельефной поверхности, то применение техники анизотропного травления позволяет получить поверхности типа квазирешетки, дендрита и бирешетки [22]. На первый взгляд, выращивая на тектурированной поверхности

соответствующие тонкие слои, можно получить гомо и гетероструктуры с микрорельефной границей раздела.

По идее кажется, что структура с p-n – переходом, повторяющим микрорельеф поверхности, является искусственно гофрированной. Сглаживая неровности, получим ту же плоскую структуру. Однако предварительные результаты исследования структур с микрорельефной поверхностью показали, ЧТО ОНИ позволяют увеличить угол охвата оптического сигнала по сравнению с плоским вариантом исполнения. Какими еще, преимуществами может обладать гетероструктура с микрорельефной границей p-n – перехода и текстурированной поверхностью остается неизученным. При этом необходимо иметь в виду, что в арсенид галлиевых солнечных элементах с плоской поверхностью глубина залегания p-n – перехода составляет 0.5 – 1.5 мкм. Следовательно глубина текстурироваповерхности должна быть меньше диффузионной ния длины носителей, т.е. меньше 0.5 – 1.5 мкм. За пределы этой величины можно выйти за счет применения варизонного фронтального слоя.

При создании текстурированной поверхности следует исходить из физических предельных возможностей исходного материала.

Обработка фронтальных поверхностей может быть проведена до меньших, глубин определяемых диффузионной длиной. В кремниевых солнечных элементах можно создавать текстурированные поверхности с различной глубиной по координате, меньшей 100 мкм.

Поэтому наиболее эффективные результаты получены на кремниевых структурах с ямами в виде "соток" и "пирамид" [5,8], являясь световыми ловушками, они позволяют повысить КПД солнечных элементов по сравнению с привычными плоскими на 15 – 20%. Большая диффузионная длина кремния (~100 мкм) практически всегда оказывается больше глубины травления фронтальной поверхности.

Оптический сигнал на структуры с плоской поверхностью в лучшем случае должен падать под прямым углом. При отклонении от 90⁰, как известно, эффективность падает. Исходя из этого соображения, световое излучение на структуры с текстурированной поверхностью, также должно падать под прямым углом к граням, но практически трудно реализовать. В первом приближении оптический сигнал должен падать из нескольких источников расположенных

перпендикулярно граням текстуры. Следовательно, можно заключить, что текстурированные фотопреобразователи при больших интенсивностях падающего излучения выходят на оптимальный режим.

Текстурированная поверхность содержит несколько граней, поэтому свет должен падать перпендикулярно на каждую грань. Только тогда можно получить максимальный коэффициент полезного действия.

6. Текстурированная поверхность требует нового подхода к проблеме получения омических контактов к фронтальным областям. В частности, необходимо сохранить фронт текстуры при получении контактных областей, что можно осуществить с помощью напыления.

Таким образом, на данном этапе интенсивно ведутся поиски расширения функциональных возможностей И повышения эффективности фоточувствительных структур путем управления свойствами фронтальной поверхности. Достижение ожидаемых результатов требует решения круга физико – технологических проблем, связанных с геометрическими параметрами текстуры, изучением особенностей диффузионных процессов И технологии роста гетероэпитаксиальных слоев на структурах с текстурированной поверхностью.

Литература

- 1. Каримов А.В., Ёдгорова Д.М. Солнечные элементы нового поколения// Гелиотехника. 2004. №3. С.14-16.
- Karimov A.V., Yodgorova D.M. Microrelief p-n-junctions and diffusion those for heterophotoconverter structures AI (In) GaAs-GaAs// 19th European Photovoltaic Solar Energy Conference, 7-11 June 2004, Paris, France.
- 3. Ахмадуллин Р.А., Дворянкин В.Ф., Дворянкина Г.Г., Дикаев Ю.М., Ермаков М.Г., Ермакова О.Н., Крикунов А.И., Кудряшов А.А., Петров А.Г., Телегин А.А. Фотовольтаические детекторы рентгеновского излучения на основе эпитаксиальных структур GaAs// ПЖТФ. 2002. Т. 28. Вып. 1.
- 4. Zhao J., Wang A., Green M. A. and F. Francesca. 19.8% efficient "honeycomb" textured multicrystalline and 24.4% monocrystalline silicon solar cells// Applied Physics Letters 1998 V. 73(14) P. 1991-1993.

- 5. Campbell P. and Green M. A. Light trapping properties of pyramidally textured surfaces// Journal of Applied Physics. 1987 V. 62(1) P. 243-249.
- 6. Trupke T., Zhao J., Wang A., Corkish R. and Green M. A. Very efficient light emission from bulk crystalline silicon// Appl. Phys. Lett. 2003. V. 82(18). P. 2996.
- Zhao J., Green M. A. and Wang A. High-efficiency optical emission, detection, and coupling using silicon diodes// J. Appl. Phys. 2002. V. 92(6) P. 2977.
- 8. Brown A.S. and Green M.A. Impurity photovoltaic effect: Fundamental energy conversion efficiency limits// Journal of Applied Physics 2002. V. 92(3). P. 1329-1336.
- Дмитрук Н.Л., Борковская О.Ю., Конакова Р.В., Мамонтова И.Б., Мамыкин С.В., Войциховский Д.И. Влияние гамма-облучения на характеристики фотопреобразования барьерных структур металл-арсенид галлия с текстурированной границей раздела// ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 6. С.44-49.
- Бузынин Ю.Н., Гусев С.А., Дроздов Ю.Н., Мурель А.В. Пористый арсенид галлия с кластерами мышьяка// ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 5. 128 с.
- 11. Алименко Н.Н., Ларионова Н.Ю., Фоменко Н.А., Шелованова Г.Н. Исследование зарядового состояния модифицированной поверхности арсенида галлия// Конференция "Современные проблемы радиоэлектроники" 1999. С.106
- 12. Canham L.T. //Appl. Phys. Lttf. 1990, V.57. P.1046.
- 13. Каримов А.В. Физические явления в арсенидгаллиевых структурах с тонким квазиизопериодическим переходом: Дисс.докт. физ.-мат. наук. Ташкент, 1995. 308 с.
- 14. Каримов А.В., Расулов К., Химматкулов О., Агзамова М.Х., Ёдгорова Д.М. Эпитаксиальные слои на микрорельефных подложках для фотопреобразователей// Труды конференции Фундаментальные и прикладные вопросы физики. Ташкент, 2003. 27-28 ноябрь. с.325.
- **15.** Горбач Т.Я., Пидписный Е.В., Свечников С.В. Морфология и оптические свойства анизотропно-травленого арсенида галлия// Оптоэлекторника и полупроводниковая техника. 1988, Вып.13. С.34-39.
- Vander Plas H.A., James L.W., Moon R.L., Nelson N.J. Performance of AlGaAs/GaAs Terrestrial Concentrator Solar Cells// Conf. Rec. 13th IEEE Photovoltaic Spec. Conf., IEEE, N.Y., 1978. P. 934.
- 17. Мирзабаев М., Расулов К. и др. Получение и исследование микрорельефных фотопреобразователей на основе системы GaAs-AlGaAs// Труды конференции «Фундаментальные и

прикладные вопросы физики – 2004» 18-19 ноября Ташкент, 2004. С.301-303.

- 19. Алферов Ж.И., Андреев В.М., Румянцев В.Д. Тенденции и перспективы развития солнечной фотоэнергетики. ФТП. 2004. Т.38. Вып.8. С. 937-947.
- 20. Джафаров Т.Д. Дефекты и диффузия в эпитаксиальных структурах. Л.: Наука, 1978. 207 с.
- 21. Андреев В.М., Сулима О.В. Исследование диффузии цинка из газовой фазы в твердые растворы// ЖТФ. 1984. Т.54. Вып.7. С.1320-1323.
- 22. Луфт Б.Д., Перевощиков В.А. и др. Физико-химические методы обработки поверхности полупроводников. М.: Радио и связь, 1982. 137 с.

Сознательная жизнь заключается в борьбе за естественный, самостоятельный рост и развитие личности, общества и всего живого

ГЛАВА 10

ОСОБЕННОСТИ ДИФФУЗИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ СТРУКТУР С ТЕКСТУРИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Диффузия примесей В кристаллы С текстурированной поверхностью имеет СВОИ особенности, так как грани текстурированной поверхности отличаются от исходной. Вхождение атомов примеси будет иметь неоднородный характер. При этом, возможно, будут действовать несколько механизмов диффузии.

Диффузия примесей может осуществляться В замкнутом объеме, когда на одном конце помещается источник, а на другом – образец. В технике получения фотопреобразователей диффузия примесей, В частности, цинка происходит ИЗ расплава Ga+GaAs+Al+Zn. которого дальнейшем выращивается И3 В эпитаксиальный фронтальный слой AlGaAs [1]. Считается, что при этом совмещаются процессы диффузии и роста. Применяется также другая техника, в котором раствор – расплав Ga+GaAs+Al+Zn после приведения в контакт с буферным слоем выдерживается при температуре в течение так называемого начальной времени длительности диффузии. Механизмы диффузии для этих случаев в зависимости OT состава твердого раствора могут быть [2]. диссоциативными или отличающимися Если учесть, что концентрационный профиль диффузии цинка в окрестности 800 °С может претерпеть существенные изменения, т.е. при температурах ниже 800 ^оС будет действовать закон Фика, то при температурах выше 800 °С скорость диффузии должна увеличиться, т.е. 800 °С – граничная температура. Обращаясь применяемым для К фотопреобразователей методам диффузии цинка, когда источник и образец находятся в квазизамкнутом объеме, диффузанта помещенном в поток водорода, причем они сообщаются от начала набирания температуры до начальной температуры эпитаксии 800 -820 ⁰С, можно заключить, что процесс диффузии идет преимущественно по закону Фика [3]

$$D = D_0 \exp(-\Delta \varepsilon / kT).$$
 (10.1)

Какое определение можно дать этому процессу диффузии, когда диффузант и образец сообщаются при температурах от нуля до 800 – 820 ⁰С?

Процессы диффузии цинка мы проводили из источника цинка в виде порошка, а также из специально приготовленного плоского источника, в частности, полученного вплавлением в потоке водорода

насыпанного на поверхность pGaAs:Zn монокристалла порошков цинка при 800 °C. Сам процесс диффузии проводился в специально разработанной комбинированной графитовой кассете (рис. 9.10). В ней можно реализовать, так сказать, две модификации процесса. Первое, когда источник диффузанта изолирован от образца и при необходимой фиксированной температуре осуществляется сообщение. Для отличия мы назовем "селективной диффузией". Второе, когда источник диффузанта и образец сообщаются от начала набора температуры до начальной температуры эпитаксиального роста гетерослоя. Можно сказать, что имеем здесь "интегральную диффузию". И, наконец, третий случай, когда специально изготовленный "плоский источник" с вплавленным цинком находится в контакте лицом к лицу с образцом – "контактная диффузия" из твердой фазы. Эти процессы осуществляются в потоке водорода перед непосредственным нанесением эпитаксиального слоя.

10.1. Процессы диффузии цинка на подложках арсенида галлия с микрорельефной поверхностью

Поскольку процессы селективной и интегральной диффузии различаются, а механизмы диффузии могут происходить в зависимости от вида микрорельефа неодинаково, первые эксперименты проводили непосредственно на текстурированных подложках с концентрацией носителей 2[.]10¹⁸ см⁻³.

Процессы диффузии нами проведены одновременно на плоских и микрорельефных образцах в единой кассете и в едином процессе. Для этого в каждом процессе в графитовую кассету помещали от двух до четырех образцов, один из которых был с плоской поверхностью. В диффузанта качестве использовали чистый порошок цинка. Используемая кассета имеет квазизамкнутый объем С перекрываемым каналом между источником Zn и образцами nGaAs. При проведении селективной диффузии до набора заданной температуры канал перекрыт, после чего при 800 °C открывали канал и поддерживали температуру в течение 60, 50, 40 мин. и т.д., затем закрывали его и осуществляли охлаждение системы. Весь процесс проводили в условиях эпитаксии в потоке водорода в реакционной камере.

Результаты измерений глубины залегания диффузионных p-n – переходов, полученных селективной диффузией, приведены в табл. 10.1.

Таблице 10.1	
--------------	--

Селективная диффузия T=800 ⁰ C. m _{zn} =146 мг					
Nº t _{дифф} ,		Плоский Квазирешетка			
образца	мин.	D, мкм	D, мкм		
К-6	40	2	0.7		
К-7	50	3	1		
К-5	60	4	4		

Как видно, при селективной диффузии цинка в nGaAs, за исключением образца № 5, глубина залегания p-n-перехода на микрорельефных образцах меньше.

Теперь рассмотрим интегральную диффузию, которая проведена в той же графитовой кассете при открытом канале. В этих процессах кассету с образцами и цинком помещали в реакционную камеру и нагревали по режиму эпитаксии. При достижении 800 ⁰С осуществляли выдержку в течение 60 мин., 50 мин., 40 мин., далее производили охлаждение по режиму эпитаксии.

Результаты измерений глубины залегания диффузионных p-n – переходов полученных интегральной диффузией приведены в табл. 10.2.

При интегральной диффузии цинка на микрорельефных подложках глубины залегания p-n – переходов одного порядка. На плоских структурах глубина залегания p-n – перехода получается больше, чем в текстурированных образцах.

Таблица 10.2

Интегральная диффузия T=20-800(x-час)-20 ⁰ C. m _{zn} =146 мг						
Nº	t _{дифф} ,	Плоский	Квазирешетка	Дендрит	Бирешетка	
образца	мин	D, мкм	D, мкм	D, мкм	D, мкм	
К-3	30	12	2-4	4-5	8	
К-4	60	30	8	8	5	

Сравнение морфологии сколов и выявленных в специальном травителе p-n – переходов показало, что в дендритных, квазирешеточных, бирешеточных образцах выявляются характерные

своеобразные границы p-n – перехода (рис. 10.1). Как видно, геометрия p-n – перехода, полученного диффузией цинка из газовой фазы, повторяет рельеф поверхности в объеме подложки с микрорельефной (а – бирешеточной, б – дендритной, в – квазиреше-точной) поверхностью на nGaAs (10¹⁸ см⁻³).



Исследования что глубина диффузии показали, цинка различная при одном и том же режиме для каждого типа, т.е. для необходимо отрабатывать типа образца режимы в каждого отдельности. Сопоставляя приведенные в табл. 10.2 данные, можно заключить следующее. Глубина залегания p-n – перехода в обоих случаях на плоских образцах больше, т.е. процесс диффузии в микрорельефных структурах идет медленнее. Сравнение селективной интегральной диффузий свидетельствует о том, ЧТО при И интегральной диффузии скорость её больше и глубины залегания в микрорельефных структурах сравнимы. Для проведения диффузии цинка текстурированных поверхностях более управляема на интегральная диффузия.

Диффузия идет по слабым местам структур, дефектам и зависит от равномерности распределения исходной концентрации по площади, плотности дислокаций, от удельного сопротивления, от неконтролируемых примесей, от режима процесса и т.д. Следовательно, данные, полученные для конкретного одного типа образца один к одному, нельзя трансформировать на другие образцы. Относительно типов квазирешетки, дендрита и т.д. для каждой структуры требуется индивидуальный подход. Здесь эффект зависит от глубины, плотности ямок текстуры и т.д. Идентификацию можно проводить для каждого типа в отдельности.

10.2. Процессы диффузии цинка на текстурированных активных эпитаксиальных областях, выращенных на подложках арсенида галлия

Исследование влияния времени диффузии и количества диффузанта на формирование границы p-n – переходов в арсенидгаллиевых структурах предусматривает возможность создания микрорельефного интерфейса одновременно на поверхности и в объеме активной области.

Исследуемые текстурированные поверхности типа квазирешетки (рис. 9.4), дендрита (рис.9.3), а также полученной по специальной технологии бирешетки в арсенидгаллиевых nGaAs(буфер 10¹⁷ см⁻³) – nGaAs(подлож.10¹⁸ см⁻³) – структурах получены с помощью методики, приведенной в работе [4].

Для этого на подложках nGaAs (10^{18} см⁻³), АГЧТ, (100), d~400 мкм, диаметр 36 мм после нарезки на дискретные части площадью 1 см² выращивали буферные слои nGaAs 10^{17} см⁻³ дельта термической жидкостной эпитаксией. Температура начала роста буферного слоя составляла 825 – 827 °C Δ T=7 – 8°. Толщина выращенного буферного слоя была равна 10 – 12 мкм, а концентрация носителей в слоях ~ 10^{17} см⁻³. Полученные таким образом, структуры с буферными слоями подвергались анизотропному травлению: квазирешеточные поверхности в растворе $1H_2SO_4+2HF+1.5H_2O_2$ (50%), дендритные – в концентрированном растворе HNO₃. Глубиной травления микрорельефа управляли путем изменения температуры и времени выдержки.

Отметим, что после текстурирования поверхности слоев их оптические свойства улучшаются, и необходимо, чтобы этот результат отразился на фотоэлектрических характеристиках готовой структуры, выявить его преимущественные стороны. Для этой цели далее провели интегральную диффузию цинка на поверхность структур с текстурированными буферными слоями nGaAs(буфер 10¹⁷ см⁻³)-nGaAs(подлож.10¹⁸ см⁻³).

В процессе диффузии при достижении 800 ⁰С осуществляли выдержку в течение t времени, в результате получали структуру с гомопереходом pGaAs (дифф.10¹⁹ см⁻³) – nGaAs(буфер.10¹⁷ см⁻³) – nGaAs (подлож. 10¹⁸ см⁻³) с микрорельефной поверхностью и трансформированной рельефной границей диффузионного p-n-перехода.

Таблица 10.3

	Диффузия					
Nº	1=800 °C		Вид скола			
пакета	t,мин.	m _{zn} ,mг	Плоский	Дендрит		
28	90	100	30 um	30 um		
29	60	180		30 um		
30	30	310	30um	<u>30,um</u>		
31	15	520	30 um	30 um		

В предположении диссоциативного механизма диффузии цинка, поскольку во время набора температуры 800 ⁰С канал открыт и диффузия идет, начиная с момента испарения цинка, (где действует закон Фика) процесс диффузии проводили при различных дозах и соответствующих продолжительностях времени (табл. 10.3).

Оказалось, что в случае дендритной поверхности при больших дозах цинка 520 мг и времени диффузии 15 мин. на глубине 2 мкм создается прямая линия и ниже на расстоянии 3 – 4 мкм рельефа, дендрита повторяется. В случае же увеличения времени диффузии до 90 мин. при дозе цинка 100 мг на глубине 2 – 3 мкм имеет место повтор рельефа дендрита происходит еще глубже и опять таки на расстоянии от микрорельефной линии 3 – 4 мкм получается сравнительно ровная линия. В обоих случаях имеем две линии диффузии цинка. При промежуточных дозах 180 – 310 мг и в интервале времени 30 – 60 мин. получается одна линия, в частности, повторение дендрита на глубине ~3 мкм. На основании этих данных можно заключить, что оптимальная доза цинка для нашего случая лежит в интервале 150 – 300 мг, а время диффузии находится в пределах 20 – 70 мин. Фронт диффузии, повторяющий поверхность текстуры зависить от количества диффузанта, т.е. при определенных дозах (в нашем случае 100 – 200 мг) сохраняется или при больших дозах до определенной глубины и достижения концентрации примеси диффузия идет по другому закону, затем диффузия происходит по диссоциативному механизму.

При других крайних случаях (образцы № 28 и 31) образуются рр^о-переход, когда коэффициент заполнения значительно уменьшается. На каждой структуре выявляли границы p-n – переходов. Оказалось, что и в буферных эпитаксиальных слоях можно сохранять задаваемые на поверхности аналогичные микрорельефы, в виде скрытых диффузионных p-n – переходов.

Сравнение нагрузочных характеристик типичных образцов показало, что меняя режимы процесса диффузии, можно управлять глубиной залегания p-n – перехода. В целом, наблюдается противоположный характер, если при данном режиме для плоских структур (параметры улучшаются, то для микрорельефных наблюдается некоторое ухудшение или – наоборот. Напряжения холостого хода у плоских и дендритных структур при освещенности 19200 лк повторяются 0.5 – 0.7 В.

Исследования нагрузочных характеристик полученных структур показали, что коэффициент заполнения больше 0.6 – 0.7 получается образцах, у которых концентрация носителей буферного слоя на находится в пределах 10^{17} см⁻³. Глубина залегания p-n – перехода, по расчетным данным, должна быть около 2 МКМ. Однако на эксперименте для микрорельефных структур оптимум составляет 3 мкм, а время диффузии цинка – 60 мин. при температуре 800 °C. При этом граница диффузионного перехода повторяет микрорельеф поверхности буферного слоя. Увеличение концентрации носителей тока в буферном слое выше 10¹⁷ см⁻³ приводит к уменьшению коэффициента заполнения структуры. Что касается напряжения

холостого хода, то его величина на микрорельефных структурах при освещенности 19200 лк достигает – 0.7 В.

10.3. Выращивание гетероэпитаксиальных слоев на диффузионных областях с объемным микрорельефным p-n – переходом

В фотопреобразователях фронтальный гетерослой pAlGaAs уменьшения поверхностной рекомбинации и формируется для коротковолновую область светового излучения. продвижения В Толщина слоя pAlGaAs, выращиваемого поверх диффузионного слоя pGaAs, должна быть ~1мкм, а толщина диффузионного слоя – 0.5 – 0.8 мкм. Их суммарная величина меньше длины диффузии носителей или глубины проникновения светового излучения. Поэтому диффузию микрорельефную поверхность осуществляли с цинка В таким расчетом, чтобы стравленная раствором расплавом часть _ диффузионного слоя возмещалась выращиваемым гетерослоем при этом микрорельефный диффузионный p-n – переход сохранял свой Следует отметить, что из-за малой длины диффузии рельеф. носителей в арсениде галлия возможности глубокого текстурирования ограничены по сравнению с кремниевой структурой.

чувствительности B частности, для увеличения В коротковолновой области спектра наряду с шириной запрещенной зоны верхнего слоя pAl_xGa_{1-x}As [5], необходимо также увеличить диффузионную длину неосновных носителей в р – области. Кроме того, для получения широкой площади спектральной чувствительности толщина верхнего слоя (d_{AlGaAs}) должна удовлетворять условию

$$d \approx L_n / 4 , \qquad (10.2)$$

где L_n – диффузионная длина электронов.

При выращивании гетерослоя p⁺AlGaAs начальная температура кристаллизации и время роста во всех случаях имели одни и те же величины, только варьировали временем диффузии.

В случае, когда проводили диффузию на структуру с текстурированной поверхностью, микрорельефный диффузионный гомо – p-n – переход формировался в объеме и в определенной сте-

пени повторял профиль текстуры, а микрорельеф не изменялся. При выращивании фронтального гетерослоя поверх диффузионного гомо – p-n – перехода ситуация изменялась. При подаче раствора – расплава поверх текстурированного диффузионного слоя происходило подрастворение поверхностного слоя с преимущественным охватом выступов. В результате, кроме физической границы p-n- перехода, образовывалась металлургическая граница эпитаксиальный гетерослой – диффузионный слой с изотипным гетеропереходом р⁺– р – типа (p⁺AIGaAs_{эпит}-рGaAs_{диф}). Толщина этого промежуточного диффузионного слоя получалась переменной, на выступах меньше, а в углублениях больше. Чем тольще промежуточный слой, тем уже будет спектральный диапазон. Поэтому стоит задача минизации этого ИЗОТИПНОГО диффузионного слоя, чтобы эффективно работал гетерослой. При этом необходимо, чтобы граница раздела была чистой для уменьшения рекомбинационных потерь.

Таким образом, чем тоньше гетеро – и изотипные слои, тем выше эффективность. Толщина в углублениях, включая диффузионный слой, должна быть 1–2 мкм. Отсюда следует, что, чем выше грани, тем толще будет гетерослой в углублениях, чего нельзя допускать. В плоских структурах и с барьером Шоткки или при газовой эпитаксии гетерослоя эта проблема легко решаема.

Если будем считать, что в каждом процессе при получении гетерослоя стравливается одна и та же толщина поверхностного слоя, то изменение времени диффузии позволит управлять толщиной промежуточного диффузионного слоя.

Это стало возможным благодаря поочередному осуществлению процесса диффузии и роста гетерослоя.

Для всех процессов массы цинка брали равной 190 мг, а температуру T=800 ⁰C. Диффузию и рост осуществляли в едином процессе в комбинированном устройстве. Так, после окончания диффузии – выдержки в течение 60-90 мин. при 800 ⁰C, перекрывали канал сообщающий цинк и образец приводили в контакт расвор – расплав с источником, повышали температуру до 814 – 816 ⁰C, затем с образцом и проводили рост слоя pAlGaAs при охлаждении системы на 4⁰ с последующим охлаждением по режиму эпитаксии. В каждом процессе одновременно использовали два образца с буферными слоями nGaAs, на одной из которых получен микрорельеф (типа дендрита), а другая с плоской поверхностью.

В связи с тем, что в слоях, легированных цинком, диффузионная длина электронов маленькая 2-3 мкм, глубина текстурирования для последующего роста слоев должна укладываться в эти пределы с учетом подтравливания. Подрастворение обусловлено тем, что в момент приведения в контакт раствора – расплава AI+Ga+GaAs+Zn с кристаллом GaAs для вхождения в равновесное состояние расплава с кристаллом происходит подрастворение твердой фазы. При этом скорость роста в углублениях оказывается больше, чем на выступах, в конце концов поверхность слоя твердого раствора начинает сглаживаться. При этом эпитаксиальный слой p-AlGaAs является продолжением диффузионого p-GaAs, а полученная глубина залегания p-n – перехода (2 – 3 мкм) n – достаточной для последующего роста слоя из жидкой фазы без ущерба для границы р-пперехода. При ЭТОМ появляется возможность сохранения микрорельефной физической границы p-n – перехода. Обращаясь к процессу диффузии, отметим, что из-за большого коэффициента распределения примеси цинка, она со временем перемещается в областях, активных а при больших плотностях освещения неконтролируемые диффузионные процессы приводят к деградации фотопреобразователя (фотостимулированные [6]). В СВЯЗИ CO сказанным выше текстурированный арсенид галлия требует прецизионных исследований.

В табл.10.4 приведены параметры полученных фотопреобразовательных структур n⁺GaAs-nGaAs(буфер)-рGaAs(дифф.сл)pAlGaAs(эпит.слой). Как видно, в целом, на дендритных образцах показатели выше, в частности, при освещенности 19200 лк. напряжения холостого хода 0.5 – 0.7 В, а плотности токи короткого замыкания 6 – 12 мA/ см⁻².

Таблица 10.4

N⁰	t _{диф}	Пленка pAlGaAs(10 ¹⁹ см ⁻³)-рGaAs (дифф.10 ¹⁸ см ⁻³) -				
паке		nGaAs(буфер.10 ¹⁷ см ⁻³) - nGaAs (подлож. 10 ¹⁸ см ⁻³)				
Ia						
	МИН.	Пло	ский Дендрит			
21	60	30 um		<u>30.um</u>		
		V _{xx} .= 0.2 B	I _{кз} ,=0.34 мА	V _{xx} .= 0.3 B	I _{кз} ,=0.5 мА	



Если сравнить дендритные образцы из пакетов №21 и 23, то поверхность у образца из пакета Nº21 более ровная, а на образце из пакета №23 видна четкая граница p-n – перехода и поверхности хорошо воспроизведена. дендритная текстура У №23 показатели дендритного образца пакета выше. ИЗ При увеличении вре-мени диффузии до 90 мин. напряжение холостого уменьшается при этом глубина залегания p-n – перехода хода увеличивается по сравне-нию с другими режимами.

10.4. Получение объемного p-n – перехода "контактной диффузией" на микрорельефных структурах

Диффузионные процессы на структурах с микрорельефной поверхностью протекают очень сложно [7], причем выбранная нами температура диффузии цинка находится на грани от диссоциативной до неконтролируемой. Экспериментально нами обнаружено, что фронт диффузии в текстурированных структурах может вместо микрорельефной сменяться линейной. В частности, когда количество диффузанта действует как бесконечный источник, фронт диффузии вначале закрепляется в виде прямой линии, затем повторяет профиль поверхности.

В другом случае, когда количество источника ограничено, а время диффузии увеличено вначале фронт диффузии повторяет текстуру поверхности, в дальнейшем выходит на прямую линию. На этом участке коэффициент диффузии меняется. Эти случаи можно отождествить с замедлением процесса диффузии, когда физическая граница диффузионного перехода повторяет текстуру поверхности. Именно такой случай представляет интерес для структур с текстурированной поверхностью.

Для реализации такого случая мы подготовили специальный источник диффузанта. На нем создавали соответствующую текстуре поверхность типа его отражения. В качестве основы брали монокристал р⁺GaAs легированный цинком, затем на его поверхность насыпали мелкодисперсные порошки металлического цинка.



Эту заготовку помещали в реакционную камеру, продуваемую потоком очищенного водорода и нагревали до 800 ⁰С. В результате на поверхности образовывались зубцы. При проведении диффузии твердый источник ставили лицом к лицу с образцом с текстурированной поверхностью и далее проводили "контактную диффузию" в специальной графитовой кассете.

На рис. 10.2 изображен скол одного из образцов с дендритной поверхностью. Как видно, в результате контактной диффузии на глубине 3 мкм от поверхности микрорельефный p-n — переход синхронно повторяет профиль текстуры дендритной поверхности. Такой результат можно объяснить замедлением скорости диффузии от типичного значения коэффициента диффузии (10⁻⁹ см²/с.).

Такие переходы позволяют сэкономить материал подложки на величину сжатия или для случая диодных структур изготавливать их с меньшей площадью. За счет улучшения оптических свойств можно ожидать увеличения фоточувствительности. С этих точек зрения структуры с объемным микрорельефным p-n – переходом являются перспективными.

Литература

- 1. Аллахвердиев А.М., Андреев В.М., Мокан И.И. и др. Концентраторные гетерофотоэлементы pAlGaAs-pGaAs-nGaAs, полученные сочетанием методов жидкостной и газовой эпитаксии// Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 21. С. 1335-1339.
- 2. Болтакс Б.И., Джафаров Т.Д., Демаков Ю.П. и др. Диффузия цинка в эпитаксиальных пленках GaAs-AlAs// Арсенид галлия. Томск. Вып. 4. 1974. С. 86-90.
- **3.** Берг А., Дин. Светодиоды/ Пер. с англ. Под ред. А.Э. Юнович. М.: Мир, 1978. 416 с.
- 4. Dmitruk N.L., Kotova N.V., Pidlisnyi E.V., Barlas T.R. Resonant excitation of vibrational modes on a microrelief surface of GaAs// Phys. Solid State. 1993. V. 35(1). P.8.
- 5. Sze S.M. Physics of Semiconductor Devices. Second Edition, New Jersey (1981), P. 418-422.
- 6. Frank R.J., Goodrich J.L.// Proc. 14th IEEE Photovoltaic Specialists Conf. 1980. P.423.
- Lang D.V., Hartman R. L., Schumaker N.E. Capacitance spectroscopy stadies of degraded AlGaAs dh stripe-geometry lasers// J. Appl. Phys. 1976, V. 47 #11, P. 4986-4992.

А.В.Каримов, Д.М.Ёдгорова

Физические явления в арсенидгаллиевых структурах с микрослойным квазипериодическим переходом

Утверждено к печати Ученым советом Физико-технического института им. С.В. Стародубцева НПО "Физика-Солнце" АН РУз

Редактор В.В. Соловьева

Изд. № 3-981. Сдано в набор . . 2005 г. Подписано в печать 4.03.2005г. Формат . Гарнитура литературная. Печать офсетная. Усл. печ. л. . Уч.- изд. 15.5 л. Тираж 300. Цена договорная.

Издательство "Фан" АН РУз: 700047, Ташкент, ул.академика Я.Гулямова, 70 Отпечатано