

**АЗЕРБАЙДЖАНСКАЯ РЕСПУБЛИКА**

*На правах рукописи*

**ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЕ ФОТОЭЛЕМЕНТЫ ДЛЯ ИК-  
ФОТОПРИЕМНИКОВ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ НА ОСНОВЕ  
МОНОКРИСТАЛЛОВ  $Cd_xHg_{1-x}Te$**

Специальность: \_ 2203.01      Электроника

Отрасль науки:                      Физика

**ДИССЕРТАЦИЯ**

на соискание ученой степени

доктора наук

Соискатель: \_\_\_\_\_ кандидат физ.-мат.наук, доцент,

**Исмаилов Намик Джамиль оглы**

*Баку*

**2023 г.**

## Оглавление

ВВЕДЕНИЕ.....	5
Глава. I ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $Cd_xHg_{1-x}Te$ И ФОТОПРИЕМНИКИ НА ИХ ОСНОВЕ (Обзор).....	33
1.1 Характеристики ИК-детекторов.....	33
1.1.1 Классификация ИК-детекторов .....	33
1.1.2 Параметры фоточувствительности и их ограничения.....	33
1.1.3 Общая теория фотодетекторов.....	35
1.1.4. Фоторезисторы .....	38
1.1.5 Фотодиоды на основе p-n переходов.....	43
1.1.6 МП-и МДП-структуры. МТДП-фотодиоды .....	55
1.2 Физические свойства $Cd_xHg_{1-x}Te$ .....	56
1.2.1 Полупроводниковые свойства: .....	56
1.2.2 Объемные механизмы рекомбинации в $Cd_xHg_{1-x}Te$ .....	58
1.2.3.Зависимость Оже и излучательной механизмов рекомбинаций от свойств материала $Cd_xHg_{1-x}Te$ .....	60
1.2.4. Рекомбинация Шокли-Рида.....	62
1.2.5. Оптические свойства .....	62
1.3 Технология изготовления ИК-фотоприемников нового поколения на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ .....	63
1.3.1 Методы выращивания объемных кристаллов и эпитаксиальных слоев $Cd_xHg_{1-x}Te$ .....	63
1.3.2 Дефекты и примеси. ....	63
1.3.3 Архитектура фотодиодов на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ .....	69
1.4 Фотоприемники нового поколения на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ .....	72
1.4.1 Многоэлементные матричные фотоприемники фокальной плоскости (МФП) .....	72
1.4.2 Высокотемпературные ИК-приемники на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ .....	75
1.4.3 Альтернативные методы повышения рабочей температуры.....	78
1.4.4 Многоцветные фотоприемники на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ .....	80

1.4.5 Плазменные травление элементов и пассивация поверхности	
$Cd_xHg_{1-x}Te$ .....	81
1.5. Выводы и постановка задач.....	83
Глава II ПОВЕРХНОСТНЫЕ СВОЙСТВА $Cd_xHg_{1-x}Te$ И	
ПОВЕРХНОСТНО-УПРАВЛЯЕМЫЕ ПРИБОРЫ НА ИХ ОСНОВЕ ....	89
2.1 Параметры рекомбинационных центров в n и p- $Cd_xHg_{1-x}Te$ ( $x=0.2-0.3$ )..	89
2.2 Влиянии приповерхностной ОПЗ на фотопроводимость $Cd_xHg_{1-x}Te$ ....	99
2.3 Фотопроводимость $Cd_xHg_{1-x}Te$ при поверхностном легировании	
непроводящими слоями металлов.....	105
2.4.Особенности фотопроводимости $Cd_xHg_{1-x}Te$ ( $x = 0.2 \div 0.3$ ) с	
тонкопленочным алюминиевым покрытием.....	110
2.5 МДП-фоторезистор на основе ИТО- $Al_2O_3-Cd_xHg_{1-x}Te$ .....	124
2.6. Особенности ВАХ туннельных МДП структур Al-p- $Cd_xHg_{1-x}Te$ .....	129
Выводы к главе 2.....	136
ГЛАВА III. РАЗРАБОТКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ДИФФУЗИОННЫХ И	
ИОННО-ПЛАЗМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ ИЗГОТОВЛЕНИЯ	
ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ФОТОПРИЕМНИКОВ	
НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ.....	138
3.1 Низкотемпературная диффузия элементов 1 группы Au, Ag, Cu в	
монокристаллах $Cd_xHg_{1-x}Te$ .....	138
3.2 Фотоэлектрические свойства слоев $Cd_xHg_{1-x}Te$ , модифицированных	
ионно-плазменной обработкой .....	147
3.3 $n^+-n-n^-$ -р фотодиоды , полученные методами ионно-плазменной	
обработки и имплантации ионами энергией 3-5 кэВ в p- $Cd_xHg_{1-x}Te$ .....	160
3.4 Быстродействующие фотодиоды большой площади на основе Ni- $n^+-n^-$ -p	
$Cd_xHg_{1-x}Te$ .....	166
3.5 $n^+-p^G-p^+$ - фотодиоды с градиентным распределением примесей.....	173
Выводы к главе 3.....	184
IV Глава. ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ ОХЛАЖДАЕМЫЕ	
ФОТОРЕЗИСТОРЫ НА ОСНОВЕ $Cd_xHg_{1-x}Te$ .....	187

4.1 Двухслойные фоторезисторы на основе р-типа $Cd_xHg_{1-x}Te$ с инверсным слоем.....	188
4.2 Малоразмерные фоторезисторы с высоким сопротивлением.....	199
4.3 Фоторезисторы на основе р- $Cd_xHg_{1-x}Te$ с локальными $n^+-n$ областями.....	212
4.4 Фоторезисторы на основе р- $Cd_xHg_{1-x}Te$ с чередующимися $n^+-n$ областями .....	213
4.5 Долговременная релаксация фотопроводимости $Cd_xHg_{1-x}Te$ .....	216
Выводы к главе IV.....	242
Глава V ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЕ НЕОХЛАЖДАЕМЫЕ ФОТОПРИЕМНИКИ.....	229
5.1 Неохлаждаемые фоторезисторы на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ , однородно легированного элементами Cu, Ag, Au .....	229
5.2 Неохлаждаемые фотоэлектромагнитные приемники .....	235
5.3 Новый подход для улучшения фоточувствительности неохлаждаемых фоторезисторов .....	242
5.4 Неохлаждаемые дрейфовые фотодиоды на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ .....	252
Выводы к главе V .....	263
Глава. VI ФОТОПРИЕМНИКИ НА ОСНОВЕ $Cd_xHg_{1-x}Te$ С УПРАВЛЯЕМОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ.....	265
6.1 Фотоприемник с управляемой напряжением спектральной характеристикой чувствительности на основе структур Al-p- $Cd_xHg_{1-x}Te$ .....	266
6.2 Фотоприемник с управляемой напряжением спектральной характеристикой чувствительности на основе р- $Cd_xHg_{1-x}Te$ с инверсным приповерхностным слоем .....	272
Выводы к главе VI.....	277
ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ.....	278
СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ.....	283
ЛИТЕРАТУРА.....	285

## Введение

### Актуальность.

Одним из перспективных направлений современной электроники является ИК-фотоэлектроника. Это связано с тем, что важная часть информации об окружающих объектах, находящаяся в невидимом человеческому глазу области 1-30 мкм спектра электромагнитного излучения, обеспечивается ИК-фотоприемниками. Важность ИК-фотоприемников заключается также и в том, что в некоторых диапазонах ИК-спектра, в частности 3-5 и 8-14 мкм, атмосфера имеет высокую прозрачность. Этим и объясняется широкое их применение практически во всех сферах человеческой деятельности: в промышленности, сельском хозяйстве, в военной технике, в науке, космосе, медицине, транспорте, биологии, геологии, астрономии, теплотехнике, энергетике и т.д.

Среди узкозонных полупроводниковых материалов, из которых изготавливаются наиболее фоточувствительные и быстродействующие ИК-фотоприемники, передовое место занимают монокристаллы  $Cd_xHg_{1-x}Te$  благодаря их фундаментальным физическим свойствам. Значительный прогресс в улучшении параметров фоточувствительности ИК-фотоприемников на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  был связан с применением молекулярно-лучевой и парофазной технологии получения эпитаксиальных слоев  $Cd_xHg_{1-x}Te$ . Основное развитие фотоприемников ИК-диапазона происходит в направлении создания большеформатных матричных фотоприемников фокальной плоскости (МФП) с числом элементов более миллиона. В настоящее время научно-технические разработки ученых сконцентрированы над проблемами создания ИК-приемников нового поколения [172].

ИК-приемникам нового поколения предъявляются следующие требования:

- высокая фоточувствительность,
- повышенные рабочие температуры 200-300К,
- большое число фотоэлементов и высокая разрешающая способность,
- реализация многоспектральных устройств с внутренним управлением спектральной характеристикой,

- высокое быстродействие,
- снижение стоимости, объема и веса.

Хотя в этом направлении был достигнут определенный прогресс, разработка  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ИК-детекторов нового- 3-го поколения является весьма сложной задачей. При разработке таких высокоэффективных фотоприемников возникает ряд проблем как фундаментального, так и конструктивно-технологического характера. Это связано, во-первых, с тем, что предъявляемые требования являются противоречивыми. Например, для увеличения фоточувствительности необходимо увеличивать время жизни носителей заряда, однако это приводит к уменьшению быстродействия и разрешающей способности.

Во-вторых, предельные параметры фоточувствительности полупроводниковых фотоприемников в значительной степени определяются временем жизни неравновесных носителей заряда (НЗ), которая в свою очередь зависит от механизмов их рекомбинации как в объеме, так и на поверхности полупроводника. Без учета влияния поверхности, наибольшими параметрами фоточувствительности обладают структуры на основе слаболегированного  $p$ -типа материала, в котором время жизни носителей заряда ограничивается фундаментальными механизмами излучательной и Оже-рекомбинации [61,с.397]. Однако, сложность практической реализации таких ФП заключается в трудности получения однородного слаболегированного материала  $p$ -типа, обусловленного дефектностью материала из-за слабой связи Hg-Te.

Для фоторезисторов и фотодиодов на основе узкозонных  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , толщина слоев которых обычно менее диффузионной длины неосновных носителей заряда, поверхностная рекомбинация порою становится доминирующим механизмом рекомбинации НЗ и является основным фактором, определяющим предельные параметры фоточувствительности. При создании приборов с малыми площадями активного элемента (100-1000  $\text{мкм}^2$ ) и толщиной (1-10  $\text{мкм}$ ) состояние поверхности приобретает особо важное значение. Поэтому для создания высокочувствительных детекторов 3-го поколения на основе

$Cd_xHg_{1-x}Te$  крайне важно разработать надежную технологию их изготовления и пассивацию поверхности.

При сравнении предельных параметров фоточувствительности фотодиодов и фоторезисторов на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , предпочтительными оказываются последние. В силу того, что фоторезисторы обладают внутренним усилением и менее критичны к дефектности материала, они имеют бóльшую обнаружительную способность и вольтовую чувствительность как при низких, так и при высоких температурах, вплоть до комнатных. Технология изготовления их значительно проще, чем фотодиодов. Однако, основным недостатком фоторезисторов является очень низкое сопротивление и большая потребляемая мощность, что не позволяет использовать их в матричных фотоприемниках. Помимо поверхностной рекомбинации, другим, не менее важным фактором, препятствующим достижению более высокой вольтовой чувствительности фоторезисторов на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , особенно для р-типа материала, является эффект вытягивания (экстракции) неосновных неравновесных носителей заряда из объема кристалла, обусловленный биполярностью фотопроводимости [63,11]. Этот эффект приводит к насыщению фототока при увеличении приложенного напряжения выше определенного его значения.

В настоящее время для изготовления МФП большого формата используются фотодиоды, имеющие высокий импеданс и очень низкую мощность рассеяния. Для увеличения формата матрицы и снижения стоимости таких МФП, используются эпитаксиальные слои, выращенные методами МЛЭ и МОСГФЭ на подложках Si, GaAs, GaSb. Но качество кристаллов HgCdTe, выращенных на альтернативных подложках хуже, чем выращенных на подложках CdZnTe.

Современные ИК- фотодиоды и фоторезисторы имеют существенный недостаток – низкую рабочую температуру, обычно температура жидкого азота, из-за относительно большого темнового тока. Такая низкая рабочая температура серьезно ограничивает область их применения. В идеале ИК-детекторы должны работать при температурах, достигаемых с термоэлектрическими охладителями

(например, 250 К) или при комнатной температуре. Хотя в этой области достигнут значительный прогресс, связанный с разработкой  $N^+$ - $p$ - $P^+$  ( $N^+$ ,  $P^+$  - обозначены сравнительно широкозонные слои) гетероструктур фотодиодов и их модификаций, работающих в режиме экстракции [172], рабочая температура этих ИК- приемников на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  все еще намного ниже 250 К. Проблема усугубляется тем, что, при повышенных температурах сильно уменьшается амбиполярная диффузионная длина, порой менее глубины поглощения, что приводит к падению квантовой эффективности и быстродействия.

Как следствие, в попытке заменить  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , для преодоления указанных его недостатков, появились конкурирующие ИК-приемники на других материалах, включая сплавы солей свинца,  $InSb$ , ИК- приемники с квантовыми ямами, с квантовыми точками и приемники на сверхрешетках типа II [92,100,104,138]. Хотя для разработки этих альтернативных фотоприемников были приложены значительные усилия, на данном этапе они все еще не могут конкурировать с ИК- приемниками на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  для применений в высокочувствительных ИК-системах.

Для преодоления предела чувствительности «классических» ИК-приемников, ограниченного фундаментальными процессами, необходимо разработать новую концепцию фотопреобразования ИК-излучения, которая обеспечивала бы повышение и других параметров фоточувствительности. Кроме того, необходимо разработать технологию изготовления этих фотоприемников, которая устраняла бы влияние недостатков свойств  $Cd_xHg_{1-x}Te$  на параметры их фоточувствительности и была бы достаточно простой и дешевой.

Поэтому проблема разработки такой конструкции фотоприемника на основе узкозонных монокристаллов  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , технология изготовления которого была бы сравнительно проста и основывалась бы на хорошо отработанных процессах, и вместе с тем содержала бы принципиально новое техническое



решение, удовлетворяющее требованиям, предъявляемым к ИК-приемникам нового поколения, является весьма актуальной.

### **Объект и предмет исследований;**

Объектами исследования являлись фоторезисторы с однородным и градиентным распределением примеси, двухслойные p-n фоторезисторы, фоторезисторы с чередующимися p-n слоями и областями, МДП-фоторезисторы, ТМДП-фотодиоды, фотодиоды на гомопереходах  $n^+ - n - p - p^+$ ,  $p^+ - p - n$  типа с однородным и градиентным распределением примеси, созданных из монокристаллических пластин  $Cd_xHg_{1-x}Te$  разработанными технологическими методами. Выбор этого материала обусловлен тем, что он является базовым для фотонных ИК-фотоприемников, хорошо изучены его свойства и хорошо отработана технология изготовления высокочувствительных детекторов дальнего и ближнего ИК диапазона на их основе. Однако, параметры фоточувствительности этих ИК-фотоприемников ограничены и не удовлетворяют требованиям фотоприемников нового поколения. Для улучшения параметров этих ИК-фотоприемников предложены новые подходы, конструктивные решения, новые технологические методы их изготовления. Всесторонне изучаются неравновесные процессы на поверхности и в объеме этих структур. В работе использованы монокристаллические пластины  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $0,19 \leq x \leq 0,5$ ), выращенные методом вертикально направленной кристаллизации с подпиткой из твердой фазы на предприятии ОАО "Чистые металлы" (г.Светловодск, Украина), которые поставлялись НИИ Фотоэлектроники (г.Баку) до 1991 г.

**Цель диссертационной работы :** Всесторонним исследованием и установлением механизмов неравновесных процессов в объеме и в приповерхностных слоях, закономерностей модификации поверхностных параметров монокристаллов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0,19-0,5$ ) разработать физические основы новой концепции фотопреобразования и технологии создания высокоэффективных элементов ИК-фотоприемников нового поколения на основе монокристаллов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0,19-0,5$ ) с граничной длиной волны фоточувствительности из области спектра 2.5-14

мкм, обладающими более чем на порядок высокими параметрами фоточувствительности и быстродействия, повышенными разрешающей способностью и рабочими температурами, вплоть до 300 К, по сравнению с известными.

**Для достижения цели решались следующие задачи:**

- исследование неравновесных процессов в объеме и в приповерхностных слоях узкозонных монокристаллов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0,19-0,5$ ) методом фотопроводимости, фотомагнитного эффекта, фотоэдс и C-V спектроскопии в различном диапазоне температур, спектра излучения и длительности импульсного излучения,
- изучение закономерностей модификации поверхностных параметров (плотность поверхностных состояний, положение уровня Ферми, поверхностный изгиб зон) в образцах  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0,19-0,5$ ) при нанесении на поверхность непроводящих и полупрозрачных слоев металлов и диэлектриков, ионно-плазменной обработки низкоэнергетичными ионами и разработка способов управления этими параметрами, пригодных для целенаправленного изменения электрофизических и фотоэлектрических свойств этих образцов,
- разработка простых низкотемпературных методов получения высококачественных p-n переходов и легированных слоев в широком интервале легирования и исследование их параметров,
- проведение широкого ряда исследований по разработке физических основ новых подходов и концепции фотопреобразования, конструктивных решений для создания высокоэффективных фоторезистивных и фотодиодных структур на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0,19-0,5$ ), обладающими более чем на порядок высокими параметрами фоточувствительности и быстродействия, повышенными разрешающей способностью и рабочими температурами, вплоть до 300 К, по сравнению с известными и разработке новых технологических методов их изготовления,
- разработка теоретических моделей, необходимых и достаточных для количественной оценки параметров фоточувствительности предлагаемых новых типов фотоприемников на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0,19-0,5$ ).

### **Методы исследования.**

Однородность по составу  $Cd_xHg_{1-x}Te$  определялась по измерениям спектров пропускания ИК излучения на специализированном спектрометре «Нефть», разработки Института Фотоэлектроники АН Азербайджана, позволяющим производить отбор пластин по составу с точностью до  $5 \cdot 10^{-4}$  [21]. Необходимые параметры основных и неосновных носителей заряда (концентрация, подвижность, длина диффузии и т.д) были определены из измерений эффекта Холла и фотомагнитного эффекта с использованием регулируемого электромагнита с градуированным постоянным полем индукцией  $B=0.1-0.8$  Тл. Для изготовления чувствительных элементов пластины приклеивались на несущие подложки низкотемпературным эпоксидным компаундом. Для утоньшения пластин с исходной толщиной 0.8-0.9 мм до 15 мкм проводились шлифовка, полировка их на установке «Multipole» с оптическим контролем плоскопараллельности с точностью 1 мкм. Толщина слоев контролировалась механическим микрометром с ценой деления 1 мкм, а также оптическим микроскопом с градуированной шкалой. Для удаления нарушенного дефектного слоя проводилась химико-механическая полировка с последующим химическим травлением в полирующем бромсодержащем травителе. Для резки пластин соответствующей конфигурации использовалась установка электроискровой резки с точностью получаемых размеров  $\pm 1$  мкм.

Для получения высококачественных n -типа слоев  $Cd_xHg_{1-x}Te$  поверхность p-типа  $Cd_xHg_{1-x}Te$  подвергалась ионно-лучевому воздействию на установке «IM/Sid» и воздействию плазмы аргона или воздуха на лабораторной установке, состоящей из вакуумной камеры с системой откачки, УВЧ-генератора с частотой 40,56 МГц, а также на вакуумной установке Z-550. Диэлектрические и металлические покрытия наносились на поверхность образцов термическим и магнетронным испарением на вакуумных установках ВУП-4, Z-550, L-560. Для измерения толщин нанесенных на поверхность пленок контролировалась с помощью интерференционного микроскопа МИИ-4. Для получения высококачественных p -типа слоев на поверхность n -типа образцов  $Cd_xHg_{1-x}Te$

наносились тонкие слои меди, серебра или золота термическим испарением в вакууме или осаждением из химических растворов. Отжиг образцов проводился в среде инертных газов на установке ВУП-4, либо в воздушной среде.

Основными методами исследования являлись метод импульсного фотовозбуждения и СВЧ-метод измерения времени жизни носителей заряда, измерение ИК-спектров отражения и пропускания; измерение вольт-амперных, вольт-емкостных и спектральных характеристик фотодиодов и фоторезисторов в температурном интервале 77-300 К. Температурная зависимость параметров исследуемых образцов проводилась в прогреваемом криостате, охлаждаемым жидким азотом, с платиновым датчиком с точностью менее  $1\text{ C}^0$ . Для проведения измерений при низких уровнях фона использовалась специальная оснастка с охлаждаемой диафрагмой. При определении времени жизни основных носителей учитывалось влияние поверхностной рекомбинации. При этом величина скорости поверхностной рекомбинации вычислялась из спектральной зависимости фотопроводимости, фотомагнитного эффекта и фоторелаксации МДП структур. Вольт-амперные характеристики измерялись на частоте 50 Гц с разверткой на двухлучевом осциллографе С-18, а вольт-фарадные характеристики, определяемые резонансным методом, измерялись на частотах 0.1–3 МГц с использованием Q-метра ВМ-560 «Тесла» с погрешностью  $<1\text{ пФ}$ . Спектр пропускания ИК-излучения образцов проводился с использованием двухлучевого спектрометра ИКС-29 с рабочим диапазоном  $4000\text{—}400\text{ см}^{-1}$  (2,5 - 25 мкм). Спектральная характеристика ФП измерялась на установке SPM (фирма Карл-Цейс) с призмами из NaCl, LiF и ИКС-31с относительной точностью  $\Delta\lambda/\lambda < 1\%$ . Сигнал фоточувствительных элементов усиливался усилителем с фазовым детектором УПИ-1с пределом преобразуемых сигналов от 40 нВ и допустимым соотношением сигнал-шум – не менее 1/100. Параметры фоточувствительности (ФЧ) фотоприемников вычислялись на основе данных измерений спектральной зависимости ФЧ и напряжения сигнала от излучения абсолютно черного тела (АЧТ) с температурой 500 К на установке К-54.

Измерение шумов исследуемых образцов проводилось в полосе частот  $\Delta f=120$  Гц на этой же установке.

Результаты проведенных исследований позволили сформулировать следующие **научные положения, выносимые на защиту:**

**1.** Роль приповерхностной области пространственного заряда (ОПЗ) в фотопроводимости.

Существенный вклад в фотопроводимость  $Cd_xHg_{1-x}Te$  составов  $0,2 < x < 0,3$  в области фундаментального поглощения при относительно низких уровнях фотовозбуждения играет приповерхностная ОПЗ. Истошающий изгиб поверхностных зон на естественной свободной поверхности n - и p-  $Cd_xHg_{1-x}Te$  приводит к локализации фотопроводимости в приповерхностной ОПЗ. Особенности поведения спектральных характеристик чувствительности определяются соотношениями между поверхностными и объемными значениями времени жизни и подвижности неравновесных носителей заряда.

**2.** Туннельный МДП фотодиод Al-p- $Cd_xHg_{1-x}Te$  с неравновесным истощением ОПЗ, обусловленным увеличением туннельной прозрачности диэлектрического зазора при приложении обратного напряжения и перераспределении его большей частью в ОПЗ, обладает высоким быстродействием и повышенной фоточувствительностью в коротковолновой области фоточувствительности по сравнению с фотодиодами с p-n переходом [116] и является перспективным элементом для применений в матричных фотоприемниках.

**3.** Новый принцип построения охлаждаемого ИК –фоторезистора [32,33,38,39,44,45,46,117,124], принципиальное различие которого по сравнению классическими, заключается в наличии в однородном поглощающем слое приповерхностной области p-n прехода, что коренным образом приводит к изменению неравновесных процессов в полупроводнике, а именно:

- электрическое поле ОПЗ эффективно разделяет неосновные и основные носители заряда и доминирующий механизм их рекомбинации определяется потенциальным барьером в ОПЗ

- при малых уровнях фоновой засветки время релаксации фотопроводимости может на несколько порядков превышать объемное время жизни НЗ
  - толщина слоя полупроводника, по которому осуществляется фотопроводимость, может быть значительно меньше диффузионной длины носителей заряда, а это значительно увеличивает сопротивление ФП
  - в результате сепарации основных и неосновных НЗ фотопроводимость становится монополярной и эффект вытягивания носителей заряда устраняется.
- Перечисленные особенности и обуславливают высокие параметры фоточувствительности разработанных новых типов ФП.

Новый принцип может служить основой для конструирования новых типов малоразмерных фотоприемников и многоэлементных матриц на основе различных полупроводниковых структур с предельно высокими фотоэлектрическими параметрами и с новыми функциональными возможностями для практических применений в ИК-технике.

#### 4. Новая концепция улучшения фоточувствительности неохлаждаемых фоторезисторов на основе $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ [41,48].

В образцах  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x=0,27-0,28$ ) внутреннее электрическое поле, созданное градиентом концентрации акцепторной примеси в области поглощения, в условиях, когда дрейфовая скорость достаточно больше, чем диффузионная, приводит к увеличению времени релаксации фотопроводимости  $\tau_r$  более 10 раз. Увеличение времени жизни  $\tau_r$  обусловлено пространственным разделением неравновесных носителей внутренним полем, устраняющим все виды рекомбинации и определяется высотой потенциального барьера, созданного градиентом концентрации примеси.

#### 5. Высокоэффективный дрейфовый фотодиод на основе $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с градиентом концентрации примесей в $p$ и $n$ областях [28,37], имеет значительно высокие значения $R_0A$ (более, чем в 100 раз), квантовой эффективности (более, чем на 50%), быстродействия (более, чем в 10 раз) и повышенную рабочую температуру (вплоть до комнатной), чем фотодиоды с такими же толщинами гомогенных слоев. Матричные фотоприемники на основе таких фотодиодов

могут обладать, также, более высокой разрешающей способностью, чем известные.

**6.** Простой низкотемпературный метод получения совершенных p- n переходов и примесных слоев в широком интервале легирования ( $10^{14}$ - $10^{19}$  см<sup>-3</sup>) [27,28,29,30,32,33,37,38,39,40,45,46].

При легировании кристаллов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  акцепторными примесями Cu, Ag, Au в интервале температур 100-180<sup>0</sup> С, имеющими коэффициент диффузии, значительно превышающий коэффициент диффузии вакансий ртути, происходит заполнение вакансий ртути этими примесями. При последующей обработке в плазме, для конверсии типа проводимости при комнатной температуре, генерированные на поверхности большой концентрации атомы ртути мигрируют по междоузлиям и заполняют оставшиеся вакансии ртути, вытесняя атомы акцепторной примеси. Таким образом достигается практически полная аннигиляция вакансий ртути, что обеспечивает высокое качество p- n переходов и примесных слоев на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$ .

**7.** Разработана простая технология изготовления быстродействующих фотодиодов с большой площадью на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  со структурой металл- $n^+$ -n-p- $p^+$  переход с  $R_{ser}=1-2$  ом [49,129]. Технология основана на эффекте конверсии типа проводимости на поверхности p-типа образца плазменным воздействием при нанесении полупрозрачного слоя никеля магнетронным испарением. Использование полупрозрачного слоя никеля толщиной ~5 нм, нанесенного на поверхность  $n^+$ -слоя, позволяет уменьшить последовательное сопротивление  $R_{ser}$  до 1-2 ом, а параметр  $\tau_{RC}$  до  $10^{-11}$  с, что соизмеримо со временем пролета электронов в обедненной области и на два порядка меньше, чем в известных фотодиодах.

**Научная новизна** полученных результатов в диссертационной работе состоит в следующем:

1. Комплексным исследованием фотопроводимости, фотомагнитного эффекта и фотоэдс, установлено, что наличие на поверхности однородных монокристаллических слоев  $Cd_xHg_{1-x}Te$  истощенного слоя приводит к

локализации фотопроводимости в приповерхностной ОПЗ в области фундаментального поглощения. Спектральная характеристика фоточувствительности определяется не только скоростью поверхностной рекомбинации и  $\tau_s$ , но и изменениями поверхностной подвижности НЗ [18,109,110].

2. Обнаружено, что при осаждении Al на поверхность  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , на границе раздела Al- $Cd_xHg_{1-x}Te$  формируется тонкий туннельно-прозрачный диэлектрический слой с высокой электрической прочностью. При этом более чем на порядок снижается плотность поверхностных состояний, что позволяет создавать на их основе высокоэффективные туннельные МДП-фотодиоды, работающие в режиме неравновесного истощения, которые являются перспективными для создания матричных ИК-фотоприемников нового поколения [35,62,114,116,126].

3. Разработаны низкотемпературные технологические методы создания эффективных ИК-фотодиодов на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$ . Впервые, для изготовления качественных и термостабильных p-n переходов на область 3-5 и 8-12 мкм, использовано облучение поверхности p- $Cd_xHg_{1-x}Te$  ионами индия энергией 5-6 кэВ из жидкометаллического источника ионов. Такая низкая энергия ионов позволяет избежать формирование радиационно-нарушенного слоя, который формируется при энергиях ионов 30-300 кэВ, обычно используемых при ионной имплантации для изготовления фотодиодов на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$ . Установлены механизмы формирования n-типа проводимости и глубина конверсии типа проводимости в зависимости от дозы, концентрации примесных носителей и состава x исходной подложки, а также от времени облучения [28,37,41,49,129].

4. Предложена конструкция и принцип работы нового типа охлаждаемого фоторезистора, характеризующегося высокими параметрами фоточувствительности, разрешающей способности и значительно меньшей потребляемой мощностью по сравнению с классическими фоторезисторами. Экспериментально продемонстрирована принципиальная возможность получения параметров фоточувствительности, значительно превышающих наилучшие параметры классических фоторезисторов [32,33,39,44,46,117, 124,125].



5. Впервые в узкозонном полупроводнике, при низких температурах и наличии естественного фонового излучения с плотностью потока  $10^{16}$ - $10^{18}$   $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ , наблюдалось явление долговременной релаксации (ДР) фотопроводимости с  $\tau$  до 70 мс. Наблюдаемая при  $T=80$  К ДР фотопроводимости в созданных  $p^+-p-p^-$  структурах  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $0,24 \leq x \leq 0,29$ ) обусловлена рекомбинационным барьером, созданным градиентом концентрации примеси вдоль направления излучения [29,128]. Такие гигантские значения  $\tau$  при низких температурах и низких уровнях фона ( $\Phi < 10^5$   $\text{см}^{-2}$ ) позволяют создавать фоторезисторы, параметры фоточувствительности которых могут достигать значений  $R_v = 10^{10}$  В/Вт и  $D_\lambda^* > 10^{14}$   $\text{см}^2\text{Гц}^{-1/2}\text{Вт}^{-1}$ .

6. На основе  $\text{Cd}_{0,28}\text{Hg}_{0,72}\text{Te}$  созданы двухдиапазонные ИК-фотоприемники с управляемой напряжением смещения спектральной характеристикой фоточувствительности [26,30,31,42]. Принцип работы их основан на изменении соотношения между поверхностным и объемным компонентами фототока при изменении напряжения смещения. Показана возможность одновременной регистрации и управления спектральной чувствительностью на краю фундаментального поглощения и в коротковолновой области спектра.

7. Впервые на основе  $\text{Cd}_{0,28}\text{Hg}_{0,72}\text{Te}$  (3-5 мкм) создан дрейфовый фотодиод с рекордно высокими значениями  $R_0A = 7 \cdot 10^8$  Ом/см<sup>2</sup> [28,37]. По сравнению с фотодиодами с такой же толщиной гомогенных слоев, в дрейфовом фотодиоде, благодаря встроенному электрическому полю, токи утечки уменьшаются на 3-4 порядка, увеличивается быстродействие более 10 раз, рабочая температура до 200-300 К, повышается квантовая эффективность и разрешающая способность. Простота изготовления позволяет рассматривать его перспективным элементом матричных ИК-фотоприемников нового поколения.

8. Предложен новый принцип создания высокоэффективных неохлаждаемых ИК-фотоприемников на основе  $\text{Cd}_{0,28}\text{Hg}_{0,72}\text{Te}$  (3-5 мкм), в котором все рекомбинационные процессы в активной области подавляются внутренним электрическим полем, созданным неоднородного по толщине слоя

распределения примесей, что приводит к увеличению времени жизни НЗ и фоточувствительности [28,29,37,127].

**Научное значение** диссертации заключается в том, что в ней решены крупные научно-практические проблемы современной ИК-фотоэлектроники.

1. Разработана единая концепция создания высокоэффективных ИК-фотоприемников нового поколения на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , разработана дешёвая, но эффективная технология их изготовления, реализованы принципиально новые типы элементов ИК-фотоприемников на область чувствительности 3-5 и 8-12 мкм, обладающие более высокими параметрами фоточувствительности, более высокой разрешающей способностью и быстродействием, повышенной рабочей температурой и значительно меньшей потребляемой мощностью, чем известные на сегодняшний день.

2. Научно обоснована и экспериментально подтверждена идея увеличения времени жизни неравновесных носителей за счет подавления Оже-, Шокли-Рида-и поверхностной рекомбинаций внутренним электрическим полем потенциальных барьеров, созданных в слое поглощения полупроводника. Указанный механизм на 2 порядка может увеличивать время жизни носителей заряда в  $Cd_xHg_{1-x}Te(0,24 \leq x \leq 0,29)$  при комнатной температуре, по сравнению с однородными фоторезисторами, в которых преимущественный механизм рекомбинации- межзонная Оже –рекомбинация.

3. Показана, необходимость учёта влияния приповерхностной ОПЗ, рекомбинации в ней и поверхностной подвижности на спектральную зависимость фотопроводимости в области фундаментального поглощения  $Cd_xHg_{1-x}Te$ .

**Практическая ценность.**

Созданные высокоэффективные быстродействующие фотодиоды и фоторезисторы могут расширить номенклатурную линейку существующей элементной базы приборов ИК оптоэлектроники. Развитие целого ряда применений, таких как высокоскоростная связь в открытом атмосферном канале, спектроскопия и анализ газов, лазерная локация в безопасном для зрения

человека диапазоне может быть возможным благодаря новым быстродействующим фотодиодам. Высокие параметры фоточувствительности, на 2-3 порядка превышающие экспериментально достигнутые в настоящее время, могут сделать его незаменимым в таких областях как космическая лазерная связь, орбитальные ИК-телескопы, ИК-спектроскопия высокого разрешения и т.д. Реализация нового принципа фотопреобразования фотосигнала может послужить толчком для прогресса в области создания ИК-фотоприемников.

Предложен новый подход по увеличению эффективности неохлаждаемых фоторезисторов для средней ИК-области спектра за счёт увеличения времени жизни ННЗ, благодаря подавлению процессов рекомбинации внутренним электрическим полем, созданным неоднородным по толщине активного слоя распределением примесей.

Степень достоверности представленных научных положений, сформулированных выводов и рекомендаций обоснована применением фундаментальных основ физики полупроводников и полупроводниковых приборов, а также современных методов проведения научных исследований, согласие экспериментальных результатов исследований, полученных автором с теоретическими и экспериментальными результатами других работ.

### **Апробация работы**

Результаты, полученные в ходе исследования, докладывались и обсуждались на республиканских и международных конференциях: Международных научно-технических конференциях по фотоэлектронике и приборам ночного видения (Москва-2006,2010,2012-с личным докладом, 2014,2016,2018), Российской конференции по актуальным проблемам полупроводниковой фотоэлектроники “Фотоника-2017” (Новосибирск, 2017), 17<sup>th</sup> International conference on ternary and multinary compounds (Baku, 2010)- с личным докладом, 19<sup>th</sup> International conference on ternary and multinary compounds (Vena, 2012), с личным докладом на Международной научной конференции, посвященной 100-летию академика Г.Б.Абдуллаева-«Modern trends in condensed matter physics, MTCMP – 2018»

(Баку, 2018), с личным докладом на республиканской научно-технической конференции: “Radiotexnikanın müasir problemləri” (Баку, 20-22 Окт., 2021).

Важные результаты были получены в ходе исследований в рамках проекта «Высококочувствительный ИК-фотоприемник на новом принципе фотопреобразования», поддержанного «Ельм фонду», № EIF-2012-2(6)-39/05/1-M-12, 04/2013-05/2014 г. и изложены в отчетах.

Единолично полученных 5 результатов работы были приняты в отчет Национальной Академии Наук Фзербайджана как важные научные результаты Института Физики в 2014, 2018, 2019, 2020, 2021 годах.

**Организация, в которой выполнена работа:** Институт Физики Министерства науки и образования Азербайджанской Республики.

Исследования, включенные в настоящую работу, проводились автором в период 1997-2021 гг в Институте Физики НАН Азербайджана. Проведение теоретического анализа, разработка теоретических моделей, выводы формул для инженерных расчетов, разработка новых технологических методов, включая метод фотолитографии, постановка эксперимента, анализ экспериментальных данных, написание статьи были проделаны автором лично, подготовка исследуемых образцов к измерениям и проведение измерений проводились при преимущественном участии автора.

По теме диссертации были опубликованы 46 работ, из них 15 статей в рецензируемых печатных изданиях [1,18,26,32,40,43,62,116,117,121,122,126,127,128,129], которые индексируются в базах данных Web of Science и Scopus, 7 работ без соавторов [26,28,37,43,49,121,127], 11 материалов местных и зарубежных конференций, получены 2 патента, один без соавторов, другой – с международной индексацией.

### **Структура и объём диссертации.**

Диссертация состоит из введения, 6 глав, заключения и списка цитированной литературы, содержит 305 страниц, включая 94 рисунка на 54 страницах и 3 таблицы. Список цитированной литературы содержит 192 наименований. Число знаков без пробелов, рисунков, таблиц и списка

литературы по главам: I-60736, II-61637, III-62448, IV-49633, V-43312, V-16437, общее число-368146.

Во **введении** дано обоснование актуальности темы диссертации, сформулированы цель и задачи работы, ключевые положения, выносимые на защиту, научная новизна, научная и практическая значимость результатов исследования.

**В первой главе** дан обзор литературы по электронным, электрофизическим, оптическим, физическим свойствам поверхности и объема  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , технологии изготовления и параметрам фотоприемников на его основе.

В параграфе 1.1 дается характеристика фотонных ИК-детекторов, их классификация по механизмам фотопреобразования и основные параметры фоточувствительности-вольтовая или токовая чувствительность, удельная обнаружительная способность, спектральная характеристика фоточувствительности, частотный диапазон, разрешающая способность, рабочая температура.

В разделе 1.1.3 рассматривается общая теория фотонных фотоприемников, различного типа, представленная в универсальной форме, удобной для анализа характеристик фотопремников на основе различных материалов. Среди различных типов детекторов фоторезисторы и фотодиоды обладают более высокими параметрами чувствительности и находят наибольшее применение. Поэтому рассматриваются принцип работы этих приборов и выводятся формулы токовой, вольтовой чувствительности и обнаружительной способности их, в выражениях которых фигурируют параметры полупроводника. Показаны факторы, ограничивающие параметры фоточувствительности при низких и высоких температурах, в условиях ограничения фоновым излучением и термической генерацией носителей заряда для фотоприемников на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ .

Для фоторезисторов основное требование для высокой вольтовой чувствительности являются: высокая квантовая эффективность, большие времена жизни носителей заряда, наименьшие значения равновесных концентраций носителей заряда, минимальные размеры фоточувствительного

объема и наибольшее рабочее напряжение. Рабочее напряжение ограничивается эффектом вытягивания неосновных носителей, обусловленное биполярностью фотопроводимости. Преимущество фоторезисторов перед фотодиодами - более высокие параметры фоточувствительности из-за внутреннего усиления, простота изготовления. Основной недостаток фоторезисторов - очень низкое сопротивление, что не позволяет использовать их в матричных фотоприемниках.

В настоящее время фотодиоды на основе узкозонных материалов являются единственными фотоэлементами для изготовления гибридных большеформатных ИК-МФП приборов. Фоточувствительность и обнаружительная способность фотодиода определяется его дифференциальным сопротивлением при нулевом или обратных напряжениях. Фундаментальным механизмом токопереноса в фотодиодах с p-n переходом является диффузионный ток. Другими механизмами генерации тока в фотодиодах на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  являются: генерационно-рекомбинационный ток в обедненной области, межзонное туннелирование, туннелирование через ловушки в запрещенной зоне, омический ток утечки через область обеднения, токи поверхностной утечки.

В разделе 1.2.1 приведены полупроводниковые свойства  $Cd_xHg_{1-x}Te$  и технология приборов на их основе. Такие преимущества физических свойства твердых растворов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  как высокий коэффициент поглощения, достаточно низкое значение постоянной диэлектрической проницаемости, высокая подвижность электронов, плавное изменение ширины запрещенной зоны с изменением состава  $x$ , без изменения при этом постоянной решетки, большие времена жизни носителей заряда, хорошо развитая технология гетероэпитаксиальных слоев и приборов на их основе делают его незаменимым материалом для изготовления тепловизоров нового поколения .

Существенным недостатком этого материала является высокая дефектность его из-за слабой связи Hg-Te. Вакансии ртути создают в запрещенной зоне центры рекомбинации, что приводит к уменьшению времени жизни и подвижности носителей заряда в  $Cd_xHg_{1-x}Te$  [191, 147, с.6]. В разделах 1.2.3-1.2.5

приводятся теоретические и экспериментальные данные о поверхностных и объемных механизмах рекомбинации, присущих узкозонным составам  $Cd_xHg_{1-x}Te$ .

В разделе 1.3.1 описывается технология получения эпитаксиальных слоев и гетероструктур методами молекулярно-лучевой и парофазной эпитаксии на подложках CdTe и альтернативных подложках для изготовления p-n. Эти методы позволяют получать очень сложные структуры по профилю состава и концентрации примесей для ИК-фотоприемников нового поколения. Недостатком этих методов является высокая стоимость оборудования и их эксплуатации, а также недостаточно низкое значение концентрации вакансий ртути и примесных носителей, что необходимо для получения высокочувствительных элементов для ИК-приемников нового поколения. Раздел 1.3.2 посвящен проблеме примесного легирования, особенно p-типа, что обусловлено высокой температурой активации примесей V группы (As, Sb), часто используемых в настоящее время для изготовления фотодиодов. Активация этих элементов сопровождается генерацией большой концентрации вакансий ртути, не поддающихся полному удалению даже при отжиге при низкой температуре.

В разделе 1.3.3 приведены архитектура и технология изготовления основных типов p-n переходов, применяемых в матричных ИК-фотоприемниках нового поколения. Среди них меза-фотодиоды имеют существенные преимущества перед планарными фотодиодами, так, например, они менее подвержены влиянию перекрестных помех, обусловленных оптическими и фотоэлектрическими взаимосвязями, которые приводят к ухудшению разрешающей способности и размытию ИК-изображения.

В пункте 1.4.4 рассматриваются конструктивные особенности и принцип действия тепловизоров 1-го, 2-го и 3-го поколения. Фотоприемники 3-го поколения – это так называемые «смотрящие» матричные фотоприемники с числом элементов более  $10^6$ . В качестве чувствительных элементов в них используются фотодиоды с p-n переходами, освещаемые со стороны подложки.

Одна из неразрешенных проблем фотоприемников 3-го поколения-это разрешающая способность, которая зависит от размеров чувствительного элемента, зазоров между ними и перекрестных помех. Если размеры элементов успешно обеспечиваются методами ионно-плазменного травления, то перекрестные помехи оказались трудно преодолимыми. Дело в том, что такие требования в ИК-фотоприемникам 3-го поколения, как высокая чувствительность и быстродействие с одной стороны и высокая разрешающая способность с другой, являются противоречивыми. В применяемых фотодиодах высокая чувствительность достигается увеличением времени жизни носителей заряда, но это приводит к увеличению диффузионной длины носителей заряда и фотоэлектрических помех в матричных фотоприемниках, в итоге к ухудшению разрешающей способности фотоприемника в целом. Для решения этой проблемы были предложены несколько подходов, такие, как использование микролинз, решеток захвата, но пока они не эффективны из-за сложности изготовления.

Туннельные МДП-структуры (ТМДП), не требуют больших напряжений смещения и использования слаболегированного материала. ТМДП- фотодиоды по своим характеристикам близки к p-n фотодиодам, но значительно проще в изготовлении, более быстродействующие и обладают повышенной чувствительностью в КВ области спектра. Трудность изготовления заключается в получении качественной границы туннельно-прозрачного диэлектрика с полупроводником. Большая концентрация плотности поверхностных состояний связана с самим естественным окислом полупроводника.

Прогресс в улучшении fotocувствительности неохлаждаемых фотоприемников связан с развитием технологии гетероструктур на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  [137]. С развитием эпитаксиальных технологий выращивания  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , помимо стандартных структур детекторов p-на-n, появились более совершенные разновидности  $p^+$ -на-n фотодиодов, особенно ДВИК-детекторов, такие как двухслойный гетеропереход (DLHJ) [170], двухслойная планарная гетероструктура (DLPH) [80] и неравновесные  $P^+ / v / N^+$  детекторы [166].



Для достижения высоких параметров фоточувствительности фотоприемников на основе узкозонных полупроводников, требуется их охлаждение до температур от 77 до 200 К. Необходимость охлаждения значительно увеличивает массу, габариты и стоимость всей аппаратуры. Поэтому одной из актуальных задач является разработка слабоохлаждаемых и неохлаждаемых фотоприемников ИК-диапазона с высокими параметрами фоточувствительности. Прогресс в улучшении фоточувствительности неохлаждаемых фотоприемников связан с развитием технологии гетероструктур на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  [101,111]. Основным фактором, ограничивающим параметры неохлаждаемых фотоприемников, является Оже-процесс термогенерации носителей заряда. Для подавления Оже-процесса в слое поглощения были так же предложены такие концепции как неравновесный режим экстракции в фотодиодах [78] и магнитоконцентрационный эффект [93]. Неравновесные фотодиоды создаются из слаболегированного поглощающего слоя, расположенного между сильнолегированными или широкозонными слоями  $p^+$  и  $n^+$  типа. При подачи обратного смещения на фотодиод, в  $p - \pi$ ,  $\pi - n$  переходах происходит эксклюзия и экстракция неосновных носителей заряда соответственно, что приводит к уменьшению концентрации обоих типов в активной  $\pi$ - области около границ с  $p - \pi$ ,  $\pi - n$  переходами. Концентрация неосновных носителей (электронов) в этой области может уменьшаться на несколько порядков, а концентрация основных – до уровня концентрации примесных носителей. В результате этих процессов уменьшается тепловая генерация, в том числе и Оже генерация, и ток насыщения оказывается меньше, чем расчетное на основании значения сопротивления при нулевом смещении ( $R_0$ ), т.е.  $J_s < kT/q R_0$ , и появляется область отрицательной проводимости [155]. Необходимыми условиями являются: низкая концентрация мелких примесных центров, до уровня которых может понизиться концентрация основных носителей и достаточно низкая концентрация глубоких центров, ограничивающих время жизни носителей заряда, что пока являются трудновыполнимыми. К тому же, в

этих структурах наблюдается высокий уровень шумов даже на частотах 1 МГц [160], обусловленный большими токами смещения, а сложность изготовления приводит к повышению стоимости прибора.

Одно из требований к ИК-приемникам «третьего поколения» - это возможность многоканального обнаружения. Они обладают улучшенными параметрами по распознаванию и идентификации цели. Основным недостатком «одновременных» двухцветных фотодиодов - большой размер фотодиодов из-за необходимости двух контактов к нему, что ограничивает плотность фотодиодов и, следовательно, размер формата матрицы и разрешающую способность. Рассмотренные двухцветные детекторы на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  кроме указанных недостатков имеют сложную архитектуру и технологию изготовления, что уменьшает их надежность и повышает их стоимость.

**В второй главе** рассматриваются электронные процессы в приповерхностных слоях узкозонных монокристаллов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с областями пространственного заряда. На основе статистики Шокли-Рида-Холла предложен упрощенный метод определения параметров рекомбинационных центров (энергетический уровень, концентрацию, сечение захвата электронов и дырок) в p- и n-типах проводимости  $Cd_xHg_{1-x}Te$  в отдельности. Экспериментально установлено, что для p- и n-типов проводимости  $Cd_xHg_{1-x}Te$  рекомбинационные центры с  $E_a=65-70$  мэВ -донорного типа с отношением сечений захвата  $\gamma_n/\gamma_p=100$  и обусловлены двукратно ионизированными вакансиями слабосвязанной ртути.

Комплексным исследованием фотопроводимости, фотомагнитного эффекта и фото-эдс установлено, что наличие на поверхности истощенного слоя может приводить к локализации фотопроводимости в приповерхностной ОПЗ. Показано, что в области фундаментального поглощения спектральная зависимость фотопроводимости определяется вкладом фотопроводимости приповерхностной ОПЗ и изменением поверхностной подвижности носителей заряда относительно его объемного значения.

Установлено, что сублимацией тонких непроводящих слоев металлов на поверхности  $Cd_xHg_{1-x}Te$  удастся управлять спектральной характеристикой и

величиной фоточувствительности фоторезисторов на их основе. Это обусловлено не только изменением поверхностных параметров, но и взаимодействием компонентов и изменением параметров в приконтактной области данного материала.

Обнаружено, что на границе раздела Al-  $Cd_xHg_{1-x}Te$  формируется туннельно-тонкий диэлектрический слой с высокими изолирующими свойствами. Это позволило определить величину скорости поверхностной рекомбинации, параметры поверхностных состояний и механизм прохождения носителей заряда в ОПЗ. Установлено, что при нанесении Al на поверхность  $Cd_xHg_{1-x}Te$  естественным окисным слоем, образуется двуокись алюминия, обладающий низкой плотностью поверхностных состояний на границе с полупроводником. На основе структур Al-  $Cd_xHg_{1-x}Te$  созданы туннельные МДП-фотодиоды, работающие в режиме неравновесного истощения, которые являются перспективными для применений в МФП в качестве чувствительного элемента.

В третьей главе приводятся результаты исследования процессов низкотемпературной диффузии элементов 1 группы Au, Ag, Cu и модификации параметров  $Cd_xHg_{1-x}Te$  методами ионно-плазменной обработки и имплантации ионами индия энергией 3-5 кэВ из жидкометаллического источника, а также изучены фотоэлектрические параметры фотодиодов, изготовленных этими методами. Исследование направлено на разработку простых и дешевых, но достаточно эффективных и хорошо контролируемых методов изготовления ИК-приемников 3-го поколения.

При легировании материала  $Cd_xHg_{1-x}Te$  в интервале температур 100-190<sup>0</sup>С, акцепторными примесями Cu, Ag, Au, которые имеют коэффициент диффузии значительно превышающий коэффициент диффузии вакансий ртути, происходит заполнение вакансий ртути этими примесями. Это приводит к некоторому увеличению времени жизни и подвижности НЗ по сравнению с исходным материалом. Это подтверждается и более высокими значениями  $R_0A$  p<sup>+</sup>-n фотодиодов, полученных диффузией Cu, по сравнению со значениями p<sup>+</sup>-n фотодиодов, полученных диффузией As при более высоких температурах. В

параграфе 3.3 приводятся результаты исследования фотоэлектрических свойств слоев  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , модифицированных ионно-плазменной обработкой ионами  $\text{Ar}^+$  энергией 1 кэВ и дозами  $P = 10^{12} \div 10^{17} \text{см}^{-2}$ . Основные закономерности модификации приповерхностных слоев  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  при воздействии низкоэнергетичными ионами аргона полностью согласуются с литературными данными. Зависимости глубины области инверсии от параметров исходного материала (состав, концентрация вакансий или примесей) и параметров процесса в целом также соответствуют литературным данным. Использование для изготовления фотодиодов на основе  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  обработки поверхности ионами  $\text{In}^+$  из ЖМИ с энергией  $\sim 5$  кэВ позволяет значительно облегчить технологию получения качественных и термостабильных ИК-фотодиодов. В параграфе 3.4 описывается конструкция и технология изготовления быстродействующего  $n^+n\text{-}p\text{-}p^+$ -типа фотодиода большого диаметра. Использование полупрозрачного слоя никеля толщиной 5 нм, нанесенного магнетронным методом на поверхность  $n^+$ -слоя, позволяет уменьшить последовательное сопротивление  $R_{\text{ser}}$  до 1-2 ом, а время фотоответа до  $10^{-11}$  с. Параграф 3.5 посвящен разработке нового типа фотодиода на основе узкозонных полупроводников, которым является дрейфовый фотодиод. Отличительной чертой этого типа фотодиода, коренным образом изменяющей характер протекающих в нем неравновесных процессов, является наличие внутренних электрических полей в  $p$ -и  $n$ -областях, созданных градиентом концентрации примесей в них. Внутреннее поле разделяет неравновесные НЗ, предотвращая их рекомбинацию. Тем самым обеспечивается подавление всех типов рекомбинации, что приводит к уменьшению темновых токов и увеличению дифференциального сопротивления. Приведена расчетная формула темновых токов. Рассматриваемый дрейфовый фотодиод характеризуется, так же, высокой квантовой эффективностью и быстродействием. Перечисленные преимущества дрейфового фотодиода при сравнении с известными, делают его очень перспективным для применений в ИК-технике.

**Четвертая глава** посвящена разработке охлаждаемых фоторезисторов с высокими параметрами фоточувствительности. Для этого предложен новый принцип построения фотопроводящего детектора ИК-излучения, основанный на сепарации основных и неосновных фотогенерированных НЗ в ОПЗ р-п-перехода (или р-п-переходов), определенным образом созданными в поглощающей области полупроводника, что обуславливает увеличение фоточувствительности за счет увеличения времени жизни НЗ и приложенного напряжения смещения. Новый принцип экспериментально реализован в 4-х типах фоторезисторов на основе р- $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с инверсными слоями, полученными методом НИО. Самый простой – двухслойный, в котором фотопроводящим слоем служит тонкий приповерхностный слой п-типа, проводимость которого изменяется только за счет фотогенерированных электронов, в том числе диффузионно поставляемых из р-слоя полупроводника. Так, как объем р-слоя более чем 10 раз больше объема п-слоя, то и вольтовая чувствительность фоторезистора увеличивается во столько же раз. Еще большего увеличения (более 100 раз) чувствительности достигается во втором типе фоторезистора, где фотопроводящий слой выполнен в виде тонкой узкой полоски п-типа, созданной на поверхности объемного слоя р-типа. В этом случае сопротивление фоторезистора увеличивается более 100 раз по сравнению с однородным фоторезистором. Соответственно уменьшаются токи смещения и выделяемая мощность. При низких уровнях фона в указанных фоторезисторах время жизни НЗ увеличивается пропорционально уменьшению уровня фона. В целом это приводит к значительному увеличению параметров фоточувствительности (в  $10^2$ - $10^3$  раз) по сравнению с параметрами фоторезисторов с однородной концентрацией примесей. Важно отметить, что, из-за малого поперечного сечения проводящего слоя, большое сопротивление ( $R > 5 \cdot 10^4$  Ом) и малая потребляемая мощность ( $P < 10^{-6}$  Вт), позволяет использовать их в качестве элемента для МФП ИК-детекторов. Указанные преимущества, а также существенно малые размеры сечения проводящего слоя, по сравнению не только с диффузионной длиной неосновных носителей, но и с

длиной волны излучения, могут значительно расширить область применения рассмотренного фотоприемника.

Рассмотренные в главе фоторезисторы с локальными приповерхностными областями с инверсной проводимостью и фоторезистор с чередующимися р- и n-слоями, также демонстрируют увеличение параметров фоточувствительности за счет увеличения напряжения смещения, сопротивления и времени жизни НЗ при низких уровнях фона.

Обнаружено уникальное, ранее не наблюдаемое на узкозонных полупроводниках, явление долговременной релаксации фотопроводимости, обусловленное неоднородным распределением акцепторов. Наблюдаемое гигантское значение времени жизни НЗ (более 70 мс) при низких температурах и уровнях фона, позволяет создавать фотоприемники, параметры которых могут достигать значений  $R_v=10^{10}$  В/Вт и  $D_\lambda^*>10^{14}$  смГц<sup>-1/2</sup>Вт<sup>-1</sup>.

**Пятая** глава посвящена разработке высокоэффективных неохлаждаемых детекторов ИК-излучения. В параграфе 5.1 представлены численные и экспериментальные результаты параметров фоточувствительности для неохлаждаемых фоторезисторов на основе р-Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te с оптимизированными параметрами на область спектра 3-5 мкм. В параграфе 5.2 представлены результаты разработки и исследования неохлаждаемого ФЭМ-детектора на основе Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te. ФЭМ-детекторы имеют некоторое преимущество по сравнению с фотопроводящими детекторами - это отсутствие внешнего напряжения смещения, что обуславливает низкий уровень шумов и отсутствие тепловой нагрузки на фотоприемник, а также высокое быстродействие. Приведены расчеты фотоэлектрических параметров для неохлаждаемого ФЭМ-детектора в зависимости от уровня акцепторного легирования. Показано, что оптимальное акцепторное легирование позволяет значительно повысить вольттовую чувствительность и удельную обнаружительную способность фотодетектора. Приведены фотоэлектрические параметры изготовленного ФЭМ-приемника для средней ИК- области спектра (3-6,5 мкм) с максимум чувствительности 6 мкм.

В параграфе 5.3 представлен новый подход для улучшения фоточувствительности неохлаждаемых ИК-фоторезисторов на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$ . Представлена теоретическая модель и анализ экспериментальных данных фотопроводимости  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с  $x=0,27-0,28$  при комнатной температуре ( $T=300$  К). Полученные экспериментальные значения  $\tau$ , более 10 раз превышающие максимальные значения для однородного p-типа материала, хорошо согласуются с данными, рассчитанными по предложенной теоретической модели.

В параграфе 5.4 рассматриваются параметры высокотемпературных дрейфовых фотодиодов на область 3-5 и 8-1 мкм. Проведен анализ работы неравновесных фотодиодов и дрейфовых фотодиодов при  $T=200-300$  К. Показано, что низкие значения амбиполярной длины диффузии по сравнению с глубиной поглощения излучения, недостаточно низкие значения концентрации примесных и глубоких центров являются причиной слабых параметров чувствительности неравновесных фотодиодов. В дрейфовых фотодиодах, благодаря увеличению амбиполярной подвижности и диффузионной длины  $L_N$  из-за увеличения концентрации примесей и ускоряющему внутреннему полю, на два порядка возможно увеличить  $R_0A$ , на порядок увеличить квантовую эффективность и быстродействие. Внутреннее поле, направленное нормально к поверхности, препятствует растеканию неравновесных носителей. Поэтому при использовании дрейфовых фотодиодов в МФП позволит решить и проблему высокого разрешения ИК-фотоприемников.

В **шестой** главе изложено о разработке фотоприемников с управляемой напряжением смещения спектральной характеристикой фотоответа на основе монокристаллов p- $Cd_xHg_{1-x}Te$  с тонким приповерхностным инверсным слоем. Особенности спектральной характеристики фототока объясняются изменением соотношения между барьерными и объемными компонентами фототока при изменении напряжения смещения. Показана возможность одновременной регистрации и управления спектральной характеристикой фоточувствительности этих фотоприемников на краю фундаментального поглощения и в коротковолновой области спектра.

# I ГЛАВА ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $Cd_xHg_{1-x}Te$ И

## ИК-ФОТОПРИЕМНИКИ НА ИХ ОСНОВЕ (Обзор)

### 1.1 ХАРАКТЕРИСТИКИ ИК-ДЕТЕКТОРОВ

#### 1.1.1 Классификация фотоприемников ИК-излучения

Бурный процесс развития в фотоэлектронике связан с твердотельными фотоприемниками, основу которых составляет класс фотонных фотоприемников. Принцип фотопреобразования фотонных фотоприемников, изготавливаемых на основе полупроводников, основан на генерации свободных носителей тока при поглощении фотонов излучения. При этом в полупроводнике происходит изменение энергетического распределения неравновесных носителей заряда в одной или обеих разрешенных зонах. Это изменение формирует в регистрирующей схеме усилителя соответствующий сигнал. Наблюдаемый сигнал на выходе усилителя обусловлен изменением энергетического распределения электронов. На рис.1.1.1 проиллюстрированы схемы переходов электронов при фотовозбуждении. При приведенных переходах коэффициент поглощения увеличивается с увеличением энергии фотонов, поэтому полупроводниковые фотоприемники обладают избирательной спектральной зависимостью фоточувствительности при постоянной мощности падающей излучения. Благодаря этому полупроводниковые фотоприемники имеют высокую фоточувствительность и высокое быстродействие.

Класс фотонных фотоприемников подразделяется на несколько групп. Можно отметить самые важные из них:

- собственные фотоприемники
- фотоэмиссионные фотоприемники на барьерах Шоттки (обычно на основе силицидов металлов)
- фотоприемники на основе квантово-размерных структур



В собственных детекторах, неравновесные электроны возникают в зоне проводимости  $E_c$  и в валентной зоны  $E_v$  при поглощении фотонов с энергиями, превышающими энергию запрещенной зоны  $E_g$ , как показано на рис.1.1.1. При этом, с увеличением энергии фотонов коэффициент поглощения экспоненциально растет, поэтому по сравнению с примесными, собственные фотоприемники обладают большим динамическим диапазоном, высокой фоточувствительностью и рабочей температурой.

В таблице 1.1. приведены различные типы полупроводниковых фотоприемников

### 1.1.2 Параметры фоточувствительности [61]

Характеристики фотоприемников можно установить экспериментально измерив их параметры. Но для того чтобы сравнить фотоприемники различных типов применяются параметры фоточувствительности, численные значения которых рассчитываются на основе экспериментально полученных данных. Фотоэлектрические параметры фотоприемников являются критерием их качества. Ниже приведем некоторые основные параметры фоточувствительности.

Спектральная фоточувствительность по напряжению и по току выражаются в виде:

$$R_v(\lambda, f) = \frac{V_s}{P_\lambda} \text{ [В/Вт]}; \quad R_i(\lambda, f) = \frac{I_s}{P_\lambda} \text{ [А/Вт]}, \quad (1.1.1)$$

здесь  $V_s$  -вырабатываемое фотоприемником напряжение сигнала в вольтах, а  $I_s$  – фототок сигнала в амперах, вызванные спектральной мощностью падающего излучением  $-P_\lambda$  в ваттах.

Также как и для любых датчиков, в фотоприемниках минимальный уровень регистрируемого сигнала ограничивается уровнем шумов различной природы происхождения. Поэтому важным параметром фотоприемников, учитывающим шумовые его свойства является мощность эквивалтная шуму (NEP)- величина

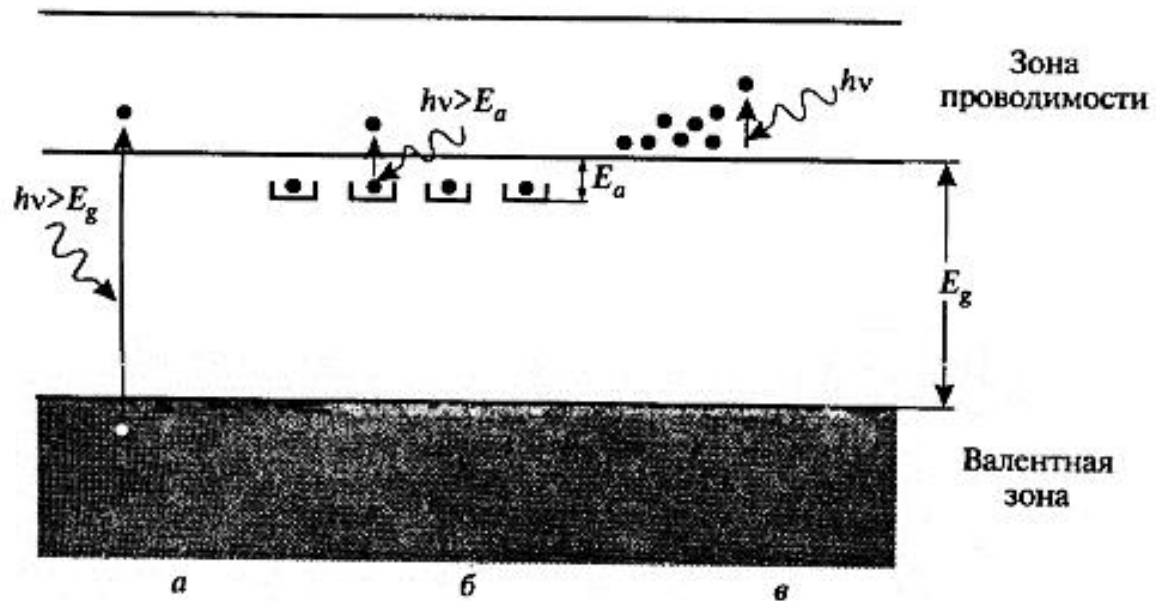


Рис.1.1.1 Основные типы оптического поглощения в полупроводниках: а-собственное поглощение, б-примесное поглощение, в-поглощение свободными носителями [61].

Таблица 1.1. Инфракрасные фотонные детекторы

Тип	Переходы	Тип электрического выходного сигнала	Примеры
Собственные	Межзонные	Фотопроводящий	PbS, PbSe, InSb, HgCdTe
		Фотовольтаический	InSb, InAs, PbTe, HgCdTe, PbSnTe
		Емкость ФЭМ	InSb, HgCdTe InSb, HgCdTe
Примесные На свободных носителях	Примесь-зона Внутризонные	Фотопроводящий	Si : In, Si : Ga, Ge : Cu, Ge : Hg
		Фотоэмиссионный	PtSi, Pt <sub>2</sub> Si, IrSi барьеры Шоттки GaAs/CsO
		Фотопроводящий Фотонного увлечения	InSb электронный болометр Ge
На квантовых ямах	С участием пространственно квантованных уровней	Фотопроводящий Фотовольтаический	HgTe/CdTe, GaAs/GaAlAs, InSb <i>nipi</i> InAs/InGaSb (CP)

Численно равная мощности сигнального излучения, при котором отношения сигнал/шум, равен 1, что можно записать в виде:

$$NEP = \frac{V_n}{R_v} = \frac{I_n}{R_i}, \quad (1.1.2)$$

здесь  $V_n, I_n$  – среднеквадратическое значение шумового напряжения и тока, а  $R_v, R_i$  – чувствительность по напряжению и току, соответственно. Другая важная величина – это обнаружительная способность, которая обратна величине  $NEP$ :

$$D = \frac{1}{NEP}. \quad (1.1.3)$$

Для многих фотопремников величина  $NEP$  пропорциональна квадратному корню из величины сигнала и площади фотопремника. Однако, как  $NEP$ , так и обнаружительная способность зависят от полосы частот и площади детектора. Поэтому была введена величина - нормированная обнаружительная способность  $D^*$ , выражаемая в виде:

$$D^* = D(A_d \Delta f)^{1/2} = \frac{(A_d \Delta f)^{1/2}}{NEP}, \quad (1.1.4)$$

которая уже не будет зависеть от площади детектора.

Универсальность значения  $D^*$  обусловлена тем, что эта величина позволяет сравнивать фотоприемники одинакового типа, но имеющие различные площади.

На рис.1.2 показано сравнение  $D^*$  различных доступных детекторов при указанной рабочей температуре: РС-фотопроводящий детектор, РВ-фотовольтаический детектор, РЭМ-фотоэлектромагнитный детектор и НЕВ-болومتر на горячих электронах.

### 1.1.3 Общая теория фотоприемников

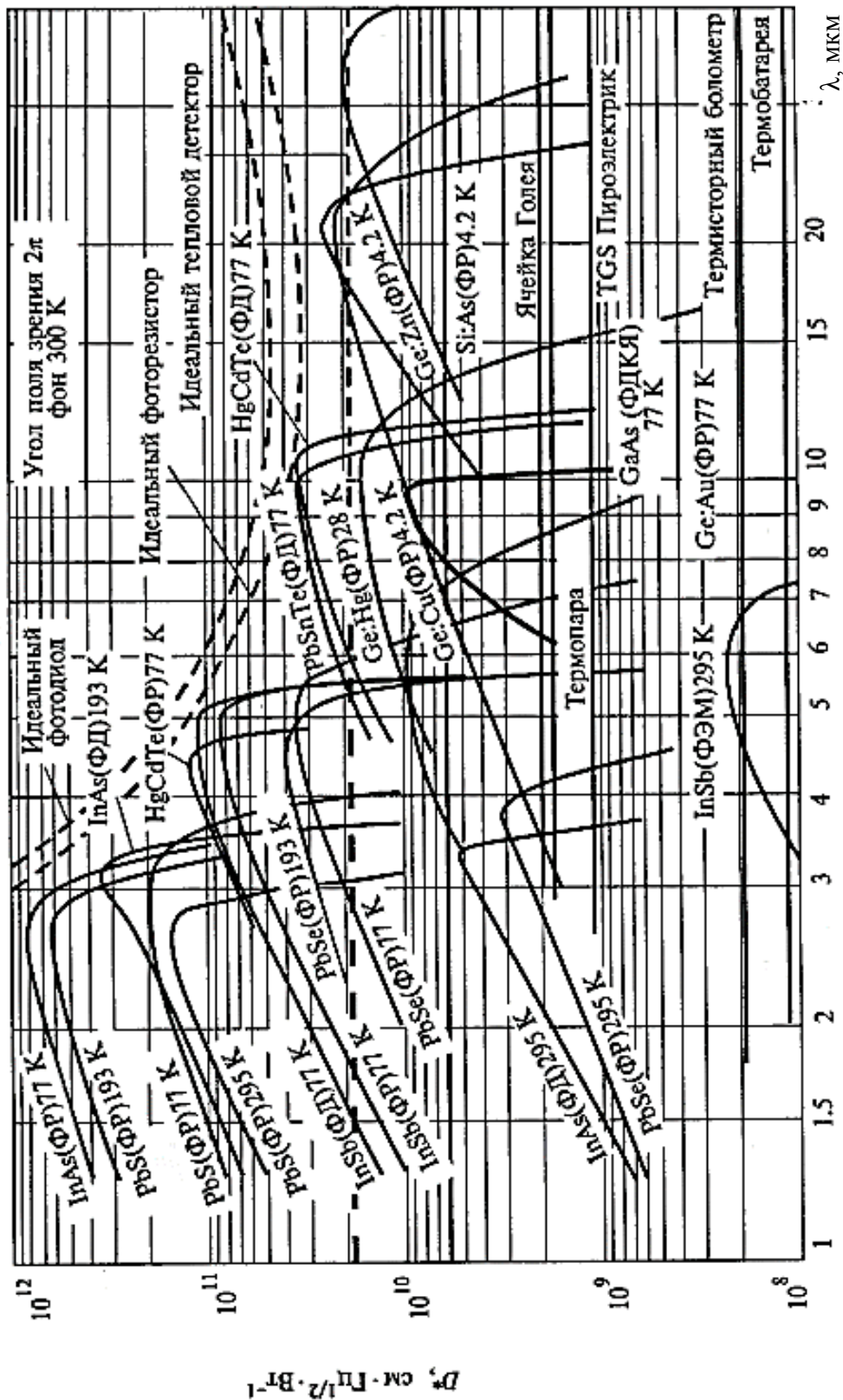


Рис.1.2. Сравнение  $D^*$  различных доступных детекторов при указанной рабочей температуре. Частота измерения составляет 1000 Гц для всех детекторов, за исключением термопары (10 Гц), термисторного болометра (10 Гц), ячейки Голлея (10 Гц) и пироэлектрического детектора (10 Гц). Предполагается, что каждый детектор в полусферическом окружении при температуре 300 К. Также показаны теоретические кривые для фонового ограничения  $D^*$  (пунктирные линии) для идеальных фотогальванических и фотопроводящих детекторов и тепловых детекторов. [61]

Для анализа характеристик фотоприемников на основе полупроводников удобно ввести единую форму теории фотонных фотоприемников различных типов. Рассмотрим основы этой теории.

Предположим, что на фотоприемник из однородного полупроводника площадью  $A_e$  падает инфракрасное излучение, сфокусированное оптической системой площадью  $A_0$  (Рис.1.3.). Оптическая система позволяет увеличить сигнал в  $A_e/A_0$  раз, но обычно площади  $A_e$  и  $A_0$  равны.

Фоточувствительность фотоприемника пропорциональна квантовой эффективности  $\eta$  и фотоэлектрическому усилению  $g$ . Фотоэлектрическое усиление  $g$  определяется как число носителей, пролетающих между контактами за время существования одной фотогенерированной электронно-дырочной пары. В принятой теоретической модели предполагаются, что обе величины  $\eta$  и  $g$  однородны по объему полупроводника. По единой теории спектральная чувствительность по току определяется по формуле:

$$R_i = \frac{\eta \lambda}{hc} qg, \quad (1.1.5)$$

Шумы в фотоприемники определяются процессами генерации –рекомбинации НЗ и одинаково усиливаются вместе с сигналом. Шумовой ток фотоприемника определяется по формуле:

$$I_n^2 = 2(G_{оп} + G_T + R)A_e t \Delta f q^2 g^2, \quad (1.1.6)$$

здесь  $G_T$ – темп тепловой генерации,  $G_{оп}$  - темп оптической генерации,  $R$ - суммарная скорость рекомбинации,  $\Delta f$ - полоса частот,  $t$ -толщина детектора. Основным параметром пороговых свойств фотоприемника, характеризующая нормированное отношение сигнала к шуму является удельная обнаружительная способность  $D^*$ , которая выражается в виде:

$$D^* = \frac{R_i(A_0\Delta f)^{1/2}}{I_n} \quad (1.1.7)$$

В соответствии с формулами (1.1.5-1.1.7),

$$D^* = \frac{\lambda}{hc} \left(\frac{A_0}{A_e}\right)^{1/2} \eta [2(G + R)t]^{-1/2} \quad (1.1.8)$$

В равновесных условиях, когда темп генерации и рекомбинации равны и в предположении, что  $A_0=A_e$ , из (1.1.8) имеем:

$$D^* = \frac{\eta\lambda}{2hc} (Gt)^{-1/2} \quad (1.1.9)$$

Оптическая генерация может быть обусловлена сигнальным излучением или тепловым излучением фона. Для инфракрасных фотоприемников, работающих при низких температурах, тепловое излучение фона обычно превышает сигнальное излучение. В этом случае шумы фотоприемника обусловлены фоновым излучением и его характеристики ограничены шумами фонового излучения. Такой режим называется BLIP-режимом и определяется по формуле:

$$D^*_{BLIP} = \frac{\lambda}{hc} \left(\frac{\eta}{\Phi_B}\right)^{1/2} \quad (1.1.10)$$

Как следует из формулы (10), в BLIP-режиме  $D^*_{BLIP}$  зависит от квантовой эффективности  $\eta$  фотоприемника и потока фонового излучения  $\Phi_B$ .

Среди различных типов детекторов – фотодиоды и фоторезисторы обладают более высокими параметрами чувствительности

#### 1.1.4 Фоторезисторы

Фоторезисторы- это по существу резистор, сопротивление которого меняется при освещении. Он представляет собой полупроводниковую пластину, к концам

которой нанесены омические контакты, посредством которых к ней последовательно соединены источник постоянного напряжения и нагрузочный резистор  $R_L$  (рис.1.1.4.). В собственных фоторезисторах на узкозонных полупроводниках, при освещении пластины излучением с энергией фотонов большей, чем ширина запрещенной зоны, в нем фотогенерируются избыточные носители заряда и проводимость полупроводника увеличивается. При этом напряжение на нагрузочном резисторе увеличивается, что регистрируется как напряжение сигнала.

Рассмотрим теорию фотопроводимости узкозонных полупроводников и выведем выражение для их фоточувствительности по напряжению  $R_v$ . Допустим, что на полупроводниковый образец прямоугольной формы площадью  $A = w \cdot l$  и толщиной  $t$ , падает сигнальный поток фотонов с плотностью  $\Phi_s(\lambda)$ . Предположим, что сопротивление нагрузки намного больше сопротивления детектора, т.е.  $R_L \gg R$ , где  $R$  – сопротивление фоторезистора. Предположим далее, что толщина детектора мала по сравнению с диффузионной длиной неосновных носителей и время жизни основных и неосновных носителей равны.

Выражение для фототока, обусловленного равновесным возбуждением по всей толще полупроводника, записывается как:

$$I_{ph} = q\eta A\Phi_s g, \quad (1.1.11),$$

здесь  $I_{ph}$ - фототок короткого замыкания, т.е. изменение тока при освещении относительно его значения при отсутствии этого освещения.

Величина вольтовой чувствительности будет иметь вид:

$$R_v = \frac{V_s}{P_\lambda} = \frac{\eta\lambda(1+b)U_b\tau}{hc \cdot (bn_0 + p_0) \cdot lwt}, \quad (1.1.12)$$

здесь  $P_\lambda = \Phi_s Ahc/\lambda$ - поглощаемая монохроматическая мощность.

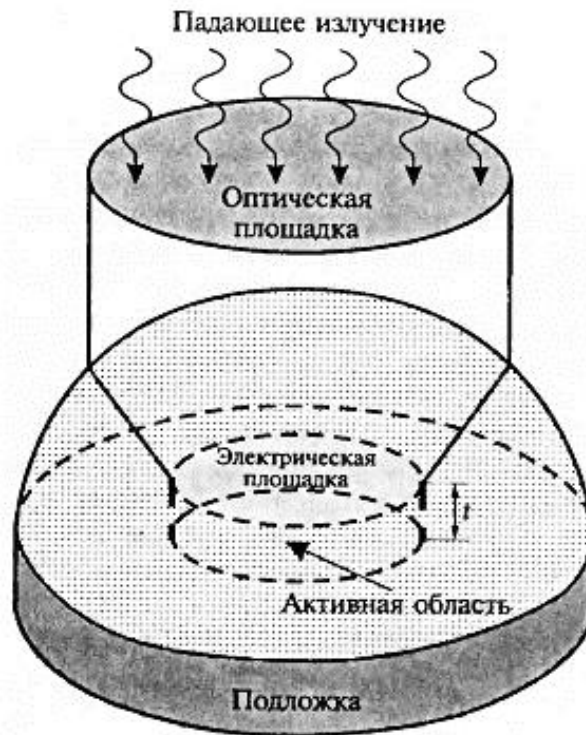


Рис1..1.3. Модель фотоприемника [61,с.161].

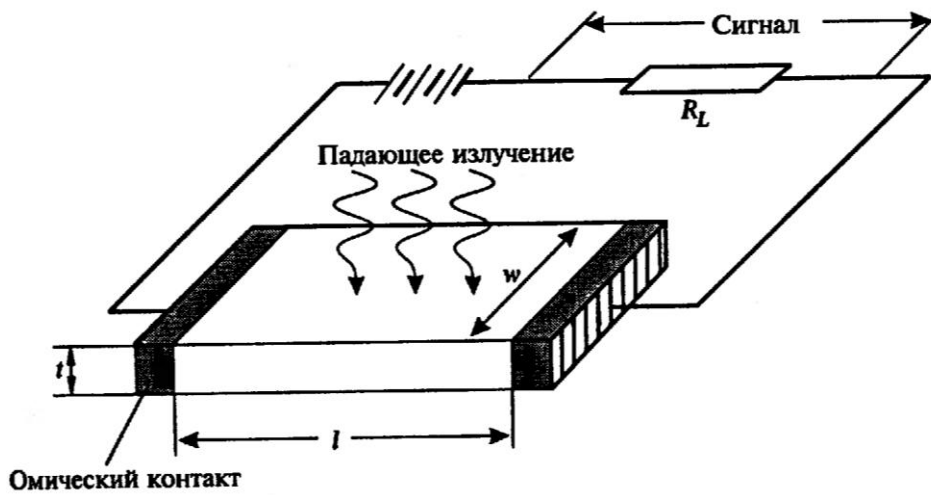


Рис.1.1.4. Упрощенный вид фоторезистора и схема его подключения [61,с.167].



При низких температурах обычно преобладают генерационно-рекомбинационные шумы  $V_{gr}$  и обнаружительная способность вычисляется по формуле:

$$D_{\lambda}^* = \frac{R_{\lambda}}{V_{g-r}} \sqrt{A\Delta f} = \frac{\eta\lambda}{2hc} \left( \frac{\tau(n+p)}{npt} \right)^{1/2}, \quad (1.1.13)$$

В VLIP-режиме фоновая генерация неосновных носителей преобладает над термической  $\frac{\eta\Phi_b\tau}{d} \gg \frac{n_i^2}{n_0}$ , и мы приходим к формуле (1.1.10).

Здесь поток фонового излучения  $\Phi_b$  зависит от спектра поглощения детектора. В спектральном диапазоне 7.5-11.7 мкм поток фона  $\Phi_b \sim 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ , а в диапазоне 3-5 мкм  $\Phi_b \sim 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$

Одной из важных областей применения охлаждаемых ИК-фотоприемников является регистрация экстремально слабого излучения при очень низком фоновом излучении в среднем (3–5 мкм) и дальнем (8–14 мкм) ИК-диапазоне. Для повышения  $D^*_{VLIP}$  в продвинутых ИК-детекторах обычно используются охлаждаемые диафрагмы, ограничивающие фоновое излучение. При этом фоновый поток определяется телесным углом апертуры  $\theta$  и вычисляется по формуле  $\Phi_b = \Phi_b^0 \text{Sin}(\theta/2)$ , а обнаружительная способность определяется по формуле:

$$D^*(\theta) = \frac{D^*(2\pi)}{\text{sin}(\theta/2)} \quad (1.1.14),$$

где  $D^*(2\pi)$  -обнаружительная способность в апертурном угле в  $2\pi$  стерадиан.

Предельное значение  $D^*$  при  $\Phi_b=0$  выражается как:

$$D_{\lambda}^* = \frac{\eta\lambda}{2hc} \left( \frac{2\tau}{n_0} \right)^{1/2}. \quad (1.1.15)$$

В высококачественном  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  в генерационно-рекомбинационных процессах преобладают механизмы Оже и обнаружительная способность определяется по формуле

$$D_{\lambda}^* = \frac{\eta\lambda}{\sqrt{2}thc} \left( \frac{\tau_{A1}^i}{n + p/\gamma} \right)^{1/2}. \quad (1.1.16)$$

Из этого уравнения следует, что в слаболегированном p-типе с  $p_0 = \gamma^{1/2}n_i$  суммарная генерация Оже достигает своего минимума и может быть достигнута самая высокая обнаружительная способность, так как  $\gamma = \tau_{A7}^{(i)}/\tau_{A1}^{(i)} > 3$ . Это утверждение справедливо как для фоторезисторов, так и для фотодиодов.

Из формулы (1.1.12) ясно видно, что для фоторезисторов основные требования для достижения высокой вольтовой чувствительности являются: высокие значения  $\eta$ ,  $\tau$ , наименьшие размеры объема чувствительной области  $w \cdot t \cdot l$ , наименьшие значения  $p_0$ ,  $n_0$  и наибольшее  $U_b$ .

Минимальные значения  $l$  и  $w$  ограничены явлением дифракции в фокусирующей оптике. При уменьшении же толщины образца  $t$  менее 10 мкм сильно уменьшаются интенсивность поглощаемого излучения ( $\eta$ ) и  $\tau$  из-за увеличения влияния поверхностной рекомбинации. Время жизни неравновесных НЗ  $\tau$  определяется совместным действием механизмов их рекомбинации как в объеме, так и на поверхности полупроводника. Поверхностную рекомбинацию и рекомбинацию Шокли-Рида можно устранить, используя очень качественный материал и хорошую пассивацию поверхности. В этом случае максимальные значения  $\tau$  будут ограничиваться фундаментальными процессами Оже- и излучательной рекомбинациями и будут иметь наибольшие значения в материалах с наиболее низкими значениями концентрации НЗ. Однако, сложность практической реализации таких ФП заключается в технологической трудности получения однородного слаболегированного материала, так же как и почти для всех полупроводников.

Другим, не менее важным фактором, препятствующим достижению высокой фоточувствительности фоторезисторов на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , является эффект вытягивания (экстракция) неосновных ННЗ из объема кристалла, обусловленный биполярностью фотопроводимости [61,с.398]. Этот эффект приводит к насыщению фототока при увеличении приложенного напряжения, выше определенного его значения. Для преодоления этого эффекта были предложены различные подходы. Кинч и др. [180,с 296] предложили геометрию перекрытых структур, для которой длина детектора больше, чем требуемая чувствительная длина. Области вблизи контактов закрываются непрозрачным слоем (рис1.1.5). Это приводит к тому что, влияние диффузии носителей заряда к контактам при малом смещении или вытягивание неосновных дырок через катод при большом смещении уменьшается.. Соответственно увеличивается вольтовая чувствительность в 3 раза и обнаружительная способность детектора в 1,5 раза.

Контакт  $n^+$ - $n$  может быть использован для изоляции областей, содержащих неосновные носители (дырки), от областей с высокой скоростью рекомбинации [180,с.298] (рис.1.1.6), какими являются омические контакты металл-полупроводник. Из-за вырождения в  $n^+$  области, потенциальный барьер  $\phi_b > (kT/q)\ln(n^+/n_0)$ . Фотогенерированные дырки эффективно отталкиваются этим барьером и рекомбинация их с электронами на контактах с металлом уменьшается и может быть достигнута эффективная скорость рекомбинации ниже 100 см/с.

### **1.1.5 Фотодиоды на основе р-п переходов.**

Фотовольтаические эффекты возникают в структурах с градиентом электростатического потенциала, в которых возникают встроенные внутренние электрические поля. Наличие встроенных электрических полей способствует разделению носителей разных знаков, обуславливая их движение в противоположные стороны. Он наблюдается в р- переходах, гетеропереходах,

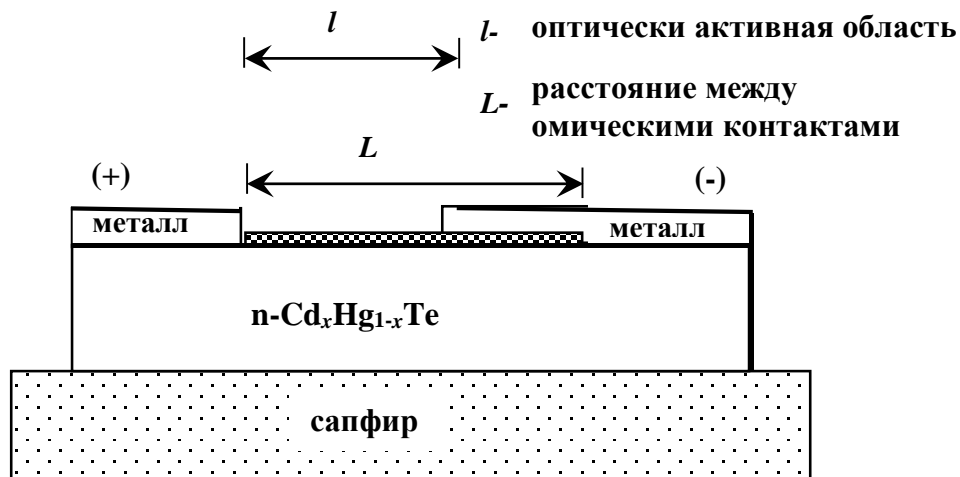


Рис.1.1.5. Фоторезистор с «перекрытыми» контактом [180,с 296].

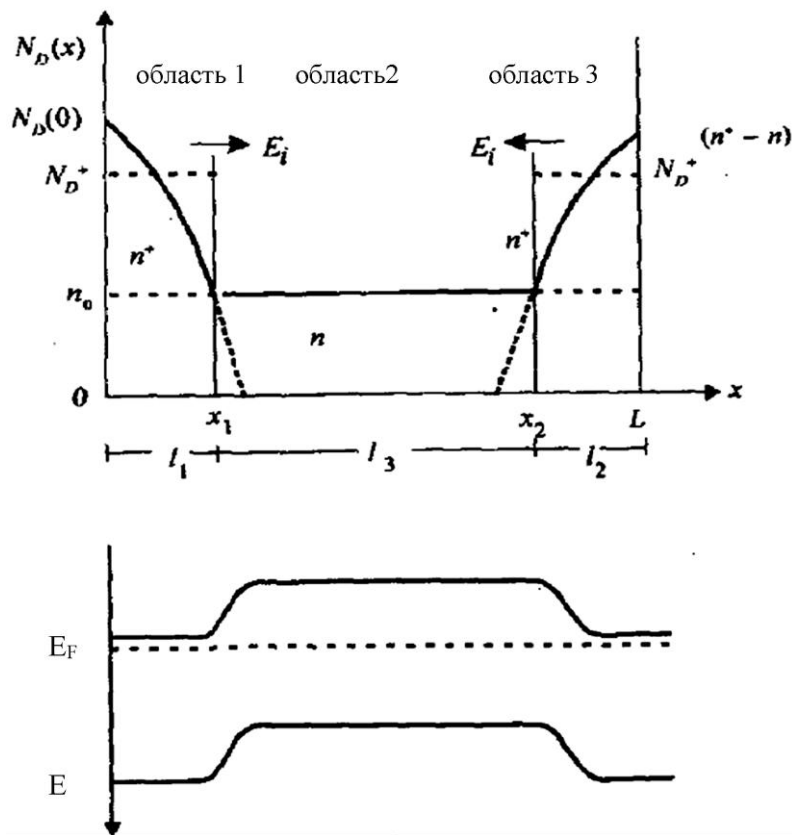


Рис.1.1.6. Распределение примесей и соответствующая энергетическая диаграмма n-типа фоторезистора с сильно легированными  $n^+$  подконтактными областями. Оптическое возбуждение происходит в области 3.  $n^+$ - $n$  –переход считается резким ( $l_1=l_2 \ll l_3$ ) с постоянной концентрацией  $N_d^+$  [180,с.298].

барьерах Шоттки, а также в структурах металл-диэлектрик-полупроводник (МДП). В силу технологических трудностей бо́льшее распространение получили только фотодиоды с p-n переходами. Это связано с тем, что они хорошо стыкуются с кремниевыми считывающими устройствами (ППЗ) в гибридных матрицах фокальной плоскости для прямого детектирования в спектральной области 3-5 и 8-14 мкм. Для этих целей фотодиоды имеют значительные преимущества перед фоторезисторами из-за относительно высокого сопротивления, хорошего согласования с входным каскадом кремниевого считывающего устройства и значительно меньших значений рассеиваемой мощности. Другое их преимущество по сравнению с фоторезисторами является их большое быстродействие, благодаря большой напряженности электрического поля в области обеднения, ускоряющее движение носителей заряда.

Структурно, обычный фотодиод состоит из однородных слоев p и n типа, между которыми находится переходный слой—так называемая область объемного заряда, в которой сосредоточено высокое напряженности электрическое поле. На рис.1.1.7. схематично представлен принцип действия фотодиода на основе p-n перехода.

При освещении фотодиода поглощающим излучением, т.е. с энергией фотонов превышающих ширину запрещенной зоны, в квазинейтральных областях и обедненной области генерируются неравновесные носители заряда. Обычно толщина базы, на которую падает свет, делается намного меньше, чем длина диффузии HЗ и глубина поглощения ( $t < L, 1/\alpha$ ). Поэтому можно считать, что большая часть излучения поглощается в коллекторе, где и формируется значительная часть фототока. Фототок формируемый в базовом слое вносит заметный вклад при сильном поглощении, т.е. когда  $h\nu \gg E_g$ . При этом часть неравновесных носителей погибает на поверхности из-за поверхностной рекомбинации. Неравновесные HЗ, фотогенерированные в ОПЗ и базе, также вносят вклад в формирование фототока, который можно выразить в виде:

$$J(V, \Phi) = J_T(V) - J_\Phi(\Phi) \quad , \quad (1.1.17)$$

здесь  $J_T$  -темновая плотность тока, зависящая от  $V$ , а плотность фототока  $J_\Phi$  зависит только от плотности потока фотонов  $\Phi$ . Согласно уравнению (1.1.17), фототок равен:

$$I_\Phi = q\eta A \Phi (\lambda), \quad (1.1.18)$$

здесь коэффициент усиления  $g=1$  для фотодиодов (только для лавинных фотодиодов  $g>1$ ).

В режиме холостого хода (рис.1.1.7), когда ток в разомкнутой цепи отсутствует, разделенные неосновные носители накапливаются на поверхности квазинейтральных областей и фотоэдс холостого хода максимален для данного уровня освещения. В режиме короткого замыкания, когда сопротивление нагрузки во внешней цепи равно нулю, то наблюдается максимальный ток во внешней цепи, определяемый уровнем фотогенерации НЗ.

Зная напряжение холостого хода и ток короткого замыкания можно найти дифференциальное сопротивление  $R_d = (\partial I / \partial V)^{-1}$  при  $V=V_b$ :

$$V_{ph} = q\eta A \Phi R_d,$$

здесь  $V_b$  – напряжение смещения,  $I_D=f(V)$  – вольтамперная характеристика диода. Важной характеристикой фотодиодов является произведение:

$$R_0 A = \left( \frac{\partial I}{\partial V} \right)_{V_B=0}^{-1} \quad (1.1.19),$$

здесь  $J=I/A$ - плотность тока.

Сопротивление при нулевом смещении полностью определяет обнаружительную способность фотодиодов, которая выражается уравнением:

$$D^* = \frac{\eta\lambda q}{hc} \left[ \frac{4kT}{R_0A} + 2q^2\eta\Phi_b \right]^{-1/2} . \quad (1.1.20)$$

Для случая ограничения фоном, т.е.  $4kT/R_0A \ll 2q^2\eta\Phi_b$ :

$$D_b^* = \frac{\lambda}{hc} \left( \frac{\eta}{\Phi_b} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.1.21)$$

и для ограничения тепловым шумом  $4kT/R_0A \gg 2q^2\eta\Phi_b$  :

$$D^* = \frac{\eta\lambda q}{2 \cdot hc} \left( \frac{R_0A}{kT} \right)^{1/2} \quad (1.1.22)$$

В отсутствии фонового излучения обнаружительную способность можно записать в следующем виде:

$$D^* = \frac{\eta\lambda q}{hc} \left( \frac{A}{2q(I_D + 2I_s)} \right)^{1/2} \quad (1.1.23).$$

При обратных смещениях  $I_D \rightarrow -I_s$ , а выражение в круглых скобках стремится к  $I_s$ . Темновой ток  $I_s$  реального фотодиода обусловлен различными механизмами.

На рис.1.1.8 схематически показаны некоторые из механизмов. Общий темновой ток является суммой этих компонент. Рассмотрим основные компоненты высококачественных фотодиодов на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с большими значениями  $R_0A$ . Фундаментальным механизмом токопереноса в фотодиодах с р-п переходом является диффузионный механизм. На рис.1.1.7, а показана одномерная модель фотодиода с резким переходом: ОПЗ с шириной  $w$  окружает

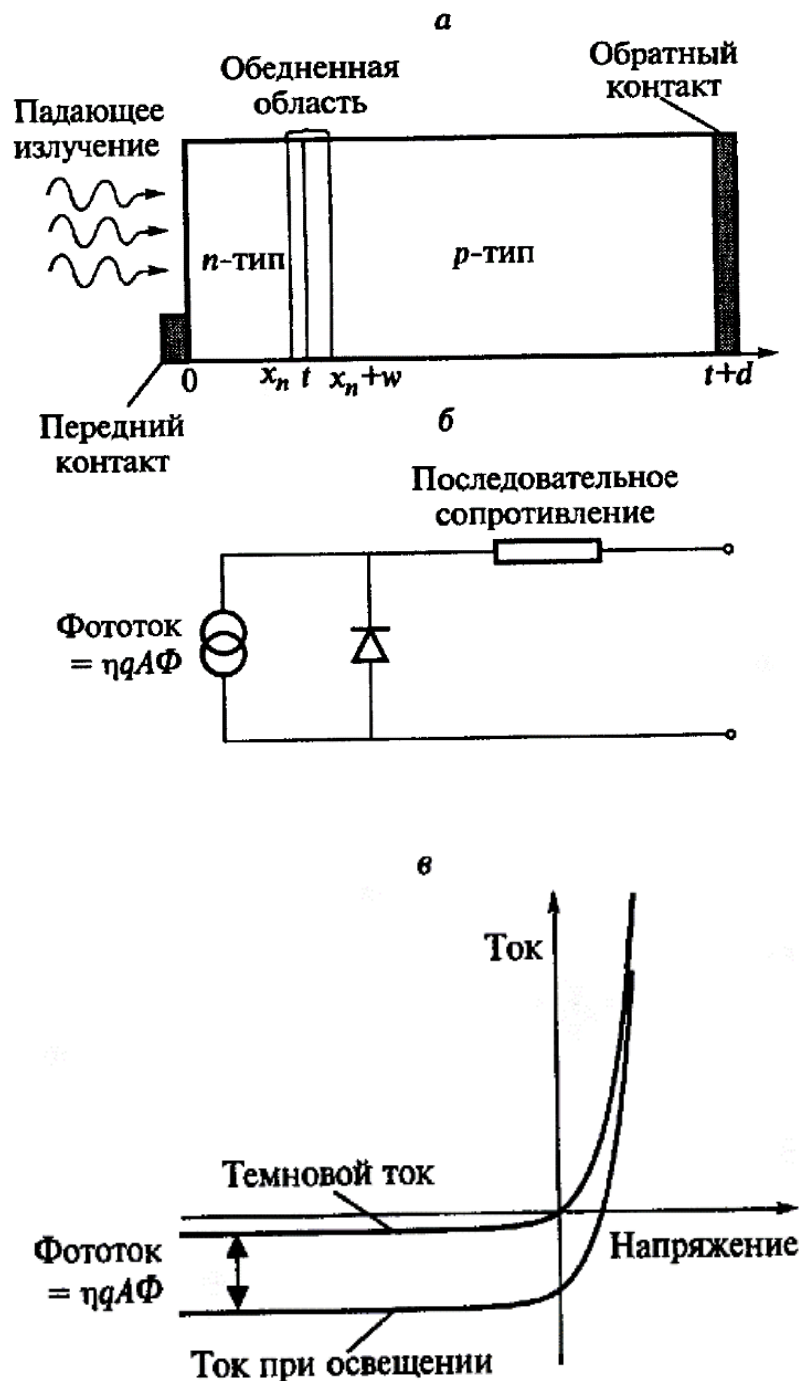


Рис.1.1.7. Схематичное представление принципа действия фотодиода на основе  $p$ - $n$  перехода: геометрическая модель структуры (а), эквивалентная цепь освещенного фотодиода (б), вольт-амперные характеристики для фотодиода при освещении и в темновом режиме [61,с.196].



меаллографическую границу перехода  $x=t$ , две квазинейтральные области  $(0, x_n)$  и  $(x_n + w, t+d)$ , однородно легированы. Полная плотность темнового тока определяется вкладом тока электронов, инжектируемых из n-области через потенциальный барьер в p-область, и аналогичным вкладом дырок, инжектируемых из p-области в n-область. Вольт-амперная характеристика для идеального диффузионно-ограниченного диода может быть записана в виде:

$$I = A J_s \left( e^{\frac{U}{kT}} - 1 \right), \quad (1.1.24)$$

Значение плотности тока насыщения зависит от параметров  $L_n, L_p, D_e, D_h, p_{n0}, n_{p0}$ , скоростей поверхностной рекомбинации на передней и тыльной поверхностях  $s_1, s_2$  и геометрических параметров  $x_n, w, t, d$ .

Часть этих носителей заряда рекомбинирует на поверхности. Влияние поверхностной рекомбинации устраняется путем сильного легирования (формирования слоя  $n^+$ -n или  $p^+$ -p типа) или увеличения ширины запрещенной зоны этого слоя для блокировки неосновных носителей заряда. При этом обратный ток уменьшается и если обратный контакт расположен на расстоянии нескольких диффузионных длин от перехода, то уравнение для темнового тока принимает вид:

$$J_s = \frac{q D_e n_{p0}}{L_e}, \quad \text{а} \quad I_s = \frac{q D_e n_{p0}}{L_e} A = \frac{q L_e n_i^2}{N_d \tau} A \quad (1.1.25)$$

Если обратный контакт расположен ближе к переходу, то ток утечки может возрастать или уменьшаться в зависимости от соотношения между  $s_1, s_2$  и  $L_e$ . Для уменьшения  $s_2$  на тыльном контакте, аналогичным образом, создается барьер для неосновных носителей путем повышения концентрации примеси или увеличением ширины запрещенной зоны вблизи контактов.

Генерационно-рекомбинационный ток в ОПЗ может превышать диффузионный ток, особенно при низких температурах, хотя ширина ОПЗ

намного меньше диффузионной длины неосновных НЗ. При обратных напряжениях генерационно-рекомбинационный ток в ОПЗ определяется по формуле  $I_g = qG_{dep}V_{dep}$ ,  $G_{dep}$ -темп генерации;  $V_{dep}$ -объем ОПЗ. В частности, темп генерации через ловушки можно определить по формуле Шокли -Рида-Холла:

$$G_{dep} = \frac{n_i^2}{n_1\tau_{e0} + p_1\tau_{h0}} \quad (1.1.26)$$

Если уровень ловушки совпадает с уровнем Ферми собственного полупроводника, то  $p_1 = n_1 = n_i$  и можно записать  $G_{dep} = n_i/\tau_0$ , тогда генерационно-рекомбинационный ток в ОПЗ равен:

$$I_{gr} = \frac{qwn_i}{\tau_0} \quad (1.1.27)$$

Генерационно-рекомбинационный ток сильно зависит от приложенного напряжения, так, как  $w \sim V^{1/2}$  для случая резкого перехода или  $w \sim V^{1/3}$  для перехода с линейным градиентом примеси. В диффузионно –ограниченном диоде обратный ток не зависит от напряжения при обратных напряжениях  $V > 3kT/q$ . Сопротивление при нулевом смещении можно найти путем дифференцирования уравнения (1.1.25) при  $V = 0$ :

$$(R_0A)_{gr} = \frac{2V_b\tau_0}{qn_iw} \quad , \quad (1.1.28)$$

здесь  $V_b = kT \ln(N_a N_d / n_i^2)$ .

Кроме прямого межзонного туннелирования, возможно туннелирование через ловушки [137,147,с.3]. Такое туннелирование является двуступенчатым процессом, в котором первый этап-тепловой переход между одной из зон и ловушкой, а второй –туннелирование между ловушкой и другой зоной. Процесс туннелирования в этом случае происходит при меньших полях по сравнению с

прямым межзонным туннелированием, потому, что электроны туннелируют на меньшее расстояние (см.рис.1.1.8). Такой тип переходов типичен для p-n переходов на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  при низких температурах. На рис.1.1.9 показана зависимость различных компонент произведения  $R_0A$  от концентрации примеси для резкого  $n^+$ -p перехода на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0,22$ ) при  $T=77K$  [61, с.16]. Можно заметить, что  $R_0A$  ограничены туннельным током, если подложка достаточно сильно легирована. При меньших значениях  $R_0A$  определяется диффузионным током с  $\tau$  неосновных НЗ, ограниченных Оже-7 процессами. Однако, для обеспечения наибольшего значения  $R_0A$  и устранения эффектов, связанных с фиксированным зарядом в пассивирующих покрытиях, концентрация примеси должна превышать  $10^{15}cm^{-3}$ . Из этого следует, что оптимальный диапазон концентрации примеси в менее легированной области перехода -  $10^{15} < N_a < 10^{16}cm^{-3}$ (рис.1.1.9).

Поверхностные явления играют важную роль в формировании характеристик детекторов. Большая плотность поверхностных состояний, на которых происходит генерация неосновных НЗ по механизму Шокли-Рида, способствует росту диффузионного тока и генерационного тока в области обеднения. Поверхность реальных приборов пассивируются для предотвращения химически и термически индуцированных изменений свойств поверхности, а также для управления поверхностной рекомбинацией, утечками и связанными с этими эффектами шумами. Естественные оксиды и дополнительные диэлектрические слои, используемые при изготовлении p-n переходов, обычно имеют фиксированный заряд, индуцирующий обогащенный или обедненный слой у границы раздела полупроводник-диэлектрик. Можно выделить три основных типа состояний у этой границы, а именно: фиксированный заряд диэлектрика, медленные поверхностные состояния и быстрые поверхностные состояния.

Фиксированный

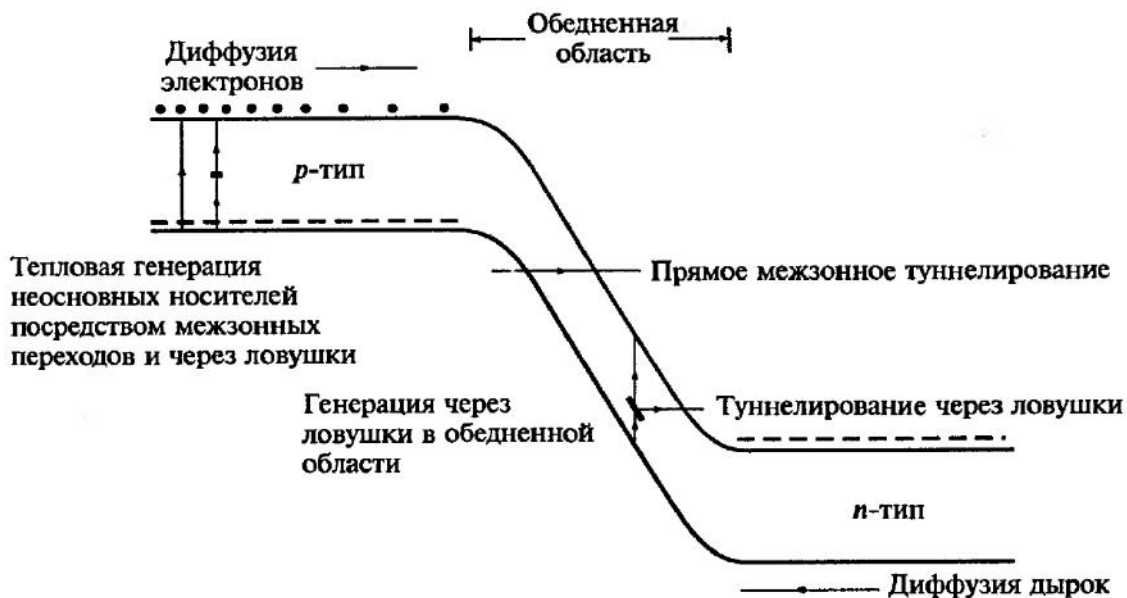


Рис.1.1.8 Схематичное представление некоторых механизмов генерации темнового тока в обратнo-смещенном p-n переходе [61, с.207]

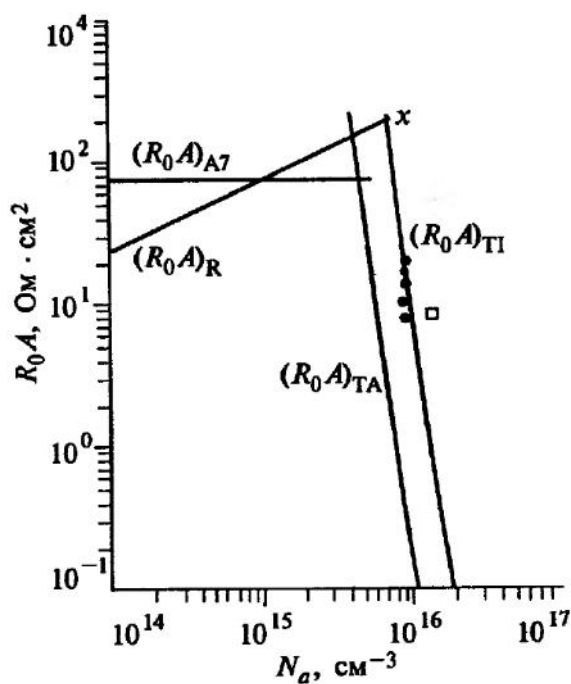


Рис.1.1.9 Зависимость  $R_0A$  для  $n^+$ -р –фотодиодов на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0,22$ ) при 77K от концентрации акцепторов [61,с.211].

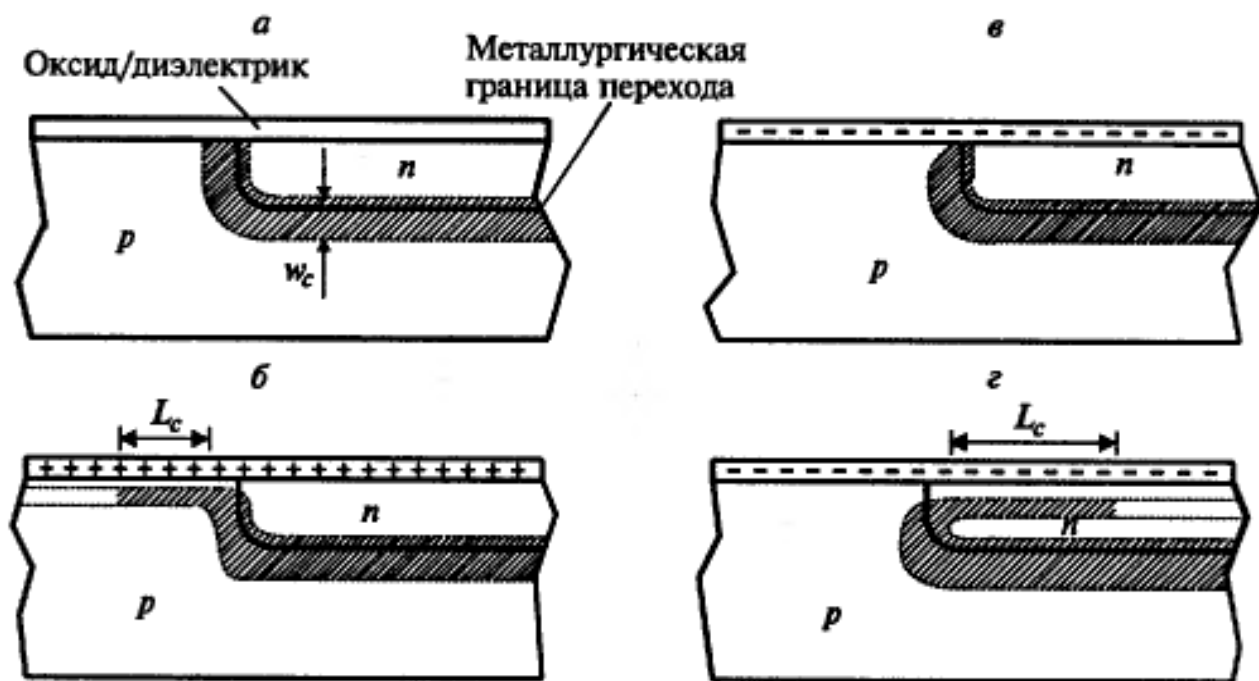


Рис.1.1.10 Влияние фиксированного заряда в диэлектрике на эффективную ОПЗ перехода: условие плоских зон (а); положительный фиксированный заряд (инверсия р-области, образование поверхностного канала n-типа) (б); отрицательный фиксированный заряд (обогащение р-области, индуцированный полем переход на поверхности) (в); большой отрицательный фиксированный заряд (инверсия n-области, образования поверхностного канала p-типа) (г) [61,с.112].

поверхностный заряд в диэлектрике изменяет поверхностный потенциал перехода. Положительно заряженная поверхность смещает область обеднения в сторону области р-типа, а отрицательно заряженная - в сторону области n-типа. Если область обеднения смещается в сторону области с большим легированием, то напряженность поля увеличивается и возрастает вероятность туннелирования. Если смещение происходит в сторону менее легированной области, то область обеднения может расширяться, что приводит к увеличению генерационных токов в области обеднения. При наличии достаточно большого фиксированного заряда возникают обогащенные или инверсионные области, аналогичные каналам n- или р-типа (рис.1.1.10). Идеальной была бы электрически нейтральная поверхность с очень малой плотностью поверхностных состояний. Идеальный пассивирующий слой –широкозонный диэлектрик, не имеющий фиксированного заряда.

Быстрые поверхностные состояния, действующие как генерационно-рекомбинационные центры и фиксированный заряд в диэлектрике являются причиной появления тока в поверхностном канале, определяемый выражением:

$$I_{GRS} = \frac{qn_i w_c A_c}{\tau_0} \quad (1.1.29) ,$$

здесь  $w_c$ -ширина канала, а  $A_c$ -площадь канала.

С поверхностью связаны и другие механизмы, называемыми поверхностными токами утечки. Эти токи практически не зависят от температуры.

Темновой ток, являющийся суммой нескольких независимых составляющих, можно записать также в виде:

$$I = I_s \left[ \exp \frac{q(V-IR_s)}{\beta kT} - 1 \right] + \frac{V-IR_s}{R_{sh}} + I_t , \quad (1.1.30)$$

здесь  $R_s$ - последовательное сопротивление,  $R_{sh}$ -шунтирующее сопротивление диода. При доминировании диффузионного тока  $\beta=1$ , а при доминировании генерационно-рекомбинационного  $\beta=2$ .

### 1.1.6. МДП и ТМДП-фотодиоды

Интерес к МДП-структурам на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  был, главным образом, связан с возможностью использования их в монокристаллических и гибридных матрицах фокальной плоскостью [61,с.357]. Эти структуры позволяют не только детектировать ИК-излучение, но представляют возможность улучшенного управления сигналом. МДП-структура используется также для исследования свойств поверхности и границ раздела диэлектрик-  $Cd_xHg_{1-x}Te$ . Работа и свойства МДП-структур изложена в [85]. Хотя МДП-структуры являются по существу конденсаторами, их темновой ток может быть сравним с темновым током в обычном фотодиоде с р-п переходом, что позволяет пользоваться параметром  $R_0A$ . Источники темнового тока те же, что и в р-п фотодиодах. Темновой ток ограничивает максимальное время накопления или интеграции при низком уровне фона и является источником шумов. Однако для МДП-структур проблема намного серьезнее, в отличие от р-п фотодиода, так как они должны работать при сильном истощении для достижения приемлемой емкости накопления. Захват заряда на поверхностные состояния на краю ямы ПЗС является основным ограничением эффективности переноса заряда при низких частотах. Так как потери в передаче заряда пропорционально плотности быстрых состояний, концентрация последних должна быть минимизирована.

Указанных недостатков лишены туннельные МДП-структуры (ТМДП), не требующие больших напряжений смещения и использования слаболегированного материала. ТМДП- фотодиоды по своим характеристикам близки к р-п фотодиодам, но значительно проще в изготовлении, более быстродействующие и обладают повышенной чувствительностью в КВ области спектра. Трудность изготовления заключается в получении качественной границы туннельно-тонкого диэлектрика с полупроводником. Большая концентрация плотности поверхностных состояний связано с самим естественным окислом [91]. В работе [91] для изготовления МТДП структур на основе р- $Cd_xHg_{1-x}Te$  использованы слои  $Al_2O_3$ ,  $SiO_2$  толщиной 5-7 нм, нанесенные магнетронным испарением в кислород- или фтор- содержащей плазме. При такой

обработке поверхности, ионы плазмы в некоторой степени удаляют естественный окисел и обеспечивается плотная упаковка пленки с плотностью положительного фиксированного заряда  $< 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и поверхностных состояний  $< 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ . Для состава  $x=0,2$  получены  $D_{\lambda}^* = 2 \cdot 10^{10} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \text{ ВТ}^{-1}$  при  $T=77 \text{ К}$ . При этом необходимо очень точно контролировать нанометровую толщину диэлектрического слоя, что возможно достичь на специальном оборудовании.

## **1.2 Физические свойства $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ .**

$\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  - полупроводниковый твердый раствор с кристаллической структурой типа цинковой обманки и его свойства меняются непрерывно с изменением состава  $x$  между фазами бинарных соединений. Значение  $x$  показывает мольную долю  $\text{CdTe}$ . В отличие от сильной зависимости полупроводниковых свойств от состава, период кристаллической решётки  $\text{CdTe}$  только на 0,3 % больше, чем период кристаллической решётки  $\text{HgTe}$ . Рассмотрим фундаментальные свойства этого материала, важные при создании ИК-детекторов, а также связанные с технологией.

### **1.2.1 Полупроводниковые свойства**

Рабочие характеристики ИК-фотоприемников определяются следующими основными свойствами используемого полупроводника: ширина запрещенной зоны, собственной концентрацией, подвижностями электронов и дырок, коэффициентом поглощения, скоростями тепловой генерации и рекомбинации.

Таблица 1.2.1 содержит перечень основных параметров материала.

Оптические и электрические свойства  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  определяются структурой запрещенной зоны вблизи  $\Gamma$ -точки зоны Бриллюэна, по существу, также, как и для  $\text{InSb}$ . Форма зоны легких дырок и электронной зоны определяются к-р взаимодействием и, следовательно, матричным элементом импульса и шириной



**Таблица 1.2.1 Физические свойства  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0;0.2;1$ )[61,с.348]**

Свойства	T,К	HgTe	$Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te$	CdTe
Постоянная решетки $A, \text{Å}$	300	6.6414	6.4637	6,4809
Коэф.теплового расширения $\alpha$	300	4,2	4,1	4,1
Теплопроводность $C, \text{Вт}/(\text{см}\cdot\text{К})$	300	0,031	0,013	0,057
Плотность $\rho, \text{г}/\text{см}^3$	300	8,076	7,63	5,846
Температура плавления T,К		943	940(тв) 1050(жид)	1346
Ширина запрещенной зоны	300	-0,1415	0,1546 0,083	1.4897 1.6088
Эффективные массы: $\frac{m_c^*}{m}$	77	0,029	0,0064	0,096
$\frac{m_h^*}{m}$		0,35- 0,7	0,4-0,7	0,66
Подвжность, $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с}), \mu_e$	77		$2.5 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^4$
$\mu_h$	300		700	$3,8 \cdot 10^3$
Собственная концентрация $n_i, \text{см}^{-3}$	300		$3.4 \cdot 10^{13}$ $9,9 \cdot 10^{13}$	
Статическая диэлектр. постоянная, $\epsilon_s$	300		17,8	10,5
$\epsilon_s$	300	20,8	13,0	7,2
Высокочастотная диэл. постоянная, $\epsilon_\infty$		15,1		

запрещенной зоны. Ширина запрещенной зоны этого соединения при температуре 4,2 К изменяется от -0,3 эВ для полуметаллического HgTe, проходя через ноль при  $x=0,15$  эВ, увеличивается до 1,648 эВ для CdTe. Ширина запрещенной зоны  $E_g$  и концентрация собственных носителей заряда  $n_i$  в зависимости от состава и температуры аппроксимируется выражениями [192]:

$$E_g (eV) = -0.302 + 1.93x + 5.33 \times 10^{-4} T(1 - 2x) - 0.81x^2 + 0.832x^3 \quad (1.2.31)$$

$$n_i (m^{-3}) = (5.585 - 3.820x + 1.753 \times 10^{-3} T - 1.36 \times 10^{-3} xT) \times 10^{20} \times E_g^{3/4} \times T^{3/2} \exp(-E_g / kT) \quad (1.2.32)$$

Из-за малой эффективной массы, значения подвижности электронов в  $Cd_xHg_{1-x}Te$  очень большие, а подвижности тяжелых дырок-на два порядка ниже.

Для слаболегированного n-типа  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , обычно, используют следующую формулу для подвижности [61,с.379]:

$$\mu_e = 9 \cdot 10^4 (m_e^* T)^{-3/2} \quad (1.2.33)$$

При комнатной температуре значения подвижности дырок меняются в интервале от 40 до 80  $cm^2/(V \cdot s)$ , а их температурные зависимости сравнительно слабы. Подвижности дырок при температуре 77К на порядок превышают их значения при комнатной температуре. Обычно, при анализе моделей фотоприемников ИК-излучения, полагают, что отношение подвижностей электронов и дырок  $b = m_e / m_h = 100$ .

### 1.2.2. Объемные механизмы рекомбинации носителей заряда в $Cd_xHg_{1-x}Te$ .

Фоторезисторы и фотодиоды являются основными элементами приемников ИК-изображения в атмосферном окне 8-12 и 3-5 мкм на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$ . Для обеих типов детекторов фоточувствительность и шумы связаны с  $\tau$  неравновесных НЗ и скоростью поверхностной рекомбинации [73]. Время жизни НЗ в  $Cd_xHg_{1-x}Te$  зависит от состава  $x$ , концентрации носителей и дефектов.

Время жизни в объеме определяются такими механизмами рекомбинации как Оже, излучательная, Шокли-Рида-Холла и может быть записано как:

$$\frac{1}{\tau_v} = \frac{1}{\tau_a} + \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_{SRH}} \quad (1.2.34)$$

В n-типе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  преобладает Оже-1 процесс, в котором участвуют два электрона и одна дырка, а время жизни определяется по формуле:

$$\tau_{A1} = \frac{2n_i^2}{(n_0+p_0)n_0} \tau_{A1}^{(i)} \quad (1.2.35)$$

здесь  $\tau_{A1}^{(i)}$  - время жизни в собственном полупроводнике:

$$\tau_{A1}^{(i)} = 3,8 \cdot 10^{-18} \varepsilon_\infty^2 \frac{m_0}{m_c^*} (1 + \mu)^{\frac{1}{2}} (1 + 2\mu) \cdot \left( \frac{E_g}{k_B T} \right)^{3/2} \exp \left( \frac{1+2\mu}{1+\mu} \frac{E_g}{k_B T} \right) |F_1 F_2|^{-2} \quad (1.2.36)$$

Интеграл перекрытия Блоховских функций  $|F_1 F_2|$  является подгоночным параметром и принимает значение от 0,1 до 0,3.

Для p-типа  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  дополнительно к процессу Оже-1 важное значение приобретает процесс Оже-7, в котором участвует электрон зоны проводимости и тяжелая дырка в валентной зоне, с переходом электрона из подзоны легких дырок в подзону тяжелых. Соответствующее время жизни записывается как:

$$\tau_{A7} = \frac{2n_i^2}{(n_0+p_0)p_0} \tau_{A7}^{(i)} \quad (1.2.37)$$

Отношение  $\gamma = \tau_{A7}^{(i)} / \tau_{A1}^{(i)}$  вычислены Гассельманом [84] в температурном интервале 50-300 К для составов  $0.16 \leq x \leq 0,3$  и принимает значения от 1,5 до 6. Результирующее время жизни в p-типе записывается как:

$$\tau_A = \frac{\tau_{A1}\tau_{A7}}{\tau_{A1} + \tau_{A7}} \quad (1.2.38)$$

Излучательная рекомбинация – это прямозонный процесс рекомбинации в котором участвуют электроны зоны проводимости и дырки валентной зоны с излучением фотонов. В теоретических расчетах для времени жизни излучательной рекомбинации используется выражение [61, с.381]:

$$G_{\text{rad}} = \frac{q^2 \cdot \sqrt{\epsilon_{\infty}} \cdot E_g^2 \cdot h \cdot \sqrt{2\pi}}{m_e^* \cdot (m_h^* \cdot k \cdot T)^{1,5} \cdot c^2} \quad (1.2.39)$$

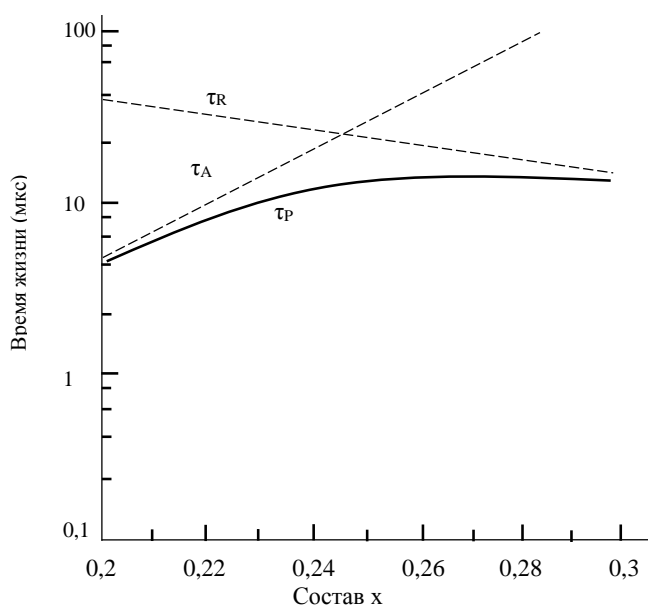
Время жизни излучательной рекомбинации для n и p-типа материала выражается как:

$$\tau_R = \frac{n_i^2}{G_R(n_0 + p_0)} \quad (1.2.40)$$

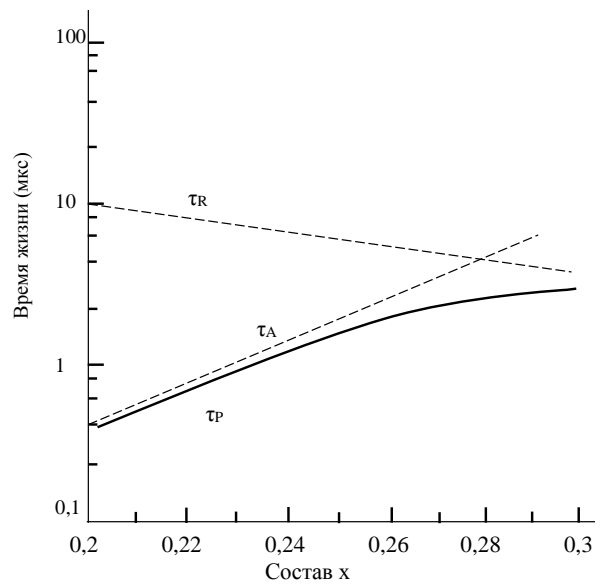
### 1.2.3. Зависимость Оже и излучательной рекомбинаций от свойств материала $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ .

Относительное преобладание Оже и излучательной рекомбинационных процессов в n- и p-типа  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  отражается на временах жизни, вычисленных для разных составов x.

На рис.1.2.1 (а) и (б) показаны теоретически расчетные значения  $\tau$  от состава x при  $T=77$  К для n- $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  Finkman [151]. Для  $n_0=5 \cdot 10^{14} \text{см}^{-3}$   $\tau$  определяется преимущественно Оже-рекомбинацией при  $x < 0,225$  и излучательной рекомбинацией при  $x > 0,28$ . Для  $n_0=2 \cdot 10^{15} \text{см}^{-3}$  механизм Оже-рекомбинации преобладает для составов  $x < 0,24$ , а излучательная рекомбинация преобладает для  $x \approx 0,3$ . На рис. 1.2.2(а) и (б) показаны расчетные  $\tau$  в зависимости от  $\gamma$  для p-типа  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $p_0=1 \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}$  при  $x=0,225$  и  $x=0,3$ , соответственно. При  $10 < \gamma < 20$  Оже рекомбинационный процесс преобладает для  $x=0,225$  и излучательной для  $x=0,3$ .

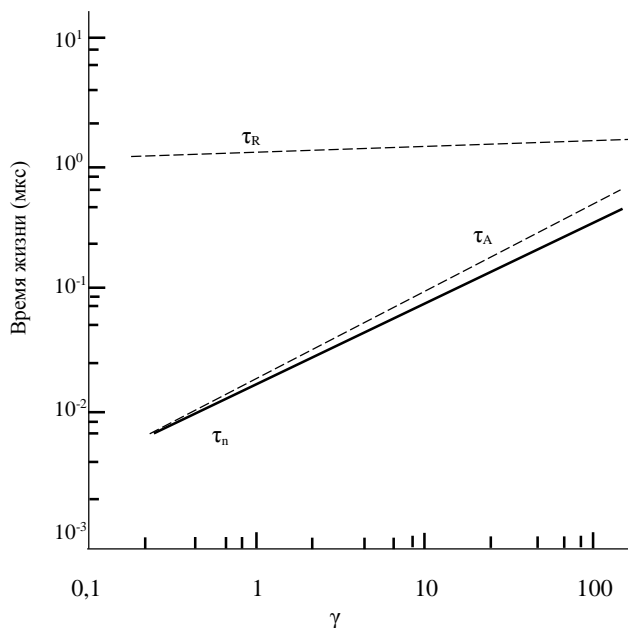


а)

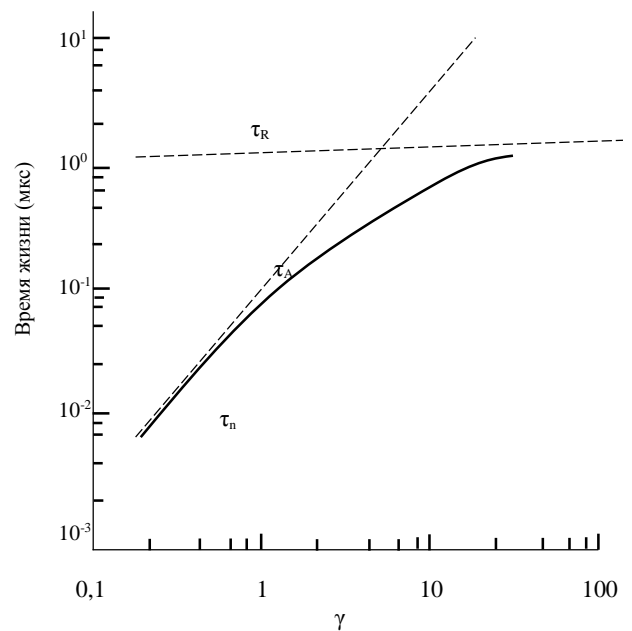


б)

**Рис 1.2.1. Расчетные времена жизни в зависимости от состава  $x$  при  $T=77$  для  $n$ -типа  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с  $n_0 = 5 \cdot 10^{14} \text{см}^{-3}$  (а) и  $n_0 = 2 \cdot 10^{15} \text{см}^{-3}$  (б) [152].**



(а)



б)

**Рис 1.2.2. Расчетные времена жизни в зависимости от  $\gamma$  для  $p$ -типа  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с  $p_0 = 1 \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}$  при  $x=0,225$  (а) и  $x=0,3$  (б), соответственно [152]**

При  $\gamma=1,5$  Оже рекомбинация преобладает для  $x=0,225$ , а для  $x=0,3$  конкурируют оба механизма. Различия между расчетными и экспериментальными значениями для Оже- и радиационным механизмами связаны с неопределенностью в  $\gamma$ . В работе [73] проведён расчет  $\tau$  для p-  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с концентрацией акцепторов  $5 \cdot 10^{15} \text{см}^{-3}$  для  $x=0,2; 0,3; 0,4$ .

### 1.2.5. Рекомбинация Шокли-Рида.

Центры рекомбинации по Шокли-Риду—это состояния дефектов в пределах запрещенной зоны и обусловлены точечными дефектами материала, примесями и несовершенствами кристаллической решетки. Вклад примесной рекомбинации возрастает с уменьшением температуры. При этом, чем чище материал  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , тем меньше температура, при которой начинает доминировать примесная рекомбинация. Так в чистых n-  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $x=0,2$ ,  $\mu=(2-2,5) \cdot 10^5 \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  при температуре 80 К доминирует Оже механизм А1. В менее чистых компенсированных кристаллах с  $\mu < 10^5 \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  при 80 К преобладает рекомбинация Шокли-Рида через серию рекомбинационных центров ацепторного типа с  $E_t=10-70 \text{мэВ}$  [87]. Установлено, что вакансии ртути создают в запрещенной зоне акцепторные уровни, расположенные на расстоянии  $E_t=0,5E_g$  и  $E_t=0,37E_g$  [156]. Более глубокий уровень играет более важную роль в примесной рекомбинации.

Найдено, что концентрация глубоких центров коррелирует с концентрацией дырок, которая, как известно, в  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  определяется вакансиями ртути. Если принять, что в материале p-типа проводимости, концентрация дырок  $p \approx N_A$ , то для типичного значения  $\tau \sim 10^{-7} \text{с}$ , сечение захвата  $\sigma_n$  изменяется в пределах  $10^{-15}-10^{-17} \text{см}^2$ . Можно предположить, что уменьшение концентрации вакансий Hg в материале n-типа проводимости сопровождается также уменьшением центров рекомбинации. Это объясняет большие времена жизни в исследованных образцах пленок n-типа проводимости и отсутствие вклада рекомбинации Шокли–Рида [174].

Литературные данные относительно концентрации центров различаются более чем на порядок и изменяются от  $10^{13}$  до  $10^{17} \text{см}^{-3}$ .

### 1.2.5. Оптические свойства

Оптические свойства  $Cd_xHg_{1-x}Te$  исследованы, в основном, при значениях энергии в интервале (1-4) ширины запрещенной зоны. Обычно, расчет коэффициента поглощения  $\alpha$  проводится в рамках модели Кейна, с учетом сдвига Мосса- Бурштейна при больших концентрациях ( $n > 10^{17} \text{см}^{-3}$ ) примесей. Хорошее согласие между экспериментальными данными значений коэффициента поглощения и расчетными по модели Кейна имеется только в коротковолновой области спектра. В длинноволновой же границе спектра появляется экспоненциальный хвост [70], что обусловлено наличием неоднородностей состава  $x$ , концентрации примесей и собственных дефектов.

Для экспоненциального хвоста коэффициента поглощения  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , обычно используется формула [70]:

$$\alpha = \alpha_0 \exp \left[ \frac{\sigma(E-E_0)}{T+T_0} \right] \text{ см}^{-1} \quad (1.41),$$

здесь  $E$  выражено в электронвольтах,  $T$ - в кельвинах,  $T_0=81.9$ ,  $E_0=-0.324+1.838+0,148x^2$ ,  $\sigma=3.267 \cdot 10^4(1+x)$  и  $\alpha=\exp(53.61x-18.88)$ .

Переходный участок между областью экспоненциального хвоста и областью, описываемой по модели Кейна, соответствует  $\alpha_T = 100+1000x$  при комнатной температуре [70]. Наилучшее согласие с моделью Кейна достигается в области  $E_g=E(\alpha=500 \text{ см}^{-1})$  коэффициента поглощения в однослойных эпитаксиальных структурах  $Cd_xHg_{1-x}Te$ .

## 1.3 Технология изготовления ИК-фотоприемников нового поколения на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ .

### 1.3.1 Методы выращивания объемных кристаллов и эпитаксиальных слоев $Cd_xHg_{1-x}Te$ .

Для изготовления высокочувствительных ИК-фотоприемников в первую очередь необходим высококачественный материал, к которому предъявляются

такие требования: большой размер пластины, низкая концентрация дефектов, однородность и воспроизводимость собственных и примесных свойств материала.

Выращивание монокристаллического материала  $Cd_xHg_{1-x}Te$  сопряжено с значительными проблемами из-за относительно высокого давления паров Hg, что затрудняет контроль стехиометрии и состава материала  $Cd_xHg_{1-x}Te$  как во время роста, так и во время любой последующей термической обработки. Несмотря на это, со времени открытия  $Cd_xHg_{1-x}Te$  в 1959 году, в этой области были достигнуты значительные успехи.

Для массового производства объемных монокристаллов используют ряд методов выращивания: методы Бриджмена, Бриджмена –Стокбаргера, твердотельной рекристаллизации, зонной плавки и др. [61,с.385].

Полученные кристаллы имеют хорошую однородность, отличные электрические свойства (концентрация носителей  $< 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) высокую подвижность и большие времена жизни неосновных носителей заряда. Объемные кристаллы используются для изготовления одноэлементных фотоприемников, небольших матричных детекторов, SPRIT-детекторов для первого поколения систем тепловидения и обнаружения. Однако они совершенно не пригодны для изготовления фотоприемников 2-го и 3-го поколения. Для этих целей используются эпитаксиальные методы выращивания, позволяющие выращивать эпитаксиальные слои большой площади ( $30 \text{ см}^2$ ) и сложные многослойные структуры с крутыми и сложными профилями состава и профилями легирования полупроводника, необходимые для достижения высоких характеристик фотодетекторов.

В целом, для  $Cd_xHg_{1-x}Te$  применяются два основных метода эпитаксиального роста: жидкофазная эпитаксия (ЖФЭ) и парофазная эпитаксия (металло-органическое химическое осаждение из паровой фазы (МОСГФЭ) и молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ)). ЖФЭ - это традиционная технология, широко используемая для промышленного производства в течение нескольких



десятилетий [147, с.8]. Материалы  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , полученные с помощью ЖФЭ, показывают высокую степень кристалличности и однородности [10].

Однако этим методом невозможно получать сложные детекторные структуры, такие как многоцветные детекторы и барьерные детекторы. Поэтому основное внимание сместилось на методы МОСГФЭ и МЛЭ. Они позволяют выращивать пластины большей площади и более сложные структуры с хорошей однородностью, а также резкими и сложными профилями состава и легирования, что является необходимым требованием для разработки современных детекторов и МФП из  $Cd_xHg_{1-x}Te$ . В настоящее время качество материала, полученного с помощью парофазной эпитаксии, сопоставимо с качеством, полученным с помощью ЖФЭ.

Еще большими возможностями обладает метод МЛЭ [107,111], имеющий уникальные возможности при выращивании материала и разработки детекторов, в том числе самую низкую температуру роста, выращивание сверхрешеток, и возможность получения наиболее сложных профилей легирования и состава полупроводника. Основным недостатком МЛЭ-высокая стоимость оборудования и его обслуживания.

Помимо подложек  $CdZnTe$  (4% Zn), такие альтернативные подложки, как Si, Ge и GaSb, [83,106] очень выгодны для выращивания эпитаксиальных слоев  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , из-за низкой стоимости, большого размера по сравнению с подложками  $CdZnTe$ . Однако, качество кристаллов  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , выращенных на альтернативных подложках, хуже, чем выращенных на подложках  $CdZnTe$ .

### **1.3.2 Собственные дефекты и примеси**

Разработка ИК-детекторов «третьего поколения» на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  основывается на изготовлении современных детекторов со сложной архитектурой гетероструктур, в которых контроль над легированием (как n-типа, так и p-типа), а также собственными дефектами является обязательным.

Дефектная структура нелегированных и легированных монокристаллов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  может быть объяснена в квазихимическом приближении. Доминирующими естественными дефектами в  $Cd_xHg_{1-x}Te$  являются дважды

ионизированные акцепторы, обусловленные вакансиями металлов в кристаллической решетке  $Cd_xHg_{1-x}Te$ . Нелегированные и чистые кристаллы  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , включая выращенные ЖФЭ при избытке ртути, проявляют p-тип проводимости, концентрация носителей которых зависит от состава, температуры роста и давления паров ртути в процессе роста.

Равновесная концентрация вакансий ртути и давление ртути над Te-обогащенным раствором могут быть определены из выражений [164,с.39]:

$$C_v[\text{см}^{-3}] = (5,08 \cdot 10^{27} + 1,1 \cdot 10^{28}x) \cdot P_{Hg}^{-1} \exp \left[ \frac{-(1,29+1,36-1,8x^2+1,37x^3)\text{эВ}}{kT} \right] \quad (1.1.42),$$

$$P_{Hg}[\text{атм}] = 1,32 \cdot 10^5 \exp \left( -\frac{0,635}{kT} \right) \quad (1.1.43)$$

На рис. 1.3.2. показана зависимость концентрации дырок от парциального давления ртути, отражающая зависимость концентраций как  $1/P_{Hg}$ , что согласуется с результатами квазихимической теории. Наличие собственных вакансий Hg [51] могут служить центрами рекомбинации и рассеяния носителей заряда, понижая подвижность и  $\tau$  НЗ, которые являются двумя основными параметрами, определяющими квантовую эффективность фотоприемников. Кроме того, собственные вакансии Hg также могут компенсировать любые легирующие донорные примеси в материале, особенно при очень низких уровнях легирования и таким образом могут существенно снизить эффективность примесного легирования n-типа. Поэтому, низкотемпературный ( $250^\circ \text{C}$  в течение 24 ч) отжиг после роста при высоком избыточном давлении паров ртути, обычно проводится для устранения собственных вакансий ртути (всего до  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ ). Целью этого низкотемпературного отжига является только устранение вакансий ртути, и оно не является необходимым для активации донорных примесей, таких как индий. Как видно из рисунка, при равновесных

условиях, с уменьшением температуры, концентрация вакансий ртути значительно уменьшается.

Стабильное и хорошо контролируемое примесное легирование n-типа может быть легко достигнуто в широком диапазоне концентраций легирующей примеси ( $10^{14}$ - $10^{19}$  см<sup>3</sup>) *in situ* при выращивании Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te с включениями индия или йода. Однако, для получения p-типа HgCdTe проведение хорошо контролируемого акцепторного легирования является очень трудной задачей. Поэтому, подобно легированию n-типа, предпочтительно, чтобы легирование p-типа осуществлялось посредством примесных атомов.

Экспериментально примесное легирование p-типа может быть достигнуто методом ионной имплантации *ex-situ*, диффузии элементов I группы и V группы, или использовать эти элементы в качестве добавок в процессе роста *in situ*.

Как показано в таблице I.2., элементы группы I или группы V могут выступать в качестве акцепторов (легирующих примесей p-типа) в Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te, когда элементы I группы расположены в узлах катионов (Hg или Cd) или элементы V группы в узлах анионов (Te). В равновесных условиях атомы легирующей примеси в Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te с большой вероятностью находятся в узлах катионов, а не в узлах Te. В узлах катионов элементы I группы действуют как однократно ионизованные акцепторные примеси, тогда как атомы V группы образуют нейтральные комплексы или выступать в качестве доноров, а не акцепторов [147,с.6-8]. Для их активации необходимо проведение высокотемпературного ожига. Таким образом, элементы I группы, обеспечивают более качественное акцепторное легирование. Тем не менее, хотя они и показывают около 100% эффективность активации при выращивании или диффузии, и отличные транспортные свойства и время жизни неосновных НЗ в легированном материале, однако они легко диффундируют из легированных областей во время дальнейшего процесса МЛЭ или постростового отжига. Такое поведение ограничивает их использование в технологии МФП в качестве акцепторов (с возможным исключением золота) при получении резких переходов, необходимых для современных детекторов со сложными гетероструктурами.

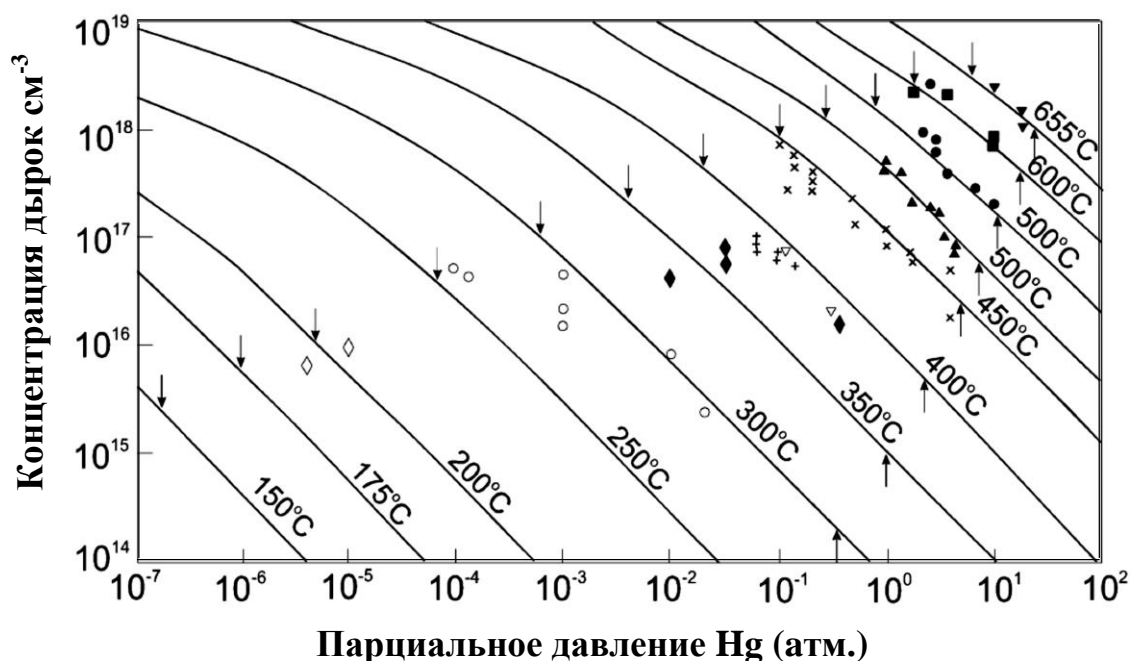


Рис.1.3.2. Концентрация дырок в  $Cd_xHg_{1-x}Te$  (77 К), рассчитанная по квази-химической теории, как функция парциального давления Hg[163, с.39].

Таблица 1.2

Диффундирующий элемент	x	Коэффициент диффузии, $cm^2/c$	Темп-ный интервал, $^{\circ}C$	Ссыл-ка
Серебро	0,2	$D_6 = 9,1 \cdot 10^{-2} \exp(-0,7/kT)$ при 0,4 атм. $D_M = 1,1 \cdot 10^{-6} \exp(-0,55/kT)$	250-350	163, с.254
Золото	0,2	$D_6 = 10^{-3} \exp(-0,72/kT)$ нас.Hg $D_M = 2,5 \cdot 10^{-6} \exp(-0,45/kT)$	200-400	163
Индий	0,2	$D_6 = 2 \cdot 10^{-10} \exp(-0,55/kT)$ $D_M = 1.5E-8 \exp(-0.95 eV/kT)$	250-350	163
Медь	0,2	$D_6 = 8,1 \cdot 10^{-3} \exp(-0,42/kT)$ $D_M = 1,1 \cdot 10^{-10} \exp(-0,7/kT)$	70-180	83
Цинк	0,2	$D_6 = 5 \cdot 10^{-8} \exp(-0,6/kT)$	250-350	
Мышьяк	0,23	$D = 1.5E-4 \exp(-1.28 eV/kT)$	250-450	163
Кадмий	0.2	$D_6 = 8,1 \cdot 10^{-3} \exp(-0,42/kT)$	250-350	163

По сравнению с ними, элементы V группы имеют значительно низкий коэффициент диффузии, что позволяет получать стабильный p-n переход с точно контролируемым профилем легирующей примеси. В последнее время акцепторное легирование p-типа было сосредоточено на легировании в процессе роста in-situ элементов V группы, особенно мышьяка [189].

### **1.3.3. Архитектура фотодиодов на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$**

В фотодиодных структурах критическая область p-n-переход, может быть сформирована с использованием МЛЭ или ПФЭ, путем имплантации донорных примесей в  $Cd_xHg_{1-x}Te$  p-типа или путем конверсии материал p-типа в n-тип с использованием таких методов, как плазменная обработка и ионное травление [130, с.151].

В технологии структур фотодиодов с p-n переходом существуют два класса используемых структур: меза- и планарные структуры, показанные на рис.1.3.3. Процесс изготовления планарной конструкции, обычно включает пассивацию поверхности, травление окон, образование p-n-переходов с последующим осаждением металлических контактов, тогда как в меза- структурах, обычно, формируются p-n-переходы, затем вытравливается мезо-изоляция, с последующей пассивацией поверхности и формированием металлических контактов.

Несмотря на относительную простоту изготовления и пассивацию, планарные структуры имеют серьезными недостатки для использования в МФП, в том числе высокие перекрестные помехи и низкую плотность пикселей из-за большой длины диффузии для неосновных носителей в материалы  $Cd_xHg_{1-x}Te$  (до 50 мкм) [147,с.13]. Это серьезно ограничивает плотность элементов и, следовательно, размер формата МФП, что неприемлемо для применений в высококачественных ИК-тепловизорах.

Путем травления мезы вплоть до поглощающего слоя, каждый отдельный элемент хорошо изолируется от всех остальных и диффузия неосновных носителей физически подавляется, что устраняет необходимость в большом расстоянии между пикселями с целью уменьшения перекрестных помех. Таким

образом, мезоизолированные структуры более подходят для изготовления МФП с наименьшим размером пикселя, высокой плотностью пикселей и более низким уровнем перекрестных помех. В технологии фотодов на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с задней подсветкой существует две основные архитектуры переходов:  $n$  на  $p$  и  $p$  на  $n$  (плоская или мезоизолированная). В этих структурах слой поглощения ( $p$ - или  $n$ -типа соответственно) расположен между подложкой и тонким контактном слоем с высокой степенью легирования ( $n^+$  или  $p^+$ -типа, соответственно), который получают ионной имплантацией или примесным легированием. Структура детектора  $n$  на  $p$  - это диодная технология, которая была разработана в первые годы и использовалась для промышленного массового производства в течение десятилетий (см. DRS, Sofradir, AIM и т. д. [147, с.3,]. Как описано в работе [67],  $n$  на  $p$  фотодиоды могут быть сформированы в объемном вакансионно-легированном материале  $p$ -типа, путем имплантации ионов бора для получения слоя  $n$ -типа. Известно, что, хотя  $n^+$ -легированная область располагается на глубине  $<1$  мкм ниже поверхности, глубина залегания перехода на несколько мкм ниже. Это объясняется тем, что атомы ртути, смещённые радиационными процессами ионной имплантации в приповерхностной области, диффундируют внутрь, аннигилируют с вакансиями Hg и образуют  $n$ -область под  $n^+$ -имплантированным слоем.

С развитием эпитаксиальных технологий выращивания  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , помимо стандартных структур детекторов  $p$  на  $n$  [164], появились более совершенные разновидности фотодиодов  $p^+$  на  $n$ , такие как двухслойный гетеропереход (DLHJ), двухслойная планарная гетероструктура (DLPN) и неравновесные  $P^+ / v / N^+$  детекторы [176, 148, с.11].

В структуре  $p$  на  $n$  DLHJ (см. Рис.1.3.4 (а)), базовый слой  $n$ -типа находится между подложкой  $CdZnTe$  и более широкозонным  $p$ -слоем, которые позволяют значительно уменьшить темновые токи утечки, благодаря большому потенциальному барьеру для неосновных носителей, возникающему в валентной зоне. Планарная конструкция DLPN (см. рисунок 1.3.4 (б)) была введена для устранения тока утечки по боковой поверхности, который наблюдается в меза-

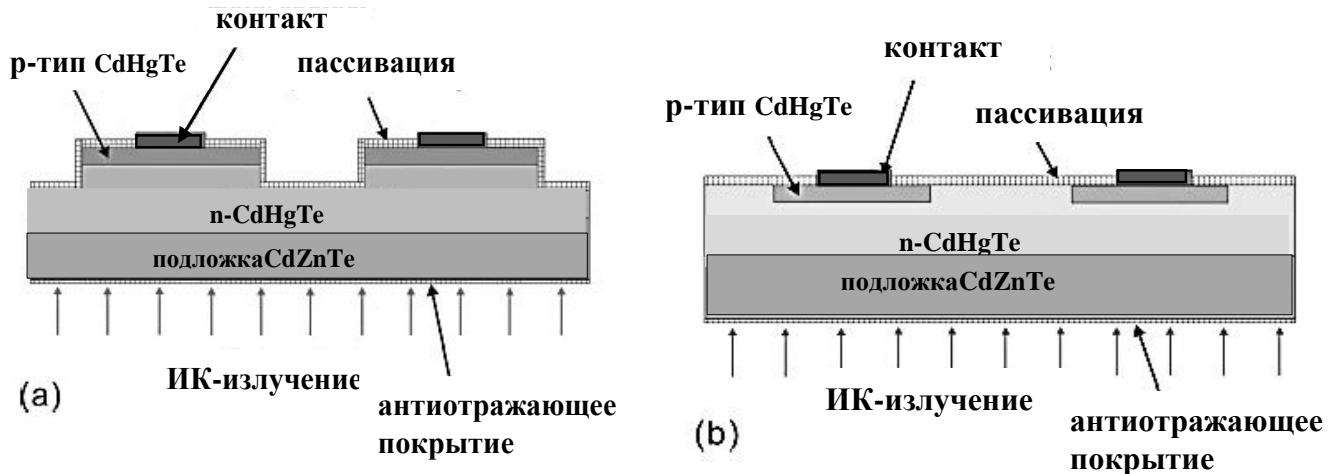


Рис.1.3.3. Схематическая диаграмма (а) меза- и (б) планарной структуры р на n фотодиодов на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  [147,с.4].

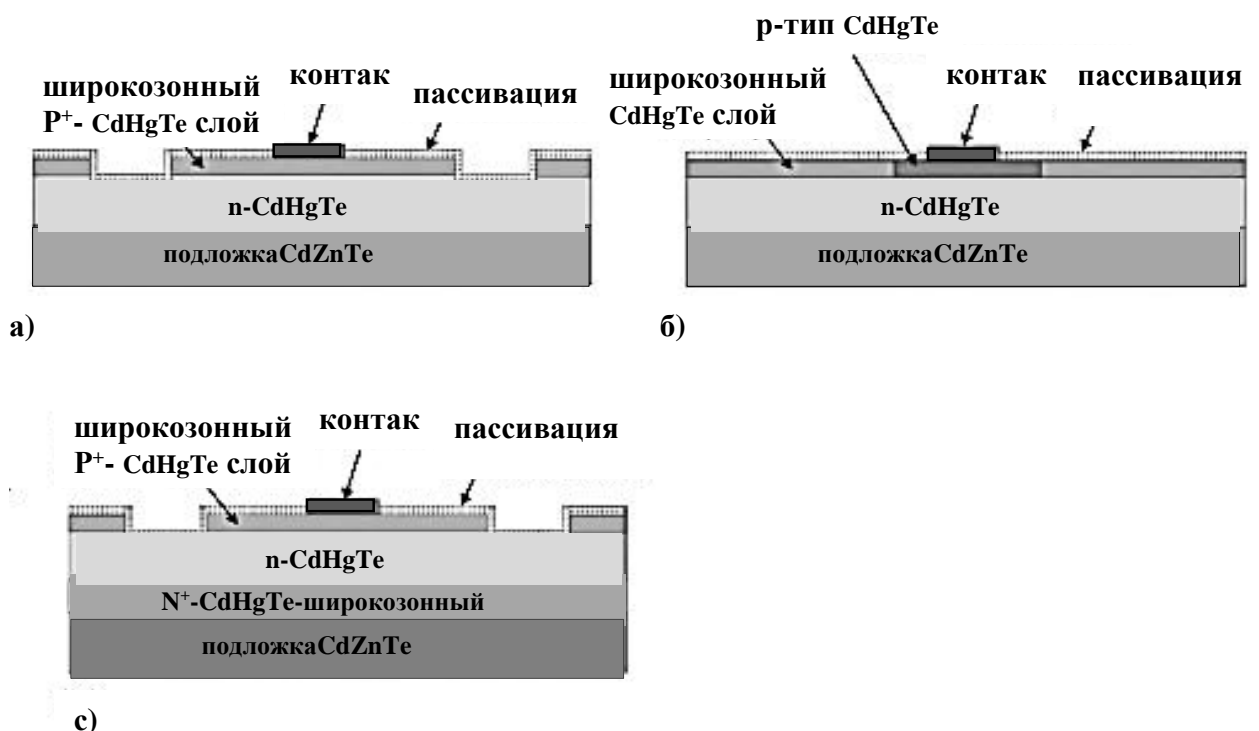


Рис.1.3.4. Схематическая изображение (а) DLHJ, (б) DLPH (с)  $P^+/v/N^+$  структур р на n фотодиодов на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  [147,с.4].

структурах из-за поверхностных дефектов, возникающих при ионном травлении. В неравновесной конструкции  $P^+/v/N^+$  (см. Рис. 1.3.4 (с)), средняя область со слабым n-типом ( $v$  активная), являющаяся поглотителем излучения, граничит с сильно легированными, более широкозонными слоями.

## 1.4 Фотоприемники нового поколения

### 1.4.1 Многоэлементные матрицы фокальной плоскости (МФП).

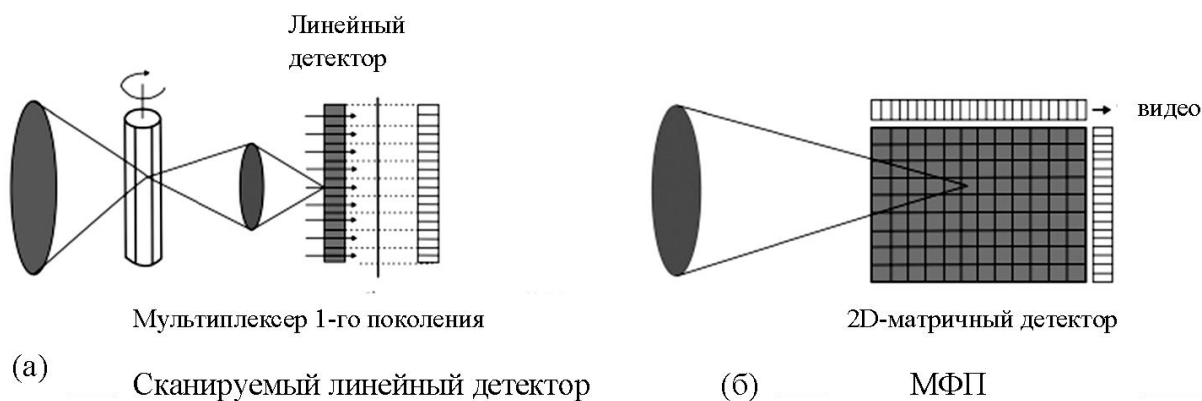
Разработки МФП с ИК-изображениями занимают центральное место в технологии ИК-детекторов, из-за растущих потребностей в их. За последние несколько десятилетий МФП ИК-детекторов на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  значительно продвинулись от сканируемых линейных массивов «первого поколения» к системам «второго поколения» на основе 2D-массивов. В 1960-х годах небольшие линейные МФП (<200 элементы) были разработаны и изготовлены на основе фотопроводников  $Cd_xHg_{1-x}Te$  [147,с.6]. В линейном МФП изображение формируется путем сканирования объекта по линейной матрице детекторов с использованием механического сканера, схематическая структура которого показана на рис.1.4.1(а), их обычно называют системами «первого поколения». После разработки технологии фотодиодов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  в конце 1970-х годов были разработаны двумерные фотодиодные МФП для применений, использующих ИК-изображения, которые в настоящее время являются самой передовой техникой ИК систем. По сравнению с линейной МФП, 2D МФП состоят из значительно большего количества детекторных элементов в фокальной плоскости, таким образом, обеспечивая более высокую чувствительность и пространственное разрешение.

Системы 2D "смотрящих" матриц - это современная технология МФП с количеством пикселей более одного мегапикселя. 2D-матрицы обычно стыкуются с считывающими микросхемами и матрицы сканируются электронным способом, а не механически, с помощью схем, интегрированных с матрицами. Считывающие ИС могут выполнять различные функции обработки

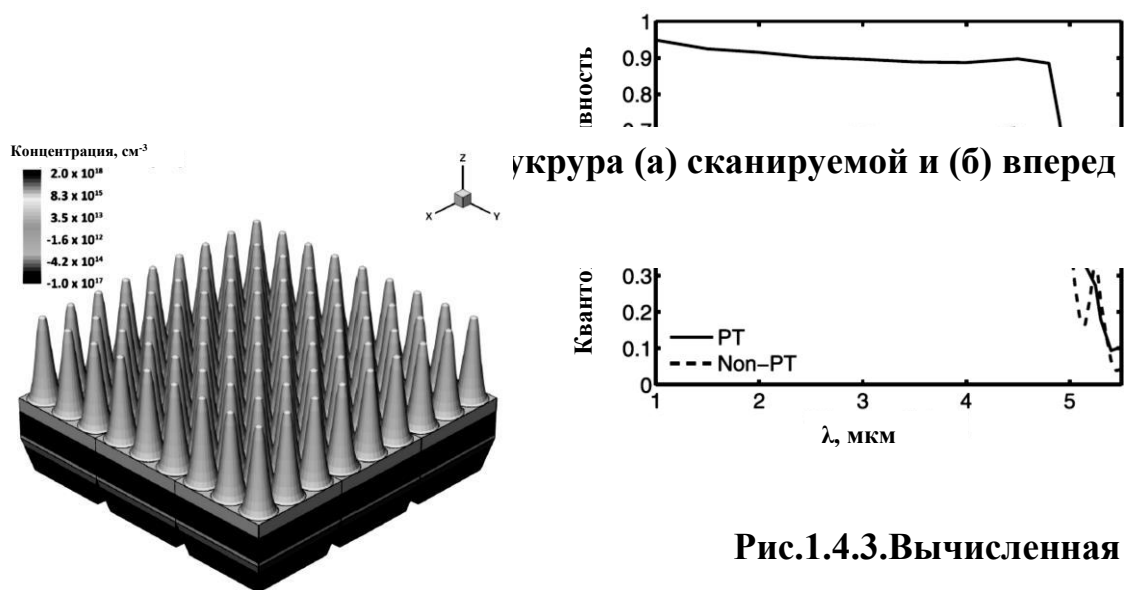


сигнала, включая отмену выбора пикселя, антиблужинг на каждом пикселе, формирование изображения субкадра, предварительное усиление и другие функции. За прошедшие годы были разработаны различные линейные массивы (до 960 элементов и двумерные "смотрящих" матрицы (до 2048x 2048 пикселей) с широким диапазоном спектральных характеристик с размером пикселя от 15 мкм (современная технология) до 50 мкм, были продемонстрированы и использованы для производства. Фирмой «Teledyne» разработан самый большой в мире СВИК МФП на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  для применений в астрономии с низким уровнем фона [77]. Его модуль формирования изображения - это гибридная МФП с числом пикселей 2048x2048 с размером пикселя  $18 \times 18$  мкм<sup>2</sup> и размером шага 37 мкм. С развитием областей передовых применений систем ИК-изображений, требуются все большие размеры формата МФП на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$ . Задача осложняется требованием высокой разрешающей способности к ФП 3-го поколения, обусловленная перекрестными помехами [185].

Перекрестные помехи - это явление, которое возникает, когда оптический сигнал, падающий на один чувствительный элемент, принимается или вызывает нежелательный эффект в другом элементе или канале, из-за оптических или электрических взаимосвязей [147,с.13]. Для материалов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  е n-типа с низким содержанием легирующей примеси диффузионная длина неосновных носителей составляет от 30 до 50 мкм, намного больше, чем зазор между фотодиодами (5 мкм), что может вызвать значительное перекрестное взаимодействие между фотодиодами [147,с.13]. Как подавить перекрестное взаимодействие? Фундаментальная идея состоит в том, чтобы ограничить поглощение световых электромагнитных волн в пределах фотодиода, и таким образом изолировать фотодиоды друг от друга, способствуя сбору сигналов в фотодиодах. Для подавления перекрестных помех в МФП с небольшими элементами были предложены несколько методов, включая интеграцию микролинз, структуры захвата фотонов [144,185] фотоэлектрических решетках,



**Рис.1.4.1. Схематическая структура (а) сканируемой и (б) вперед смотрящей МФП ИК-систем [147,с.6].**



**Рис.1.4.2 Геометрическое изображение матрицы 3x3, использованной в[185].**

**Рис.1.4.3.Вычисленная квантовая эффективность для центрального элемента матрицы 3x3 [185].**

эффективных для уменьшения электрических перекрестных помех в небольшом элементе (размер элемента 6 мкм)  $Cd_xHg_{1-x}Te$  (рис.1.4.2,1.4.3). Хотя был достигнут некоторый прогресс в подавлении перекрестной помехи в МФП, для небольших элементов проблема будет становиться все более серьезной с дальнейшим уменьшением размера элемента. Таким образом, проблема разработки соответствующей методики подавления перекрестных помех в небольшом элементе МФП  $Cd_xHg_{1-x}Te$  очень актуальна.

#### **1.4.2 Высокотемпературные ИК-приемники**

Одной из актуальных задач ИК фотоэлектроники является разработка слабоохлаждаемых и неохлаждаемых фотоприемников ИК-диапазона с высокими параметрами фоточувствительности. Основным фактором, ограничивающим параметры неохлаждаемых фотоприемников, является Оже-процесс термогенерации носителей заряда. Темп Оже генерации экспоненциально увеличивается с увеличением температуры и уменьшением ширины запрещенной зоны, достигая минимума в слаболегированном р-типа материале. Следовательно, некоторое подавление Оже-генерации может быть достигнуто путем подбора ширины запрещенной зоны и уровня легирования в зависимости от требований спектра чувствительности и рабочей температуры. Elliot и другие английские исследователи разработали новый подход для охлаждения фотодетектора, работающего в неравновесном режиме. Обнаружено, что процесс Оже-генерации и связанные с ним шумы не являются фундаментальными и могут быть подавлены в детекторах, где концентрации носителей заряда поддерживаются ниже их равновесных значений методами, не использующими большие электрические поля. Фоторезистор с эксклюзией носителей заряда был первым продемонстрированным приемником данного типа. Пример фоторезистора с эксклюзионными контактами представлен на рис.1.4.4.(а) [61.с.405]. Положительно смещенный контакт представляет собой сильно легированный  $n^+$  или материал с большой шириной запрещенной зоны, в то время как светочувствительная часть является почти собственным (v) материалом n –типа. Такой контакт не инжектирует неосновные носители, но

позволяет основным носителям (электронам) выходить из приемника. В результате концентрация дырок около контакта уменьшается и электронная концентрация также падает (чтобы обеспечить электронейтральность в данной области) до значения, близкого к примесному значению  $N_d - N_a$ . Впоследствии процесс генерации Оже и рекомбинационные процессы в зоне эксклюзии носителей будут подавлены. Длина области эксклюзии зависит от плотности тока смещения, ширины запрещенной зоны, температуры и других факторов. Экспериментально получены длины более 100 мкм [61, с.405]. Соответственно сопротивление резко возрастает при увеличении длины области эксклюзии. В результате вольт-амперная характеристика испытывает насыщение для значений тока выше порогового.

В настоящее время для повышения рабочей температуры, вплоть до комнатных, большое внимание уделяется разработке неравновесных фотодиодов [72, 173, 169]. Неравновесные фотодиоды состоят из сильнолегированных или широкозонных областей  $p^+$  и  $n^+$  типа, между которыми находится поглощающий узкозонный слаболегированный. Рассмотрим принцип работы неравновесного фотодиода на основе  $\underline{p} - \pi - \underline{n}$  структуры, где подчеркнутый символ обозначает широкую запрещенную зону,  $\pi$ -слаболегированный (близкий к собственному) слой  $p$ -типа (Рис.1.4.5,а). При обратном смещении в  $\pi - \underline{n}$  переход обеспечивает экстракцию неосновных носителей, а изотипный  $\underline{p} - \pi$  переход препятствует подходу неосновных носителей, предотвращая их инжекцию в  $\pi$ -слой. В отсутствие напряжения равновесные концентрации электронов и дырок близки к собственной концентрации  $n_i$  ( $\sim 10^{16} \text{см}^{-3}$ ) (рис.1.4.5,в).

Однако при подаче обратного смещения на  $\underline{p} - \pi$ ,  $\pi - \underline{n}$  переходах происходит эксклюзия и экстракция неосновных носителей заряда соответственно, что приводит к уменьшению концентрации обоих типов в активной  $\pi$ - области около границ с  $\underline{p} - \pi$ ,  $\pi - \underline{n}$  переходами. Концентрация неосновных носителей (электронов) в этой области может уменьшаться на несколько порядков, а концентрация основных – до уровня концентрации

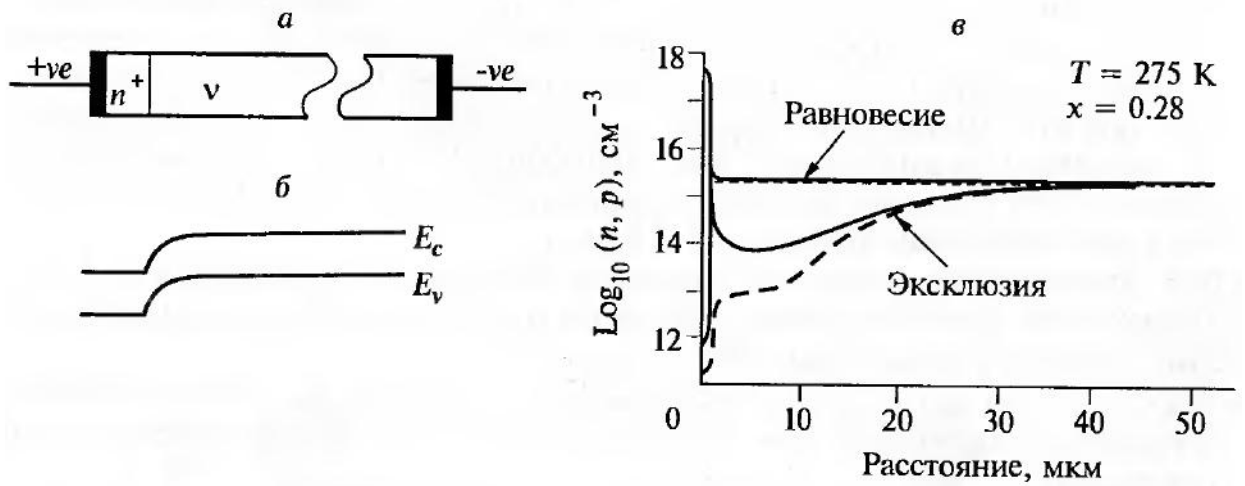


Рис. 1.4.4 Принципиальная схема (а), энергетические уровни (б) и электронная (—) и дырочная (---) концентрации (в) для  $n^+ - v$  структуры с  $x=0.28$ ,  $N_d - N_a = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\tau_{SR} = 4 \text{ мкс}$ ,  $\tau_{Ai} = 2,4 \text{ мкс}$   $J = 48 \text{ A/cm}^2$  показаны в состояниях равновесия и эксклюзии [61,с.405].

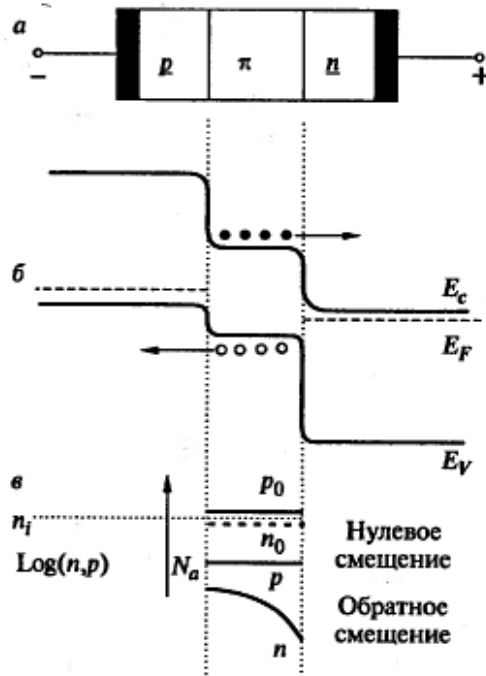


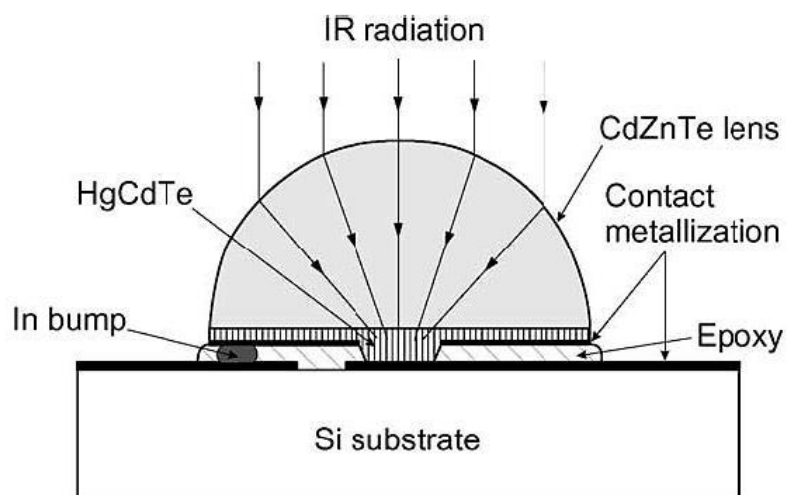
Рис.1.4.5. Схематический рисунок на основе р- $\pi$ -n гетероструктуры (а), края энергетических зон при обратном смещении (б) и концентрации носителей в р-области (в)[61,с.338].

примесных носителей, как показано на рис(в). В результате этих процессов уменьшается тепловая генерация, в том числе и Оже генерация, и ток насыщения оказывается меньше, чем расчетное на основании значения сопротивления при нулевом смещении ( $R_0$ ), т.е.  $J_s < kT/q R_0$ , и появляется предсказанная область отрицательной проводимости [144]. При этом необходимыми условиями являются: низкая концентрация мелких примесных центров, до уровня которых может понизиться концентрация основных носителей и достаточно низкая концентрация глубоких центров, ограничивающих время жизни носителей заряда, т.е. необходимо  $\tau_{SR} \gg \tau_{Ai}$ . Однако, практическая реализация требуемых параметров таких фотодиодов пока не достигнута из-за трудности реализации этих условий.

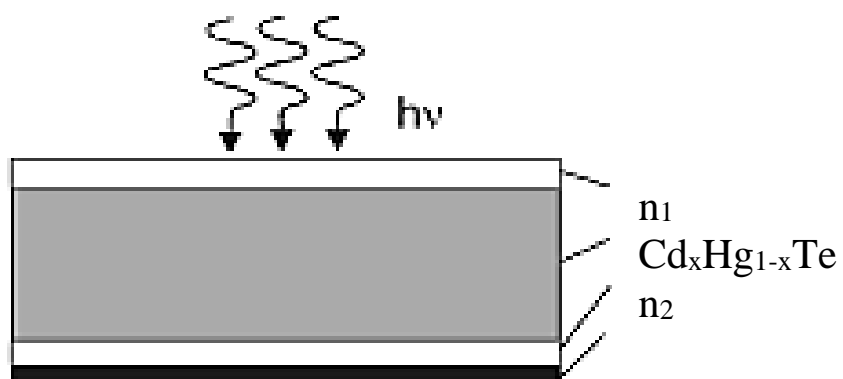
### **1.4.3 Альтернативные методы повышения рабочей температуры**

Другим подходом для повышения рабочей температуры детекторов на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  является уменьшение оптической области детектора, тем самым уменьшение физического объема, в котором происходит тепловая генерация-рекомбинация. Концепция проиллюстрирована на рис.1.4.6. Внешнее излучение концентрируется на электрически активную область детектора линзами из Ge или CdZnTe, при сохранении квантовой эффективности и угла поля зрения детектора (FOV). При этом, конечно, фокусируется и фоновое излучение, но пока уровень тепловой генерации больше, чем уровень оптической генерации, связанной с фоновым излучением, обнаружительная способность будет увеличиваться. Но этот метод непригоден для использования в МФП, так как он сильно ухудшает разрешающую способность, кроме того при этом увеличиваются размеры, масса и цена ИК-системы.

Более эффективное поглощение света может быть достигнуто за счет использования явлений интерференции для создания резонансной полости внутри детектора с использованием двух диэлектрических слоев на передней и задней поверхностях детектора, схематическая структура которого показана на рисунке 1.4.7. При этом возникает интерференция между волнами, отраженными



**Рис.1.4.6. Метод оптической фокусировки оптического излучения [61, с.239].**



**Рис.1.4.7 Метод интерференции оптического излучения [147, с.19].**

от задней и передней поверхностей этого полупроводника [147,с.19]. Максимальное поглощение происходит при толщине, соответствующей нечетному кратному  $k/4n$ , где  $n$  - показатель преломления полупроводника. Квантовая эффективность колеблется в зависимости от толщины структуры. Более высокий коэффициент усиления можно получить в структурах, расположенных между двумя диэлектрическими слоями и снабженных отражателем на задней стороне. Увеличение квантовой эффективности увеличивается с ростом  $n$ . Такие конструкции резонатора значительно увеличивают поглощение и обеспечивают высокую квантовую эффективность. Следует отметить, однако, что интерференционные эффекты изменяют спектральный отклик структуры, так что усиление в оптическом резонаторе достигается только в узкой спектральной области, что делает его не пригодным для многих применений.

#### **1.4.4. Многоцветные детекторы на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$**

Одно из требований к ИК-приемникам «третьего поколения» - это возможность многополосного обнаружения. Они обладают улучшенными параметрами по распознаванию и идентификации цели. Многополосное обнаружение в сочетании с передовыми алгоритмами обработки цвета может еще больше улучшить чувствительность по сравнению с чувствительностью однополосных устройств. В настоящее время усилия разработчиков технологии сосредоточены на двухцветных детекторах. В общем-то, есть два варианта двухцветной структуры детектора: 1) последовательные двухцветные детекторы и 2) одновременные двухцветные детекторы. Типичная структура последовательного двухцветного детектора включает сэндвич-структуры p-n-N- P или n-p-P-N типа с двумя p – n-переходами, содержащими узкозонный и широкозонный слой. Каждый из фотодиодов функционирует в зависимости от полярности приложенного поля (рис.1.4.8.). В этом варианте полоса длин волн может быть выбрана путем изменения полярности напряжения смещения.

Для последовательного двухцветного детектора, также называемые детектором с избирательным смещением [161,112], требуется только один контакт на элемент. Проблемы, возникающие у приемников с избирательным смещением,



следующие: конструкция не позволяет осуществлять независимый выбор оптимального смещения для каждого фотодиода, а также возможны перекрестные помехи в области средних волн для длинноволнового приемника.

Впоследствии был разработан новый двухцветный фотодиод на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  [112], в котором преодолены проблемы приемников с избирательным смещением. На рис.1.4.9. представлено поперечное сечение двухзонного фотодиода на основе фотодиодов с взаимно независимым включением прямого и обратного смещения. Данный приемник имеет 2 контакта на единичную ячейку, один контактирует только с p-областью ДВИК фотодиода, другой с областью n -типа ДВ фотодиода, а с областью n -типа СВИК фотодиода контакт осуществляется через нанесенный по краю металл. Поэтому включение ДВИК фотодиода происходит непосредственно через эти два контакта, в то время как включение СВИК фотодиода осуществляется через контакт в области n-типа и заземление матрицы. Основной недостаток «одновременных» двухцветных детекторов- большой размер пикселя из-за необходимости двух контактов на элемент, что ограничивает плотность пикселей и, следовательно, размер формата матрицы и разрешающую способность [190]. Рассмотренные двухцветные детекторы на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  кроме указанных недостатков имеют сложную архитектуру и технологию изготовления, что уменьшает их надежность и повышает их стоимость.

#### **1.4.5. Плазменное травление элементов и пассивация поверхности детекторов $Cd_xHg_{1-x}Te$**

Существует несколько основных определяющих факторов, влияющих на чувствительность ИК-детекторов, особенно МФП, такие, как качество материала, архитектура структур, устройство обработки сигнала и пассивация поверхности. Для создания высокочувствительных детекторов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  крайне важно разработать надежный процесс изготовления и технологию пассивации. Изготовление современных мезоизолированных ИК-МФП намного сложнее, чем одноэлементных детекторов, и требует изготовления хорошо

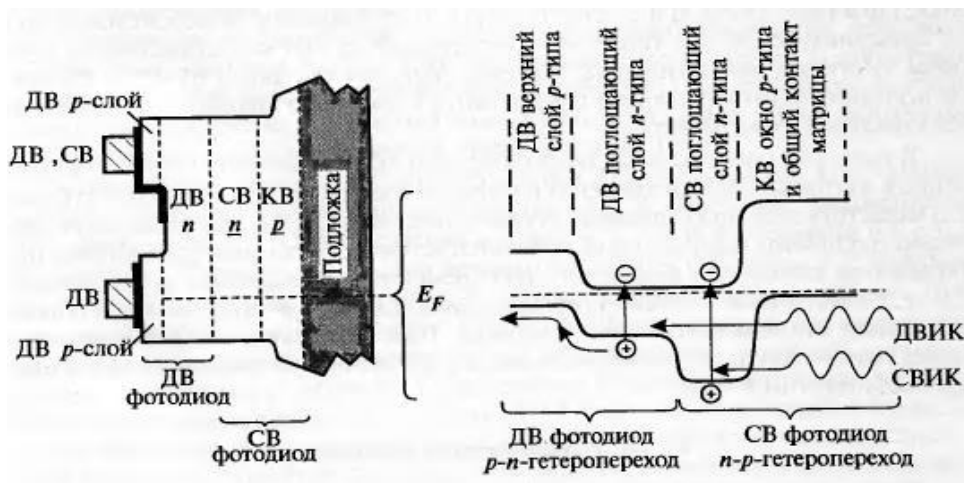


Рис.1.4.8. Поперечное сечение структуры и профиль энергетических зон двухзонного детектора на основе фотодиодов из  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с взаимно независимым включением прямого и обратного смещений [110].

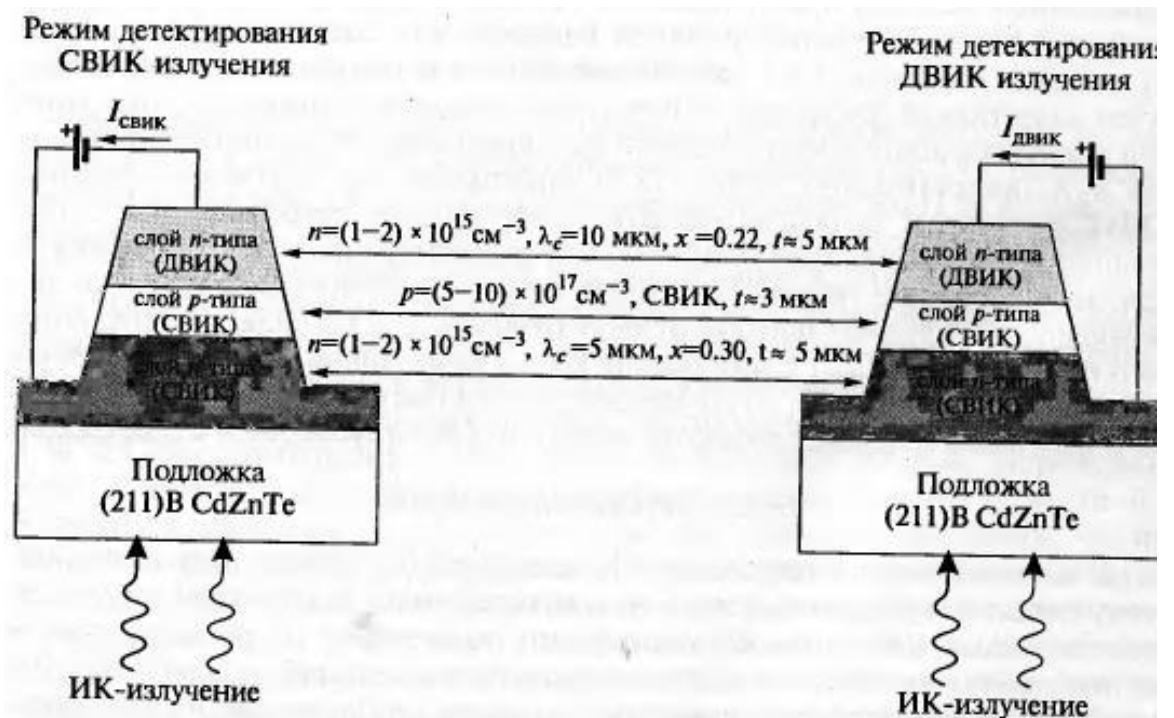


Рис.1.4.9. СВИК и ДВИК режимы работы последовательного n-p-n двухцветного детектора, обеспеченные переключением смещения в режиме прямого и обратного смещений [155].

изолированных пикселей с гладкими боковыми стенками и высокой однородностью, где травление играет решающую роль. В первые дни развития ИК-технологий устройства изготавливались главным образом с помощью жидкостного химического травления, поскольку формат матриц был меньше, а расстояние между пикселями было относительно большим, например, 50 мкм. Широко используемые жидкостные травители обычно основаны на спиртовых растворах  $\text{Br}_2$  и  $\text{Br}_2\text{-HBr}$ , включая  $\text{Br}_2$ -молочную кислоту,  $\text{Br}_2$ -этиленгликоль и  $\text{HBr-H}_2\text{O}_2$  [177]. Жидкостное химическое травление может обеспечить получение гладких (среднеквадратичная шероховатость 2–3 нм) поверхностей без нарушений, если процесс хорошо контролируется [177].

Однако жидкостное травление является изотропным и обычно приводит к неоднородным скоростям травления, которые не подходят для изготовления ИК-МФП  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с большим размером формата. Такие практические требования побудили к разработке технологии сухого травления для  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , которое началось с конца 1980-х гг [91]. В настоящее время в технологии сухого травления преобладает плазмо-химическое травление на основе метилового радикала. Плазменное травление обеспечивает анизотропные свойства и физические манипуляции с поверхностью, которые невозможны при использовании влажных химических процессов. Сухие процессы также делают возможной высокую степень однородности производственного процесса, непрерывность работы и независимость от оператора, что недопустимо при работе с жидкостными химикатами.

В настоящее время плазменное травление успешно применяется для производства больших по формату детекторов из  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  [165]. Например, Компания «DRS Network and Imaging Systems» разработала сверхмалые инфракрасные детекторы с шагом 5 мкм для ДВИК и СВИК диапазонов [112]. Эта технология является крупным достижением в области датчиков инфракрасного изображения. Плотность элементов 4 млн. эл./см<sup>2</sup> позволяет производить более дешевые МФП с высоким разрешением. Однако функции, необходимые для следующего поколения  $\text{HgCdTe}$  ИК МФП, такие как

ультрамалые элементы ( $\llsim 5$  мкм) и многополосное обнаружение, создают проблемы для современной технологии плазменного травления.

Помимо меза-травления, другим важным шагом в изготовлении детектора является пассивация поверхности, которая может уменьшить центры рекомбинации-генерации и заряды на поверхностных ловушках в фотоэлементах и, таким образом, уменьшить ток поверхностной утечки, что приводит к снижению темнового тока и, следовательно, к повышению чувствительности.

Основные компоненты темнового тока в детекторах  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , обусловлены механизмами, связанными с дефектами в  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , в том числе диффузионный ток из-за рекомбинации Шокли-Рида в n- и p-областях, генерация-рекомбинация в ОПЗ, туннелирование с помощью ловушек и поверхностный ток генерации, возникающий на поверхностных ловушках. При правильной пассивации, механизмы темнового тока, связанные с дефектами, могут быть значительно подавлены, что приводит к улучшению рабочей температуры. Отметим, что по сравнению с фоторезисторами, пассивация фотодиодов является гораздо более сложной задачей, так как один и тот же слой тонкой пленки должен стабилизировать одновременно области n и p-типа проводимости, а также ОПЗ с сильным встроенным электрическим полем. Пассивация материалов p-типа еще сложнее из-за склонности поверхности к инверсии типа проводимости.

Поверхностная пассивация детекторов  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  изучалась в течение нескольких десятилетий, и были разработаны различные методы пассивации [157]. В целом, существует три класса технологий пассивации: естественные окислы (оксиды, сульфиды, фториды) [147,с.5], осажденные диэлектрики ( $\text{ZnS}$ ,  $\text{SiO}_x$ ,  $\text{SiN}_x$ , полимеры) [191] и выращенный материал с широкой запрещенной зоной ( $\text{CdTe}$  и  $\text{CdZnTe}$ ), выступающий в качестве пассиванта [76]. Первоначально естественные пленки, такие как анодный окисел, были разработаны для пассивации фоторезисторов на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ . Однако эта технология пассивации, не используется для пассивации областей p-типа, поскольку она приводит к образованию инверсионных слоев. Низкотемпературные естественные окислы, хотя и проявляют хорошие свойства

границ раздела с  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , но имеют такие недостатки как пористость и слабая адгезия к поверхности  $Cd_xHg_{1-x}Te$ . Позднее акцент сместился на пассивирование фторидами, диэлектрическими пленками, такими как  $ZnS$ ,  $SiO_x$  и полимерами. Однако эти диэлектрические пленки также имеют недостатки. Например, изначально отличные поверхностные свойства пассивации оксида кремния не сохраняются после процесса отжига в вакууме, кроме того, при работе в условиях космического излучения наблюдается образование поверхностного заряда.

Из всех пассивирующих материалов, которые были изучены до сих пор,  $CdTe$  в настоящее время считается наиболее подходящим материалом, потому что он имеет высокое удельное сопротивление и такую же постоянную решетки как  $Cd_xHg_{1-x}Te$ . Он также имеет хорошую химическую совместимость с  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , является механически более надежным чем  $Cd_xHg_{1-x}Te$  и прозрачен для ИК-излучения. Пассивация из  $CdTe$  также стабильна во время вакуумного термоциклирования и при воздействии космического излучения. Из-за этих положительных особенностей,  $CdTe$  стал самым качественным и широко используемым пассивантом для ИК-детекторов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  [132]. С увеличением сложности структур детекторов, более привлекательными становятся другие методы осаждения, такие как химическое парофазное осаждение (CVD) и атомно-слоевое осаждение (АСО) [192] для улучшения качества покрытий структур. Пассивирующие пленки  $CdTe$  также могут быть нанесены металл-органическим химическим осаждением из паровой фазы (МОСVD) и МЛЭ [184].

### **1.5. Выводы и постановка задач.**

Из изложенного в обзоре следует, что при разработке фотоприемников нового поколения возникает ряд не разрешенных проблем, перечисленных ниже. Их причины, связаны, прежде всего, с тем, что требования, предъявляемые к этим фотоприемникам, являются противоречивыми. Например, в фотоприемниках с высокой чувствительностью значительно труднее выполнить требования

высокого быстродействия из-за большого значения  $\tau$ , а также высокой разрешающей способности из-за больших фотоэлектрических перекрестных помех.

Проблема повышения вольтовой чувствительности и обнаружительной способности  $D_{\lambda}^*$  заключается в том, что предельные значения их ограничены фундаментальными процессами Оже- и излучательной рекомбинациями. Максимальная величина обнаружительной способности достигается при акцепторном легировании  $p_0 = \gamma^{1/2} n_i$ , когда время жизни НЗ максимальна. На практике невозможно получить такой низкий уровень легирования р и n -типа  $Cd_xHg_{1-x}Te$  для фотоприемников, работающих при низких температурах  $T < 100$  К (контроль концентрациями дырок ниже  $10^{15} \text{см}^{-3}$  затруднен). К тому же в слаболегированных материалах при низких температурах преобладает рекомбинация Шокли-Рида, обусловленная остаточной концентрацией вакансий ртути, которые являются результатом длительного низкотемпературного отжига при  $T = 250^{\circ} - 300^{\circ} \text{C}$ . С этими вакансиями ртути связаны генерационно-рекомбинационные токи в ОПЗ СВИК фотодиодов, на 2 порядка увеличивающие их темновые токи.

Далее следует отметить, также, что серьезной проблемой для разработки высокотемпературных фотоприемников являются недостаточно низкие значения концентраций примесных атомов и глубоких центров в фотоактивном слое. В настоящее время очень актуальна концепция подавления Оже-рекомбинации в неравновесных фотодиодах, которая предсказывает увеличение  $D^*$  на 2 порядка. Несмотря на некоторый прогресс в разработке неравновесных фотодиодов, работа которых основана на подавлении Оже-рекомбинации за счет экстракции и эксклюзии НЗ в соответствующих переходах, параметры их чувствительности значительно далеки от параметров, ограниченных фоном.

По проблемам увеличения разрешающей способности и быстродействия не имеются какие-либо реальные продвижения.

В двухцветных фотоприемниках остаются нерешенными проблемы перекрытия спектральных диапазонов и низкой разрешающей способности.

Относительно фоторезисторов, можно сказать, что хотя они имеют небольшие преимущества по  $D^*$  и просты в изготовлении, но основной их недостаток-это низкое сопротивление и по этой причине они не используются в МФП.

Таким образом, для разработки высокоэффективных элементов для фотоприемников нового поколения существуют как фундаментальные, так и технологические ограничения. Основная причина технологических проблем-дефектность материала  $Cd_xHg_{1-x}Te$  из-за слабой связи Hg-Te, что не позволяет получать материал с достаточно низкой концентрацией примесных и глубоких центров, пригодный для разработки неравновесный фотодиодов с высокими параметрами фоточувствительности.

Отсюда вытекают следующие основные задачи:

- разработка научно обоснованной технологии получения р-типа образцов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с достаточно низкой концентрацией примесных атомов и вакансий ртути для изготовления высококачественных р-п переходов и фоторезисторов с параметрами чувствительности, превышающими известные на сегодня.
- разработка новой научной концепции и подходов для подавления процессов Оже, излучательной, Шокли-Рида и поверхностной рекомбинаций, позволяющих значительно повысить время жизни НЗ в фотоприемниках на основе монокристаллов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  и их параметры фоточувствительности.
- проведение широкого ряда исследований по разработке новых конструктивных решений и технологических методов для создания высокоэффективных фоторезистивных и фотодиодных структур.
- исследование неравновесных процессов в объеме и в приповерхностных слоях новых типов фотоприемников на основе узкозонных монокристаллов  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , подвергнутых ионно-плазменной обработки низкоэнергетичными ионами.
- разработка способов управления этими параметрами, пригодных для целенаправленного изменения электрофизических и фотоэлектрических свойств монокристаллов  $Cd_xHg_{1-x}Te$ .

## Глава II ПОВЕРХНОСТНЫЕ СВОЙСТВА $Cd_xHg_{1-x}Te$ И ПОВЕРХНОСТНО-УПРАВЛЯЕМЫЕ ПРИБОРЫ НА ИХ ОСНОВЕ

В данной главе рассматриваются электронные процессы в приповерхностных слоях узкозонных монокристаллов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с областями пространственного заряда.

Совершенствование технологии получения соединений  $Cd_xHg_{1-x}Te$  и разработка целого ряда конструкций фотоприемников на их основе, позволили создать приборы с параметрами, приближающимися к теоретически возможным. При этом без знаний свойств поверхности и умения контролировать ее основные параметры невозможно создание качественных высокочувствительных ИК-фотоприемников. Состояние поверхности и приповерхностная ОПЗ играют определяющую роль в своеобразии протекания неравновесных процессов в фоточувствительных эпитаксиальных слоях и особенно в поверхностно-активных структурах. Это обусловлено следующим фактами: значительно меньшей глубиной залегания приповерхностного p-n перехода по сравнению с классическими объемными p- n переходами и возможностью использования истощенных слоев в МДП, МП-структурах; существенным различием химических связей, природы электронных состояний, наличие приповерхностных переходных слоев с измененными (по сравнению с объемом) параметрами решетки. Последние два фактора приобретают особую значимость для узкозонных материалов  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , значительно подверженных дефектообразованию из-за слабых химических связей Hg-Te. Вакансии металлов в кристаллической решетке, образующие в запрещенной зоне примесные уровни, может достигать концентрация  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Вакансии ртути, создающие глубокие центры в запрещенной зоне уменьшают  $\tau$  и являясь центрами рассеяния приводят к понижению подвижности носителей заряда. В силу очень малой эффективной массы носителей заряда это приводит к сильным пространственным флуктуациям разрешенных зон. Обеднение приповерхностной области атомами



металла в результате технологических операций может усугублять этот фактор для поверхностного электростатического потенциала.

Поверхностно-управляемые фотоприемники, по сравнению с обычными, обладают повышенной фоточувствительностью, меньшим уровнем шумов и меньшей поверхностной рекомбинацией, влияющими на характеристики приборов [25.с.30.]. Для полупроводникового материала  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , обладающего исключительно высокой активностью взаимодействия с внешней средой, изучение поверхностных свойств и границ раздела, решающую роль в которых играет нестабильность связи  $HgTe$ , имеет особо важное значение.

До начала настоящей работы, как в отечественной, так и в зарубежной литературе, не были проведены систематические исследования с целью установления закономерностей электронных процессов в приповерхностных слоях узкозонных монокристаллов  $Cd_xHg_{1-x}Te$ . Фактор наличия приповерхностной ОПЗ, рекомбинация в ОПЗ, гетерогенность объемных и поверхностных параметров не принимались во внимание. В то же время, отсутствовали систематические данные о свойствах таких структур, о параметрах приборов на их основе.

## **2.1 Параметры рекомбинационных центров в n-и p- $Cd_xHg_{1-x}Te$ ( $x=0.2-0.3$ ).**

Для определения поверхностных параметров необходимо прежде определить механизмы рекомбинации в объеме полупроводника, от которых они зависят. Поскольку, как показано в обзоре, существует большой разброс по параметрам примесных центров, которые зависят от концентрации примесных и глубоких центров, состава и температуры, то очень важно детально изучить рекомбинационные процессы в объеме конкретного материала, что необходимо для изучения поверхностных неравновесных процессов в нем и для расчетов параметров приборов из которого он будет изготовлен.

Как было показано в 1-й главе большинство статей по  $Cd_xHg_{1-x}Te$  в полупроводниковой фазе  $x>0,17$  показывают на наличие в запрещенной зоне

рекомбинационных уровней, связанных с вакансиями ртути [164]. В этих материалах рекомбинационные процессы при низких температурах (50-200 К) преимущественно протекают с участием рекомбинационных центров. Для  $x=0.27-0,3$  найдены два акцепторных уровня  $E_1=6-18$  мэВ, и  $E_2=70$  мэВ [6.с.216.], которые преобладают для компенсированного материала. Такие же значения уровня центров получены из емкостных измерений структур металл-  $Cd_xHg_{1-x}Te(x=0.27-0,3)$  [2].

Температурная зависимость времени жизни определяется концентрацией рекомбинационных центров и сечениями захвата электронов и дырок этих центров. В работе [4] было показано, что решением уравнения непрерывности, можно определить энергетический уровень, концентрацию и сечения захвата электронов  $\gamma_e$  и дырок  $\gamma_p$  этих центров. При этом рассмотрен только n- тип  $Cd_xHg_{1-x}Te$  и предполагалось, что  $\gamma_e \gg \gamma_p$ . Однако, для расчетов параметров приборов важно знать параметры центров в этом материале, из которого будет изготовлен фотоприемник.

Для проведения экспериментов были использованы образцы  $Cd_xHg_{1-x}Te(x=0.2-0.3)$  n-типа проводимости с  $n_0=(1-4) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и подвижностью  $\mu_e=(3-5)10^4 \text{ см}^2/\text{с}$  и p-типа с  $p_0=(5-6)10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Состав x монокристаллов определялся по длинноволновому краю спектра поглощения фотопроводимости. Необходимые параметры основных и неосновных носителей были определены из измерений эффекта Холла и фотомагнитного эффекта. При определении времени жизни основных носителей учитывалось влияние поверхностной рекомбинации. При этом величина скорости поверхностной рекомбинации вычислялась из спектральной зависимости фотопроводимости и фотомагнитного эффекта. В качестве стационарного освещения использовалась лампа накаливания, для оценки уровня освещения которой использовался кремниевый фотодиод.

Экспериментальная температурная зависимость времени жизни компенсированных образцов n-типа  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с  $N_d - N_a = (1-4) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  при  $T=80$  К показано на рис.2.1.1 и для p-типа с  $p_0=5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  показано на рис.2.1.2. Как видно из рисунков в области примесной проводимости (77-180 К) рекомбинация

неравновесных носителей происходит с участием локального уровня в запрещенной зоне. С уменьшением температуры время жизни экспоненциально уменьшается с энергией активации не более чем полуширина запрещенной зоны. Для р-типа образцов в температурном интервале 80-180 К, с увеличением уровня освещения время жизни растет, максимальное увеличение в 3 раз наблюдается при T=125К. Время жизни электронов и дырок равны. Для n-типа образцов наблюдается иная картина. Уровень освещения не влияет на время жизни неравновесных носителей и в области температур 77-150 К, время жизни электронов в 2 раза больше, чем для дырок. Для объяснения наблюдаемых особенностей, воспользуемся установленной моделью акцепторных центров и соотношениями Шокли-Рида для стационарного состояния. Время жизни избыточных дырок в стационарном состоянии, обусловленное рекомбинацией Шокли –Рида через центр с энергией  $E_t$ , отсчитываемой от дна зоны проводимости выражается как [179]:

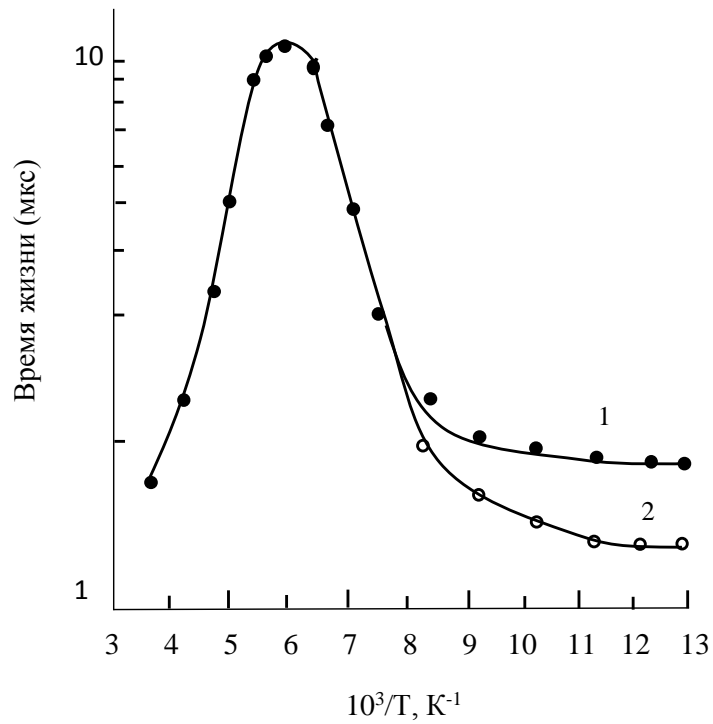
$$\tau_n = \frac{\tau_{p0}(n_0+n_1)+\tau_{n0}(p_0+p_1)+\tau_{n0}N_t(1+p_0/p_1)^{-1}}{n_0+p_0+N_t(1+p_0/p_1)^{-1}N_t(1+p_1/p_0)^{-1}}, \quad (2.1.1)$$

$$\tau_p = \frac{\tau_{p0}(n_0+n_1)+\tau_{n0}(p_0+p_1)+\tau_{p0}N_t(1+n_0/n_1)^{-1}}{n_0+p_0+N_t(1+n_0/n_1)^{-1}N_t(1+n_1/n_0)^{-1}}, \quad (2.1.2)$$

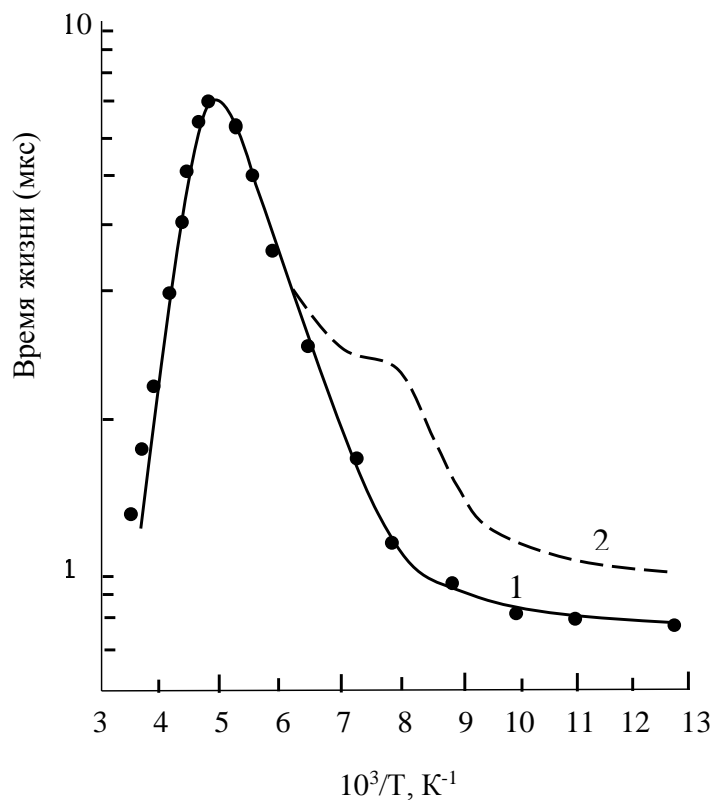
здесь  $n_0$  и  $P_0$  –равновесные концентрации электронов и дырок;

$$n_1 = N_c \exp(-E_t/kT); \quad p_1 = N_v \exp\left(\frac{-E_g + E_t}{kT}\right),$$

здесь  $N_t$ – концентрация рекомбинационных центров,  $E_t$ - уровень энергии центра, отсчитываемый от вершины валентной зоны,  $\tau_{p0} = (v_p \sigma_p N_t)^{-1}$ ,  $\tau_{n0} = (v_n \sigma_n N_t)^{-1}$ ,  $\gamma_n$ ,  $\gamma_p$ - коэффициент захвата электронов и дырок центрами, соответственно. Для полупроводника, с уровнем центра ниже середины запрещенной зоны,  $P_1 \gg n_1$  и выражения упрощаются:



**Рис.2.1.1** Температурная зависимость  $\tau$  компенсированных образцов n-типа  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0,275$  с  $N_d - N_a = (1-4) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  при  $T=80 \text{ К}$ )



**Рис. 2.1.2** Температурная зависимость  $\tau$  p-типа  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0,275$  с  $N_a = (3-4) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при  $T=80 \text{ К}$ )

$$\tau_p = \tau_{p0} + \tau_{n0} \frac{p_1}{n_0} \quad , \quad (2.1.3)$$

$$\tau_n = \tau_{p0} + \tau_{n0} \frac{(N_t + p_1)}{n_0} \quad , \quad \text{для n-типа} . \quad (2.1.4)$$

$$\tau_n = \tau_{n0} \frac{p_0 + p_1 + N_t(1 + p_0/p_1)^{-1}}{p_0 + N_t(1 + p_0/p_1)^{-1}(1 + p_1/p_0)^{-1}} \quad , \quad (2.1.5)$$

$$\tau_p = \frac{\tau_{n0}(p_0 + p_1) + \tau_{p0}N_t(1 + p_1/p_0)^{-1}}{p_0 + N_t(1 + n_0/n_1)^{-1}N_t(1 + n_1/n_0)^{-1}} \quad , \quad (2.1.6)$$

для р-типа материала.

В этих выражениях необходимо определить  $\tau_{p0}$ ,  $\tau_{n0}$ ,  $N_t$ ,  $n_1$ ,  $p_1$ . Прежде, для вычисления  $n_1$ ,  $p_1$ , необходимо определить  $E_t$ .

Парметры рекомбинационных центров ( $E_t, N_t, \sigma_p, \sigma_n$ ) определяются, обычно, методом подгонки под температурную зависимость  $\tau$ . Энергия активации  $E_t$  определяется по температурной зависимости  $\tau$  в предположении очень слабой зависимости коэффициента захвата ( $\sigma \cdot v_t$ ) от температуры. При низких температурах только  $\tau_{n0}$  и  $\tau_{p0}$  могут быть определены независимо. Обычно  $E_t$  определяют по наклону зависимости  $d(\ln\tau)/d(1/T)$  в области увеличения  $\tau$ . Определенная таким образом величина  $E_t$  равна 70 мэВ для n-типа и 61-65 мэВ для р-типа образцов. Это указывает на единую природу происхождения этих центров. Другие параметры рекомбинационных центров  $\tau_{p0}$ ,  $\tau_{n0}$ ,  $N_t$  могут быть получены для n-типа и р-типа образцов независимо друг от друга. Для определения  $\tau_{p0}$ ,  $\tau_{n0}$ ,  $N_t$  недостаточна только температурная зависимость  $\tau$  основных носителей заряда. Дополнительные данные могут быть получены с использованием стационарной подсветки при измерении  $\tau$  основных носителей и по измерениям  $\tau$  неосновных носителей из фотомагнитного эффекта.

Известно, что люкс-амперная характеристика зависит от соответствия между стационарным временем жизни  $\tau_0$  и суммой  $\tau_{p0} + \tau_{n0}$  [4с.56.]. Если  $\tau_0 < \tau_{p0} + \tau_{n0}$ , то наблюдается суперлинейная люкс-амперная характеристика, поэтому

постоянная времени спада фотопроводимости увеличивается с увеличением уровня подсветки. Для n-типа суперлинейная характеристика не наблюдается, что означает  $\tau_0 > \tau_{p0} + \tau_{n0}$  или  $\tau_n = \tau_{p0} + \frac{\tau_{n0}(p_1 + N_t)}{n} > \tau_{n0} + \tau_{p0}$ . При низких температурах, если  $p_1 \leq n_0$ , то отсюда следует, что  $N_t > n_0$ . В температурной области экспоненциального увеличения  $\tau_n$ , когда  $p_1 \gg n_0$ , из формулы (2.1.3) можно найти  $\tau_{n0} = 4 \cdot 10^{-8}$  с. Далее, при  $T = 90$  К, мы имеем  $p_1 = n_1$  и из формул (2.1.3) и (2.1.4) можно найти  $N_t = 5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> и  $\tau_{p0} = 4 \cdot 10^{-8}$  с. По найденным значениям  $\tau_{n0}$ ,  $\tau_{p0}$  вычислены  $\gamma_e = 8 \cdot 10^{-9}$  см<sup>3</sup>/с и  $\gamma_p = 4 \cdot 10^{-11}$  см<sup>3</sup>/с. Как видно  $\gamma_e \gg \gamma_p$  и рекомбинационный центр – донорного типа, что согласуется с данными [5.с.214].

Теперь рассмотрим фотопроводимость и характеристики p- Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te. Как следует из формул (2.1.5) и (2.1.6), равенство  $\tau_n = \tau_p$  указывает на биполярность фотопроводимости и  $\tau_0 = \tau_n = \tau_p$ . Как было отмечено, суперлинейность наблюдается из-за увеличения  $\tau_p$  при увеличении уровня освещения. Это может происходить при

$$p_1 < N_t n_1 n_0 (n_1 + n_0)^{-2}, \quad (2.1.7)$$

или 
$$p_0 > [N_t n_1^2 (n_1 + n_0)^{-2}] \quad (2.1.8)$$

Это наблюдается при  $T < 140$  К, когда  $\tau_0 < \tau_{p0} + \tau_{n0}$  и  $p_1 \ll p_0$ . Так же как для n-типа, по наклону температурной зависимости определено значение  $\tau_{n0} = 10^{-7}$  с. В области  $T = 125$  К при интенсивной подсветке время жизни растёт в 3 раза. Так, как  $\tau_{p0} \gg \tau_{n0}$ , то можно принять  $\tau_{p0} + \tau_{n0} = 3 \cdot \tau_0$  и  $\tau_{p0} = 3 \cdot \tau_0$ . Отсюда следует, что  $3[N_t n_1 (n_1 + n_0)^{-1}] = p_0 + N_t n_1 n_0 (n_1 + n_0)^{-1}$

Подставляя значения, получим:  $N_t = 2 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>,  $\gamma_e = 5 \cdot 10^{-9}$  см<sup>3</sup>/с,  $\gamma_p = 2,5 \cdot 10^{-10}$  см<sup>3</sup>/с. В этом случае мы снова получаем  $\gamma_e \gg \gamma_p$ , что согласуется с данными [5.с.206].

Сильная разница между коэффициентами захвата электронов и дырок имеет очень важное значение, так как это играет существенную роль в

рекомбинационных процессах с участием глубоких центров. При  $\gamma_e \gg \gamma_p$ , основная часть неравновесных электронов захватывается ловушками (центрами), соответственно квазиуровень Ферми электронов будет смещаться по мере увеличения уровня освещения. Так, как квазиуровень Ферми смещается к середине запрещенной зоны, то вероятность рекомбинации электронов будет уменьшаться, приводя к увеличению времени жизни неравновесных носителей заряда.

Таким образом, измерением температурной зависимости времени жизни неосновных носителей при разных уровнях подсветки, можно определить все параметры рекомбинационных центров в n и p-  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ .

Весьма ценную информацию о параметрах глубоких центров можно получить методом ёмкостной спектроскопии структур с p-n переходами и барьерами Шоттки. Преимуществом барьеров Шоттки, для изготовления которых не требуется проведения термодиффузии при высокой температуре, ионной имплантации, высокотемпературного отжига, заключается и в том, что исключение этих операций позволяет избежать возникновения неконтролируемых глубоких центров в приповерхностной области. В работе [3] для всех исследованных барьеров Шоттки и p-n<sup>+</sup> переходов на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  в спектрах DLTS не удалось обнаружить сигналов, связанных с глубокими центрами, что обуславливается значительным туннельным обменом между глубокими уровнями и разрешёнными зонами. В то же время, наличие глубоких центров приводит к изменению формы C-V характеристик барьерных структур, что позволяет путем анализа этих характеристик определить глубину залегания и концентрацию таких центров. В работе [2] исследованы ВАХ, C-V зависимости барьеров Шоттки на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  n и p – типов проводимости при T= 77K. Целью нашей работы было определение параметров глубоких центров, исходя из особенностей C-V характеристик барьерных структур металл-  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , обусловленных наличием таких центров. Установлено, что нелинейность зависимости и скачкообразное изменение ёмкости, наблюдаемые при некоторых прямых напряжениях низкочастотной ВФХ, обусловлены наличием большой

концентрации примесей, образующих глубокие центры в запрещенной зоне. Анализом этих зависимостей можно найти значения глубины залегания и концентрации глубоких центров.

Исследованные структуры создавались на основе компенсированных монокристаллов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0.25-0.3$ ) n-типа проводимости с  $N_d-N_a=(1-3)\cdot 10^{14}cm^{-3}$  и  $\mu=(3\div 6)\cdot 10^4 cm^2/V\cdot s$ , а также некомпенсированных монокристаллов p-типа проводимости с  $N_a=(3-5)\cdot 10^{15}cm^{-3}$  и  $\mu_p=(4.5-5.5)\cdot 10^2 cm^2/V\cdot s$  при  $T=77K$ . Поверхность пластин подвергалась химико-механической полировке с последующим травлением в 4% бромсодержащем травителе. Омические контакты создавались электрохимическим осаждением индия. Непрозрачный слой металла, формирующий барьер Шоттки, осаждался через маску термическим испарением в вакууме. Вольтамперные характеристики (ВАХ) измерялись на характеристикографе при частоте 50Гц, а вольт-фарадные – резонансным методом на частотах 0.1÷5 МГц. Все измерения проводились при  $T=77K$ . ВАХ всех исследуемых структур имели выпрямляющий характер, свидетельствующем о том, что полученные структуры являются структурами с барьером Шоттки. На низкочастотных вольт-фарадных характеристиках (ВФХ) при некотором прямом напряжении  $U=U_1$  для некоторых структур наблюдается скачкообразное изменение емкости и наклона зависимости  $C_2(U)$ , причем емкость уменьшается для структур, созданных на монокристаллах  $Cd_xHg_{1-x}Te$  как n-типа, так и p-типа проводимости. С увеличением частоты тестирующего напряжения ВФХ сглаживается, хотя нелинейность зависимости  $C^{-2}(U)$  сохраняется, а величина высокочастотной емкости ( $C_{вч}$ ) уменьшается по сравнению с низкочастотной емкостью ( $C_{вч}$ ) (Рис.1).

Нелинейность зависимости  $C^{-2}(U)$  наблюдается для структур, созданных на монокристаллах  $Cd_xHg_{1-x}Te$  обоих типов проводимости, но скачкообразность  $C_{вч}(U)$  наблюдается не всегда.



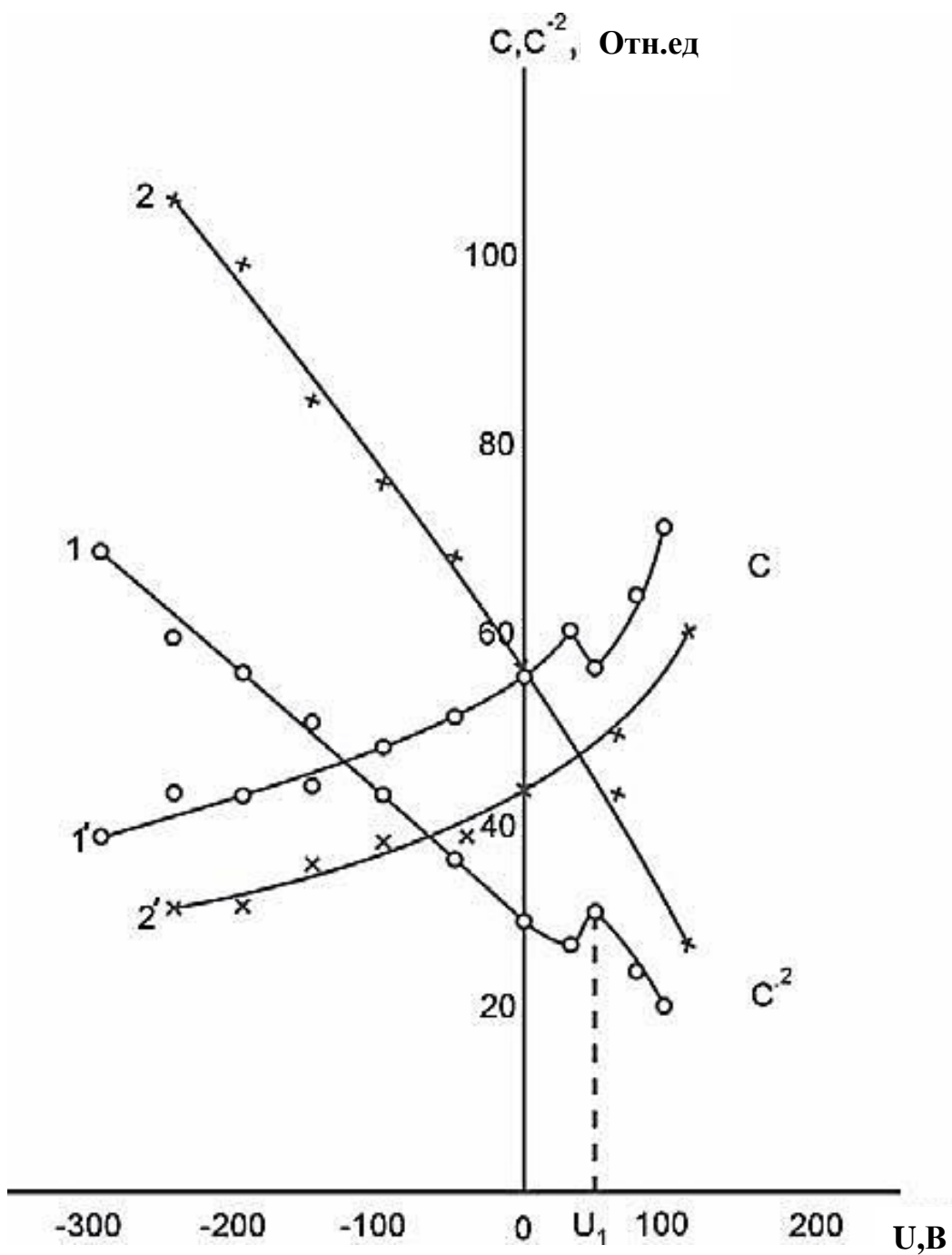


Рис 2.1.3  $C(U)$  и  $C^{-2}(U)$  зависимости исследованных барьерных структур металл- n-  $Cd_xHg_{1-x}Te$ : 1, 1' - низкочастотная, 2, 2' - высокочастотная

Анализ полученных результатов начнем с поведения ВАХ. Полученные зависимости аппроксимировались выражением :

$$I=I_s [\exp(\alpha U) - \exp(\alpha^*U)], \quad (2.1.9)$$

де  $\alpha=d(\ln I_f)/dU=e/(\beta kT)$  и  $\alpha^*=d(\ln I_b)/dU=e/(\beta^*kT)$ ,  $\beta$ ,  $\beta^*$  - коэффициенты идеальности для прямой и обратной ветвей ВАХ, соответственно. Построенная на основе экспериментальных данных зависимость  $\alpha(U)$  имела максимум при некотором значении приложенного напряжения  $U_1$ . Такое поведение  $\alpha(U)$  характерно для генерационно-рекомбинационного тока, протекающего в структуре с глубоким уровнем  $E_t$  в запрещенной зоне. Скачкообразное изменение зависимости  $C(U)$  объясняется влиянием заряда глубоких примесных центров. При напряжениях, когда глубокие уровни лежат ниже уровня Ферми ( $E_F$ ) и заполнены электронами, изменение ёмкости не наблюдается. Переход к напряжениям, при которых глубокие уровни пересекают уровень  $E_F$  и происходит их перезаполнение, сопровождается изменением ёмкости  $C_{вч}$  структуры. При этом ёмкость уменьшается независимо от типа проводимости полупроводника. Действительно, для n-типа, при отсутствии приложенного напряжения, ёмкость области пространственного заряда (ОПЗ) определяется зарядом ионизированных доноров  $N_i=N_D^+$ , так как глубокие акцепторные уровни  $E_t$  находятся выше  $E_F$  и нейтральны. При прямых напряжениях, когда уровни  $E_t$  находятся ниже  $E_F$ , заряд ОПЗ уже составляет  $N_i=N_D^+-N_t$ , и, соответственно, ёмкость уменьшается. Для p-типа ситуация следующая, в исходном состоянии  $N_i=N_A+N_t$  и при  $U>U_1$ , когда уровни  $E_t$  находятся выше  $E_F$  и нейтральны  $N_i=N_A$ , т.е. ёмкость опять уменьшается. По зависимостям  $C_{нч}(U)$  и  $C_{вч}(U)$  можно определить положение  $E_t$  и концентрацию глубоких уровней  $N_t$  в запрещенной зоне, пользуясь выражениями, приведенным в [2], без учета влияния диэлектрического зазора и поверхностных электронных состояний (для n-типа):

$$C_{\text{нч}}^{-2} = \frac{2}{\varepsilon_0 S^2 e^2 (N_d - N_t)} \left[ \varphi_b - \frac{(E_t - E_F)}{N_d - N_t} + eU \right] \quad \text{при } \omega \ll 1/\tau_t, \quad (2.1.10)$$

$$C_{\text{вч}}^{-2} = \frac{2}{\varepsilon_0 S^2 e^2 N_d} \left[ \varphi_b - \frac{(E_t - E_F)}{N_d - N_t} + eU \right], \quad (2.1.11)$$

здесь  $\varepsilon_a = \varepsilon_0 \varepsilon$  – абсолютная диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $S$  – площадь барьера Шоттки,  $\tau_t$  – время заполнения уровня. Изменение тем больше, чем больше  $N_t/N_D$  и при  $N_t \gg N_D$ ,  $C_{\text{вч}}/C_{\text{нч}} = N_D/N_t$ . В соответствии с [2] энергия глубокого уровня определяется из выражения:  $E_t = \varphi_b + E_F - U_1$ . Используя значения  $\varphi_b$ , найденные из анализа ВАХ, и  $U_1$  из C-V зависимости, найдено значение  $E_t = 0,08 \div 0,1 \text{ эВ}$ , т.е. около середины запрещенной зоны. Данные значения  $E_t$  совпадают со значениями, полученными в других работах [6,8], и обусловлены двукратно ионизированными вакансиями слабосвязанных атомов  $\text{Hg}^{-2}$ , присущими  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ . Оценивая их концентрацию по вышеприведенным выражениям, получаем  $N_t \geq 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Отметим, что влияние поверхностных состояний неоднородности распределения примеси и разная степень компенсации приводят к сглаживанию C-V характеристики и сильному разбросу в определении значений  $E_t$ ,  $N_t$ .

Таким образом, параметры глубоких центров, полученных из измерений температурной зависимости времени жизни неосновных носителей и измерений C-V характеристик барьерных структур почти совпадают.

## **2.2. Влияние приповерхностной области пространственного заряда на фотопроводимость $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ .**

В этом разделе приводятся результаты исследований кинетики релаксации и спектров фотопроводимости p- и n-  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с учетом влияния на фотопроводимость приповерхностной ОПЗ. Показано, что изменение фотопроводимости в коротковолновом диапазоне спектра обусловлено вкладом приповерхностной ОПЗ в фотопроводимость  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  и меньшими

значениями поверхностной подвижности носителей заряда по сравнению с объемными.

Одинаково важную роль в процессе фотопроводимости, как было отмечено, играют как поверхностный, так и объемные механизмы рекомбинации НЗ.

В работах [5,16] по исследованию объемных механизмов рекомбинации в монокристаллах  $Cd_xHg_{1-x}Te$  (0.2-0.3 эВ) в температурном интервале 4.2-300 К, влияние состояния поверхности на фотопроводимость ограничивалось учетом рекомбинации через ПС. При этом величина эффективной скорости поверхностной рекомбинации, оцененная из спектров поверхностной фотопроводимости, не превышала  $10^3$  см/с и ее влияние на оценку объемного времени жизни  $\tau$  пренебрегалось. Иной результат получен в работах [7,12,19], где исследовано влияние обработки поверхности на спектральное распределение фоточувствительности образца  $Cd_xHg_{1-x}Te$  n - и p-типа проводимости. Для химически травленной поверхности приводятся значения  $S_{ef}=10^4-10^6$  см/с. В то же время для интерпретации особенностей фотопроводимости в этих кристаллах в [19,13] предполагается либо наличие приповерхностного истощенного слоя, либо обогащенного слоя. Неожиданный результат получен в [58], где при щадящей механической обработке поверхности наблюдался спад фоточувствительности в КВ области спектра, в то время как поверхностное время  $\tau_s$  увеличивалось. Указанные различия в оценке  $S_{ef}$  и необъяснимые особенности фотопроводимости, на наш взгляд, связаны с тем обстоятельством, что при этом необходимо учитывать реальный изгиб поверхностных зон, неравновесную проводимость приповерхностной ОПЗ и рекомбинацию носителей заряда в слое пространственного заряда [21]. Об этом свидетельствуют результаты исследования спектров и кинетики фотопроводимости, а также фотомагнитного эффекта и барьерной фотоэдс [18].

Эксперименты выполнялись на пластинах  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $0.2 \leq x \leq 0.3$ ) n- типа  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с  $N_d = (1-4) \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> и  $\mu_n = (3-8) \cdot 10^4$  см<sup>2</sup>/(В·с) и для p-типа с  $p_0 = (3-5) \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> и  $\mu_p = 450-550$  см<sup>2</sup>/(В·с) при  $T=80$  К. Пластинам придавалась прямоугольная форма с размерами  $8 \times 1 \times 0.2$  мм. Поверхность пластин подвергалась химико-

механической полировке с последующим травлением в 4%-м бромсодержащем травителе.

Измерение спектров фотоэффектов проводилось по стандартной методике при частоте модуляции 1.2 кГц и при низком уровне фотовозбуждения от излучения глобара. Поверхностное время жизни  $\tau_s$  определялось по кинетике фотопроводимости при импульсном освещении от арсенид-галлиевого светодиода при низком уровне фотовозбуждения. Объемное время жизни неосновных носителей заряда определялось по методу компенсации фотомагнитного эффекта фотопроводимостью [59].

Величина поверхностного изгиба зон определялась из измерений конденсаторной фотоэдс при частоте 8 кГц и высоком уровне фотовозбуждения. При этом в качестве обкладки служил слой прозрачного ITO, нанесенную на слюдяную подложку. Поверх ITO был нанесен слой диэлектрика толщиной 0.3 мкм. Этой стороной пластина прикладывалась к поверхности исходной полупроводниковой пластины.

Однородность по составу  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  определялась по измерениям спектров пропускания ИК излучения на специализированном спектрометре «Нефть», разработки ИФЭ АН Азербайджана, позволяющим производить отбор пластин по составу с точностью до  $5 \cdot 10^{-4}$ .

Анализ полученных результатов проведем на примере n- $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с измеренными параметрами при  $T=80$  К:  $N_d=4 \cdot 10^{14} \text{см}^{-3}$ ,  $\tau_v=4 \cdot 10^{-6} \text{с}$ ,  $E_g=0,207 \text{эВ}$ ,  $\mu_n=(6-8) \cdot 10^4 \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ,  $L_p=2 \cdot 10^{-2} \text{см}$ ,  $Y_s=7$  и p-типа с  $N_a=(3-5) \cdot 10^{15} \text{см}^{-3}$ ,  $\mu_p=(5-6) \cdot 10^2 \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ,

На рис.2.2.1 представлена спектральная зависимость фотоответа для этого образца при  $T=80$  К с остаточным нарушенным слоем (кривая 1) и с химически травленной поверхностью (кривая 2,3). При построении кривых учитывалась спектральная зависимость квантового выхода внутреннего фотоэффекта  $\eta$  [18]. В частности, в области  $h\nu > E_g$ ,  $\eta=1.5-2$ , что обусловлено межзонной ударной ионизацией. При остаточном нарушенном слое наблюдается сильный спад фотопроводимости в коротковолновой области спектра, а значение

коротковолнового края поглощения согласуется с данными, полученными из измерений коэффициента пропускания, измеренное значение  $\tau_s = 3 \cdot 10^{-6}$  сек. Однако величина эффективной скорости поверхностной рекомбинации  $S_{ef} = 3 \cdot 10^3$  см/с, найденное из спектров фотопроводимости, более чем на порядок превышает значение  $S_{ef}$ , найденное по формуле Шокли :

$$\tau_s^{-1} = \tau_v^{-1} + S_{ef}/L_d, \text{ при } d > 4 \cdot L_d. \quad (2.2.1.)$$

После химического травления слоя 5 мкм наблюдается увеличение чувствительности в КВ области и сдвиг максимума чувствительности в сторону коротких длин волн, а  $\tau_s = 5 \cdot 10^{-6}$  сек, что больше  $\tau_v$  (рис.2.2.1, кривая 2). При повторном травлении наблюдается некоторый спад чувствительности в коротковолновой части спектра (рис.2.2.1, кр.3) по сравнению с предыдущим травлением: при этом значение  $\tau_s$  совпадает с  $\tau_v$ . Подобные особенности фотопроводимости наблюдаются и на p-  $Cd_xHg_{1-x}Te$ .

Перечисленные особенности фотопроводимости могут быть объяснены с учетом фотопроводимости ОПЗ. Прежде всего отметим следующее. Как показывают результаты исследования конденсаторной фотоэдс на n и p-типах  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , а также данные исследований структур металл-  $Cd_xHg_{1-x}Te$  [52], величина поверхностного изгиба зон соответствует истощению приповерхностного слоя основными носителями заряда, а уровень Ферми на поверхности фиксируется в области середины запрещенной зоны, что также согласуется с результатами работы [19]. Как было показано в работе [21], при поверхностном истощении формула Шокли применима при условиях:

$$2L_d \ll d, \quad 2L_d L_-^t \ll d, \quad (2.2.2)$$

здесь  $L_- = \frac{1}{L_d} \int e^{-Y(x)} dx$  ,

при истощении

$$L_- = \frac{L_e}{L_d} \frac{e^{-Y_s}}{\sqrt{-Y_{s-1}}} \quad , \quad (2.2.3)$$

$$L_-^\tau = \frac{1}{L_d} \int e^{-Y(x)} \frac{\tau_v}{\tau(x)} dx \quad , \quad (2.2.4)$$

$$L_e = \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0 k_0 T}{2q^2 N_D}} \quad . \quad (2.2.5)$$

здесь  $L_e$ - длина экранирования,  $l$ - ширина области пространственного заряда,  $Y(x)$  – безразмерный изгиб зон в ОПЗ,  $Y_s$ -поверхностный изгиб зон.

Как показывает расчет, для пластин  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $0,2 < x < 0,3$ ) р- и n-типа проводимости, толщиной  $d < 2L_d$ , при  $T=77$  К условия (2.2.2) не соблюдаются. Это указывает на необходимость учета фотопроводимости ОПЗ. При этом измеряемое на опыте поверхностное время жизни при поверхностном поглощении ( $\alpha L_d \gg 1$ ) и эффективная скорость поверхностной рекомбинации для диффузионно толстого образца ( $d > 2L_d$ ) непосредственно выражаются формулами [23,с.37]:

$$\tau_s = \frac{L_d(1+L_-)}{L_d(1+L_-)(\tau_v)^{-1} + S} \quad (2.2.6),$$

$$S_{ef} = S(1 + L_-)^{-1} \quad (2.2.7),$$

здесь  $S = \bar{S}e^{-Y_s}$ ,  $\bar{S}$ -истинная скорость поверхностной рекомбинации.

При этом спектральную зависимость фотопроводимости можно аппроксимировать выражением [23,с.34]:

$$\sigma = eJ(1 + b) \left[ \tau_s \mu_{sp} \left( 1 - \frac{e^{-\alpha l_e}}{1 + \alpha L_d} \right) + \mu_{pv} \tau_v \frac{e^{-\alpha l_e}}{1 + \alpha L_d} \right], \quad (2.2.8)$$

здесь  $J$  - интенсивность генерации электронно-дырочных пар,  $\mu_s$  и  $\mu_v$  - поверхностная и объемная подвижности носителей заряда,  $b = \mu_{nv} / \mu_{pv} \approx \mu_{ns} / \mu_{ps}$ .

В случае остаточного нарушенного слоя существенна рекомбинация как в ОПЗ, так и на поверхности, поэтому при  $S > L_d L / \tau_v$  выполняется неравенство  $\tau_s < \tau_v$ . Величина  $S$ , рассчитанная по формуле (3), оказалась порядка 125 см/с, что сильно отличается от значений  $S$ , полученных из спектров фотопроводимости. Объяснить это можно тем, что спад fotocувствительности в КВ области может быть, также, обусловлен меньшими значениями  $\mu_s$  по сравнению с  $\mu_v$ . Тогда, первое слагаемое в (2.2.5) в области сильного поглощения ( $\alpha L_d \gg 1$ ), будет в  $\mu_v / \mu_s$  раз меньше, чем для случая  $\mu_s = \mu_v$ . Это же имеет место и в случае повторного химического травления образца (рис.2.2.1 кривая 3), когда нарушенный слой удален, а  $\tau_s = \tau_v$ . Отметим, что в работе [57], где исследованы МДП транзисторы на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , получено значение  $\mu_{ns} = 10^4 \text{ см}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$ , что на порядок меньше, чем объемное  $\mu_{nv}$ . Поэтому в условиях локализации фотопроводимости в приповерхностной ОПЗ, в коротковолновой области спектра может наблюдаться значительный спад чувствительности из-за низких значений  $\mu_{ns}$ . Как было показано в [23, с.37], при истощающих изгибах зон величина  $\tau(x)$  либо постоянно, либо увеличивается в направлении к поверхности. При  $\tau(x) = \tau_v$ , как следует из формулы (2.2.3),  $\tau_s < \tau_v$ , а при  $\tau(x) > \tau_v$ , следует  $L_-^T < L_-$  и  $\tau_s > \tau_v$ , в результате чего заметный вклад в фотопроводимость вносит первое слагаемое формулы (2.2.5). Соответственно, fotocувствительность в коротковолновой области увеличивается, а максимум спектральной зависимости сдвигается в коротковолновую область, как это имеет место после первого химического травления образца (рис.2.2.1, кривая 2). В этом случае спектр фотопроводимости близок к спектру фотомагнитного эффекта (рис.2.2.1, кр.4), в выражении которого входит объемная подвижность носителей заряда, а скорость поверхностной рекомбинации и изгиб поверхностных зон влияет незначительно [18].

Формула Шокли становится приемлемой для определения  $S_{ef}$  для области температур, когда условие (2.2.2) выполняется. В частности, при температуре наступления собственной проводимости, поверхностные зоны можно считать плоскими и величина  $S_{ef} = \bar{S}$ . На рис.2.2.2 приведены спектры



фотопроводимости при 200 К и 300 К для образца  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с параметрами при 77 К:  $N_d = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $L_p = 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ ,  $d = 40 \text{ мкм}$ ,  $\tau_s = 10^{-5} \text{ с}$ . В области 180-200 К измеренное значение  $\tau_v = \tau_s = 2 \cdot 10^{-5} \text{ с}$ . Так как  $L_d \sim \sqrt{\tau_v \cdot kT}$ , для этой области температур образец можно считать диффузионно-тонким ( $d < L_d$ ) и расчет по формуле Шокли для тонких образцов дает  $S_{ef} < 100 \text{ см/с}$ . Как видно из рис.2.2.2, в спектрах практически отсутствует спад fotocувствительности в коротковолновой области спектра, что указывает на действительно малое значение  $S_{ef}$  и отсутствие локализации фотопроводимости в ОПЗ ( $L_- < 1$ ).

Таким образом, экспериментальное исследование фотопроводимости  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $0,2 < x < 0,3$ ) показывает, что наличие на поверхности истощенного приповерхностного слоя может приводить к локализации фотопроводимости в ОПЗ. Учет неравновесной проводимости приповерхностной области и рекомбинации носителей в ОПЗ, а также низкие значения поверхностной подвижности по сравнению с объемной, позволяет удовлетворительно объяснить полученные результаты.

### **2.3 Фотопроводимость $Cd_xHg_{1-x}Te$ при поверхностном легировании непроводящими слоями металлов.**

Понимание условий и механизма формирования границы раздела металл-полупроводник имеет принципиальное значение для полупроводниковой электроники, поскольку структуры металл-полупроводник являются неотъемлемой частью большинства полупроводниковых приборов. Проблема взаимодействия тонких слоев металла со свежесколотой поверхностью  $Cd_xHg_{1-x}Te$  посвящено не мало работ [64]. В них отмечаются значительные изменения морфологии приповерхностной области, обусловленное в значительной мере потерей слабосвязанных атомов ртути на границе раздела с металлами.

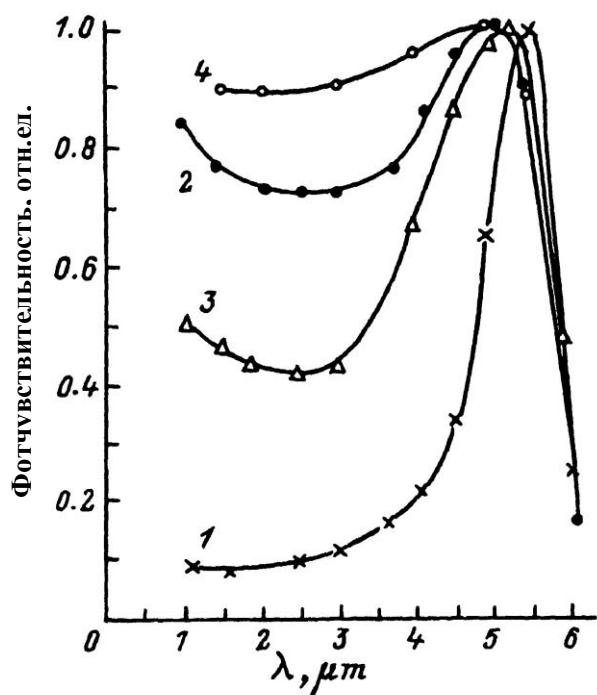


Рис.2.2.1. Спектральная зависимость фотопроводимости (1-3) и фотомагнитного эффекта (4) для  $n\text{-Cd}_{0,28}\text{Hg}_{0,72}\text{Te}$  при  $T=80\text{ К}$ : 1-для химико-механической полировки,  $\tau_s = 3 \cdot 10^{-6}$ сек; 2- для химически травленной поверхности,  $\tau_s = 5 \cdot 10^{-6}$ сек; 3-для повторно травленной поверхности,  $\tau_s = 4 \cdot 10^{-6}$ сек

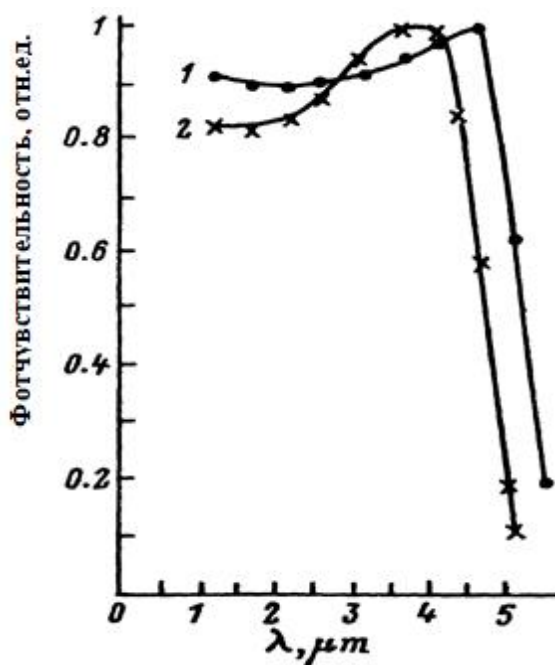


Рис.2.2.2. Спектральная зависимость фотопроводимости  $n\text{-Cd}_{0,28}\text{Hg}_{0,72}\text{Te}$  с химически травленной поверхностью: 1- при  $T=200\text{ К}$ , 2- при  $300\text{ К}$ .

Электрофизические свойства границ раздела, сформированных нанесением металлических покрытий на поверхность  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , содержащей тонкий слой естественного окисла, до момента диссертационной работы, оставались неизученным. В настоящем разделе приведены результаты исследования электрофизических свойств химически травленной поверхности  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с осажденными металлическими покрытиями [110]. Анализ результатов проводится в свете выводов, полученных в предыдущем параграфе. Методика исследования основана на том, что по измеренным значениям эффективного времени релаксации фотопроводимости и поверхностного изгиба зон определяются значения эффективной скорости поверхностной рекомбинации до и после нанесения на поверхность образцов тонких прозрачных слоев металлов. Использование металлов с различными работами выхода  $\phi_m$  по отношению к работе выхода полупроводника  $\phi_p$ , позволяет увеличивать и уменьшать изгиб поверхностных зон, по аналогии с эффектом поля, когда изгиб зон изменяется потенциалом на полевом электроде. Для того, чтобы пленка металла на поверхности полупроводника не шунтировала бы проводимость и фотопроводимость полупроводника, ее толщина выбиралась достаточно тонкой, чтобы она была непроводящей или слабопроводящей. Этот метод позволяет, также выявить степень взаимодействия металла с полупроводником, в частности если атомы металла являются донорами или акцепторами в полупроводнике.

В экспериментах использовались монокристаллы  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x = 0.2 \div 0.3$ ) n-типа проводимости с  $N_d = (1-0.13) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и  $\mu_n = (3-6) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  и p-типа проводимости с  $N_a = (0.3 - 3) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и  $\mu_p = (4.5 - 5.5) \cdot 10^2 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Поверхность пластин подвергалась химико-механической полировке с последующим травлением в 4%-м бромсодержащем травителе. Омические контакты на пластике создавались электрохимическим осаждением индия. Пластинам придавалась прямоугольная форма размерами 0,5x5 мм. Толщины пластин выбирались: для исключения влияния поверхностной рекомбинации на тыльной стороне – больше диффузионной длины  $L_d$  и для исключения влияния разброса в значениях  $L_d$  в расчетных формулах – меньше ее. После проведения

начальных измерений, на поверхность пластин, методом термического напыления в вакууме осаждались слои различных металлов: Au, Ni, Ag, Al, In, Cu, Cr, Pb, Sn толщиной 1-40 нм, контролируемые фотоэлектрическим датчиком, а затем заново проводились необходимые измерения. Измерения проводились при  $T=80$  К.

Рассмотрим вначале фотопроводимость  $n$ -  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с ультратонкими металлическими покрытиями. Результаты измерений фотопроводимости  $n$ -  $Cd_xHg_{1-x}Te$  до и после нанесения непроводящих металлов имеют следующие особенности:

- при нанесении всех типов металлов наблюдается спад фоточувствительности в КВ области спектра, причем величина спада увеличивалась с увеличением толщины металла
- при одинаковой толщине слоя металла, после осаждения металлов Cu, Au, Ni, Ag, Cr величина спада была больше, чем после осаждения металлов Al, In, Pb, Sn
- наряду с неизменностью  $\tau_s$ , в некоторых случаях имело место ее увеличение или уменьшение
- максимум фоточувствительности сдвигался в ДВ область при  $\tau_s > \tau_v$ .

На рис.2.3.1 приведена спектральная зависимость ФП  $n$ -  $Cd_{0.28}Hg_{0.72}Te$  с  $\tau_v = 3$  мкс при 80 К до и после нанесения слоя меди толщиной 1 и 5 нм. Видно, что с увеличением толщины слоя меди, спад фоточувствительности в КВ области спектра увеличивается. Однако, при этом исходное значение  $\tau_{ef} = 3$  мкс не изменилось. Этот факт не согласуется с теорией Шокли.

Для объяснения такого поведения прежде всего надо учесть что при нанесении металла с  $\phi_m > \phi_p$ , изгиб поверхностных зон увеличивается, а это может привести к установлению неравенства  $S < L_d L / \tau_v$  в формуле (2.2.3), что означает локализацию фотопроводимости в ОПЗ. Хотя после нанесения металла величина  $S$  несколько увеличивается, но в зависимости от изменения значения  $L_d^T$ , значение  $\tau_s$  может измениться или остаться таким же. Локализация фотопроводимости в ОПЗ, означает, что при поверхностном поглощении

излучения, основной вклад в фотопроводимость вносит проводимость ОПЗ. В этом случае фотопроводимость образца может быть выражена как:

$$\sigma_s = eJ(1 + b)\tau_s(\mu_{ns} + \mu_{ps}) , \quad (2.3.1)$$

Как было отмечено, для  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ,  $\mu_s < \mu_v$ , поэтому, в случае, если  $\tau_s > \tau_v$ , то спад фоточувствительности в КВ области можно связать с фотопроводимостью ОПЗ с меньшими значениями  $\mu_s$ , чем в объеме. Для большинства образцов с большими значениями  $\tau_v$ , после нанесения металла наблюдается или уменьшение или неизменность  $\tau_s$ . Если после осаждения металла, величина изгиба поверхностных зон не достаточна, так что  $L_-^{\uparrow} < L_-$ , то при  $S < L_d/\tau_v$ ,  $\tau_s$  почти не меняется. Если же  $S > L_d/\tau_v$ , то  $\tau_s$  становится меньше  $\tau_v$  и основную роль в формировании фотопроводимости играет квазинейтральный объем. В этом случае измеряемая фотопроводимость не чувствительна к изменению поверхностной подвижности  $\mu_s$  по сравнению с  $\tau_v$  и имеет место формула Шокли (2.2.1), рассчитанные по которой значения  $S$  находились в пределах  $(0.8-2) \cdot 10^3 \text{ см/с}$ . Увеличение скорости поверхностной рекомбинации обусловлено увеличением концентрации поверхностных состояний  $N_{ss}$ . Причина увеличения  $N_{ss}$ , может быть связана с возникновением на границе металл-полупроводник механических напряжений из-за различия температурных коэффициентов термического расширения металла и полупроводника. На это указывает и то, что степень дефектности поверхности  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  больше на границе с менее пластичными металлами Cu, Au, Ni, Ag, Cr, чем с более пластичными Al, In, Pb, Sn. Кроме того, по мере увеличения толщины слоя металла с 3 до 10 нм, по мере того как аморфная структура переходит в кристаллическую, механические напряжения должны расти, что и наблюдается в эксперименте (рис.2.3.2). Отметим, что на увеличение  $N_{ss}$ , связанное с механическим перенапряжением из-за различия коэффициентов термического расширения было предположено в работе [3], при исследовании фотоэлектрических свойств МДП-структур на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ .

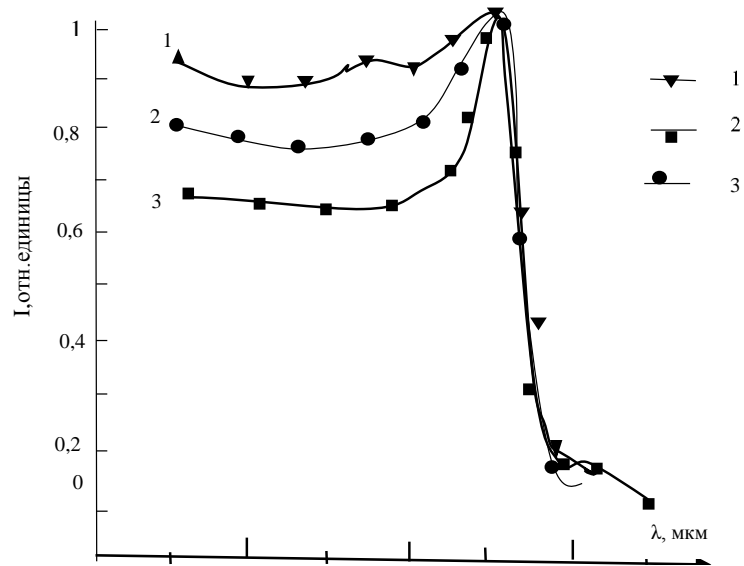
Аналогичные особенности фотопроводимости наблюдаются и на материале р-типа проводимости  $Cd_xHg_{1-x}Te$ . Однако, в отличие от материала п-типа, результаты измерений на р-типа образцах были более критичными к материалу металла. При нанесении металлов Cu, Au, Ni, Ag, Sn с  $\phi_m > \phi_p$ , наряду со спадом fotocувствительности в КВ области спектра, наблюдается уменьшение  $\tau_s$ . При этом величина  $S=10^4$  см/с, что оказалась на порядок выше, чем для п-типа образцов. При нанесении металлов Al, In, Pb, Cr с  $\phi_m < \phi_p$  наблюдается незначительное увеличение  $\tau_s$  и fotocувствительности в КВ области спектра, что также объясняется вкладом фотопроводимости ОПЗ. В некоторых случаях наблюдалось уменьшение fotocувствительности в КВ области, что объясняется меньшими значениями поверхностной подвижности носителей заряда по сравнению с подвижностью в объеме.

Таким образом, при осаждении на химически травленную поверхность  $Cd_xHg_{1-x}Te$  тонких, непроводящих слоев металлов Au, Ni, Ag, Al, In, Cu, Cr, Pb, Sn, вакуумным термическим способом, наблюдаются существенные изменения характеристик fotocувствительности при  $T=80$  К, а именно: а) изменение фотопроводимости в КВ области спектра чувствительности, б) изменение постоянной времени релаксации при поверхностном поглощении.

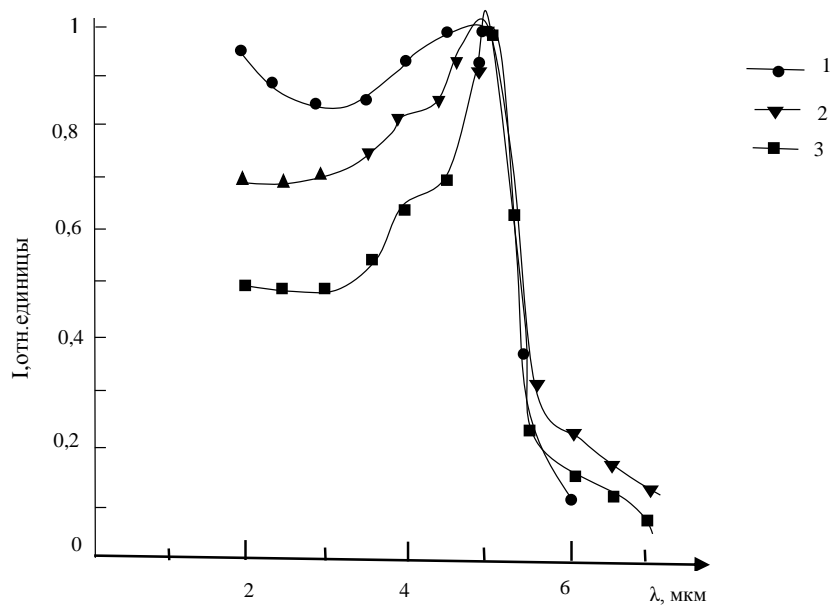
Наблюдаемые особенности интерпретируются в рамках теории, учитывающей влияние на общую фотопроводимость скорости поверхностной рекомбинации и проводимости ОПЗ. Предположено, что причиной увеличения концентрации поверхностных состояний, при нанесении металлов, является механическое напряжение между металлом и полупроводником, возникающее из-за различия коэффициентов термического расширения.

#### **2.4. Особенности фотопроводимости $Cd_xHg_{1-x}Te$ ( $x=0.2 \div 0.3$ ) с тонкопленочным алюминиевым покрытием.**

В данном разделе приведены результаты экспериментального исследования фотопроводимости п- и р-  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x = 0.2 \div 0.3$ ) при нанесении на



**Рис.2.3.1** Спектральная зависимость ФП n-  $\text{Cd}_{0.28}\text{Hg}_{0.72}\text{Te}$  с  $\tau_v = 3$  мкс при 80 К до (1) и после нанесения слоя меди толщиной: 1 (2) и 5(3) нм.



**Рис.2.3.2** Спектральная зависимость фотопроводимости для p-  $\text{Cd}_{0.28}\text{Hg}_{0.72}\text{Te}$  с  $\tau_v = 1$ . без покрытия,  $\tau_v = 2$  мкс; 2- с покрытием из Al ( $d \sim 3$  нм,  $\tau_s = 2$  мкс); 3- с покрытием из Cu ( $d \sim 3$  нм),  $\tau_s = 0,5$  мкс).

поверхность тонких пленок алюминия. Анализ полученных результатов проведен с учетом влияния приповерхностной области пространственного заряда и рекомбинации в ней. Из измерений фотопроводимости и барьерного фототока определены значения скорости поверхностной рекомбинации и поверхностной подвижности носителей заряда.

Изучение свойств и умение управлять параметрами поверхности монокристаллов  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , необходимы для создания на основе этих кристаллов фотоприемников с высокими фотоэлектрическими параметрами. Поверхностно-управляемые фотоприемники по сравнению с обычными обладают повышенной фоточувствительностью, меньшим уровнем шумов и меньшей поверхностной рекомбинацией влияющими на характеристики приборов [22]. В предыдущем параграфе, при исследовании фотопроводимости  $Cd_xHg_{1-x}Te$  при нанесении на поверхность монокристаллов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  методом термического испарения в вакууме различных металлов, было показано, что спад фоточувствительности в коротковолновой области спектра обусловлен не только увеличением поверхностной рекомбинации, но и в значительной степени уменьшением величины поверхностной подвижности НЗ. Среди ряда использованных металлов особо отличается алюминий, при нанесении которого на поверхность  $Cd_xHg_{1-x}Te$  может наблюдаться значительное увеличение фоточувствительности в коротковолновой области спектра. В данной работе представлены результаты комплексного исследования фотопроводимости монокристаллов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x = 0.2 \div 0.3$ ) при нанесении методом термического испарения в вакууме на химически травленную поверхность тонких пленок алюминия [26,62,114].

В экспериментах использовались монокристаллы  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x = 0.2 \div 0.3$ ) n-типа проводимости с  $N_d = (1-0.13) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и  $\mu_n = (3-6) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  и p-типа проводимости с  $N_a = (3-5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и  $\mu_p = (4.5 - 5.5) \cdot 10^2 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Поверхность пластин подвергалась химико-механической полировке с последующим травлением в 4%-м бромсодержащем травителе. Омические контакты на



пластике создавались электрохимическим осаждением индия. Пленки алюминия толщиной от 1 до 30 нм осаждались термическим испарением в вакууме на установке с турбомолекулярной системой откачки. Толщина алюминиевой пленки контролировалась с помощью интерференционного микроскопа МИИ-4 по толщине металлизации стеклянной пластины, располагаемой ближе к источнику испарения, чем образец. При напылении алюминия омические контакты на образце прикрывались специальной маской, обеспечивающей зазор шириной около 100 мкм между омическими контактами и алюминиевым затвором. Для контакта к полупрозрачному затвору по центру поперек образца напылялась серебряная полоска размерами  $50 \times 300$  мкм, к которой прижималась упругая стальная проволока. Величина поверхностного изгиба зон определялась по измерениям насыщенной фотоэдс [62]. Вольт-амперные характеристики измерялись на частоте 50 Гц, а вольт-фарадные характеристики, определяемые резонансным методом, измерялись на частотах 0.1–3 МГц. Остальные детали эксперимента описаны в работах [62]. Все измерения проводились при температуре 77 К.

Эксперименты обнаруживают, что после осаждения пленок алюминия на поверхность  $n$ - и  $p$ - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  наблюдается существенное изменение спектральной характеристики и кинетики релаксации фотопроводимости. По сравнению с исходными данными для свободной поверхности  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  (рис.2.4.1, кривая 1) по мере роста толщины алюминиевой пленки (толщины 20–80 Å) наблюдается незначительное увеличение поверхностного времени жизни  $\tau_s$  и фоточувствительности в коротковолновой области спектра  $\sigma_s$  (рис. 2.4.1, кривая 2). Увеличение  $\tau_s$  и  $\sigma_s$  продолжается до насыщения при толщинах пленки, при которых уже проявляется их заметная проводимость (толщины более 100 Å) (рис.2.4.1, кривая 3). Наибольший эффект увеличения этих параметров - до 50 раз для составов  $x = 0.28 - 0.3$  — наблюдается для некомпенсированных и слабокомпенсированных образцов, обладающих

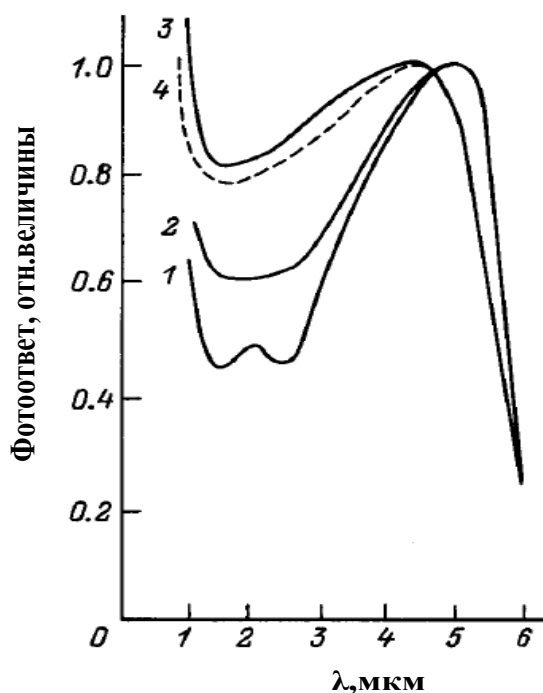


Рис.2.4.1.Спектральная зависимость ФП  $\text{Cd}_{0.28}\text{Hg}_{0.72}\text{Te}$  с  $\tau_v = 1$  мкс при 80 К,с поверхностью:1- свободной; 2-4-покрытой пленкой Al толщиной: 2 – 50 Å ( $\tau_s = 2$  мкс) ; 3- 150 Å ( $\tau_s = 10$  мкс); 4 - 150 Å ( $\tau_s = 5$  мкс) с подсветкой.

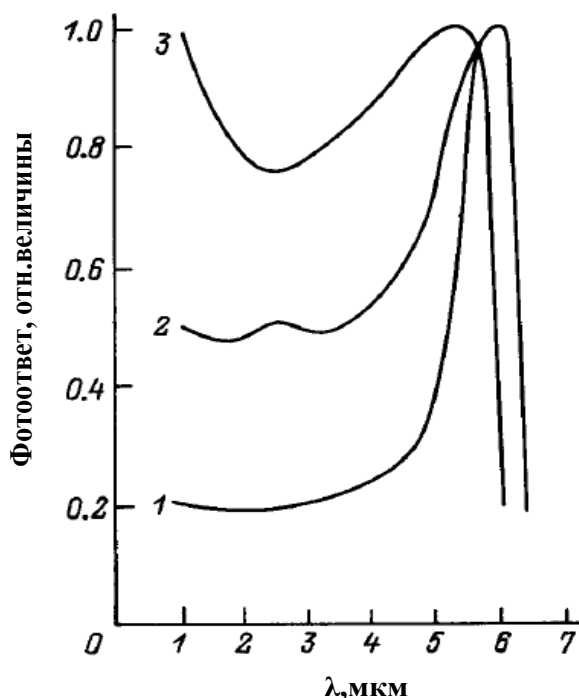


Рис.2.4.2. Спектральная зависимость ФПн-  $\text{Cd}_{0.28}\text{Hg}_{0.72}\text{Te}$  с  $\tau_v = 12$  мкс при 80 К: 1 - со свободной поверхностью ( $\tau_s = 12$  мкс); 2 - с поверхностью, покрытой пленкой алюминия толщиной 170 Å ( $\tau_s = 12$  мкс); 3-спектр барьерной фотоэдс структуры Al-  $\text{Cd}_{0.28}\text{Hg}_{0.72}\text{Te}$ .

сравнительно низким значением объемного времени жизни носителей заряда  $\tau_v = (0.3-1.0) \cdot 10^{-6}$  с. Эффект значительно ослабевает по мере уменьшения ширины запрещенной зоны монокристаллов  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ . Кратность роста фоточувствительности в коротковолновой области спектра  $K_\sigma = \sigma_s/\sigma_{0s}$  меньше кратности увеличения поверхностного времени жизни  $K_\tau = \tau_s/\tau_{0s}$ , где  $\sigma_{0s}$  и  $\tau_{0s}$  — исходные значения фотопроводимости и поверхностного времени жизни носителей заряда на свободной поверхности образцов;  $\sigma_s$ ,  $\tau_s$  — значения для поверхности с нанесенным слоем алюминия). Для сильно компенсированных образцов с  $\tau_v > 10^{-5}$  с поверхностное время жизни  $\tau_s$  практически не изменялось, тогда как фотопроводимость  $\sigma_s$  чаще всего уменьшалась в несколько раз  $\tau_s$  (иногда в 20 раз) (рис.2.4.2, кривая 2) по сравнению с исходным значением  $\sigma_s$  для свободной поверхности. С уменьшением  $E_g$  наблюдалось уменьшение по сравнению с  $\tau_v$ . Для образцов с покрытием, при малых уровнях фотовозбуждения кинетика спада фототока отвечает простому экспоненциальному закону (рис.2.4.3, а, кривая 1); с увеличением уровня импульсной засветки появляется быстрая составляющая спада фотоответа с постоянной времени  $\tau_s$ , приближающейся к  $\tau_v$ . Дополнительная постоянная подсветка уменьшает  $\tau_s$  (рис.2.4.1,а, кривая 3), но распределение фоточувствительности в коротковолновой области спектра понижается в значительно меньшей степени (рис.2.4.1, кривая 4). Из характера вольт-амперных зависимостей структур  $\text{Al-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  следует, что диэлектрический зазор между металлом и полупроводником даже при приложении напряжения смещения до 1 В является туннельно-непрозрачным для носителей заряда. Очевидно, что, во-первых, при нанесении алюминия должен формироваться диэлектрический слой, который выдерживал бы такие напряжения, причем с диэлектрической проницаемостью меньшей чем у естественного окисного слоя. Таким окислом является оксид алюминия с  $\epsilon = 9,5-10$  и электрической прочностью 10 кВ/мм. Вероятнее всего, алюминий, как химически активный металл, при взаимодействии с естественным окислом, забирает у него кислород и формируется химически стойкий, прочный оксид алюминия. Это позволяет

для определения поверхностных параметров использовать вольт-емкостной метод, применяемый для анализа структур металл–диэлектрик–полупроводник (МДП) с толстым диэлектриком. По оценке, величина плотности поверхностных состояний составила  $N_{ss} < 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , что существенно меньше, чем на границе раздела с естественным окислом. Это объясняется тем, что при формировании оксида алюминия естественный окисный слой исчезает, что подтверждает предположение о механизме формирования оксида алюминия. Так же как и для всех полупроводников, кроме кремния, граница раздела  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с естественным окисным слоем характеризуется большой плотностью поверхностных состояний. Поэтому в работе [20] для изготовления МДП структур на основе  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  использованы слои  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{SiO}_2$  толщиной 5-7 нм, нанесенные магнетронным испарением в кислород- или втор- содержащей плазме. Показано, что при такой обработке поверхности ионы плазмы в некоторой степени удаляют естественный окисел и обеспечивается плотная упаковка пленки с плотностью положительного фиксированного заряда  $< 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и поверхностных состояний  $< 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ . Анализ вольт-емкостных характеристик для структур на основе  $n$ - и  $p$ -  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  указывает на истощающий изгиб зон при  $U = 0$ . На это же указывает одинаковая в среднем величина фотоэдс насыщения ( $\phi_s \approx 60 \text{ мВ}$  для состава  $x = 0.28$  при  $77 \text{ К}$ ) при наличии теплового фона, воздействующего на эти структуры. Ток генерации фонового излучения может понижать начальную высоту барьера  $\phi_s$  на 30–50 мВ, так что можно полагать, что  $\phi_s \approx 0.1 \text{ В}$ . Однако использование данных значений  $\phi_s$  и  $N_{ss}$  в формировании барьера по модели Бардина не дает удовлетворительного объяснения результатам, получаемым для  $n$ - и  $p$ -  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  одинакового состава. Для структур металл-  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  необходимо учитывать нарушение стехиометрии в поверхностном слое при нанесении металла из-за слабо связанных атомов ртути, вакансии которых создают акцепторные уровни в запрещенной зоне. Поэтому факторы, определяющие высоту барьера на  $n$ -и  $p$ -  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , могут различаться. И, по-видимому слабое изменение изгиба поверхностных зон на начальной стадии нанесения пленок алюминия связано с

формированием переходного слоя и перестройкой системы поверхностных состояний. Проблема формирования барьера требует особого изучения, и поэтому далее мы рассматриваем только результаты, полученные для слоев алюминия толщиной 100–300 Å.

Анализ наблюдаемых особенностей фотопроводимости проведем с учетом фотопроводимости приповерхностной ОПЗ и рекомбинации в ней. Как было показано в [62], при поверхностном истощении носителями заряда, фотопроводимость  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x = 0.2 - 0.3$ ), с учетом локализации в приповерхностной ОПЗ, аппроксимируется выражением:

$$\sigma = e \cdot I \cdot \eta \cdot (1 + b) \left[ \tau_s \mu_{sp} \left( 1 - \frac{e^{-\alpha l}}{1 + \alpha L_d} \right) + \mu_{pv} \tau_v \frac{e^{-\alpha l}}{1 + \alpha L_d} \right], \quad (2.4.1)$$

здесь  $I$  - интенсивность генерации пар электрон–дырка;  $b = \mu_{nv}/\mu_{pv} \approx \mu_{ns}/\mu_{ps}$ ;  $l$  - ширина ОПЗ;  $L_d$  - диффузионная длина для неосновных носителей заряда;  $\eta$  - квантовая эффективность внутреннего фотоэффекта. В области сильного поглощения, когда  $\alpha l > 1$ , имеем:

$$\sigma_s = e \cdot I \cdot \eta \cdot (1 + b) \cdot \mu_s \tau_s, \quad (2.4.2)$$

$$\tau_s = \frac{L_d \cdot (1 + L_-)}{L_d \cdot (1 + L_-^r) (\tau_v)^{-1} + S}, \quad (2.4.3)$$

здесь  $L_- = \frac{1}{L_d} \int e^{-\varphi(x)} dx$ ,  $L_-^r = \frac{1}{L_d} \int e^{-\varphi(x)} \frac{\tau_v}{\tau(x)} dx$ ,

при истощении:

$$L_- = \frac{L_e}{L_d} \frac{e^{-\varphi}}{\sqrt{-Y_s - 1}} \quad (2.4.4),$$

Если после нанесения металла на поверхность образца поверхностный изгиб зон увеличивается, то, как следует из (2.4.3), при малых скоростях

поверхностной рекомбинации  $S < L_d(1 + L^-)\tau_v^{-1}$  и рекомбинации в ОПЗ,  $L_{\tau^-} < L^-$ , поверхностное время жизни носителей заряда  $\tau_s$  возрастает. В этом случае, как и наблюдается для слабо компенсированных образцов  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , фоточувствительность в коротковолновой области спектра растет. Для образцов с высокой степенью компенсации концентрации носителей заряда и сравнительно большими значениями  $\tau_v$ , из-за ограничения  $\tau_s$  скоростью поверхностной рекомбинации и рекомбинации в ОПЗ, трудно реализовать условие  $\tau_s > \tau_v$ . Вследствие этого, для этих образцов спад фоточувствительности в коротковолновой области спектра после нанесения пленки, как следует из (2.4.2), может быть обусловлен меньшими значениями поверхностной подвижности носителей заряда  $\mu_s$  по сравнению с объемной  $\mu_v$ . В условии локализации фотопроводимости в ОПЗ при  $\mu_s = \mu_v$  и  $\tau_s = \tau_v$ , спектральная зависимость  $\sigma(\alpha)$  тождественна спектральной зависимости конденсаторной фотоэдс  $U_\sigma(\alpha)$  [23]. Поэтому понижение  $\sigma(\alpha)$  относительно кривой  $U_\sigma(\alpha)$  в коротковолновой области спектра пропорционально отношению  $\mu_v / \mu_s$ . Из сравнения спектров  $U_\sigma(\alpha)$  и  $\sigma(\alpha)$  (рис.2.4.2, кривые 2,3), принимая для n-  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  значение  $\mu_v = 6 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ , была определена поверхностная подвижность носителей заряда  $\mu_s = 2 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ .

При увеличении уровня импульсной засветки или присутствия постоянной подсветки поверхностные зоны спрямляются, что ведет к появлению быстрой компоненты спада фототока с  $\tau_s$ , которая может быть даже меньше  $\tau_v$ , из-за сильной рекомбинации в ОПЗ. При этом во столько же раз должна уменьшаться фоточувствительность в коротковолновой области спектра. Однако по мере спрямления зон условие локализации фотопроводимости в ОПЗ нарушается и вклад поверхности в общую фотопроводимость уменьшается, при этом  $\mu_s$  приближается к  $\mu_v$ , чем и объясняется слабое уменьшение  $\sigma(\alpha)$  при подсветке (рис.2.4.1, кр. 4), по сравнению с изменением  $\tau_s$ . Таким образом, наблюдаемый спад  $\sigma_s$  после нанесения алюминиевой пленки на образец обусловлен не скоростью поверхностной рекомбинации, а меньшими значениями  $\mu_s$  по сравнению с  $\mu_v$ . Для определения величины  $S$  удобно воспользоваться кривыми

релаксации фототока  $\text{Al-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  (рис.2.4.3,б) и эквивалентной схемой поверхностно -барьерной структуры (рис.2.4.4).

В этой схеме активная область представлена генератором тока, сопротивлением  $R_\omega$  и емкостью  $C_\omega$  ОПЗ, соответственно, последовательно соединенными с сопротивлением  $R_d$  и емкостью диэлектрика  $C_d$  и нагрузочного сопротивления  $R_n$ . В соответствии со схемой при  $V=0$ , когда сопротивление диэлектрика велико  $R_d > R_n, R_\omega$ , через структуру течет только емкостной ток. Как видно из рис. 3. форма импульса в режиме холостого хода  $R_n > R_\omega$ , постоянная времени нарастания  $\tau_1 = R_\omega \cdot C_\omega$ . В режиме короткого замыкания  $R_n \ll R_\omega$ , фототок нарастает с постоянной времени  $\tau_2 = R_n \cdot C_\omega$  и достигнув определенного значения, спадает с постоянной времени  $\tau_r$ , связанной с  $S^*$  выражением [65]:

$$\tau_r = L_e(-\phi_s^L) [(S_{pe} + S^*)(-\phi_s^L)^{1/2}]^{-1}, \quad (2.4.5)$$

здесь  $S_e$  - скорость эмиссии носителей заряда через диэлектрический зазор. В нашем случае  $S_{pe} \ll S^*$ . Определив величины  $\phi_{Ls} = 7$ ,  $\tau_r = 4 \cdot 10^{-5}$  с,  $L_e = 6 \cdot 10^{-5}$  см, из выражения (5) находим  $S^* = 500$  см/с, так что, действительно,  $S^* \ll L_d \tau_v^{-1} (1 + L^-) = 6 \cdot 10^4$  см/с. Принимая во внимание (4) и (5), выражение (3) можно записать в виде:

$$\tau_s^{-1} = \tau_v^{-1} [(1+L_\tau^-)/(1+L^-)] + \tau_r^{-1}, \quad (2.4.6)$$

Однако для узкозонных  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  составов эти эффекты могут преобладать при низких температурах. Из-за узкой ширины запрещенной зоны, незначительный фиксированный заряд в диэлектрике и (или) заряд на поверхностных состояниях может привести к образованию инверсного или обогащенного слоя на поверхности  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ . Положительный заряд в естественном окисле на поверхности  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  и преимущественно донорного типа поверхностные состояния, со временем, приводят к формированию слоя n - типа на поверхности полупроводника.

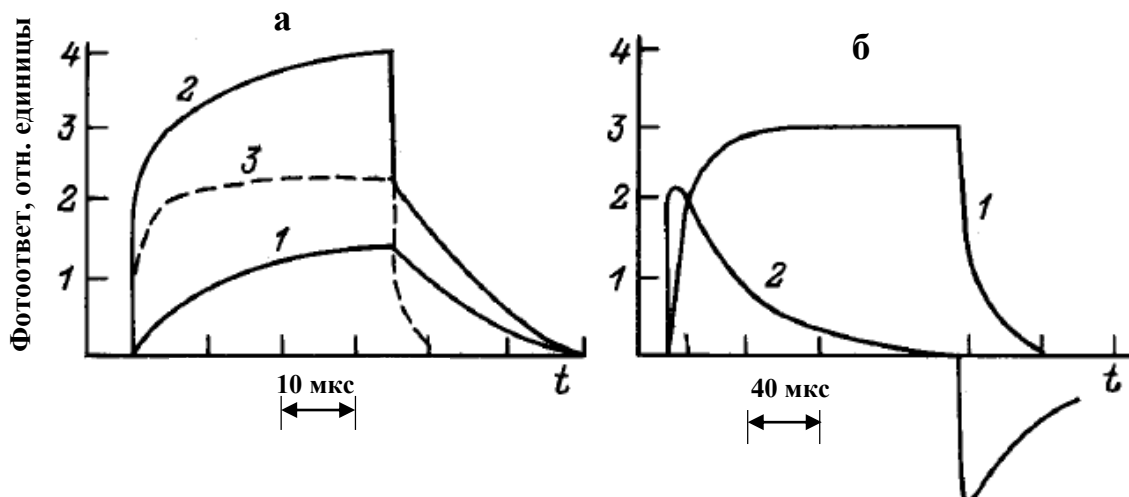


Рис.2.4.3. Кинетика релаксации фотопроводимости. а: 1,2- при малом и большом уровнях импульсной засветки, 3 - при наличии постоянной подсветки, и барьерного фототока. б: 1 - при  $R_H = 1 \text{ МОм}$ , 2- при  $R_H = 0.3 \text{ кОм}$  для структуры  $\text{Al-Cd}_{0.28}\text{Hg}_{0.72}\text{Te}$

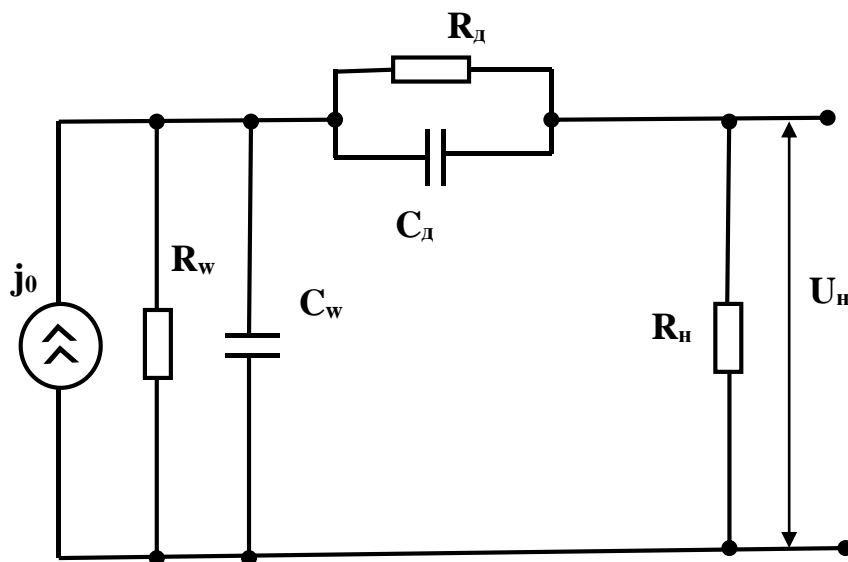


Рис.2.4.4. Эквивалентная схема поверхностно - барьерной структуры



На рис. 2.4.5 приведены зависимости фототока короткого замыкания от напряжения смещения в структурах Al-n-Cd<sub>0.27</sub>Hg<sub>0.73</sub>Te. Можно видеть, что при обратном напряжении смещения фототок в структуре на основе сильно компенсированного образца с  $N_d \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$  уменьшается. Это обусловлено уменьшением дифференциального сопротивления структуры Al-n-Cd<sub>0.27</sub>Hg<sub>0.73</sub>Te при обратном смещении.

Причиной этого уменьшения не могут быть туннельные явления в ОПЗ в объеме полупроводника, так как объемная концентрация носителей заряда очень мала и ширина ОПЗ очень большая. Остается единственная причина – поверхностные токи утечки, обусловленные туннельными или рекомбинационными процессами в приповерхностной ОПЗ. В структурах Al-n-Cd<sub>0.27</sub>Hg<sub>0.73</sub>Te при обратных напряжениях под электродом создается инверсный p<sup>+</sup>-слой. Ширина ОПЗ на поверхности между инверсным слоем и обогащенным n<sup>+</sup>-слоем сильно сужается, особенно в местах с сильной концентрацией электронов в силу неоднородного распределения поверхностного заряда (рис.2.4.6). В этих местах напряженность электрического поля максимальна и туннельные токи могут значительно превышать другие механизмы. Поэтому при обратных напряжениях наблюдается уменьшение дифференциального сопротивления. Туннельные токи ограничивают увеличение высоты барьера и поверхностного времени жизни. Этот фактор усиливается с уменьшением ширины запрещенной зоны материала. Так, для Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te состава x=0.2 ( $E_g \sim 0.1 \text{ эВ}$ ) с  $\tau_v = 3 \cdot 10^{-6} \text{ с}$  после нанесения слоя алюминия наблюдается даже уменьшение  $\tau_s$  до величины  $5 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ . Этим и объясняется, на наш взгляд, неизменность или уменьшение  $\tau_s$  для сильно компенсированных образцов Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te ( $x = 0.2 \div 0.3$ ) после нанесения на поверхность слоя алюминия.

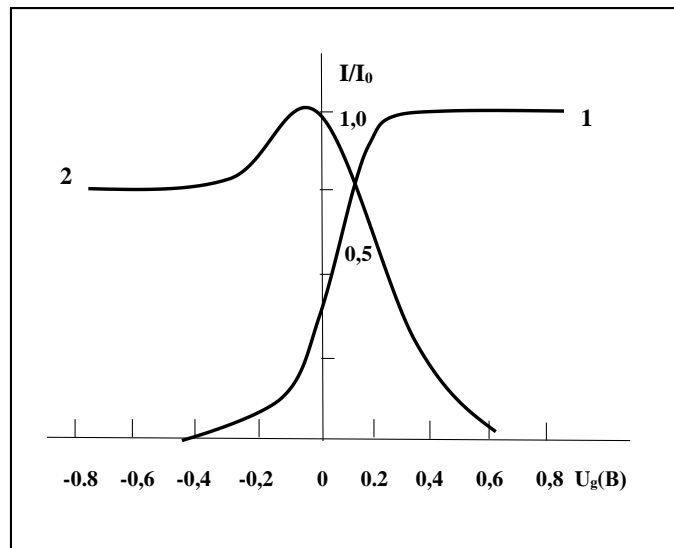


Рис. 2.4.5 Зависимость фототока короткого замыкания от приложенного напряжения на затворе в структурах: 1 - Al-n-Cd<sub>0.27</sub>Hg<sub>0.73</sub>Te с  $N_d = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , 2 - Al-p-Cd<sub>0.3</sub>Hg<sub>0.7</sub>Te с  $N_a = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

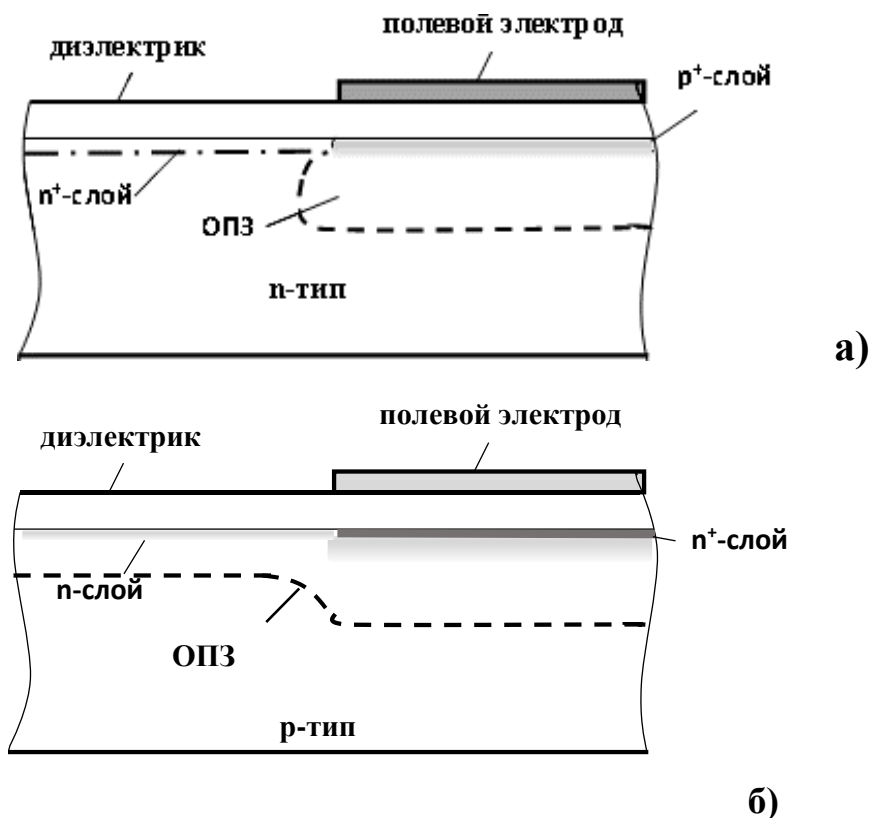


Рис.2.4.6 Влияние поверхностного канала n-типа, индуцированного зарядом на поверхностных состояниях на эффективную ОПЗ с инверсным слоем под полевым электродом на n- (а) и p- (б) типах Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te

Подобный спад фототока наблюдался в МДП структуре на основе  $p$ - $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$  с  $N_a = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  в работе [62], и объяснялось вышеуказанными причинами. На незащищенной поверхности  $p$ - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с концентрацией  $N_a < 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , со временем в следствии химического взаимодействия поверхности с окружающей средой возникает слой  $n$ -типа на периферии полевого электрода. При обратных напряжениях на полевом электроде, возникающий под ним  $n^+$  - слой соединяется с этим слоем и в результате площадь  $p$ - $n$  перехода увеличивается (Рис.2.4.6). Однако, быстрые поверхностные состояния, действующие как генерационно- рекомбинационные центры, и фиксированный заряд в диэлектрике являются причиной появления генерационно-рекомбинационного тока в поверхностном канале, что приводит в конечном итоге к уменьшению фототока и  $\tau_s$ .

Таким образом, наблюдаемые особенности фотопроводимости для  $n$  и  $p$ - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с тонким алюминиевым покрытием хорошо интерпретируются в рамках модели, учитывающей фотопроводимость приповерхностной ОПЗ и рекомбинации в ней. Для некомпенсированных и слабо компенсированных образцов с  $\tau_v = (0.3 \div 1.0) \cdot 10^{-6} \text{ с}$  после нанесения тонкого слоя алюминия изгиб поверхностных зон увеличивается, что, вследствие малой скорости поверхностной рекомбинации ( $S \sim 100 \text{ см/с}$ ), ведет к увеличению  $\tau_s$  и повышению фоточувствительности в коротковолновой области спектра. Для сильно компенсированных образцов с  $\tau_v > 10^{-5} \text{ с}$  увеличения  $\tau_s$  не наблюдается, что связано с существенными поверхностными туннельными и туннельно-рекомбинационными процессами в ОПЗ. В условиях локализации фотопроводимости в приповерхностной ОПЗ из комбинированных измерений фотопроводимости и барьерной фотоэдс для обоих типов образцов  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  найдены значения скорости поверхностной рекомбинации и поверхностной подвижности носителей заряда. Показано, что меньшие значения поверхностной подвижности по сравнению с объемной могут приводить к сильному (до 20 раз) понижению фоточувствительности в коротковолновой области спектра.

## 2.5 МДП-фоторезисторы на основе структур ИТО-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>- Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te.

При создании приборов с малыми площадями активного элемента (100-1000 мкм<sup>2</sup>) и толщиной (1-10 мкм) важное значение приобретает состояние поверхности. Поэтому наряду с приборами, основанными на поверхностных эффектах, получают распространение уже существующие приборы, характеристики которых контролируются с помощью не только защитных покрытий, но и управляющих поверхностными свойствами полевых электродов. К первой группе приборов относятся МДП фотодиоды, ко второй - фотосопротивления, фотодиоды и транзисторы с МОП структурой. Фотоэлектрические МДП приборы по ряду параметров превосходят приборы, основанные на объемных p-n переходах, на основе которых пока еще создаются гибридные большеформатные матричные фотоприемники ИК диапазона. Использование поверхностно-управляемых фоторезисторов позволяет увеличить по сравнению с существующими фоточувствительность, уменьшить уровень шумов и уменьшить влияние рекомбинации на характеристики приборов. Применение поверхностно-управляемых фотодиодов с p- n переходом в отличие от обычных вариантов позволит не только стабилизировать их характеристики, но и повысить сопротивление перехода за счет уменьшения тока утечки. Необходимым условием для разработки таких приборов является достаточно низкая плотность поверхностных состояний на границе раздела диэлектрик –полупроводник и высокая прозрачность полевого электрода.

В данном разделе рассматриваются МДП-фоторезисторы на основе Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te, в которых оба условия обеспечены в высокой степени надежности [126]. В данных структурах, при T=80 К, фотоэлектрические параметры контролируются полевым электродом из ИТО, которые отличаются высокой удельной проводимостью при высокой степени прозрачности (до 80%) в широком интервале длин волн по сравнению с металлическими полевыми электродами [49]. В экспериментах использовались монокристаллы Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te (x = 0.25 ÷ 0.3) n-типа проводимости с N<sub>d</sub> = (1-0,5) · 10<sup>15</sup> см<sup>-3</sup> и μ<sub>n</sub> = (3-6) · 10<sup>4</sup> см<sup>2</sup>/В · с и p-типа

проводимости с  $N_a = (3 - 5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и  $\mu_p = (4.5 - 5.5) \cdot 10^2 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Поверхность пластин подвергалась химико-механической полировке с последующим травлением в 4%-м бромсодержащем травителе. Омические контакты на пластинке создавались электрохимическим осаждением индия. В качестве диэлектрика была использована пленка  $\text{Al}_2\text{O}_3$  [103], которая на границе раздела с  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  характеризуется низкой плотностью ПС. Обычно ее наносят магнетронным или электронно-лучевым испарением. Однако при этом поверхность подвергается воздействию плазмы или термическому нагреву от испарителя, из-за чего поверхность обогащается донорами или ухудшаются поверхностные свойства  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ . Поэтому, для получения пленки  $\text{Al}_2\text{O}_3$  был использован метод электрохимического анодного окисления алюминия, нанесенного на поверхность  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ . Пленки алюминия толщиной  $\sim 30$  нм осаждались термическим испарением в вакууме. Затем она подвергалась анодному окислению в лимонной кислоте. Далее на нее, наносился слой из монооксида кремния  $\text{SiO}_2$ , толщиной 0.1-0.2 мкм, в которых методом фотолитографии были вскрыты окна под полевые электроды из ИТО, впоследствии нанесенные магнетронным распылением (Рис.2.5.1).

Коэффициент прозрачности слоя ИТО был определен по оптическому пропусканию кремниевой пластины с нанесенным на ней слоем ИТО. Поверхностное время жизни  $\tau_s$  определялось по кинетике релаксации фотопроводимости при импульсном фотовозбуждении полупроводниковым лазером с  $\lambda = 0,6$  мкм. Неоднородность фоточувствительности вдоль поверхности оценивалась по значениям фотоэдс при сканировании поверхности сфокусированным лазерным излучением с диаметром пятна 40 мкм и частоте модуляции 1 кГц.

Исследования показали, что фоточувствительность по поверхности достаточно однородна. Поверхностное время жизни  $\tau_s$  и фоточувствительность при фиксированном напряжении смещения, особенно в коротковолновой области спектра, значительно увеличиваются при инверсных напряжениях на полевом электроде структуры. При обогащающих напряжениях на электроде,

наоборот, фоточувствительность и  $\tau_s$  уменьшались до нулевого значения. Кинетика релаксации фотопроводимости при импульсном фотовозбуждении подобна наблюдаемым для структур Al- $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  (рис.2.4.3). При низких уровнях оптического возбуждения кинетика роста и спада фотосигнала происходит по экспоненциальному закону. При увеличении интенсивности импульсного излучения, появляется быстрая компонента фототока с меньшими значениями  $\tau_s$  и при дополнительной подсветке лапой накаливания участок с быстрой компонентой фототока увеличивается. Анализ ВАХ МДП-структуры указывает на хорошие изолирующие свойства полученного диэлектрического слоя в области приложенных напряжений  $\pm 5$  В. При нулевом напряжении смещения поверхность находится в обедненном состоянии как для р-типа так и для n - типа, что указывает на отсутствие фиксированного заряда в диэлектрике и то, что уровень Ферми на поверхности контролируется зарядом на ПС. На частоте тестового сигнала  $f=100$  кГц вольт-емкостная зависимость имеет высокочастотный характер, а плотность ПС в области середины запрещенной зоны  $N_{ss} \approx 10^{11} \text{ см}^{-2}$ .

Исследование полевой зависимости и кинетики релаксации фототока позволяет получить информацию о скорости поверхностной рекомбинации и рекомбинации в ОПЗ. Полевая зависимость фототока короткого замыкания структур на р- и n -типах  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  показана на рис.2.5.2

Как видно из рис.2.5.2 фототок резко увеличивается при обратных напряжениях смещения, а при прямых, наоборот –уменьшается до нуля. Это указывает на изменение рекомбинации в ОПЗ. В режиме холостого хода  $R_n > R_\omega$  (рис.2.4.3.б) постоянная времени нарастания фототока  $\tau_1 = R_\omega \cdot C_\omega$ . С увеличением приложенного обратного напряжения  $\tau_1$  увеличивается. В режиме короткого замыкания  $R_n \ll R_\omega$  фототок нарастает с постоянной времени  $\tau_2 = R_n \cdot C_\omega$  (из- за  $R_n \ll R_\omega$ ) и достигнув определенного значения спадает с постоянной времени  $\tau_r$ , связанной с S выражением (2.4.5), пользуясь которым получено, что  $S=100 \text{ см/с}$ . Это значение существенно меньше, чем для структур Al- $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ . Это объясняется тем, что в данной МДП- структуре периферийные области полевого

электрода пассивированы и поверхностные токи утечки, обусловленные генерационно-рекомбинационными процессами и туннельными явлениями в приповерхностной ОПЗ отсутствуют. Об этом, также, свидетельствует отсутствие спада фототока при обратных напряжениях смещения (Рис.2.5.2). Параметры фоточувствительности (ФЧ) фотоприемников вычислялись на основе данных измерений спектральной зависимости ФЧ и напряжения сигнала, появляющегося при поглощении излучения абсолютно черного тела (АЧТ).

Величина вольт-ваттной чувствительности на длине волны максимума чувствительности вычисляется по формуле:

$$R(\lambda_m) = \frac{U_s}{P_{eff}} K_\lambda \cdot 2, \quad (2.5.7)$$

здесь  $U_s$  - измеренная величина сигнала в вольтах при частоте модуляции излучения 1200 Гц,  $P_{eff}$  - мощность падающего излучения от АЧТ в ваттах,  $K_\lambda$  - спектральный коэффициент использования излучения АЧТ. Множитель 2 учитывает коэффициент пропускания ИК-излучения германиевого окна криостата.

Мощность падающего излучения вычислялась по формуле:

$$P_{ef} = 0,325 \frac{\sigma(T^4 - T_0^4)\pi \cdot r^2}{\pi \cdot l^2} A, \quad (2.4.8)$$

здесь  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-12}$  Вт/см<sup>2</sup> – постоянная Стефана-Больцмана.  $r$  – радиус отверстия АЧТ,  $l$  - расстояние элемента от отверстия,  $T$  - температура АЧТ,  $T_0$  – температура окружающей среды.  $A$  - площадь чувствительной площадки.

Спектральный коэффициент использования излучения АЧТ вычисляется по формуле -  $K_\lambda = \frac{35,4}{\alpha}$ , где  $\alpha$  - сумма относительных величин фотосигнала на каждой длине волны спектра фоточувствительности. Спектральная характеристика ФП измерялась на установке SPM (фирма Карл-Цейс)

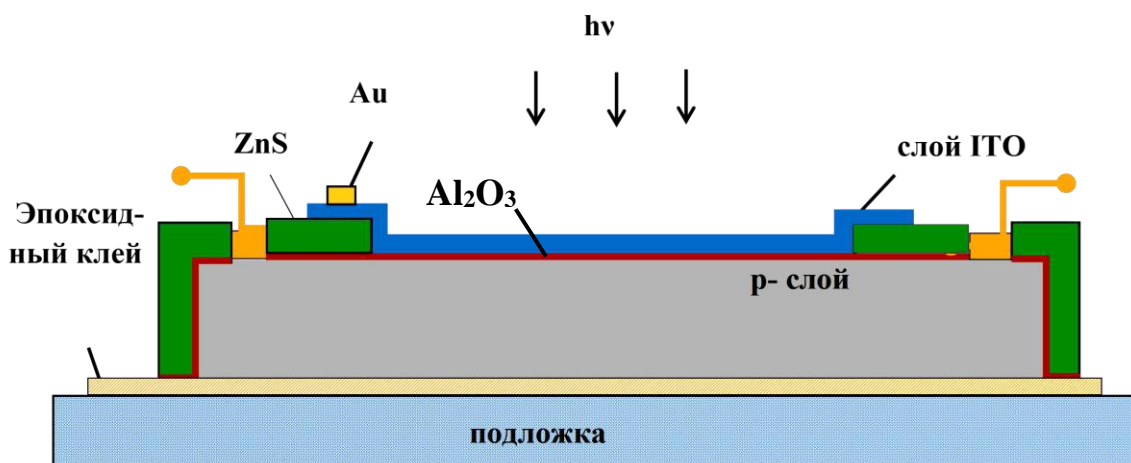


Рис 2.5.1 Схематичный рисунок МДП фоторезистора на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$ .

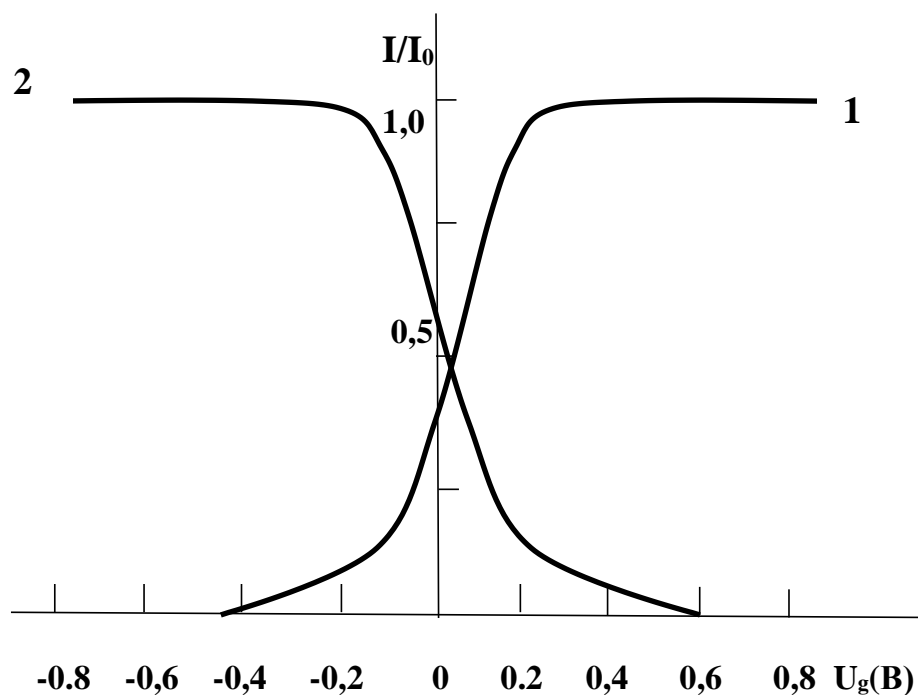


Рис 2.5.2 Зависимость фототока МДП-структуры  $ITO-Al_2O_3-Cd_xHg_{1-x}Te$  от приложенного напряжения  $U_g$ : 1- для  $n-Cd_xHg_{1-x}Te$ ; 2- для  $p-Cd_xHg_{1-x}Te$ .



при помощи усилителя сигнала с фазовым детектором. Для проведения измерений образцы помещались в вакуумируемый криостат и охлаждались жидким азотом. Для проведения измерений при низких уровнях фона использовалась специальная оснастка с охлаждаемой диафрагмой.

На рис 2.5.3 показаны спектральные характеристики фоточувствительности в относительных единицах для МДП-фоторезистора  $\text{ITO-AAO-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  при отсутствии 1) и приложении обратного напряжения  $U_g$  на затворе. Как видно из рисунка фоточувствительность в коротковолновой области спектра повышается при инверсных напряжениях, что обусловлено уменьшением скорости поверхностной рекомбинации и увеличением  $\tau_s$ .

Обнаружительная способность вычислялась на основе данных измерений шумового напряжения  $U_n$  в полосе частот  $\Delta f = 120$  Гц, по формуле:

$$D^* = \frac{R(\lambda_m)(A_0\Delta f)^{1/2}}{U_n} . \quad (2.4.9)$$

При уменьшении потока фонового излучения, с применением охлаждаемых диафрагм, поверхностное время жизни  $\tau_s$  и соответственно фоточувствительность увеличивались более чем на порядок. В апертурном угле  $\theta = \pi$  для МДП-структур с граничными длинами  $\lambda_r = 10,6$  мкм и длинами  $\lambda_r = 10,5$  мкм, получены значения  $D_{\lambda}^* = 8 \cdot 10^{10}$  см·Гц<sup>1/2</sup>W<sup>-1</sup> и  $D_{\lambda}^* = 1 \cdot 10^{11}$  см·Гц<sup>1/2</sup>W<sup>-1</sup>, соответственно. Как видно, при низких уровнях фона возможно достичь значительных увеличений параметров фоточувствительности.

## 2.6 Особенности ВАХ туннельных МДП структур Al-p- $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Основными элементами большеформатных ИК-матриц являются барьеры Шоттки, МДП-структуры и p- n переходы. Структуры МДП с туннельно тонким слоем диэлектрика (МТДП) представляют особо практический интерес, так как

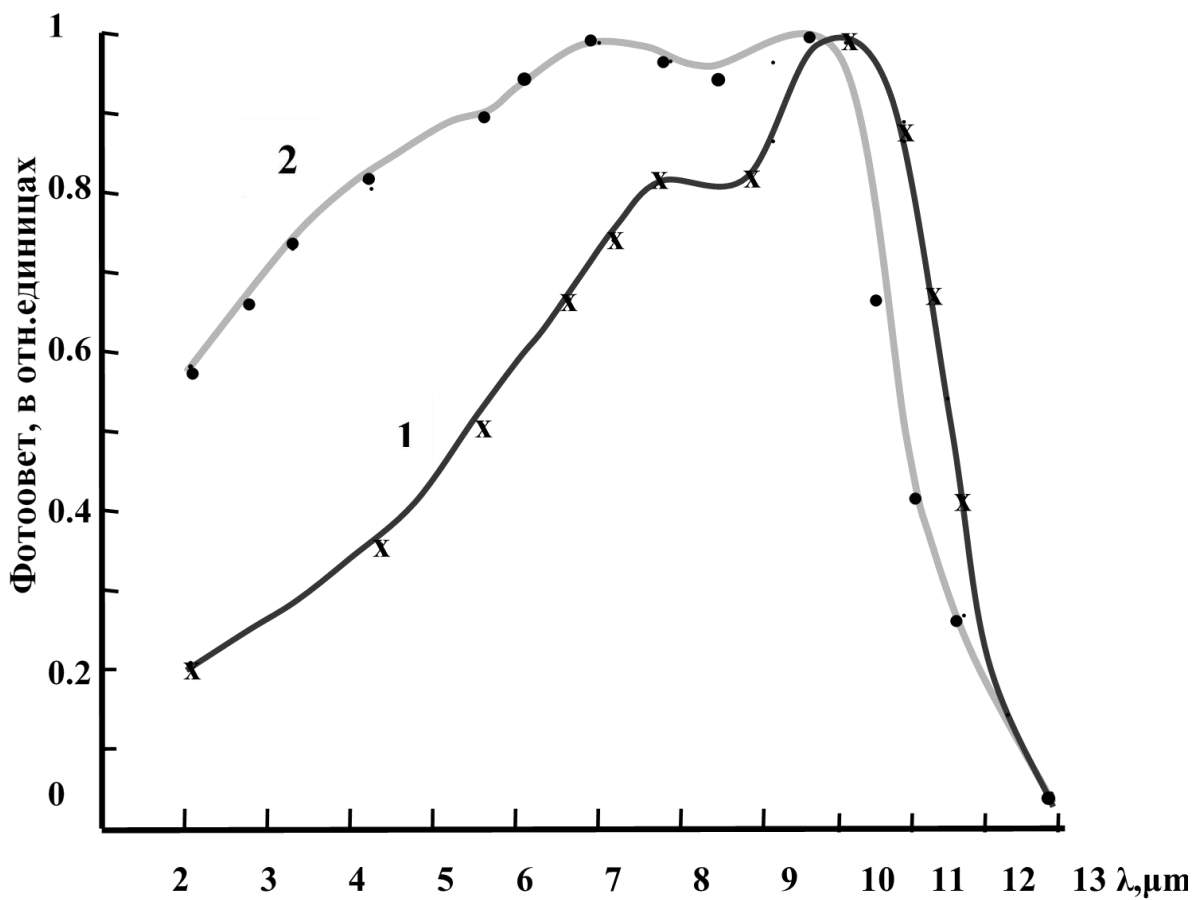


Рис 2.5.3 Спектральные характеристики фоточувствительности для МДП-фоторезистора  $\text{ITO-AO-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  при отсутствии -1 и приложении обратного напряжения  $U_g=0,2$  В на затворе -2.

они могут быть использованы как детекторы с внутренним усилением сигнала [17]. Несмотря на достаточно развитую теорию туннельной МДП-структуры, практически нет работ посвященных МТДП структурам на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , которые могли бы быть использованы как детекторы с внутренним усилением. Как мы сообщали в предыдущем разделе в, результате осаждения Al на поверхности  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с естественным окисным слоем образуется переходный слой (в виде соединений  $Al_2O_3$ ) с высокими диэлектрическими свойствами и характеризуется сравнительно низкой концентрацией поверхностных состояний [103]. В данном параграфе представлены результаты исследования Al-p- $Cd_xHg_{1-x}Te$  структур с туннельно-тонким изолирующим слоем [116].

В экспериментах использовались монокристаллы  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0.25-0.3$ ) p-типа проводимости с  $N_a=(0.5-1)\cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$  и  $\mu_p=450-550 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ . Поверхность пластин подвергалась химико-механической полировке с последующим травлением в 4% бром содержащем травителе и промывкой в метиловом спирте. Непосредственно после сушки на поверхность пластин через маску осаждались пленки алюминия толщиной  $\sim 20$  нм термическим испарением в вакууме  $10^{-3}$  Па. Алюминиевые электроды имели квадратную форму со стороной 400  $\mu\text{м}$ . Измерения проводились при  $T=80$  К в присутствии низкого уровня фонового излучения  $\Phi=10^{14} \text{ см}^{-2}$ , благодаря использованию охлаждаемой диафрагмы. Дополнительная подсветка осуществлялась светодиодом с  $\lambda=0.9$  мкм различной интенсивности.

Типичные вольтамперные характеристики исследованных нами МТДП структур при подсветке светом с  $\lambda=0.9$  мкм разной интенсивности в присутствии потока фонового излучения  $\Phi=10^{14} \text{ см}^{-2}$  показаны на рис.2.6.1. Отметим следующие особенности этих характеристик:

- очень слабая температурная зависимость темновой ВАХ, на обратной зависимости которой начиная с некоторого напряжения наблюдается быстрое увеличение тока,
- очень малые значения темнового тока и фототока при нулевом смещении по сравнению с теоретически расчетными значениями,

- при наличии подсветки, начиная с некоторого обратного напряжения  $U_1$ , наблюдается резкое увеличение, а затем насыщение фототока.
- величина фототока насыщения нелинейно зависела от уровня засветки, а напряжение при котором начиналось насыщение также увеличивалось с увеличением уровня засветки,

Наблюдаемые особенности ВАХ обусловлены наличием туннельно-тонкого промежуточного слоя. Присутствие диэлектрического промежуточного слоя приводит к значительному уменьшению темнового термоэмиссионного тока за счет дополнительного туннельного барьера, с коэффициентами прозрачности электронов и дырок-  $\bar{D}_n, \bar{D}_p \ll 1$ . В соответствии с теорией [22] эмиссионный поток для электронов и дырок имеет вид:

$$j_n = \frac{1}{4} e \bar{D}_n v_n (n_s - n_{os} e^{-\Delta y_d - \Delta y_o}) = S_{ne} (\Delta n^* + n_o - n_{os} e^{-\Delta y_d - \Delta y_o - \Delta y_s}), \quad (2.6.1)$$

$$j_p = -\frac{1}{4} e \bar{D}_p v_p (p_s - p_{os} e^{\Delta y_d + \Delta y_o}), \quad (2.6.2)$$

здесь  $S_{ne} = \frac{1}{4} \bar{D}_n v_n e^{y_s}$  - эффективная скорость эмиссии электронов из полупроводника в металл;

$\Delta n^* = n_s \exp(-y_s) - n_o$ ,  $y$ - безразмерный изгиб зон;

$v_n, v_p$  - средняя тепловая скорость электронов и дырок соответственно.

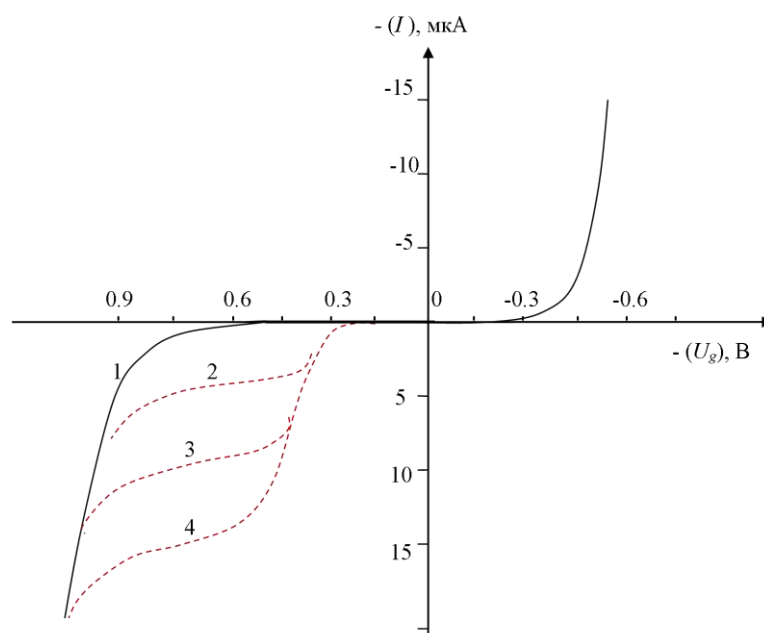
$s$ -индекс поверхности,  $o$ -индекс термодинамического равновесия;

$\Delta y_o = \Delta \left( \frac{eU_o}{kT} \right) = -\frac{e(Q_{ss} - Q_{ss}^{(0)})}{kTC_d}$  - изменение безразмерного потенциала плоских зон;

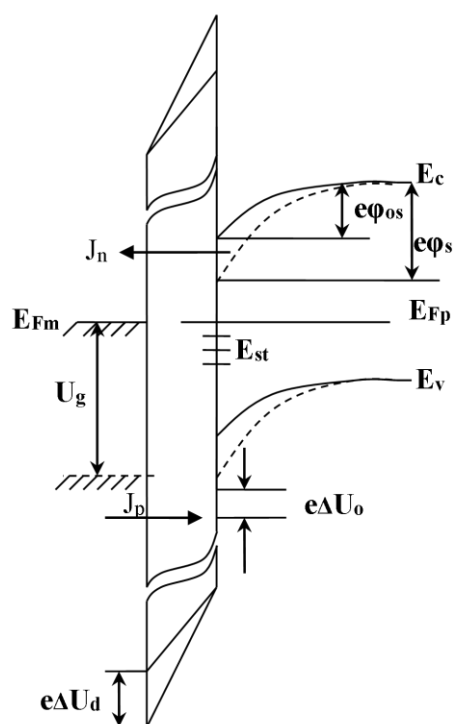
$\Delta y_d = \Delta \left( \frac{eU_d}{kT} \right) = -\frac{e(Q_{sc} - Q_{sc}^{(0)})}{kTC_d}$  - падение напряжения на диэлектрическом зазоре;

$Q_{ss}$ -заряд поверхностных состояний,  $Q_{sc}$ - заряд ОПЗ полупроводника,  $C_d$ - удельная емкость диэлектрика.

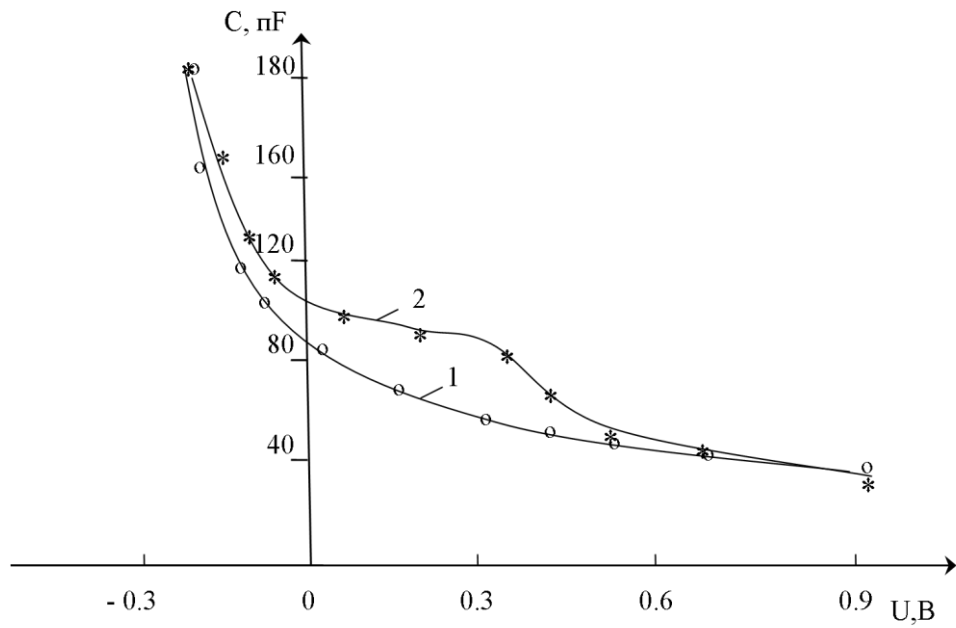
Значительно малая величина фототоков при малых напряжениях смещения указывает на то, что большая часть напряжения, приложенного к МДП структуре, экранируется поверхностными состояниями и  $|\Delta y_0| \gg 1$ . В этом случае, в соответствии с (2.6.1), зависимость эффективной скорости эмиссии  $S_{ne}$  от величины напряжения значительно ослаблена. Однако, как это наблюдается экспериментально, при обратных напряжениях коэффициент прозрачности диэлектрического зазора для электронов может возрастать. При напряжениях более  $U_1$ , скорость эмиссии электронов становится больше скорости поверхностной рекомбинации  $S^*$  и фототок начинает увеличиваться, достигая тока световой генерации. В результате наступает "неравновесное истощение" и фототок насыщается. На рис.2.6.2 показана энергетическая диаграмма рассматриваемой структуры при обратном смещении. Как видно из рис.2.6.2 при напряжениях, соответствующих понижению уровня Ферми в металле ниже вершины валентной зоны полупроводника, согласно (2.6.2), появляется значительный туннельный ток основных носителей заряда. Независимость этого тока от освещения указывает на отсутствие эффекта усиления фототока, что свидетельствует о действительно слабой зависимости эффективной скорости эмиссии  $S_{ne}$ . Как видно из рис.2.6.2 насыщение фототока происходит раньше, чем начинает расти ток основных носителей заряда, что нарушает условие наступления эффекта усиления. Неравновесное истощение наблюдается и на  $C-U$  характеристике при  $U > U_1$  (рис.2.6.3.). До напряжения  $U_1$  высокочастотная  $C-U$  характеристика насыщается из-за формирования инверсного слоя при освещении. При дальнейшем увеличении напряжения из-за оттока неосновных носителей заряда через диэлектрический зазор наблюдается уменьшение емкости структуры. Для оценки величины  $S^*$  удобно воспользоваться кривыми релаксации фототока при облучении структуры импульсным излучением (рис.2.6.4), как это было показано в параграфе 2.4. Как видно из рисунка, в режиме короткого замыкания, т.е.  $R_n < R_w$  при  $U < U_1$  форма импульса



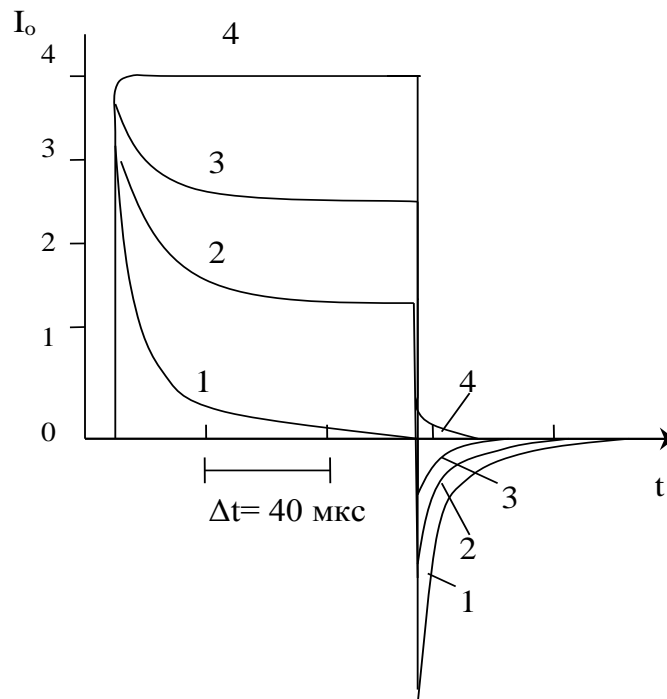
**Рис.2.6.1** Типичная ВАХ туннельных МДП структур Al-p- Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te (x=0.28) при T=80 К и при:1-фоновом потоке излучения 10<sup>14</sup>см<sup>-2</sup>; 2,3,4-при дополнительной подсветке с λ=0.9 мкм.



**Рис.2.6.2** Энергетическая диаграмма и механизмы переноса дырок и электронов в МТДП структуре Al-p- Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te при обратном напряжении смещения.



**Рис.2.6.3** C-U зависимость ТМДП структур Al- p-Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te при T=80 К и 1- фоновом излучении потоком  $10^{14}$  см<sup>-2</sup>; 2– при дополнительной подсветке с  $\lambda=0.9$  мкм.



**Рис.2.6.4** Кинетика релаксации фототока МТДП структур Al-p- Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te при обратных напряжениях: 1-0 В; 2-0,2 В, 3-0,4 В, 4-0,6 В

имеет дифференцирующий характер. При этом фототок нарастает с постоянной времени  $\tau_k = Rn \cdot C_w$  и достигнув определенного значения, спадает с постоянной времени  $\tau_d$  связанной с  $S^*$  выражением:

$$\tau_d = L_e \exp(\varphi_s^l) [(S_{pe} + S^*) \sqrt{\varphi_s^l}] , \quad (2.6.3)$$

здесь  $L_e$ -длина экранирования Дебая,

Полученные из этого выражения значения  $S^* = 10^4$  см/s значительно превышают значения  $S^* = 500$  см/s, полученные для подобной структуры на основе n-типа  $Cd_xHg_{1-x}Te$ . Это объясняется тем, что в (2.6.3) не учтены поверхностные токи утечки, которые всегда появляются на непассивированной поверхности p- $Cd_xHg_{1-x}Te$ . Поэтому при напряжениях, соответствующих понижению уровня Ферми в металле ниже вершины валентной зоны полупроводника и согласно (2.6.2) появляются туннельные токи в ОПЗ.

### Выводы к главе 2

В данной главе изучены электронные процессы в приповерхностных слоях узкозонных монокристаллов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с областями пространственного заряда. На основе статистики Шокли-Рида-Холла предложен упрощенный метод определения параметров рекомбинационных центров (энергетический уровень, концентрацию, сечение захвата электронов и дырок) в p- и n-типах проводимости  $Cd_xHg_{1-x}Te$  в отдельности. Экспериментально установлено, что для p- и n-типов проводимости  $Cd_xHg_{1-x}Te$  рекомбинационные центры с  $E_a = 65-70$  мэВ -донорного типа с отношением сечений захвата  $\gamma_n/\gamma_p = 100$  и обусловлены двукратно ионизированными вакансиями слабосвязанной ртути.

Комплексным исследованием фотопроводимости, фотомагнитного эффекта и фото-эдс установлено, что наличие на поверхности истощенного слоя может приводить к локализации фотопроводимости в приповерхностной ОПЗ. Показано, что в области фундаментального поглощения спектральная



зависимость фотопроводимости определяется вкладом фотопроводимости приповерхностной ОПЗ и изменением поверхностной подвижности носителей заряда относительно его объемного значения. В свете теории физики поверхности удовлетворительно объясняются и результаты исследования ФП  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  при нанесении на поверхность слоев различных металлов нанометровой толщины.

Обнаружено, что в результате осаждения Al на поверхности  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с естественным окисным слоем образуется переходный слой (наиболее вероятно в виде соединений  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{Al}_2\text{Te}_3$ ) с высокими диэлектрическими свойствами и характеризуется сравнительно низкой концентрацией поверхностных состояний [90] на границе раздела Al-  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ . Это позволило определить величину скорости поверхностной рекомбинации, параметры поверхностных состояний и механизм прохождения носителей заряда в ОПЗ. Таким образом естественный окисел на поверхности  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , который является причиной большой плотности быстрых поверхностных состояний и препятствует созданию МДП-фотоприемников, удается устранить заменой его более качественным и стабильным окислом. Обнаруженное явление использовано для изготовления МДП фоторезистора на основе структуры  $\text{ITO-Al}_2\text{O}_3\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , фотоэлектрические свойства которого могут управляться приложенным к затвору напряжением. При инверсных напряжениях фоточувствительность в коротковолновой области спектра существенно повышается. В апертурном угле  $\theta=\pi$  при  $T=80$  К для МДП-структур с граничными длинами  $\lambda_r=10,6$  мкм и длинами  $\lambda_r=10,5$  мкм, получены значения  $D_\lambda^*=8 \cdot 10^{10}$  см $\cdot$ Гц $^{1/2}$ W $^{-1}$  и  $D_\lambda^*=1 \cdot 10^{11}$  см $\cdot$ Гц $^{1/2}$ W $^{-1}$ , соответственно.

На основе структур Al- p- $\text{Cd}_{0.28}\text{Hg}_{0.72}\text{Te}$  ( $\lambda_r=6$  мкм) созданы туннельные МДП – фотодиоды, работающие в режиме неравновесного истощения при  $T=80$  К. Такие преимущества, как высокое быстродействие, повышенная чувствительность в коротковолновой области спектр фоточувствительности по сравнению с p- n переходами и простота изготовления позволяют рассматривать его перспективным для применений в МФП в качестве чувствительного элемента.

### **III ГЛАВА. РАЗРАБОТКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ДИФФУЗИОННЫХ И ИОННО-ПЛАЗМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ФОТОПРИЕМНИКОВ 3-ГО ПОКОЛЕНИЯ**

В данной главе приводятся результаты исследования процессов низкотемпературной диффузии элементов 1 группы Au, Ag, Cu и модификации параметров  $Cd_xHg_{1-x}Te$  методами ионно-плазменной обработки и имплантации ионами индия энергией 2-3кэВ из жидкометаллического источника, а также изучения фотоэлектрических параметров фотоприемников, изготовленных этими методами. Исследование направлено на разработку простых и дешевых, но достаточно эффективных и хорошо контролируемых методов изготовления ИК-приемников нового поколения.

#### **3.1. Низкотемпературная диффузия элементов 1-ой группы Au, Ag, Cu в монокристаллах $Cd_xHg_{1-x}Te$ .**

В основе важнейших технологических операций получения и обработки полупроводниковых соединений, а также создания приборов на их основе лежат процессы диффузии компонентов, примесей, точечных дефектов. Этим обстоятельством обусловлен большой практический интерес к диффузионным процессам. Диффузия, как и ряд других свойств полупроводниковых материалов (гальваномагнитных, оптических и т.д.), определяется прежде всего точечными дефектами.

Поскольку одним из основных препятствий достижения высокой фоточувствительности фотоприемников на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  является высокая концентрация центров рекомбинации Шокли-Рида, понижающие время жизни и подвижность носителей заряда, то необходимо, чтобы применяемые технологические процессы сопровождалась бы уменьшением концентрации

этих центров, а именно вакансий атомов ртути. Как было отмечено в обзоре, в связи с необходимостью изготовления DLHJ, DLPH, P<sup>+</sup>/v/N<sup>+</sup> структур фотодиодов на основе эпитаксиальных слоев Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te, основной акцент при разработке акцепторного легирования был сделан на мышьяке, обладающего очень низким коэффициентом диффузии. Это позволяет получать резкие p<sup>+</sup>-n переходы со стабильными параметрами при проведении различных термических процессов его изготовления. Однако, в связи с описанными в разделе 1, трудностями при активации As в Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te и недостаточно низкие значения концентрации вакансий ртути ограничивают его применение для дальнейшего повышения чувствительности ИК-фотоприемников. В связи с этим продолжаются исследования, посвященные легированию этого материала другими акцепторными примесями. Для этих целей, наиболее приемлемыми являются элементы 1-й группы -Ag, Au, Cu .

В данном разделе приводятся результаты исследования процессов низкотемпературной диффузии элементов 1-й группы (Ag, Au, Cu) .

Как было отмечено в обзоре, элементы 1 –й группы Ag, Au, Cu создают в Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te мелкие акцепторные уровни. Преимущества элементов 1 – й группы является то, что они имеют большой коэффициент диффузии, значительно превышающий коэффициент диффузии вакансий ртути и широкий интервал легирования от 10<sup>15</sup> до 10<sup>19</sup> см<sup>-3</sup>, а степень активации их близок к 100%, вплоть до концентраций 10<sup>19</sup>см<sup>-3</sup> даже при низких температурах диффузии.

Диффузия этих элементов в Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te происходит по междуузельному и диссоциативному механизмам. Миграция атомов элементов 1- группы в Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te в основном определяется движением по междуузельному механизму, что и определяет высокий коэффициент диффузии этих примесей. Находясь в межузлиях эти атомы проявляют донорные свойства. Занимая места в металлической подрешетке, они действуют как однократно ионизованные акцепторные примеси или связываясь с вакансиями, образуют малоподвижные акцепторные комплексы. С миграцией примесных атомов по вакансиям связана медленная компонента диффузии с значительно меньшими коэффициентами

диффузии. Диффузионные профили распределения примесей, содержащий две составляющие, хорошо описываются законом Фика с коэффициентами диффузии, отличающимися на 3-4 порядка. При этом концентрация акцепторов медленной компоненты более чем на порядок больше концентрации быстрой компоненты. В таблице 1.1.1 показаны значения коэффициентов диффузии Ag, Au, Cu, взятые из литературных данных. Из трех элементов наибольшей диффузионной способностью обладает медь, наименьшей – золото.

Выбор легирования элементы 1-й группы был сделан, также, из тех соображений, что коэффициент диффузии их значительно больше, чем коэффициент диффузии вакансий ртути, но меньше, чем коэффициент диффузии междоузельной ртути. Коэффициент междоузельной диффузии ртути:  $D_I$  (см<sup>2</sup>/с) =  $0.00235 \exp(-0.15 \text{ эВ}/kT)$  и коэффициент диффузии вакансий ртути:  $D_V$  (см<sup>2</sup>/с) =  $0.0063 \exp(-0.85 \text{ эВ}/kT)$  [80]. Численные значения их при  $T=150^\circ\text{C}$ , соответственно,  $D_I = 10^{-7}$  см<sup>2</sup>/с и  $D_V = 10^{-13}$  см<sup>2</sup>/с, а для, например атомов меди,  $D_{Cu} = 8 \cdot 10^{-8}$  см<sup>2</sup>/с. Как будет показано ниже, это значительно облегчает проведение процессов диффузии. При этом для решения проблемы больших коэффициентов диффузии элементов I группы (Au, Ag, Cu) иногда используется подлегирование материала вакансиями ртути, так как считается, что атомы элементов I группы  $M^I$ , связываясь с вакансиями, образуют малоподвижные акцепторные комплексы [130]. Такое подлегирование должно также увеличивать степень электрической активности  $M^I$ , поскольку, для того чтобы выступать в роли акцепторов, их атомы должны занимать места в металлической подрешетке. Квазихимическая реакция, описывающая поведение атома золота, тогда выглядит так [130.стр.161]:



с константой реакции

$$[M_{Hg}]/ [M_i][V_{Hg}] = K_M. \quad (3.1.2)$$

Очевидно, что концентрация атомов  $M^I$ , занимающих места в подрешетке катиона и действующих как акцепторная примесь, увеличивается при возрастании концентрации вакансий ртути  $[V_{Hg}]$ . В работе [183] изучена связь

между распределением концентраций Hg-вакансий и Au, Cu в материалах  $Cd_xHg_{1-x}Te$  и была определена их зависимость от условий отжига. Результаты показывают, что концентрация вакансий Hg являются основным фактором, влияющим на миграцию и распределение концентрации атомов Au и Cu. Доказано, что вакансии Hg имеют стабилизирующий эффект на легирующие свойства атомов Au и Cu в материалах  $Cd_xHg_{1-x}Te$ .

Рассмотрим результаты исследования диффузии меди в  $Cd_xHg_{1-x}Te$ .

Диффузионный профиль распределения меди хорошо описывается законом Фика с коэффициентом диффузии:

$$D_{Cu} = D_{Cu0} \exp(-E_{Cu}/k_B T) \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}, \quad (3.1.3)$$

здесь  $D_{Cu0} = 8.1 \times 10^{-3} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$  и  $E_{Cu} = 0.42 \text{ эВ}$  ( $T = 330\text{--}550 \text{ К}$ ) [124].

Для проведения экспериментов были использованы монокристаллические образцы  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x \approx 0,24\text{--}0,29$ ), полученные методом вертикально направленной кристаллизации с подпиткой из твердой фазы (ОАО "Чистые металлы", г.Светловодск, Украина) с концентрацией электронов  $n = (2\text{--}5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и  $\tau = (0,3\text{--}1) \cdot 10^{-5} \text{ с}$ .

Образцы p-типа были получены из исходных пластин путем диффузионного легирования медью. На свежетавленную поверхность пластины n-типа  $Cd_xHg_{1-x}Te$  наносилась пленка меди определенной толщины методом резистивного распыления в вакууме.

Диффузия Cu производилась в два этапа в ходе изотермического отжига пластин при  $T = 120\text{--}150^\circ \text{ С}$ , в зависимости от требуемого профиля легирования. Для получения однородного распределения примеси, вначале отжиг проводился в течении 2 часов, затем поверхность капсулировалась слоем  $SiO_2$  и процесс продолжался в течении 2 суток. Продолжительность отжига  $t$  выбиралась из условия  $(D_{Cu}t)^{1/2} > 5d$ , где  $D_{Cu}$  - коэффициент диффузии меди, рассчитанный по формуле (3.1.3). В этом случае медь распределялась в кристаллах достаточно равномерно. Концентрация акцепторов, определенная методом Холла,

варьировалась от  $10^{15}$ -до  $5 \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}$ . Полученные образцы р-типа значительно отличались по сопротивлению и времени жизни неосновных носителей при  $T=80 \text{ K}$ , в зависимости от концентрации дырок.

При столь низкой температуре термоотжига ( $T=130\text{C}^0$ ) и при атмосферном давлении газа, генерация вакансий практически исключается, и атомы меди, диффундирующие по межузельному и диссоциативному механизмам, занимают места имеющихся вакансий и создают мелкие акцепторные уровни. Это приводит к уменьшению концентрации глубоких центров, обусловленных вакансиями в исходном материале n-типа. Именно поэтому в примесно-легированных материалах наблюдается увеличение времени жизни, обусловленное рекомбинацией Шокли-Рида-Холла, по сравнению с вакансионно-легированными [90,187]. Поэтому, во-первых, следует ожидать увеличение времени жизни, обусловленного механизмом Шокли-Рида, по сравнению с исходным материалом, из-за уменьшения концентрации глубоких центров, так как места вакансий ртути занимают атомы меди. Во-вторых, из-за уменьшения концентрации глубоких центров (вакансий ртути), ограничивающих наименьший уровень акцепторного легирования в образце, становится возможным достижение более низкого контролируемого уровня легирования р-типа и более высокой подвижности НЗ.

Действительно, экспериментально снятая температурная зависимость  $\tau$  (рис.3.1.1), показывает, что  $\tau$  слабо изменяется с увеличением температуры от 80 К до 200 К, что характерно для механизма Оже-рекомбинации и указывает на незначительную концентрацию центров Шокли-Рида-Холла. Полученные значения  $\tau$  совпадают с теоретически расчетными по Оже-механизму.

Эта особенность позволяет изготавливать очень простыми способами диффузии фотодиоды высокого качества. Рассмотрим вначале способ изготовления  $p^+-p-n-n^+$  структурного фотодиода, другие структуры будут рассмотрены в последующих параграфах. Он заключается в следующем. После химического травления, на поверхность однородно –легированной n-типа пластины  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  наносился тонкий слой меди или золота. Затем после

проведения термоотжига в течении 2-10 мин, поверхность покрывалась пассивирующим слоем ZnS, в котором методом фотолитографии вскрывались окна под кольцевые контакты будущих фотодиодов и химически осаждалось золото. Далее проводилась 2-я фотолитография, после которой химическим травлением вытравливались незащищенные участки, после чего эти участки защищались слоем ZnS. После удаления фоторезиста наносились контакты из золотой проволоки  $\varnothing 30$  мкм. Полученный, таким образом меза-структурный фотодиод (рис.3.1.2) обладает такими преимуществами, как отсутствие влияния поверхностной рекомбинации на  $p^+$ -р поверхности и поверхностных токов утечки, которые появляются из-за тенденции к возникновению поверхностного слоя электронной проводимости.

Механизмы переноса заряда исследовались путем измерений вольт-амперных характеристик (ВАХ) и величины  $R_0A$  в зависимости от температуры. Прямые ветви ВАХ фотодиодов описывались выражением:

$$I = I_0 \left[ \exp\left(\frac{qU}{\beta kT}\right) - 1 \right] \quad . \quad (3.1.4)$$

В интервале 77–120 К постоянная  $\beta \approx 2$ , что свидетельствует о преобладании генерационно-рекомбинационного механизма переноса.

На рис.3.1.3 показана типичная зависимость  $R_0A$  от  $1/T$ . Изменение наклона экспериментальной кривой в температурном интервале 110–120 К означает смену механизма переноса заряда. Высокотемпературный участок совпадает с рассчитанными по диффузионному механизму с энергией активации  $E_g$ , а низкотемпературный имеет энергию активации  $E_g/2$ .

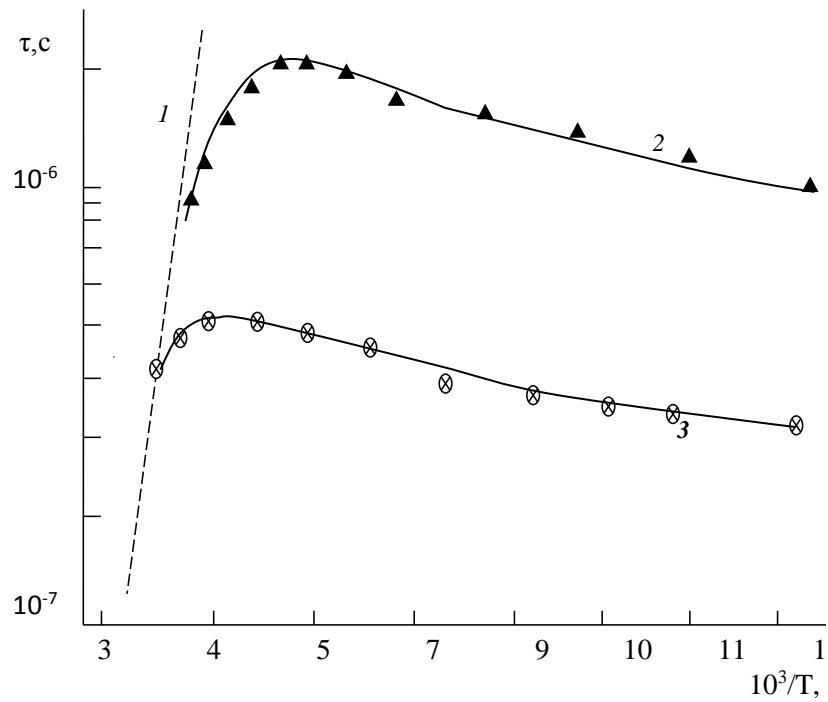


Рис.3.1.1 Температурная зависимость  $\tau$  образцов  $\text{Cu}:\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x \approx 0,27$ ), 1- расчетная по собственному Оже, 2- для  $N_a = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , 3-  $N_a = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .

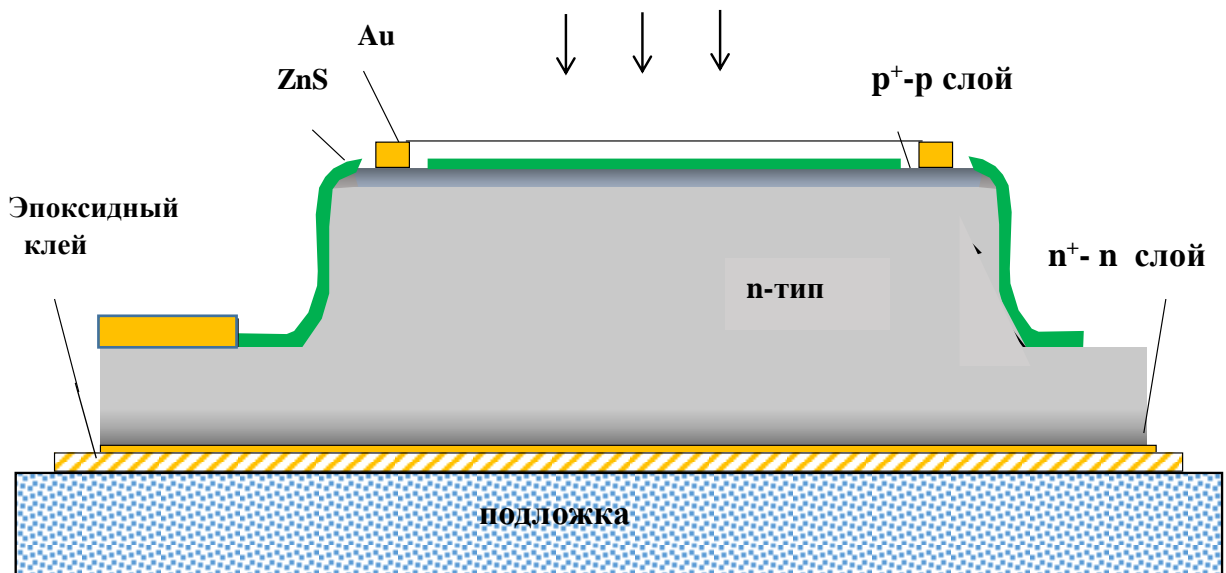
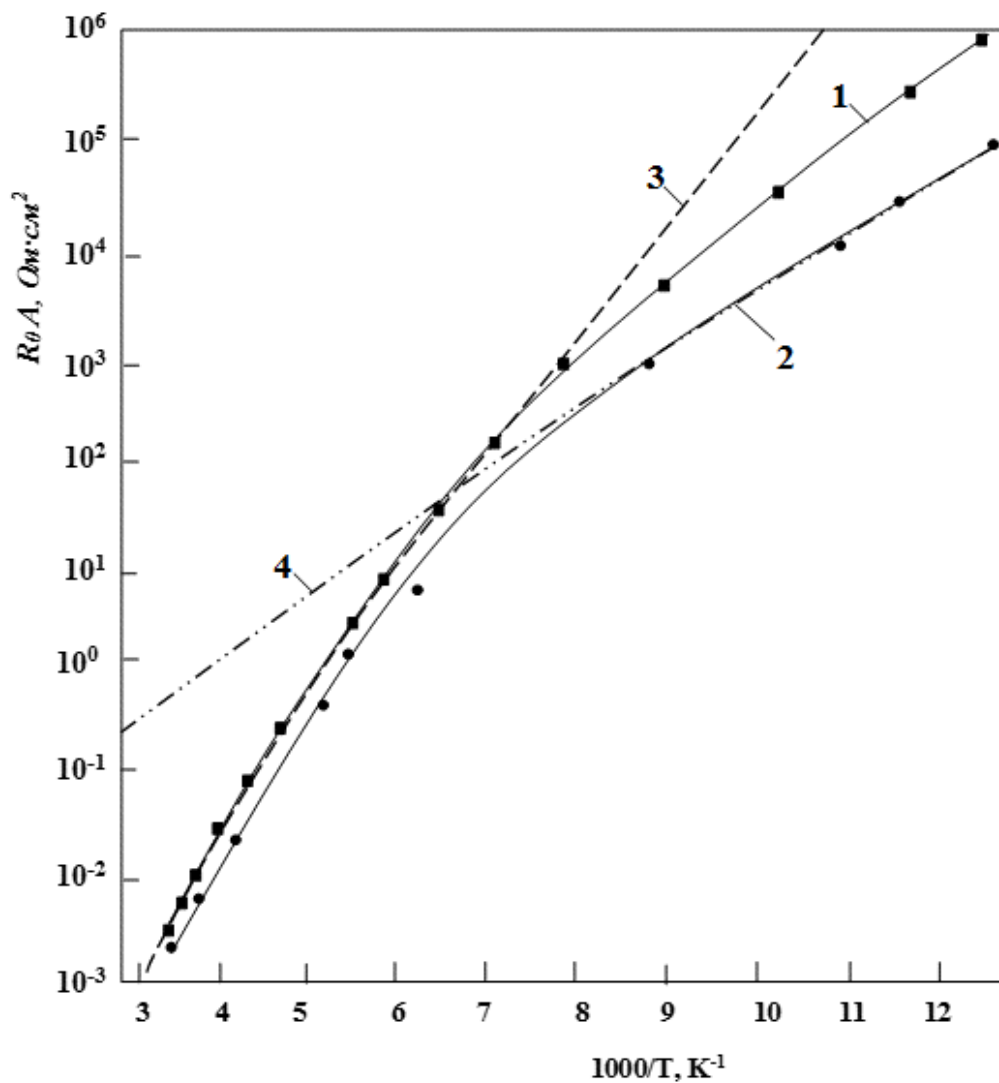


Рис.3.1.2 Схематичный вид  $p^+-p-n-n^+$  структурного фотодиода.



Достигнутые значения  $R_0A$  выше, чем в диодах  $n^+p$  типа, изготовленных методом диффузии или имплантации ионов. Они также выше, чем значения, приведенные в работе [68], в которой были исследованы  $p^+n$  фотодиоды, изготовленные методом диффузии As в монокристаллические подложки  $n$   $Hg_{1-x}Cd_xTe$ , легированные индием.

Диффузия As в подложку  $n$ -типа проводилась при  $T=400^\circ C$  в течении 2-12 ч, затем проводился отжиг в парах ртути при  $T=230-250^\circ C$  в течении 24 ч. Как показано на рис.3.1.3 в этой структуре, также превалирует генерационно-рекомбинационный механизм при  $T < 140K$ . В этой работе сделан вывод о том, что дефекты в исследованных фотодиодах, определяющие генерационно-рекомбинационный механизм переноса заряда при низких температурах, возникают преимущественно в процессе изготовления самих фотодиодов. Для технологии с мышьяком, диффузия которого проводится при  $T \geq 400^\circ C$ , обязательным процессом является отжиг в насыщенных парах ртути при  $T=230-250^\circ C$ . Несмотря на избыток ртути, в процессе отжига наряду с заполнением вакансий, происходит также их генерация и концентрация их, в соответствии с диаграммой (рис.1.3.2), при равновесных условиях увеличивается с увеличением температуры отжига. Процесс диффузии меди происходит при более низких температурах ( $130-150^\circ C$ ), при этом заполнение вакансий ртути атомами меди происходит и в области  $p-n$  –перехода, где их концентрация понижается и становится меньше, чем в исходной подложке  $n$ -типа. Наличие вакансий в исходных компенсированных  $n$ -типа образцах проявляется на температурной зависимости  $\tau$ . Отсюда можно прийти к заключению что, более высокие значения  $R_0A$  при низких температурах  $p^+n$  фотодиодов, полученных легированием медью по сравнению с легированными мышьяком, обусловлено более меньшей концентрацией вакансий ртути, благодаря более низким температурам процесса диффузии.



**Рис.3.1.3** Температурные зависимости  $R_0A$  для  $p^+-n$   $Cd_{0.27}Hg_{0.73}Te$  ( $\lambda_r=6$   $\mu m$ ) фотодиодов. Экспериментально полученные: (1)-для рассматриваемых структур, (2)- полученные в работе [69]; расчетные: (3) –по диффузионному, (4)-по генерационно-рекомбинационному механизму.

### 3.2 Фотоэлектрические свойства слоев $Cd_xHg_{1-x}Te$ , модифицированных ионно-плазменной обработкой.

Как было изложено в 1 главе, в технологии ФП нового поколения предпочтительны будут процессы плазменного травления, примесного легирования (In, As, Au) и парофазная эпитаксия.

Ионно-плазменные процессы широко применяются в технологии изготовления полупроводниковых приборов. Ионно-плазменные методы обработки поверхности являются наиболее предпочтительными для изготовления ФП нового поколения. В технологии изготовления матричных фотоприемников высокого разрешения на основе эпитаксиальных слоев  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , этот метод незаменим, так как, только ионное травление позволяет получать требуемые минимальные размеры чувствительного элемента и зазоров между ними. Ионно-плазменные методы используются при высокочастотном катодном и магнетронном распылениях металлов и диэлектриков, для удаления загрязнений, адсорбированных молекул воды, остатков органики и фоторезиста, ионно-лучевого травления металлов и диэлектриков через резистивную или другую маску, плазмо-химическое осаждение и травление диэлектрических слоев и других процессов.

Использование НИО позволяет улучшить параметры уже существующих приборов благодаря таким преимуществам: а) снижение числа вносимых дефектов б) использование принципиально новых возможностей, которые несет с собой новый метод, в) значительная простота и дешевизна технологического процесса.

Кроме своего непосредственного назначения ионно-плазменные процессы используются в технологии  $Cd_xHg_{1-x}Te$  для изготовления p-n переходов [91,147], аккумулирующих  $n^+$ -n слоев в фоторезисторах для уменьшения скорости поверхностной рекомбинации и эффекта вытягивания неосновных носителей, а также для получения высококачественных слабо легированных слоев n-типа

проводимости с высокой подвижностью и большим временем жизни носителей заряда [99,74,81].

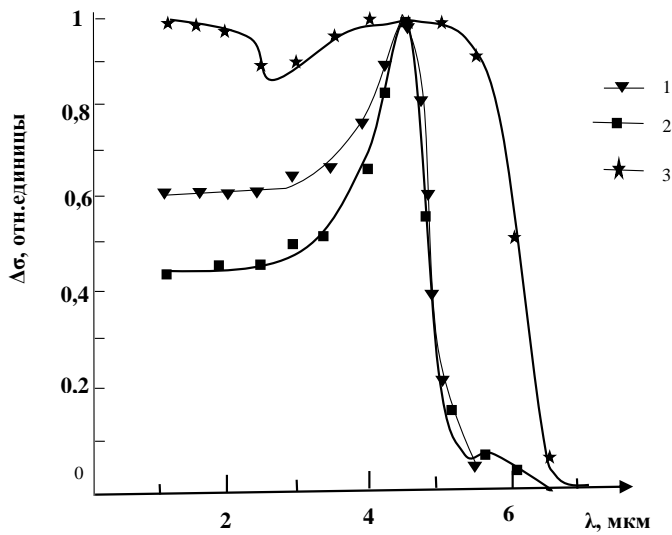
Поскольку конечная цель работы- увеличение характеристик чувствительности ФП и ФД, то для изучения свойств модифицированных НИО слоев  $Cd_xHg_{1-x}Te$  и выработки оптимальных условий ионно-плазменных воздействий были использованы фотоэлектрические характеристики фотодиодов и фотопроводников, модифицированных НИО. Важно отметить, что фотоэлектрические параметры ФП и ФД, это прежде всего вольтовая или токовая чувствительность и их спектральные характеристики, очень чувствительны к изменениям концентраций вводимых глубоких и мелких примесных центров.

Фотопроводимость и шумовые свойства твердых растворов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  в значительной степени связаны с состоянием поверхности, которое сильно влияет на время жизни неравновесных носителей заряда и непосредственно определяет скорость поверхностной рекомбинации. При изготовлении p-n переходов и фоторезисторов для неохлаждаемых фотоприемников, довольно часто использовали методы ионной имплантации, а в последнее время в качестве альтернативы используется метод облучения ионами  $Ar^+$ , из-за простоты и дешевизны процесса.

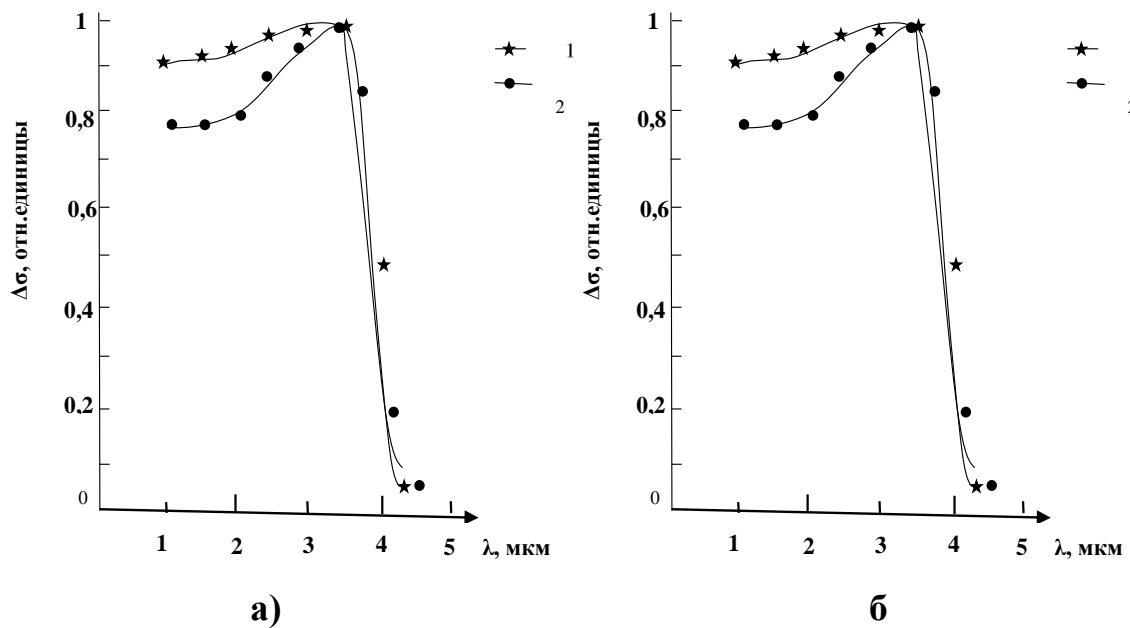
Данный параграф посвящен изучению закономерностей модификации поверхностных параметров (плотность поверхностных состояний, положение уровня Ферми, поверхностный изгиб зон, концентрация мелких и глубоких примесных центров и т.п.) в образцах  $Cd_xHg_{1-x}Te$  при ионно-плазменной обработке низкоэнергетичными ионами методом фотопроводимости [36].

Исследовано влияние облучения ионами  $Ar^+$  энергией 1 кэВ и дозами  $P = 10^{12} \div 10^{17} \text{ см}^{-2}$  на фотопроводимость  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $0,27 < x < 0,3$ ) при комнатной температуре и 80 К. Установлено, что большие дозы облучения ( $P > 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ) приводят к существенному изменению электрофизических параметров приповерхностной области и фотопроводимости. Особенности полученных результатов объяснены в рамках двухслойной модели.

Исходным пластинам придавалась форма параллелепипеда с размерами  $8 \times 1 \times 0,1$  мм, затем они подвергались химико-механической полировке с последующим травлением в 4%-ом бромсодержащем полирующем травителе. По измерениям эффекта Холла были определены концентрация и подвижность носителей заряда равные  $n=(1-1,5) \cdot 10^{14} \text{см}^{-3}$  и  $\mu=(8-10) \cdot 10^4 \text{см} \cdot \text{В}^1 \cdot \text{с}^{-1}$  при  $T=80\text{К}$ , а при  $T=300\text{К}$ ,  $n_i=(0,5-1) \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}$  и  $\mu=(6-8) \cdot 10^3 \text{см} \cdot \text{В}^1 \cdot \text{с}^{-1}$ , соответственно. Объемное время жизни неравновесных носителей заряда определялось методом компенсации фотомагнитного эффекта фотопроводимостью, а поверхностное - по кинетике поверхностной фотопроводимости при освещении импульсами GaAs-светодиода. Измерения спектральной зависимости фотопроводимости проводились по стандартной методике при модулированном освещении с последующим синхронным детектированием сигнала. С целью выявления изменений фотопроводимости в результате облучения, одна половина полученного образца закрывалась защитным экраном, а другая половина подвергалась облучению пучком ионов  $\text{Ar}^+$  с энергией 1 кэВ и плотностью тока  $0,1 \div 300 \text{мкА/см}^2$ , в течении времени от 10 секунд до 5 минут. В качестве примера на Рис.3.2. и 3.2.2 приведены данные, полученные для двух образцов  $\text{Cd}_{0,29}\text{Hg}_{0,71}\text{Te}$  с дозой облучения  $10^{13}$  и  $10^{16} \text{см}^{-2}$ . Как видно из Рис.3.2.1, при  $T=300\text{К}$ , наблюдается спад фотопроводимости в коротковолновой (КВ) области спектра после облучения ионами  $\text{Ar}^+$  дозой  $P=10^{12}-10^{13} \text{см}^{-2}$  с последующим переходом на КВ «полку», причем на столько же уменьшается поверхностное время жизни  $\tau_s$ , по сравнению с необлученной частью образца. Однако, при  $T=80\text{К}$  наблюдается существенный подъем спектральной зависимости в КВ области спектра.



**Рис.3.2.1.** Спектральная зависимость ФП  $\text{Cd}_{0.29}\text{Hg}_{0.71}\text{Te}$ . 1 – необлученного ( $T=300\text{ K}$ ); 2 – облученного ионами  $\text{Ar}^+$  дозой  $P < 10^{13}\text{ см}^{-2}$  ( $T=300\text{ K}$ ), 3- при  $T=77\text{ K}$ .



**Рис.3.2.2.** Спектральная зависимость ФП  $\text{Cd}_{0.29}\text{Hg}_{0.71}\text{Te}$  при  $T=300\text{ K}$ , облученного ионами  $\text{Ar}^+$  дозой  $P \geq 10^{16}\text{ см}^{-2}$ : а) при положительном (1) и отрицательном (2) потенциале на контакте облученной половины; б) 1 – необлученной части, 2 – всего образца.

Гораздо более существенные изменения проводимости и фотопроводимости наблюдаются при облучении образца ионами  $Ar^+$  дозой  $P > 10^{16} \text{ см}^{-2}$ . Так, для второго образца проводимость облученной половины увеличилась в 3,2 раза, а фотопроводимость уменьшилась более, чем в 6 раз. При этом, как видно из Рис.3.2.1 и Рис.3.2.2а), максимум спектра фотопроводимости сдвигается на 1 мкм в КВ сторону по отношению к максимуму спектра фотопроводимости необлученной половины, а спад фотопроводимости в КВ области, обычно определяемый скоростью поверхностной рекомбинации, не наблюдается, несмотря на уменьшение  $\tau_s$  более чем в 10 раз. Кроме того, при подаче положительного напряжения к облученному концу образца наблюдается подъем КВ области спектра фотопроводимости. Приведенные на Рис.3.2.2.б) спектры фотопроводимости необлученной части и всего образца позволяют определить долю вклада каждой половины.

Прежде чем перейти к анализу полученных результатов, отметим, что особенностью  $Cd_xHg_{1-x}Te$  является различие характера дефектообразования и формы распределения радиационных дефектов по глубине при дозах меньше пороговых ( $P \leq P_n$ ) и при больших ( $P \gg P_n$ ) дозах облучения [66]. При низкоэнергетичной ( $E = 0,5 - 2 \text{ кэВ}$ ) ионной ( $Ne^+$ ,  $Ar^+$ ,  $Xe^+$ ) бомбардировки поверхности при плотности тока  $4,5 \text{ мкА/см}^{-2}$  скорость распыления поверхности  $Cd_xHg_{1-x}Te$  составляет  $10 - 90 \text{ \AA /мин}$ . Если энергия, передаваемая атому кристалла, оказывается ниже пороговой энергии, необходимой для выбивания его из узла, то вся энергия ионов затрачивается только на нагрев кристалла [130, с.151]. При больших дозах облучения, ионы, бомбардирующие поверхность, разрывают химические связи и происходит частичное распыление материала. В этих условиях на поверхности образуется большая концентрация свободных атомов ртути, в  $10^7$  раз превышающая предельную их концентрацию, соответствующую условиям равновесия с парами ртути, и достигающая значения  $10^{12} \text{ см}^{-2}$  [130, с.151]. В таких неравновесных условиях, при комнатной температуре происходит сверхбыстрая диффузия атомов ртути по междоузлиям вглубь кристалла. При этом коэффициент быстрой диффузии  $D_6 \geq 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2/\text{с}$  на

несколько порядков превышает максимальное значение коэффициента быстрой диффузии при термоотжигах, проводимых при  $T=225^{\circ}\text{C}$  и даже выше. Это обусловлено малой энергией активации диффузии  $<0,15$  эВ в сильно неравновесных условиях.

Для ионов  $\text{Ar}^+$  с  $P_{\text{п}}=6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , приповерхностная концентрация электронов  $n_s \ll 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , а глубина проникновения ионов не превышает  $0,1 \mu\text{м}$  [130]. При этом обогащающий изгиб зон при  $T=80 \text{ К}$  обеспечивает сильный отток неосновных носителей с поверхности, что сильно ослабляет поверхностную рекомбинацию. Поэтому наблюдается существенный подъем спектральной зависимости в КВ области спектра при  $T=80 \text{ К}$ . При комнатной же температуре, изгиб зон уменьшается в 6 раз, а подвижность в  $n^+$  слое уменьшается в 10 раз. Это сопровождается уменьшением фоточувствительности в КВ области. При больших дозах  $P \geq 10^{15} \text{ см}^{-2}$ , толщина слоя с  $n_s \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и объемного слоя с  $n > 10^{16} \text{ см}^{-3}$  может увеличиваться в десятки раз [130].

Анализ полученных данных проведем следующим образом. Согласно [12], спектральная зависимость фотопроводимости полупроводников с экспоненциальным краем собственного поглощения описывается формулой:

$$\Delta\sigma(\alpha, s) = \Delta\sigma_0 \cdot F(\alpha, s), \quad (3.2.1)$$

здесь  $\Delta\sigma_0 = e\mu_n(\tau_n + b^{-1}\tau_p)G_0$ , - значение  $\Delta\sigma$  в области сильного поглощения,  $\tau_n, \tau_p$  - объемное время жизни ННЗ,  $G_0$  - темп оптической генерации пар в единице объема, без учета влияния поверхностной рекомбинации,

$$G_0 = \beta(1 - R_0)(\Phi/d), \quad (3.2.2)$$

$F(\alpha, s)$  - безразмерная функция влияния поверхности на объемную скорость рекомбинации неравновесных носителей заряда (ННЗ) при их неоднородном возбуждении, где  $\alpha$  - коэффициент поглощения,  $d$  - толщина образца,  $\beta$  -



квантовый выход фототока,  $R(\hbar\nu)$  – коэффициент отражения,  $\Phi$  – плотность потока квантов.

В частном случае диффузионно-толстого образца ( $d/L > 1$ , как в нашем случае:

$$F(\alpha, s) = \frac{\alpha L}{1 - \alpha^2 L^2} \times \left\{ \frac{1 - e^{-\alpha d}}{\alpha L} + \frac{[(\alpha L - S) \cdot e^{\alpha d} - (\alpha L + S)] \cdot S}{(S + 1)^2} \right\}, \quad (3.2.3)$$

здесь  $S = sL/D = s\tau_p/L_p$  – безразмерная скорость поверхностной рекомбинации,  $s$  – скорость поверхностной рекомбинации,  $\tau_p$  – объемное время жизни ННЗ. На участке коротковолновой полки, при  $\alpha L \gg S$ , зависимость  $\Delta\sigma(\alpha, s)$  аппроксимируется функцией

$$F(\alpha, s) = \frac{1}{S + 1}, \quad (3.2.4)$$

а коэффициент поглощения в максимуме спектра фотопроводимости определяется по формуле:

$$\alpha_m = \sqrt{\frac{1}{dL} \frac{S}{1 + S}} \quad (3.2.5)$$

Как следует из (1) и (4), значение  $\Delta\sigma$  на «полке» определяет эффективное время поверхностной рекомбинации ННЗ

$$\tau_{eff} = \frac{\tau_n + b^{-1}\tau_p}{1 + S} \quad (3.2.6)$$

Применяя формулы (5) и (6), из спектральной зависимости фотопроводимости для первого образца, получим значение величины скорости поверхностной

рекомбинации  $S_1=167$  см/с и  $S_2=250$  см/с и поверхностного времени жизни НЗ  $\tau_{S1}=2,5 \cdot 10^{-6}$  с и  $\tau_{S2}=2,0 \cdot 10^{-6}$  с до и после облучения, соответственно. Наблюдаемый максимум фотопроводимости соответствует коэффициенту поглощения  $\alpha_m=350$  см<sup>-1</sup>, определенному по формуле (3.5).

Теперь обратимся ко второму образцу, одна половина которого была облучена ионами аргона дозой  $10^{16}$  см<sup>-2</sup>. В соответствии с указанными ранее особенностями дефектообразования в исследуемом материале, простой расчет показывает, что толщина  $n^+$  слоя составляет  $w \approx 3$  мкм, а средняя концентрация носителей заряда в нем  $n^+ \approx 2 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Поэтому при анализе результатов для облученной части образца рассмотрим двуслойную модель, верхний слой которой характеризуется вышеуказанными толщиной, концентрацией электронов и временем жизни НЗ  $\tau_s \sim 10^{-9}$  с, а нижний слой толщиной  $d \gg w$ , с концентрацией  $n=n_i=7 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> и временем жизни НЗ  $\tau=0,4 \cdot 10^{-6}$  с. Уровень Ферми в поверхностном слое находится в зоне проводимости, поэтому из-за малой концентрации неосновных НЗ можно считать, что скорость поверхностной рекомбинации  $s \leq 100$  см/с. Отсюда, приняв  $L_s=w=3 \cdot 10^{-4}$  см для верхнего и  $L \approx d \approx 2 \cdot 10^{-3}$  см для нижнего слоев, по формуле (5) находим

$$\alpha_m = \sqrt{\frac{1}{d \cdot L_s} \cdot \frac{s}{s+1}} \leq 0.1 \alpha'_m = \sqrt{\frac{1}{dL}} = 800 - 1000 \quad , \quad (3.2.7)$$

здесь  $\alpha'_m$  и  $\alpha_m$  – коэффициенты поглощения в максимуме фотопроводимости для облученной и необлученной части образца, соответственно. Вычисленные в соответствии с методикой, приведенной в работе [12], величины  $\alpha(\hbar\nu)$  соответствуют длинам волн  $\lambda_m=4,5$  мкм и  $\lambda_m=3,6$  мкм, что согласуется с экспериментальными данными. Уменьшение фотопроводимости облученной части образца по сравнению с необлученной, при  $T=300$  К, связано с увеличением темновой проводимости верхнего слоя, что приводит к шунтированию объемного фототока. Согласно (3.1), чем меньше значение времени жизни НЗ и коэффициента поглощения, тем меньше фотопроводимость,

что и имеет место для верхнего слоя образца. В КВ области по мере уменьшения длины волны все большая часть излучения поглощается в приповерхностном слое, а малая толщина этого слоя, благодаря очень низкому значению скорости поверхностной рекомбинации и постоянству темпа фотогенерации, согласно (3.2), пропорциональному отношению  $\Phi/d$ , позволяет поддерживать фоточувствительность практически на постоянном уровне. Увеличение фоточувствительности облученной части образца в КВ области при определенной полярности приложенного напряжения можно объяснить тем, что в  $n^+$ - $n$  структурах при определенной полярности наблюдается явление эксклюзии, то есть обеднение носителями заряда  $n$ -области перехода. В результате, при подаче положительного напряжения к  $n^+$  слою происходит уменьшение концентрации как основных, так и неосновных носителей заряда относительно их равновесных значений в  $n$ -области образца. Согласно данным работы [79], в  $Cd_xHg_{1-x}Te$  при комнатной температуре такой обедненный носителями заряда слой может простираться до 100  $\mu m$  от  $n^+$ - $n$  перехода. В результате обеднения Оже-процесс резко подавляется, увеличивается сопротивление образца, а это приводит к увеличению его фотопроводимости, что и наблюдается экспериментально.

Таким образом проведенные исследования показали, что облучение  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ионами  $Ag^+$  в малых дозах приводит к некоторому уменьшению скорости поверхностной рекомбинации и, соответственно, повышению фоточувствительности в КВ области спектра при  $T=80K$ . В то же время большие дозы облучения сопровождаются образованием приповерхностного  $n^+$  слоя толщиной 2-3  $\mu m$  с низкими значениями времени жизни  $n_z \tau_s \sim 10^{-9}c$ , что приводит к существенным изменениям спектральной зависимости фотопроводимости.

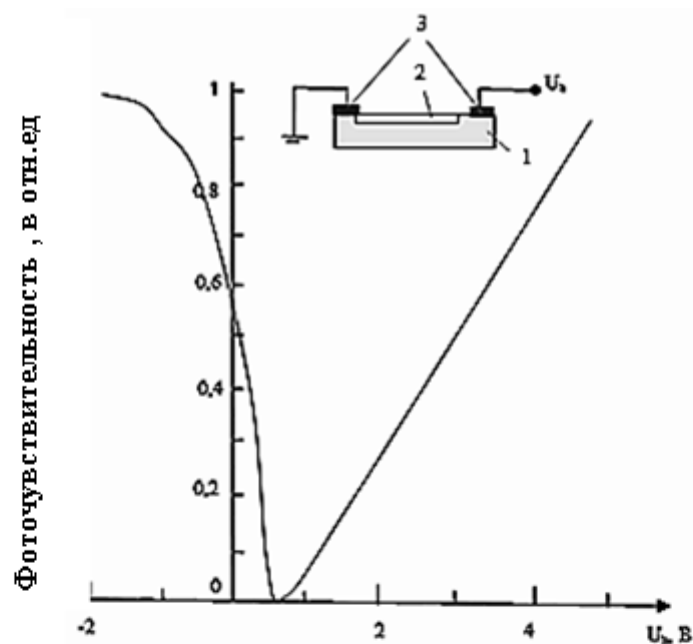
Как было сказано, ионное травление твердых растворов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  наряду со своим прямым назначением, как операция очистки поверхности, является перспективным низкотемпературным методом создания  $p$ - $n$ -переходов матричных инфракрасных фотодиодов. Изначально эффект образования  $p$ - $n$ -

переходов за счет конверсии типа проводимости из p- в n-тип в результате ионного травления (ИТ) был обнаружен в вакансионно-легированном  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ . Сегодня считается общепринятым, что он вызван сверхбыстрой диффузией междоузельных атомов Hg, образующихся вблизи поверхности кристалла, и их последующей аннигиляцией с вакансиями ртути [130]. При этом диффундирующие атомы ртути аннигилируют с вакансиями ртути и в большей части зоны диффузии вакансии ртути отсутствуют. Этим ситуация при НИО  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  отличается от картины, устанавливающейся при термическом отжиге, где концентрация вакансий в зоне диффузии понижается лишь до значения, соответствующего равновесию с паровой фазой. Таким образом, при НИО формируется n-слой „лучшего“ качества, чем при термическом отжиге, в том смысле, что слой будет практически некомпенсированным и должен обладать максимальной подвижностью электронов. Концентрация электронов в конвертированном n - слое при этом определяется присутствием в кристалле атомов фоновых донорных примесей [130]. В легированных примесями Au, Ag, Cu p-  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  механизм формирования n-слоя отличается от вакансионного. Диффузия Hg из поверхности вытесняет ими атомы примесей, так что атомы примесей переходят из акцепторного состояния в донорное, но это состояние не стабильное и проводимость быстро релаксирует, наиболее вероятно связано с распадом пересыщенного раствора примеси [9,81].

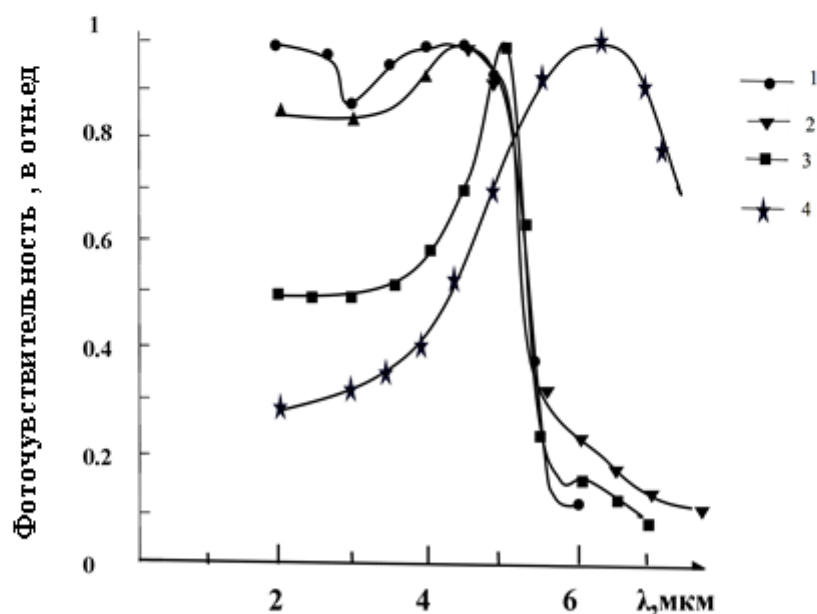
Рассмотрим теперь основные особенности изменения фотопроводимости p- типа, модифицированного НИО [40].

Для изготовления образцов использовались объемные монокристаллы p-  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $p=10^{15}-10^{16}\text{см}^{-3}$  и подвижностью 400-700  $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  при 77К. Измерения проводились до и после облучения образцов ионами  $\text{Ar}^+$  энергией 250 эВ и дозой  $(1-10)\cdot 10^{16}\text{см}^{-2}$  в зависимости от концентрации акцепторов в исходном образце и состава x [65]. После НИО один из контактов был нанесен на p-область, касаясь края инверсного слоя, а другой контакт был нанесен на расстоянии -200 мкм от его края рис.3.2.3. После НИО сопротивление уменьшается более, чем на порядок и наблюдаются следующие характерные

особенности фотопроводимости. Как правило фоточувствительность возникает и без приложенного напряжения, что связано с формированием р-п перехода. При подаче напряжения смещения определенной полярности, фоточувствительность уменьшается почти до нуля при некоторых значениях  $U_b = 0,5-0,7$  В (Рис.3.2.4), затем увеличивается по мере увеличения напряжения, при этом знак фототока меняется на противоположный. При обратной полярности приложенного напряжения фоточувствительность увеличивается до  $U_b = 0,2-0,3$  В, затем сильно ослабевает. Спектральная характеристика фоточувствительности после НИО в КВ области спектра незначительно уменьшается, а крутизна увеличения на ДВ краю ослабевает. Более существенный спад в КВ области наблюдается на спектральной характеристике р-п перехода, причем максимум его чувствительности сдвинут в ДВ область, а крутизна характеристики на ДВ краю почти такая же как до НИО. В области некоторого напряжения смещения  $U'$ , где регистрируется слабый сигнал, спад спектральной характеристики в ДВ области сильно затягивается (Рис 3.2.4, кр.4). Наблюдаемые особенности объясняются следующим образом. В результате НИО ионами аргона большой мощности, формируется инверсный слой  $n^+$ -п толщиной 7–10 мкм, как было определено путем послойного химического травления. При этом в поверхностном  $n^+$ -слое толщиной  $< 0,5$  мкм концентрация электронов  $\sim 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, а в  $n$ -слое  $\sim 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Хотя толщина  $n^+$ -п слоя значительно меньше толщины образца, из-за сильного различия подвижностей электронов и дырок, именно этим слоем определяется проводимость и фотопроводимость всего образца. В соответствии с формулой, описывающей спектральное распределение чувствительности [12], на коротковолновом участке при  $\alpha L \gg 1$ , относительная величина фотопроводимости по отношению к максимуму равна  $\frac{\sigma_s}{\sigma_m} \approx \frac{\tau_s}{\tau_m} = \left( \frac{S\tau_0}{L} + 1 \right)$ , откуда найдено  $S \leq 10^3$  см/с. При таких значениях  $S$ , поверхностное  $\tau_s$  незначительно отличается от объемного  $\tau_v$ . Несмотря на повышенную



**Рис. 3.2.3** Зависимость сигнала фототовета р-  $\text{Cd}_{0.28}\text{Hg}_{0.72}\text{Te}$  с инверсным слоем от приложенного напряжения при  $T=77\text{K}$ . На вставке - схематический разрез образца: 1—р-область, 2-  $\text{p}^+$ - п-слой, 3-индиевые контакты



**Рис.3.2.4** Спектральная зависимость фототовета образца р-  $\text{Cd}_{0.28}\text{Hg}_{0.72}\text{Te}$  при  $T=77\text{K}$  до обработки ионами - 1 и после, при напряжениях смещения  $U$ : 2 - +2В, 3 - 0 В, 4 - +0,53 В.

дефектность поверхности, обогащающий изгиб поверхностных зон обеспечивает низкое значение скорости поверхностной рекомбинации. Однако эта величина  $S$  существенно может влиять на спектральную характеристику p-n структуры. Это объясняется тем, что фототок в p-n структуре формируется за счет неосновных носителей, фотогенерированных как в p- так и n-области. Диффузионная длина электронов  $L_e$  значительно больше диффузионной длины дырок  $L_h$ , поэтому длинноволновой край fotocувствительности формируется за счет поглощения практически во всей p-области, а крутизна характеристики определяется  $L_e$ , как для ФП до процесса НИО. В КВ области, когда излучение поглощается в тонком n-слое, где диффузионная длина неосновных НЗ  $L_h$  соизмерима с толщиной n-слоя, из-за закоротки p-n перехода, из объема через контакт, на поверхность поступают неравновесные дырки, рекомбинирующие с электронами, что приводит к спаду в КВ области спектра. В случае фотопроводимости n-слоя, влияние фотопроводимости p-области практически не сказывается, во-первых, из-за того, что проводимость n-слоя значительно больше проводимости p-слоя, а фотопроводимость обусловлена фотоэлектронами, движущимися в контакт под действием внешнего электрического поля. Поэтому крутизна длинноволнового края определяется длиной диффузии дырок  $L_h$ , так как фотоэлектроны в p-области диффундируют в n-слой, а спад чувствительности в КВ области меньше, чем спад чувствительности p-n перехода.

Приступая к анализу экспериментальной зависимости фотосигнала от приложенного напряжения, отметим, что регистрируемый сигнал является результатом сложения фототока p-n перехода  $I_{p-n}$  и фототока фотопроводимости n-слоя  $I_\sigma$ .

Так при приложении определенной полярности напряжения, когда p-n переход смещен в прямом направлении, фототоки  $I_{p-n}$  и  $I_\sigma$  направлены встречно. В результате общий фототок, по мере увеличения напряжения смещения уменьшается почти до нуля при фиксированной длине волны излучения и напряжении смещения  $U'$ , когда  $I_{p-n}$  и  $I_\sigma$  равны, а затем увеличивается из-за

дальнейшего увеличения  $I_{\sigma}$ , причем знак фототока изменяется на противоположный, как это наблюдается экспериментально. Поскольку  $I_{p-n}$  - “более длинноволновый”, то при напряжениях смещения, когда  $I_{\text{фн}} \approx I_{p-n}$ , на длинноволновом участке преобладает  $I_{p-n}$ , в результате относительная спектральная характеристика в ДВ области возрастает (Рис.3.2.5, кр.4.) , хотя по абсолютной величине она на порядок меньше, чем при  $U=0$ . При обратной полярности приложенного напряжения, р-п переход смещен в обратном направлении и направление его фототока совпадает с направлением  $I_{\sigma}$ , а общий фототок увеличивается, достигая насыщения, что объясняется насыщением  $I_{p-n}$  и ограничением  $I_{\sigma}$ , последовательно включенным сопротивлением р-п перехода.

Таким образом проведенные исследования показали, что облучение ионами аргона низкой энергии 250 эВ и дозой более  $10^{16}$  см<sup>-2</sup> поверхности р- Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te приводит к формированию инверсного n-слоя и соответственно р-п перехода в нем. Особенности фотоэлектрических свойств полученной структуры обуславливаются процессами формирования фототока в р- и n-областях. Помимо фотопроводимости конвертированного поверхностного слоя n-типа проводимости, в формировании спектральной характеристики фотосигнала и зависимости ее от напряжения смещения немаловажную роль играет фототок р-п перехода в нем.

### **3.3 n<sup>+</sup>-n- n<sup>-</sup>-р фотодиоды на основе Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te, полученные методами НИО и имплантации ионами In<sup>+</sup> с E= 5 кэВ и Ar<sup>+</sup> с E= 250 кэВ.**

Как было сказано в обзоре, на начальных этапах создания большеформатных фотодиодных матриц в большинстве случаев использовались фотодиоды n<sup>+</sup>-р-типа, изготовленные методом ионной имплантации элементов Hg, В, Н, Ве, Al, In, Ag с энергией 100–500 кэВ и дозами  $10^{12}$ – $10^{15}$ см<sup>-2</sup> в вакансионно-легированный материал [14]. При этом р-п-переход формируется на глубине 1–3мкм, которая значительно превышает субмикронную область имплантированных ионов, а уровень легирования инверсного n<sup>+</sup> слоя намного



выше, чем доза имплантации. Это обусловлено тем, что ионы высокой энергии высвобождают в приповерхностной области в большом количестве слабосвязанные атомы ртути, которые, диффундируя в объем формируют  $n^+$  слой. Поэтому необходимости в постимплантационном отжиге не появляется, особенно при малых дозах облучения, хотя в некоторых случаях при имплантации донорных примесей указывается на улучшение параметров перехода [15]. Метод низкоэнергетичной ионной обработки (НИО), широко используемый в технологии изготовления ИК-фотоприемников, выступает в качестве альтернативы традиционной ионной имплантации для изготовления р-п переходов на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  [130]. Процесс обработки проводится ионами инертных газов энергией  $100 \div 1500 \text{ эВ}$ . Глубина залегания р-п-перехода зависит от исходных параметров материала (состава  $x$ , исходной концентрации вакансий или примесей) и параметров процесса НИО, поэтому режим обработки необходимо подбирать для каждого конкретного случая. При одинаковых параметрах подложки для получения глубины залегания перехода в несколько микрон необходимая доза ионов при НИО на несколько порядков превышает их значения, необходимые при ионной имплантации. При этом происходит распыление и удаление части верхних слоев. Вопрос формирования инверсного слоя в примесно – легированном р-типе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  как при НИО, так и при ионной имплантации остается еще предметом обсуждений. Однако, р-п переходы на основе р-типе  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , полученные методами ионной имплантации и НИО не являются термостойкими из-за высокого значения коэффициента диффузии междуузельной ртути. При прогреве в течении нескольких минут при  $T=120^0$ , р-п переход полностью может деградировать. Так как примесные доноры по коэффициенту диффузии в  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , более чем на 2 порядка уступают атомам ртути, то р-п переходы на их основе значительно термостабильны.

В этом смысле представлял определенный интерес исследование свойств инверсного слоя, полученного обработкой поверхности р- $Cd_xHg_{1-x}Te$  низкоэнергетичными ионами ( $E < 10 \text{ кэВ}$ ) донорных примесей со степенью

электрической активации близкой к 100%. Предполагалось, что при малых энергиях ионов, степень разупорядоченности кристаллической решетки будет минимальным, что будет способствовать электрической активации имплантированных ионов, которые наравне с междузельными атомами ртути будут вносить вклад в общую концентрацию доноров.

В данном разделе приводятся результаты экспериментального исследования свойств фотодиодных структур, впервые полученных имплантацией поверхности p-  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ионами индия энергией  $\sim 5\text{--}6\text{кэВ}$  [40,41]. Такие низкие энергии имплантации в технологии приборов на  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  еще не использовались. В качестве источника ионов использован так называемый «жидкометаллический источник ионов» с очень простой конструкцией, но очень большой плотностью ионов. Для изготовления фотодиодных структур использовались объемные монокристаллы p- $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  составов  $x=0,19\text{--}0,2$  и  $x=0,27\text{--}0,3$  как вакансионно-легированные, так и легированные медью и серебром, с концентрацией дырок  $p=3\cdot 10^{15}\text{--}10^{16}\text{см}^3$  и подвижностями  $\mu_p=400\text{--}700\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  при 77К. Планарные фотодиоды площадью  $S_1=3,2\cdot 10^{-5}\text{ см}^2$  формировали методом фотолитографии. Для получения инверсного слоя образцы подвергали облучению пучком нейтрализованных ионов индия с энергиями 5 кэВ при плотности тока  $4\text{ мкА}/\text{см}^2$  на вакуумной установке с жидкометаллическим источником ионов. Для сравнения, инверсные слои были получены также методом НИО ионами аргона с энергией 250 эВ на установке дуоплазматрон, при плотности тока  $0,3\text{мА}/\text{см}^2$  и ионами бора с энергией 150 кэВ и дозой  $3\cdot 10^{13}\text{ см}^2$  на установке ионного легирования. В случае НИО доза облучения варьировалась в зависимости от исходных параметров материала. В качестве пассивирующего покрытия использовались термически напыленные слои ZnS толщиной 0,3мкм. Во всех случаях процесс отжига не проводился. Качество перехода и механизм прохождения тока в полученных структурах определялись по измерениям температурной зависимости ВАХ в интервале  $T=77\text{--}300\text{К}$ , а также параметров фоточувствительности и их спектральных зависимостей. Анализ температурных зависимостей ВАХ показывает, что

основными механизмами, определяющими ток в полученных структурах на основе вакансионно-легированного  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  являются: для  $x > 0,2$  при  $T \geq 90\text{K}$  и для  $x \leq 0,28$  при  $T > 110\text{K}$  термоактивационные механизмы, а при  $T < 90\text{K}$  для  $x \approx 0,2$  и при  $T < 110\text{K}$  для  $x \approx 0,28$  — межзонное туннелирование и туннелирование через локальные центры в запрещенной зоне. Лучшими характеристиками обладали p-n переходы, полученные на основе p- $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , легированных Cu и Ag.

На Рис.3.3.1 приведена ВАХ планарного p-n-перехода на основе p- $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $x \approx 0,2$  при концентрации дырок  $p = 3 \cdot 10^{15}\text{см}^{-3}$ , полученной обработкой ионами индия дозой  $D_I = 4 \cdot 10^{14}\text{см}^{-2}$ .

Как видно из Рис.3.3.1, обратные токи имеют характер насыщения до  $U \approx 0,3\text{В}$ , что указывает на термоактивационный или диффузионный механизм прохождения тока. Величина дифференциального сопротивления  $R_d A \geq 10\text{Ом/см}^2$  до  $U \approx 0,2\text{В}$ , что сравнимо с наилучшими результатами на объемных монокристаллах с  $x = 0,2$ .

Для сравнения приведены также ВАХ для структур, полученных НИО ионами аргона и имплантацией ионов бора. Следует отметить, что формирование инверсного слоя при НИО ионами индия наблюдается при дозах на порядок больших, чем при имплантации ионов  $\text{B}^+$  и на три порядка меньших, чем при НИО ионами аргона. Так, например, для  $x \approx 0,2$  и  $p = 5 \cdot 10^{15}\text{см}^{-3}$  необходимая доза ионов аргона  $D_A = 3 \cdot 10^{16}\text{см}^{-2}$ , а ионами индия  $-D_I = 4 \cdot 10^{14}\text{см}^{-2}$ ; при  $p = 2 \cdot 10^{16}\text{см}^{-2}$ ,  $D_A = 2 \cdot 10^{17}\text{см}^{-2}$ ,  $D_I = 3 \cdot 10^{15}\text{см}^{-2}$ . Для  $x \approx 0,28$  эти величины имели в несколько раз большие значения. Как известно, при НИО и ионной имплантации, на самом деле, образуется не  $n^+$ -p, а  $n^+$ -n-p-тип перехода, причем переход расположен в области n с концентрацией носителей заряда на порядок меньшей, чем в исходном образце до обработки. Об этом свидетельствуют значения концентраций, полученных из C-V измерений.

На рис.3.3.2а приведена емкостная характеристика для  $x \approx 0,28$  с  $N_A - N_D = 10^{16}\text{см}^{-3}$  в исходной подложке, характеристика  $C^2(U)$  - прямая, указывающая на ступенчатый характер распределения примесей. Величина отсечки на оси абсцисс дает значение высоты диффузионного барьера.

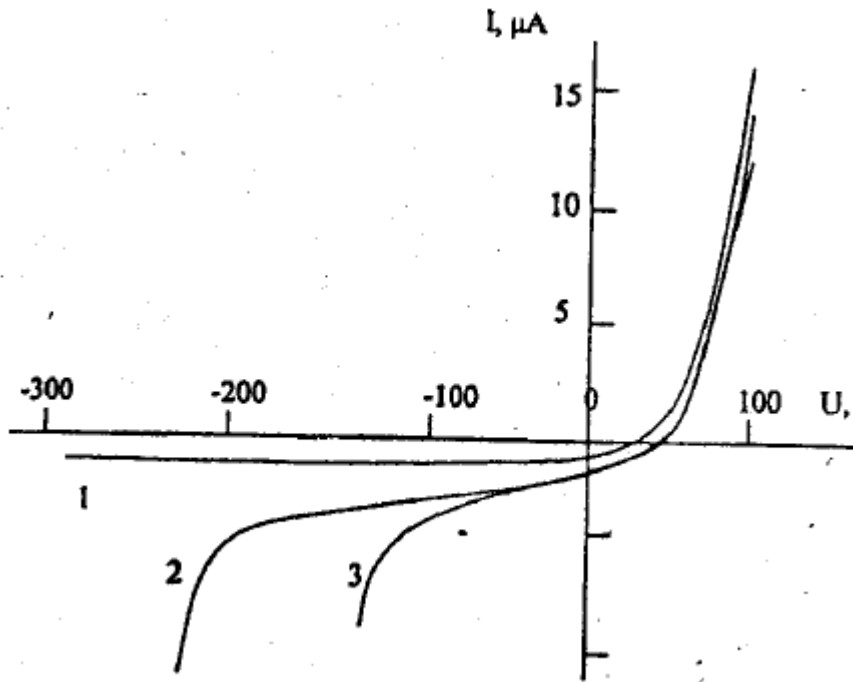
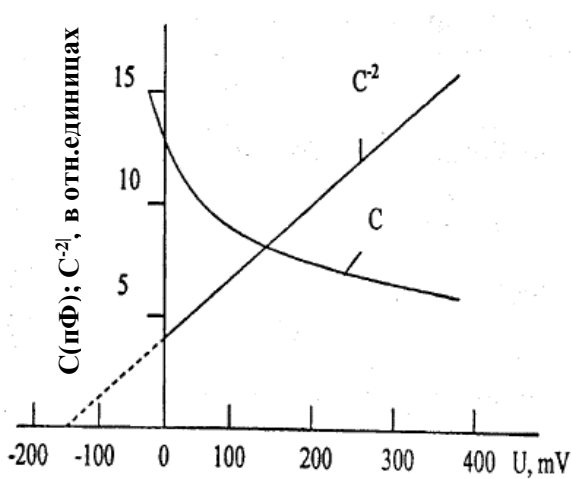
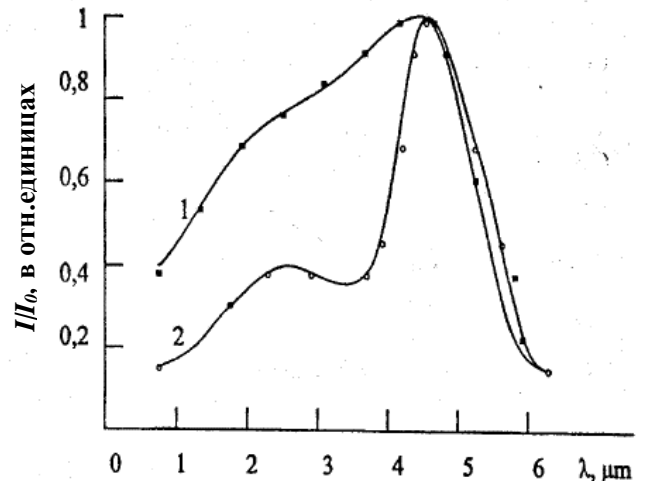


Рис. 3.3.1. ВАХ фотодиодов на основе  $p\text{-Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.72}\text{Te}$  при 77К, полученных НИО ионами  $\text{In}^+$  с  $E=5\text{ кэВ}$ (1), ионами  $\text{Ar}^+$  (2) и имплантацией ионами  $\text{B}^+$  с энергией 250 кэВ (3) после отжига при  $T=100^\circ\text{ С}$  (20 мин)



а)



б)

Рис.3.3.2. Емкостные характеристики фотодиодов, полученных НИО на основе  $p\text{-Cd}_{0.28}\text{Hg}_{0.72}\text{Te}$  с  $N_A-N_D=10^{16}\text{ см}^{-3}$  а) и их спектральная характеристика фоточувствительности до (1) и после (2) химического травления б) ( $T=77\text{К}$ ).

На Рис.3.3.2,б) приведена спектральная характеристика фотодиода для  $x \approx 0,28$  до и после химического травливания слоя толщиной  $3 \div 4 \mu\text{м}$ . До травления спектральная характеристика имела спад в коротковолновой области спектра; после травления фоточувствительность возросла более чем в 2 раза, а спектральная характеристика в коротковолновой области увеличилась на 40%. При этом емкостная характеристика не изменилась. Это объясняется удалением при химическом травлении радиационно-нарушенного  $n^+$ -слоя и части  $n$ -слоя с толщиной, сравнимой с длиной диффузии дырок в этом слое, что приводит к существенному влиянию скорости поверхностной рекомбинации.

Надо отметить, что на сегодняшний день индий является наиболее изученной и широко применяемой донорной примесью для  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ . В диапазоне концентраций  $10^{15} - 10^{17} \text{см}^{-3}$  все введенные в  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  атомы In, как правило, оказываются на 100% электрически активными и являются однозарядными донорами как примесь замещения в подрешетке катиона. Коэффициент диффузии In в  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  на 2-3 порядка меньше, чем коэффициент диффузии ртути (таблица.2). Поэтому в качестве донорной примеси он более термостабилен. Действительно, проведенный отжиг полученных фотодиодов при  $t=100^0 \text{C}$  в течении 20 мин привел к ухудшению их ВАХ, кроме фотодиодов, полученных имплантацией  $\text{In}^+$ .

Анализ полученных результатов позволяет сделать предположение, что значительное уменьшение энергии ионов индия, который является донорной примесью в  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , позволяет существенно снизить степень радиационной нарушенности поверхностных слоев по сравнению с имплантацией ионами высоких энергий ( $100 \div 200 \text{кэВ}$ ) или НИО большой дозы. Значительно меньшая степень нарушенности кристаллической решетки, возможно, создает условия для 90-100% электрической активации атомов индия, занимающие места вакансий ртути, что позволяет для получения инверсного слоя на три порядка снизить дозу облучения по сравнению с НИО ионами аргона, при которых происходит распыление и удаление верхних слоев. Диффузия атомов индия происходит благодаря возбуждению электронной подсистемы кристаллической

решетки, а не из-за радиационного нарушения ее, что наоборот препятствует миграции атомов In в объем кристалла. Иначе говоря, если при ионной имплантации с  $E > 100$  кэВ и при обработке ионами аргона инверсный слой формируется за счет быстрой диффузии по междоузельному механизму высвободившихся атомов ртути, то в случае с облучения с  $In^+$ , он формируется также, или в основном за счет диффузии и электрической активации донорных атомов индия.

Таким образом, использование для изготовления фотодиодов на основе  $p-Cd_xHg_{1-x}Te$  обработки поверхности ионами  $In^+$  с энергией  $\sim 5-6$  кэВ позволяет значительно облегчить технологию получения качественных и термостабильных ИК-фотодиодов.

### **3.4 Быстродействующие фотодиоды большой площади на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$**

Быстродействующие фотодиоды на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  используются в ИК-системах телекоммуникации, лазерной связи, для пеленгации военных объектов на эффекте Доплера и других оптоэлектронных применениях [181]. Для этих целей используются фотодиоды большой площади, работающие в гетеродинном режиме. В этом случае предпочтение отдается фотодетекторам, работающим при высоких рабочих температурах (НОТ) [160]. Для фотодиодов, одним из факторов, определяющих время отклика является время диффузионного переноса в квазинейтральной области поглощения  $t_D = d^2 \cdot \tau_n / L_n^2$ , где  $L_n$  – амбиполярная длина диффузии электронов,  $d$  – толщина слоя поглощения,  $\tau_n$  – время жизни электронов. Для НОТ детекторов из-за уменьшения амбиполярной длины диффузии  $L_n$  при высоких температурах, которая может быть даже меньше глубины поглощения излучения, время отклика значительно возрастает. Поэтому для уменьшения  $t_D$  приходится уменьшать толщину квазинейтрального слоя поглощения и увеличивать концентрацию акцепторов в слое поглощения

$N_a$ , но это приводит к уменьшению квантовой эффективности и обнаружительной способности  $D^*$  [162,139].

Другой фактор ограничивающий время отклика является параметр  $\tau_{RC} = R_{ser} \cdot C_b$ , где  $R_{ser}$  - последовательное сопротивление растекания и  $C_b$ , - барьерная емкость p-n перехода. Последовательное сопротивление не удается достаточно уменьшить даже в многослойных  $N^+$ -p- $P^+$ - $n^+$  гетероструктурах, в которых для минимизации  $R_{ser}$  используются широкозонные слои толщиной  $d = 5-11$  мкм с  $N_d = 10^{17}-10^{18} \text{ см}^{-3}$  [160,139]. Это ограничивает время отклика на уровне 1 нс.

В данном параграфе мы представляем конструкцию и очень простую технологию изготовления фотодиодов с большой площадью на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  со структурой металл-  $n^+$ -n-p- $p^+$  переход с  $R_{ser} = 1-2$  ом. Технология основана на эффекте конверсии типа проводимости на поверхности p-типа образца при плазменном воздействии. В настоящее время плазменное травление является наиболее перспективным и широко используется для изготовления большеформатных матричных фотоприемников на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  [169]. P-n переходы, сформированные этим методом конверсии поверхностного слоя p- $Cd_xHg_{1-x}Te$  отличаются высоким качеством [100].

В качестве подложек для получения p-n-переходов использовались объемные монокристаллы n- $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0,28$ ) с концентрацией носителей  $N_d = 10^{14}-10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $\tau_v = (1-10) \cdot 10^{-6} \text{ с}$ ,  $\mu_n = (8-10) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ , (при 77 К). Образцы p-типа были получены из исходных пластин путем диффузионного легирования медью. На свежетравленную поверхность пластины n-типа  $Cd_xHg_{1-x}Te$  наносилась пленка меди заданной толщины методом резистивного распыления в вакууме. Диффузия Си производилась в два этапа в ходе изотермического отжига пластин при  $T = 150^\circ \text{ С}$  на открытом воздухе, как описано в параграфе 3.1. В этом случае медь распределялась в кристаллах достаточно равномерно. Концентрация акцепторов, определенная методом Холла, варьировалась от  $1,2 \cdot 10^{16}$  до  $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Как было сказано в обзоре, элементы I группы весьма активны в кристаллической решетке  $Cd_xHg_{1-x}Te$  и являются быстрыми диффузантами. В процессе диффузии, замещая места вакансий ртути, они создают в  $Cd_xHg_{1-x}Te$

очень мелкие акцепторные уровни. Это приводит к уменьшению концентрации глубоких центров, обусловленных вакансиями ртути в исходном материале n-типа. Оценка концентрации центров Шокли-Рида-Холла  $N_t$  определялась по измерениям времени жизни носителей заряда методом фотопроводимости. Полученные температурные зависимости  $\tau$  слабо изменялась с увеличением температуры от 80 К до 200 К, что характерно для механизма Оже-рекомбинации и указывает на незначительную концентрацию центров Шокли-Рида (Рис.3.4.1).

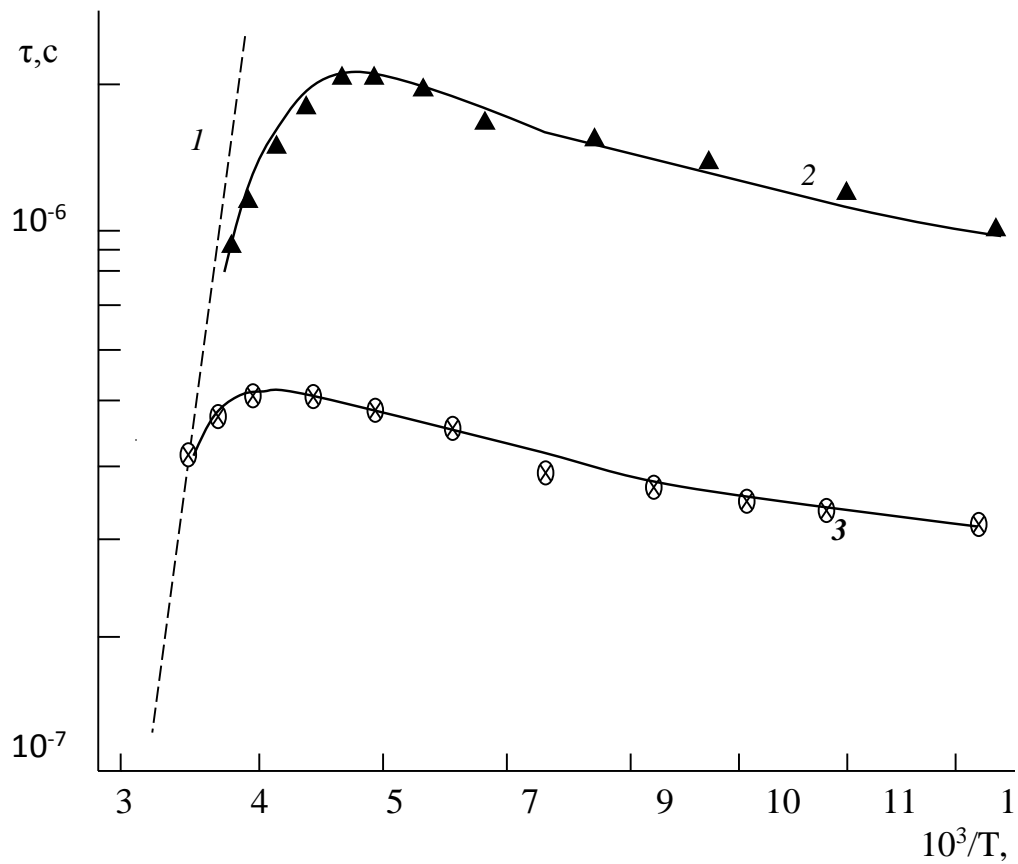
Конструкция фотодиода показана на рис.3.4.2. Отличительным элементом в данной конструкции является полупрозрачный слой никеля толщиной  $\sim 5$  нм, нанесенный на поверхность конвертированного  $n^+$ -n-слоя. Слой никеля имеет проводимость, значительно превышающая проводимость  $n^+$ -n-слоя, что обеспечивает уменьшение сопротивления этого слоя, а следовательно и постоянную  $\tau_{RC}$ .

Для нанесения полупрозрачного слоя никеля использована установка Z-550, оснащенная магнетронным испарителем. Перед распылением никеля, поверхность пластин подвергалась воздействию аргоновой плазмы. Мощность высокочастотного тока подбиралась несколько выше пороговой, при которой ионы аргона, бомбардирующие поверхность, разрывают химические связи и на поверхности образуется большая концентрация свободных атомов ртути, достигающая значения  $10^{12}$  см $^{-2}$ . В таких неравновесных условиях, при комнатной температуре происходит сверхбыстрая диффузия атомов ртути по междоузлиям вглубь кристалла. При этом коэффициент быстрой диффузии  $D_{Hg} \geq 2 \cdot 10^{-6}$  см $^2$ /с, на несколько порядков превышает их максимальное значения при термоотжигах, проводимых при  $T=225^\circ\text{C}$  и даже выше. Это обусловлено малой энергией активации диффузии ( $< 0,2$  эВ) атомов ртути в сильно неравновесных условиях. Диффундирующие атомы ртути аннигилируют с вакансиями ртути и вытесняют атомы Си из узлов катионной подрешетки (где они действуют как акцепторы) в междоузлия (где они действуют как доноры) [131].

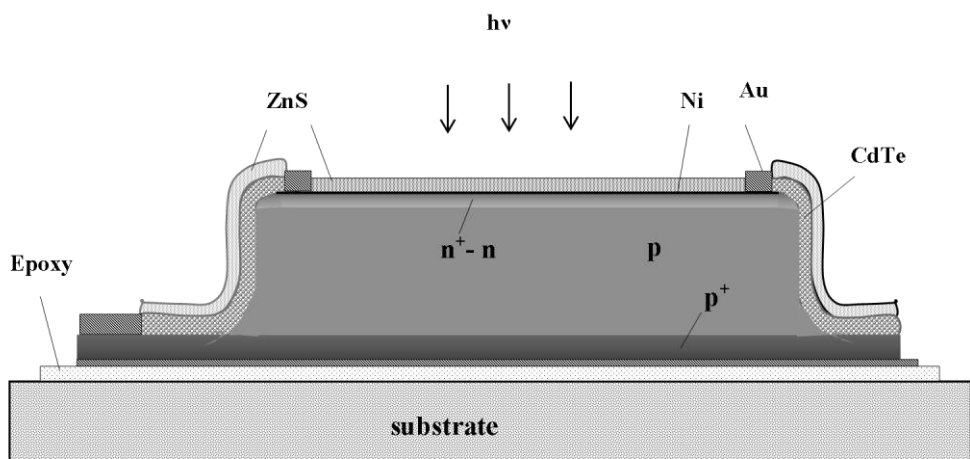


После формирования инверсного слоя и нанесения полупрозрачного слоя никеля, методом фотолитографии и селективного травления никеля и материала  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , боковая поверхность сформированной меза-структуры  $\varnothing 300 \mu$  защищалась термически напыленным слоем  $\text{CdTe}$ . Затем вся поверхность покрывалась слоем  $\text{ZnS}$ , в котором затем вскрывались окна для формирования контактов с никелем и  $p^+$  слоем  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ . Как известно [123,130], в результате плазменной обработки, на поверхности  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  формируется конвертированный слой  $n^+n$ -типа. Концентрация электронов в  $n$ - слое порядка  $(1-5) \cdot 10^{14} \text{см}^{-3}$ , а в  $n^+$ - слое, толщина которого более чем в 20 меньше толщины высокоомного  $n$ - слоя, концентрация электронов достигает значения  $10^{18} \text{см}^{-3}$ . Формирование  $n^+$ - слоя связано с «медленной» ( $D_{\text{Hg}} \geq 3 \cdot 10^{-12} \text{см}^2/\text{с}$ ) диффузией атомов ртути по вакансиям. Так как концентрация в подложке  $p > 10^{15} \text{см}^{-3}$ , то можно считать, что  $p$ - $n$  переход находится в  $n$ -области. Как известно, такой переход имеет большое преимущество, так как в этом случае, из-за широкой области  $p$ - $n$  перехода, устраняется вероятность туннельных механизмов через запрещенную зону, как прямых, так и через пересадочные центры, а также сильно ослабляется поверхностная рекомбинация неравновесных носителей. В силу того, что для изготовления фотодиодов использовались более низкотемпературные процессы, чем известные, такие как низкотемпературный отжиг при  $T=200-250^\circ \text{C}$ , то и концентрация глубоких центров  $N_t$  –вакансий ртути должна быть наименьшей.

Основные параметры фотодиода- темновой ток  $I_0$  и дифференциальное сопротивление при нулевом смещении  $R_0A$ . На рис.3.4.3 показана температурная зависимость тока, обратно смещенного при  $U=50 \text{ мВ}$ ,  $n^+n^-p$ - $p^+$  структурного фотодиода с  $x=0,28$ .



**Рис.3.4.1** Температурная зависимость  $\tau$  в  $p$ -  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0,28$ ): 2,3- расчетные с учетом Оже и излучательной рекомбинации для  $p=5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (2), для  $p=1,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  (3), 1-для собственной Оже–рекомбинации, треугольники и кружки- экспериментальные значения.



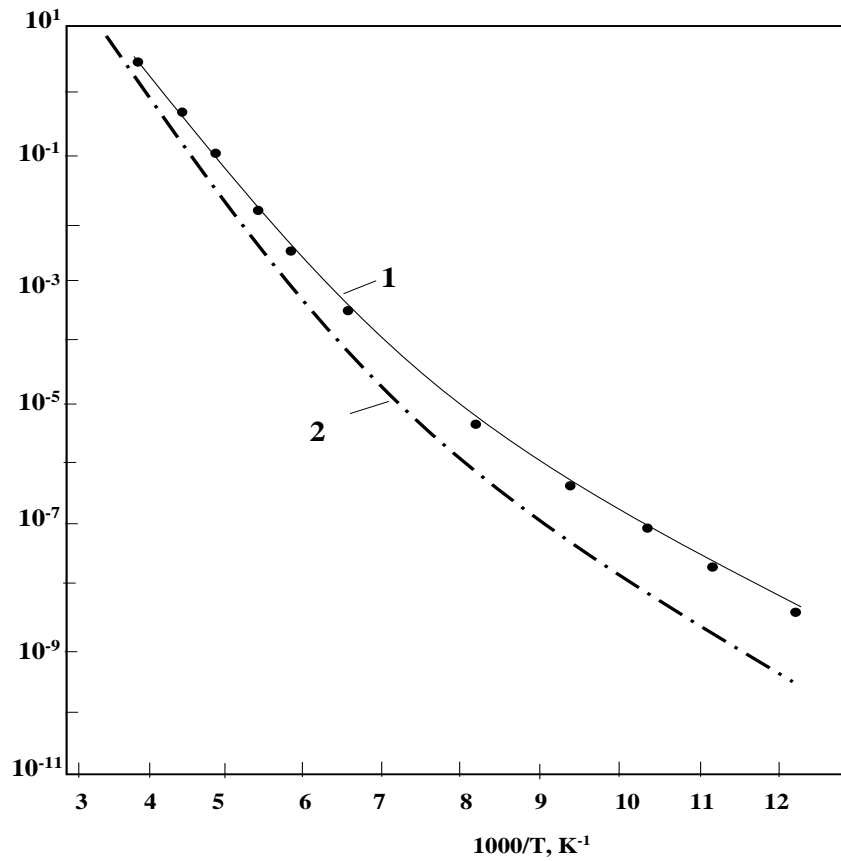
**Рис.3.4.2** Схематичная конструкция фотодиода на основе  $p$ -  $Cd_xHg_{1-x}Te$  большой площади.

В области температур 77–300 К экспериментальные зависимости достаточно хорошо описываются теоретической моделью токов, ограниченных диффузией носителей заряда. Полученные значения  $R_0A \sim 6 \cdot 10^7$  Ом/см<sup>2</sup> при  $T=80$  К были близки к теоретически предельным, ограниченным Оже-механизмом. Поэтому, вкладом генерационно-рекомбинационного механизма в ОПЗ можно пренебречь. Это подтверждает предположение о низкой концентрации глубоких центров-вакансий ртути, оценка которой составляет  $N_t = 10^{12} - 10^{13}$  см<sup>-3</sup>.

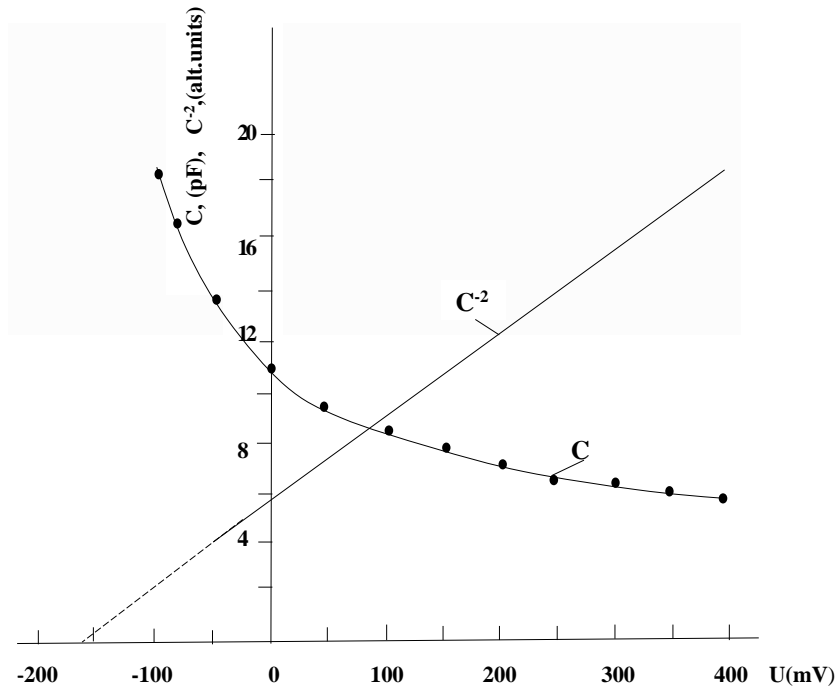
Низкая концентрация в  $n$ -области обеспечивает и низкие значения  $C_b$ , что важно для минимизации  $R_{ser}C_b$ . На рис.3.4.4 показана  $C(U)$  зависимость, измеренная резонансным методом при  $T=80$  К, которая свидетельствует о ступенчатом характере распределения примесей. Из этой зависимости определены концентрация электронов в  $n$ -области  $N_d = 1,3 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> и высота барьера  $\phi_b = 156$  мВ.

Удельные поверхностные сопротивления  $n^+ - n$  слоя со слоем никеля и без него были определены непосредственным измерением на специально изготовленных структурах. Результаты измерений показывают, что сопротивление  $n^+ - n$  слоя уменьшается более 250 раз после нанесения полупрозрачного слоя никеля. Сопротивление  $R_{ser}$  для фотодиода без слоя никеля было определено из прямой ветви ВАХ. При токах смещения, когда  $R_d \ll R_{ser}$ , наклон прямой полностью определяется  $R_{ser}$ , найденные значения которой  $R_{ser} = 300 - 330$  Ом. Для фотодиода со слоем никеля можно считать, что  $R_{ser} < 2$  Ом. В этом случае быстродействие значительно улучшается и составляет  $R_{ser} \cdot C_b < 20$  ps, что соизмеримо с временем пролета в обедненной области  $p - n$  перехода.

Таким образом, на основе  $p - Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0,28$ ), легированных медью, методом конверсии типа проводимости поверхности воздействием плазмы, изготовлены высококачественные  $n^+ - n - p - p^+$  - типа меза - фотодиоды  $\varnothing 300$   $\mu$ м. Использование для изготовления фотодиодов низкотемпературных процессов ( $t < 150^\circ C$ ) обеспечивает значительное снижение концентрации глубоких центров-вакансий ртути, что позволяет пренебречь влиянием генерационно-рекомбинационного



**Рис.3.4.3** Температурная зависимость темнового тока рассматриваемого фотодиода.1-экспериментальные данные, 2-расчетные данные



**Рис. 3.4.5** Емкостная характеристика для  $x \approx 0,28$  с  $N_A - N_D = 10^{16} \text{ см}^{-3}$  в исходной подложке.

механизма в ОПЗ на обратные токи. Низкая концентрация электронов в *n*-области ( $N_d \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) обеспечивает низкие значения токов утечки через поверхностные и объемные центры рекомбинации, а также барьерную емкость *p-n* перехода. Использование полупрозрачного слоя никеля толщиной 5 нм нанесенного на поверхность  $n^+$ -слоя, позволяет уменьшить последовательное сопротивление  $R_{ser}$  до 1–2 ом, а время фотоответа до  $10^{-11}$  с, что соизмеримо со временем пролета в обедненной области и на два порядка меньше, чем в современных фотодиодах на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ .

### 3.5. Дрейфовые $n^+ - n - p^G - p^+$ - фотодиоды на основе $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Основным направлением развития ИК- техники является создание большеформатных фокальных матриц нового- 3-го поколения с числом элементов до  $10^6$  и более на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ . Фотоприемники нового поколения характеризуются высокими параметрами фоточувствительности и разрешающей способностью, малой потребляемой мощностью, повышенной рабочей температурой, высоким быстродействием [174]. Реализация этих требований наталкивается на фундаментальные ограничения и технологические трудности, связанные прежде всего с слабой связью Hg-Te. Предельными параметрами фоточувствительности обладают структуры на основе слаболегированного *p*-типа материала, где время жизни носителей заряда определяется механизмом Оже-7. Однако, сложность практической реализации таких ФП заключается в трудности получения однородного слаболегированного материала *p*-типа с низкой концентрацией глубоких центров. В результате технологических операций, неизбежно возникающие вакансии слабосвязанной ртути, создают в запрещенной зоне мелкие и глубокие акцепторные центры, понижающие время жизни носителей заряда. Другим вариантом высокоэффективных фотодиодов являются дрейфовые фотодиоды, обладающие рядом преимуществ по сравнению с фотодиодами с однородно легированными слоями.

В данной параграфе показана возможность реализации высокоэффективных дрейфовых фотодиодов из  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $0,24 \leq x \leq 0,29$ ) с градиентом концентрации примесей в p- и n-слоях, характеризующиеся гораздо меньшими темновыми токами, большим быстродействием, повышенной квантовой эффективностью и рабочей температурой, чем резкие  $n^+p$  переходы с однородными квазинейтральными слоями [28,37].

Для изготовления экспериментальных образцов использовались объемные монокристаллы  $Cd_x Hg_{1-x}Te$  ( $0.24 \leq x \leq 0.29$ ) n-типа проводимости с  $N_d = 2 \cdot 10^{13} - 3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  при 80 К толщиной 0.5-0.6 mm. Для получения p-типа использовался процесс диффузии золота при  $T = 180 \text{ C}^0$ .

На одну сторону пластин, непосредственно после травления в бромсодержащем травителе, осаждались слои золота толщиной 20-50 nm из разбавленного водой раствора золотохлористоводородной кислоты  $HAuCl_4$ . Далее проводился процесс диффузии при  $T = 180^0 \text{ C}$  на глубину 20-30 мкм. Время отжига подбиралось для каждого состава и глубины диффузии в интервале 10-12 мин. Путем механической полировки и последующего химического травления удалялся n-слой. Тип проводимости определялся термозондом. Остальные детали эксперимента описаны в [29].

Выбор легирования золотом был сделан из тех соображений, что для атомов золота, также как для меди и серебра, коэффициент диффузии значительно больше, чем для вакансий атомов ртути, а доля активации их высокая, вплоть до концентраций  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  [178]. Диффундирующие атомы золота занимают места вакансий и создают мелкие акцепторные уровни, что приводит к уменьшению концентрации глубоких центров, обусловленных вакансиями в исходном материале n-типа. В отличие от меди и серебра, p- n переходы, полученные легированием золота, более стабильны по параметрам. Обычно распределение примесей при термодиффузии определяется effect функцией ошибок и в отличие от As [82] распределение Au по глубине более плавное из-за большого коэффициента диффузии.

Для изготовления фотодиодов использовались тонкие (2–3 мкм) конвертированные приповерхностные слои  $n^+n$ -типа высокого качества, полученные методом обработки поверхности в плазме высокочастотного газового разряда, описанный в [122].

Затем методом фотолитографии поверхность образца, на местах будущих фотодиодов, защищалась фоторезистом и проводилось химическое травление  $Cd_xHg_{1-x}Te$  на глубину до  $p^+$ -слоя. Далее после удаления фоторезиста вся поверхность пассивировалась слоями  $CdTe/ZnS$  методом термического осаждения в вакууме. Затем в этом слое вскрывались окна под контакты к  $p^+$ - и  $n^+$ - областям и проводилось химическое осаждение золота. В результате получается меза-структурный дрейфовый  $n^+n-p^G-p^+$  фотодиод, схематичное изображение которого показано на (Рис.3.5.1). Здесь  $p^G$ -обозначает слой  $p$ -типа проводимости с градиентным распределением акцепторной примеси.

Рассмотрим особенности этой структуры, содержащей дрейфовые поля в  $p^+$ -  $p^G$  и  $n^+n$  - областях фотодиода.

Внутреннее поле в  $n^+n$  области, из-за большого градиента концентрации доноров, достигает  $E=700\text{--}800$  см/с ( $T=80$  К). Несмотря на сравнительно небольшую подвижность дырок ( $400\text{--}700$  см<sup>2</sup>/В·с) в этой области, дрейфовая скорость их  $v_{др}=(2\text{--}4)\cdot 10^6$  см/с значительно превосходит диффузионную, а время пролета носителей заряда через эту область  $t_{пр}<10^{-10}$ с. В  $p$ -области, хотя дрейфовое поле на два порядка меньше, тем не менее, из-за высокой подвижности электронов, дрейфовая скорость их также на два порядка больше чем диффузионная (при  $T=80$  К). Это имеет существенное значение для повышения дифференциального сопротивления при нулевом смещении  $R_0A$  и быстродействия фотодиода по сравнению с «классическим» фотодиодом с такой же толщиной однородного активного  $p$ -слоя. В «классических» диффузионно-ограниченных фотодиодах, с одной стороны, для увеличения  $R_0A$  надо уменьшать концентрацию примесных носителей для увеличения  $\tau$ , но с другой стороны это приводит к уменьшению быстродействия из-за увеличения  $\tau$  и

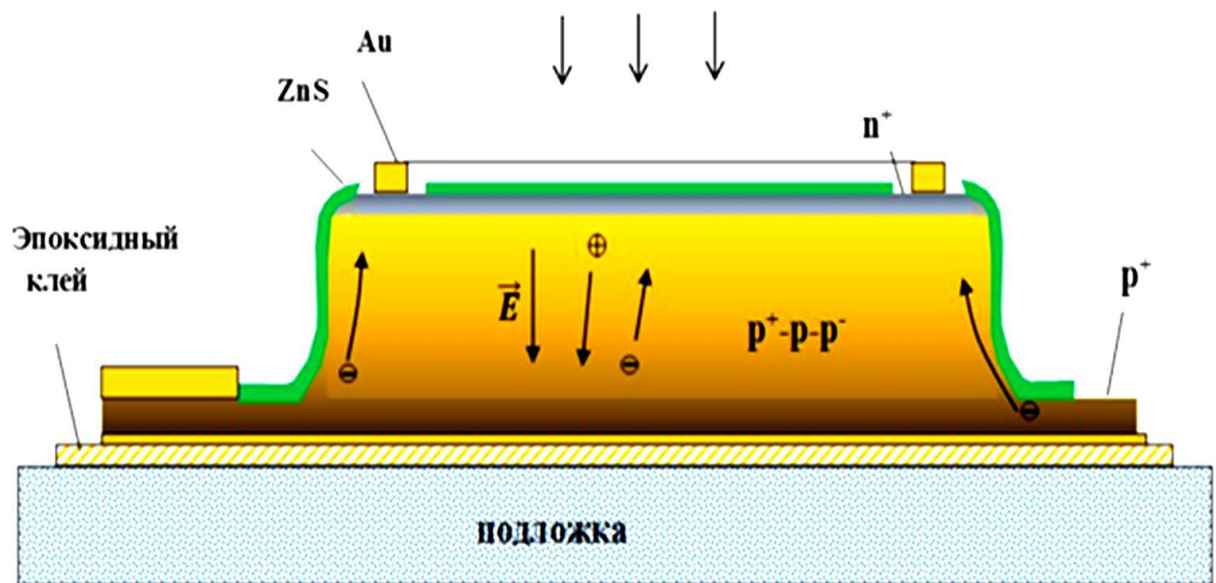


Рис.3.5.1 Схематичное изображение меза-структурного дрейфового  $n^+ - n - p^G - p^+$  фотодиода на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$ .

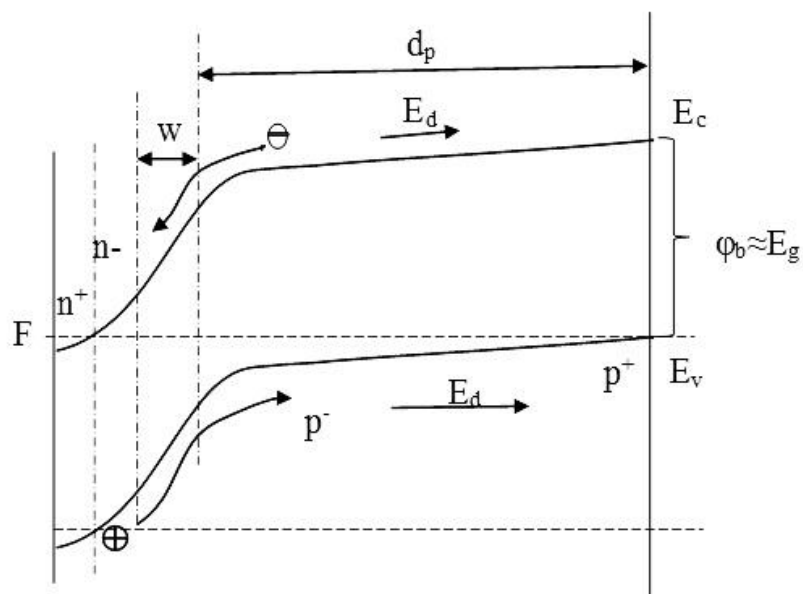


Рис.3.5.2 Энергетическая диаграмма дрейфового  $n^+ - n - p^G - p^+$  фотодиода на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0,28$ ).



увеличения омического сопротивления квазинейтральных слоев. В дрейфовом фотодиоде решаются обе задачи одновременно, т.е. увеличивается и быстродействие и  $R_0A$ . Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Рассмотрим «классическую»  $n^+p-p^+$  структуру с однородным слоем  $p$ -типа толщиной  $d_p < L_n$ , где  $L_n$ -диффузионная длина электронов в нем. Будем считать, что концентрация неосновных носителей в сильнолегированных  $n^+$ ,  $p^+$  слоях настолько мала, что их вклад в ток можно пренебречь и поверхностную рекомбинацию можно не учитывать. Допустим также, что концентрация глубоких центров очень мала и темновой ток обусловлен термическими генерационно-рекомбинационными процессами в квазинейтральных областях, тогда идеальная характеристика диода будет иметь вид:

$$I = I_s \left( e^{\frac{U}{kT}} - 1 \right) \quad , \quad (3.5.1)$$

здесь темновой ток  $I_s = q \frac{n_i^2}{p_{p0} \tau_n} d_p = q \frac{n_{p0}}{\tau_n} d_p$

$n_{p0}$ ,  $\tau_n$  – концентрация электронов и время их жизни в  $p$ -области, соответственно.

Дифференциальное сопротивление при нулевом смещении определяется по формуле  $R_0A = \varphi_T / I_s$ .

Темновой ток  $I_s$  состоит из 2-х составляющих. Одна из них  $I_s'$  – это поток неосновных носителей – электронов, генерированных в квазинейтральной  $p$ -области, она не зависит от приложенного напряжения. Другая  $I_s''$ , образуется из числа электронов, диффузионно перешедших в  $p$ -область из  $n$ -области, преодолев потенциальный барьер  $\varphi_b$ . Концентрация электронов, преодолевших этот потенциальный барьер равна:  $n_{p0} = n_{n0} \exp\left(-\frac{q\varphi_b}{kT}\right)$ . Эти электроны, подошедшие к границе ОПЗ, почти не успевают рекомбинировать, затягиваются его электрическим полем и попадают в  $n$ -область. В  $p$ -области, на границе с ОПЗ концентрация их зависит от приложенного напряжения  $n_p(0) =$

$n_{p0} \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right)$  и при обратных напряжениях их концентрация становится меньше равновесной  $n_{p0}$ :

$$n_{p0}(0) = n_{p0} \exp\left(-\frac{qU_{обр}}{kT}\right) \rightarrow 0. \quad (3.5.2)$$

Происходит экстракция неосновных носителей и  $I_s''$  уменьшается до нуля, а темновой ток становится равным  $I_s'$ . Поэтому обратный ток по мере увеличения  $U_{обр}$  стремится к насыщению и при  $-q \cdot U_{обр} > 2,3 kT$ , перестает зависеть от приложенного смещения. В таком идеальном случае дифференциальное сопротивление  $R_d$  будет увеличиваться до бесконечности по мере увеличения приложенного напряжения  $V_{обр}$ . В реальности, конечно, он ограничивается другими механизмами генерации, как например, поверхностные токи утечки, поверхностная рекомбинация и т.д.

В дрейфовых фотодиодах ситуация в корне меняется. В р-области, которая уже не является квазинейтральной, во всей р-области внутреннее поле, созданное градиентом концентрации примесей, ускоряет движение электронов. Если дрейфовая скорость их становится больше диффузионной, то они не успевают рекомбинировать и двигаясь по направлению к ОПЗ, затягиваются его полем и попадают в n –область и затем в контакт. Точно также дырки из n-области под действием внутреннего поля, пролетая через ОПЗ, попадают в контакт к р-слою. Пространственно разделенные носители заряда не могут рекомбинировать, так, как для них имеется потенциальный барьер  $\phi_b \geq E_g$ . В рассматриваемом дрейфовом фотодиоде, в отличие от классических, квазинейтральных областей нет, носители заряда попадают непосредственно в контакты. Поэтому на границе обедненного слоя концентрацию неосновных носителей заряда можно приравнять к нулю, как в р-области, так и в n -области. Такое предположение было принято в качестве граничного условия при решении уравнения непрерывности в работе [133], в которой теоретически рассмотрена

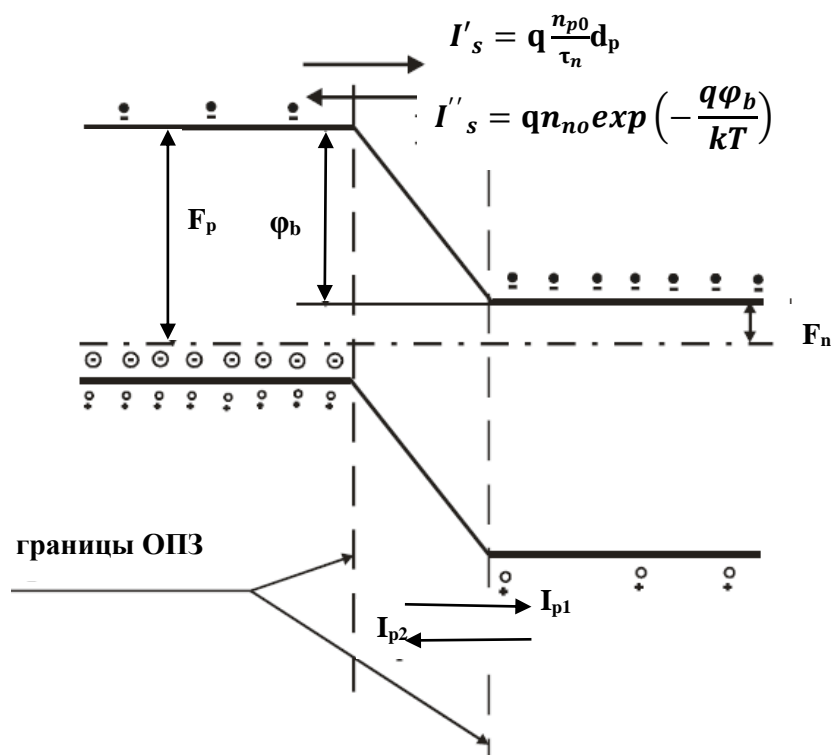


Рис.3.5.3 Составляющие ( $I'_s$ ,  $I''_s$ ) обратного тока ( $I_s$ ) p-n перехода при  $U=0$ .

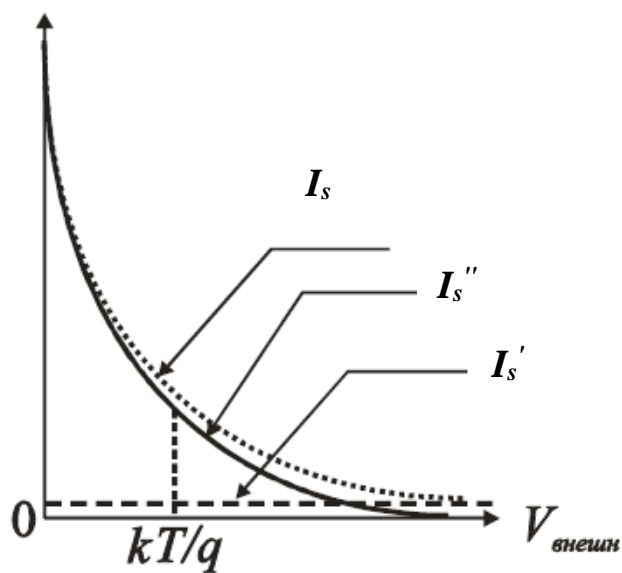


Рис.3.5.4. Зависимость встречных потоков электронов от величины обратного смещения.

работа дрейфового фотодиода с градиентом распределения примеси в тонкой базе.

Для случая экспоненциального распределения акцепторов в базе, получено выражение для темнового тока:

$$J_{\text{темн}} = -\frac{qn_i^2 S_s}{N_{as}} \left[ \frac{\beta w}{\frac{S_s w}{D_n}(1-e^{-\beta w}) + \beta w} \right] \quad (3.5.3),$$

здесь  $N_{as}$  - концентрация акцепторов на поверхности  $p^+$ -слоя,

$$\beta = -\frac{dNa(x)}{q \cdot Na(x) \cdot dx} = \frac{q \cdot \varphi_b}{kT \cdot w} - \text{постоянный коэффициент.}$$

Для реальных величин  $S_s < 300$  см/с и  $w = 10-20$  мкм, первый член в знаменателе оказывается на несколько порядков меньше, чем второй. Поэтому выражение (2) упрощается:

$$J_{\text{темн}} = -\frac{qn_i^2 S_s}{N_{as}} \quad (3.5.4),$$

Как видно из этого выражения, темновой ток не зависит от приложенного смещения, от толщины активного слоя и времени жизни носителей заряда. Можно сказать, что, в этом случае темновой ток насыщения – это поток неосновных носителей, генерированных в  $p^+$ -области, который не зависит от приложенного напряжения, т.е. он почти равен току насыщения уже при  $V=0$ .

Темп генерации этих носителей зависит не только от концентрации  $N_{as}$ , но и от  $S_s$ .

Минимальная концентрация акцепторов на границе с ОПЗ  $N_{ao}$  определяется из условия превышения дрейфовой скорости над диффузионной. А минимальная концентрация  $N_{as}$  определяется из условия  $\varphi_r = (kT/q) \ln(p^+/p) = (kT/q) \ln(N_{as}/N_{ao}) > 2,3 kT/q$ . Из выражений (3.5.1) и (3.5.3) следует, что темновой ток для дрейфовых фотодиодов в  $N_{as} \cdot d_n / p_{p0} \cdot \tau_n \cdot S_s$  раз меньше, чем для «классических» фотодиодов с одинаковыми значениями  $N_a$  и  $d_n$ . Соответственно, во столько же

раз больше параметр  $R_0A$ . Теоретически расчетное значение темнового тока  $p^+$ - $n$  фотодиодов на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с  $x=0,28$  для Оже-механизма рекомбинации при  $N_a=10^{15} \text{ см}^{-3}$  составляет  $5 \cdot 10^{-10} \text{ А/см}^2$  при  $T=80 \text{ К}$ . Для дрейфового фотодиода, при  $S_s = 100 \text{ см/с}$ ,  $T=80\text{К}$ ,  $J_s=4 \cdot 10^{-16} \text{ А/см}^2$ . В таком случае обнаружительная способность дрейфового фотодиода, в соответствии с выражением (1.22) более чем на 3 порядка может быть больше теоретически предельных значений, рассчитанных для классических фотодиодов.

Механизмы переноса заряда исследовались путем измерений ВАХ и величины  $R_0A$  в зависимости от температуры. Поскольку измеряемые токи были по величине значительно меньше погрешности измеряемого прибора, то величины темновых токов определялись измерением фототока и фотоэдс при известном потоке фонового излучения  $\Phi_b$  по формуле:  $U_b=(kT/q)\ln(I_b/I_s - I_s)$ , здесь фототок от фонового излучения  $I_b = q \cdot \eta \cdot \Phi_b$ , а  $U_b$ -фотоэдс при данном фоне. При условии  $I_b \gg I_s$ , темновой ток можно определить по формуле:

$$I_s = I_b \exp(-q \cdot U_b/kT).$$

Полученная, таким образом ВАХ, показана на рис.3.5.5. Можно видеть, что полученные значения темнового тока дрейфового  $n^+$ - $n$ - $p^G$ - $p^+$  фотодиода значительно меньше, чем теоретически рассчитанные для  $p^+$ - $n$  фотодиода с однородным слоем поглощения. Это наблюдается и в интервале 200-300 К, что позволяет значительно повысить рабочие температуры фотоприемника.

Говоря о быстродействии, отметим, что оно определяется временем пролета неосновных носителей через ОПЗ, диффузионной скоростью в квазинейтральной области и параметром  $R_dC_b$ , где  $R_d$  и  $C_b$ , дифференциальное сопротивление и барьерная емкость  $p$ - $n$  перехода. Время пролета через ОПЗ менее  $10^{-11}$ с, поэтому его можно не учитывать. Время диффузионного переноса для классического диода  $\sim d^2/D_n = d^2 \cdot \tau_n / L_n^2 = 10^{-9}$  с. В дрейфовых фотодиодах дрейфовое поле ускоряет носители заряда, поэтому в любом случае время пролета через  $p^G$ -область у них меньше. Оценим время пролета:  $t = d/\mu_n E = 10^{-3}/4 \cdot 10^6 = 2,5 \cdot 10^{-10}$ с.

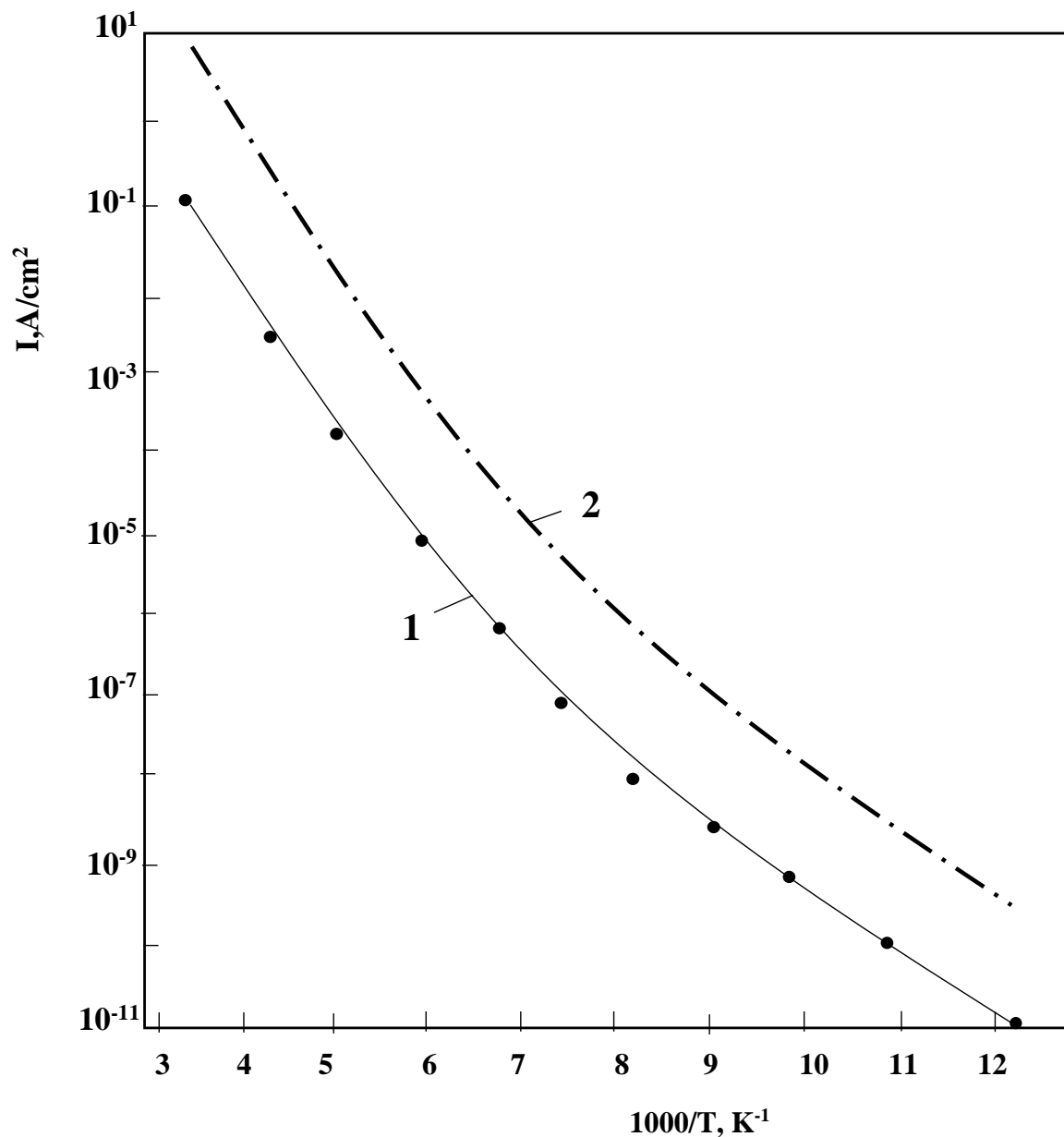


Рис.3.5.5 Температурная зависимость темнового тока дрейфового  $p^+-p^G-n-p^+$  фотодиода (1) и теоретически расчетная для  $p^+-n$  фотодиода (2) на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te(x=0,28)$ .

Если быстродействие фотодиода определяется параметром  $R_d C_6$ , то и в этом случае дрейфовые фотодиоды имеют преимущества по сравнению с фотодиодами с резким p- n переходом. В дрейфовом фотодиоде, из-за плавного перехода, ширина ОПЗ в 4 –5 раз больше и  $C_6$  имеет значительно меньшие значения [133].

Благодаря внутреннему полю повышается не только быстродействие, но и квантовая эффективность фотодиода [133]. Внутреннее поле, ускоряя неосновные носители, уменьшает вероятность их рекомбинации, как в объеме, так и на поверхности полупроводника. Это отражается в увеличении дрейфовой длины неосновных носителей и увеличении квантовой эффективности внутреннего фотоэффекта. При этом наблюдается увеличение фоточувствительности как в коротковолновой области, так и на длинноволновом краю поглощения [128].

Еще одно важное преимущество можно отметить- это меньшие значения латеральной компоненты фототока в периферийных областях. Латеральный фотосигнал в многоэлементных фотоприемниках обусловлен диффузией неосновных НЗ из соседних фотодиодов. Это приводит к появлению перекрестной помехи и уменьшению разрешающей способности матричного фотоприемника. В дрейфовый же фотодиодах, под действием внутреннего поля, движение носителей имеет направленный характер от p-области к n -области. Так как внутреннее поле направлено по нормали к поверхности, то нормальная составляющая скорости носителя заряда значительно превышает ее горизонтальную. Поэтому вероятность диффузии их в соседний фотодиод уменьшается из-за потенциального барьера. Это приводит к уменьшению перекрестных помех, а, следовательно, повышает разрешающую способность матричных ИК-детекторов. Следовательно, полученные  $n^+ - n - p^G - p^+$  структуры весьма перспективны для изготовления высокоэффективных ИК-детекторов 3-го поколения.

Таим образом следует, что дрейфовые  $n^+ - n - p^G - p^+$  - переходы, по сравнению с резкими  $n^+ - p$  переходами с однородным распределением примесей в активной

квазинейтральной области, обладают гораздо меньшими темновыми токами вследствие снижения генерационно-рекомбинационной и туннельной компоненты, большим быстродействием, повышенными квантовой эффективностью и рабочими температурами.

### **Выводы к главе Ш.**

В данной главе исследованы процессы низкотемпературной диффузии элементов 1 группы Au, Ag, Cu и модификации параметров  $Cd_xHg_{1-x}Te$  методами ионно-плазменной обработки и имплантации ионами индия энергией 2-3кэВ из жидкометаллического источника,

При легировании материала  $Cd_xHg_{1-x}Te$  в интервале температур 130-190<sup>0</sup>С, акцепторными примесями Cu, Ag, Au, имеющие коэффициент диффузии значительно превышающий коэффициент диффузии вакансий ртути, происходит заполнение вакансий ртути этими примесями. Это приводит к увеличению времени жизни и подвижности НЗ по сравнению с исходным материалом. Это подтверждается и более высокими значениями  $R_0A$   $p^+-n$  фотодиодов, полученных диффузией Cu, по сравнению со значениями  $p^+-n$  фотодиодов, полученных диффузией As при более высоких температурах.

При последующей обработке в плазме образцов, легированных примесями Cu, Ag, Au, для конверсии типа проводимости при комнатной температуре, генерированные на поверхности большой концентрации атомы ртути мигрируют по междоузлиям, заполняя оставшиеся вакансии ртути и вытесняя атомы акцепторной примеси. Таким образом достигается практически полная аннигиляция вакансий ртути, что обеспечивает высокое качество  $p-n$  переходов.

Облучения  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ионами  $Ar^+$  при дозах  $10^{13}-10^{15}cm^{-2}$ , приводит к некоторому уменьшению скорости поверхностной рекомбинации и, соответственно, повышению фоточувствительности в КВ области спектра при  $T=80K$ . В то же время большие дозы ( $>10^{15}cm^{-2}$ ) облучения сопровождаются образованием приповерхностного  $n^+$  слоя толщиной 2-3 мкм с низкими значениями времени жизни  $n_z \tau_s \sim 10^{-9}c$ , что приводит к существенным изменениям спектральной зависимости фотопроводимости даже при  $T=300K$ . В



этом случае увеличение фоточувствительности в КВ области спектра при определенной полярности приложенного напряжения, объясняется эффектом эксклюзии НЗ. Облучение ионами аргона низкой энергии 250 эВ и дозой более  $10^{16}$  см<sup>-2</sup> поверхности p- Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te приводит к формированию инверсного n-слоя и соответственно p-n перехода в нем. Особенности спектров фотопроводимости полученной структуры обуславливаются процессами формирования фототока в p- и n-областях и фототока p-n перехода при изменении величины и полярности напряжения.

Основные закономерности модификации приповерхностных слоев Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te при воздействии низкоэнергетичными ионами аргона полностью согласуются с литературными данными. Зависимости глубины области инверсии от параметров исходного материала (состав, концентрация вакансий или примесей) и параметров процесса в целом также соответствуют литературным данным, что существенно облегчает использование технологии. Все это открывает широкие возможности для использования метода НИО в производстве Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te фотоприемников и значительно упростить технологические процессы, не требующих использования дорогостоящего оборудования.

Использование для изготовления фотодиодов на основе p-Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te обработки поверхности ионами In<sup>+</sup> из ЖМИ с энергией ~5 кэВ позволяет значительно облегчить технологию получения качественных и термостабильных ИК-фотодиодов.

На основе p-Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te (x=0,28), легированных медью, методом конверсии типа проводимости поверхности воздействием плазмы, изготовлены высококачественные n<sup>+</sup>-n-p-p<sup>+</sup> -типа меза -фотодиоды Ø 300 мкм.. Низкая концентрация электронов в n-области ( $N_d \sim 10^{14}$  см<sup>-3</sup>) обеспечивает низкие значения токов барьерной емкости p-n перехода. Использование полупрозрачного слоя никеля толщиной 5 нм, нанесенного магнетронным методом на поверхность n<sup>+</sup>-слоя, позволяет уменьшить последовательное сопротивление  $R_{ser}$  до 1–2 ом, а время фотоответа до  $10^{-11}$  с, что соизмеримо со временем пролета в обедненной области.

Впервые на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  разработаны дрейфовые  $n^+-n-p^G-p^+$  - фотодиоды, которые по сравнению с резкими  $n^+-p$  переходами с однородным распределением примесей в активной квазинейтральной области, обладают гораздо меньшими темновыми токами. Внутренние поля в  $n^+-n$  и в  $p^G-p^+$  областях, возникающие вследствие градиента концентрации примесей, разделяют носители заряда, предотвращая их рекомбинацию. Вследствие снижения генерационно-рекомбинационной и туннельной компоненты процессов рекомбинации в значительной степени снижаются обратные токи. Дрейфовые поля способствуют, также, увеличению быстродействия фотодиода, так как дрейфовая скорость неосновных НЗ в  $n^+-n$  и в  $p^G-p^+$  областях значительно превышает диффузионную. Благодаря уменьшению рекомбинации НЗ повышается квантовая эффективность, а уменьшение обратных токов позволяет увеличивать рабочую температуру фотодиода.

Внутреннее дрейфовое поле направлено нормально к поверхности  $p-n$  перехода, что приводит к уменьшению перекрестных помех, а следовательно способствует повышению разрешающей способности матричных ИК-детекторов. Перечисленные преимущества дрейфового фотодиода перед известными фотодиодами, позволяют рассматривать его весьма перспективным для изготовления высокоэффективных МФП.

#### IV ГЛАВА ВЫСОКОЧУВСТВТЕЛЬНЫЕ ОХЛАЖДАЕМЫЕ ФОТОРЕЗИСТОРЫ

Как было отмечено, предельные параметры фоточувствительности полупроводниковых фотоприемников в значительной степени определяются временем жизни неравновесных НЗ, величина которых в свою очередь зависит от механизмов их рекомбинации как в объеме, так и на поверхности полупроводника. Для фоторезисторов на основе узкозонных полупроводников, толщина слоев которых обычно менее диффузионной длины неосновных носителей заряда, рекомбинация НЗ на поверхности может играть существенную роль в определении фотоэлектрических свойств и параметров приборов на их основе. Для узкозонного полупроводника  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , обладающего чрезвычайно высокой активностью поверхности, поверхностная рекомбинация становится доминирующим механизмом рекомбинации НЗ и является основным фактором, определяющим предельные параметры фоточувствительности.

Создание в полупроводнике поверхностного изгиба зон при определенных условиях может приводить к уменьшению скорости поверхностной рекомбинации и к значительному увеличению времени жизни НЗ и его фоточувствительности. В работе [24] была развита теория фоторезисторов на основе узкозонных полупроводников с инверсным изгибом зон у поверхности, справедливая в широком интервале температур и интенсивностей фоновой засветки. Было показано, что такие фоторезисторы, выполненные на низкоомных полупроводниках, могут обладать высокой фоточувствительностью, близкой к фоточувствительности собственных полупроводников. Однако, первые экспериментальные результаты исследования МДП-фоторезисторов на  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с  $x = 0.2$  и  $x = 0.3$  [180, с.303] показали, что при напряжениях на затворе, соответствующих инверсным изгибам зон, поверхностное время жизни для  $x = 0.3$  увеличивается незначительно, а для  $x = 0.2$  и вовсе уменьшается более чем на

порядок. Это связано с высокой дефектностью поверхности полупроводника на границе раздела, обуславливающей высокую плотность поверхностных состояний и низкими значениями поверхностной подвижности [106].

Другим, не менее важным фактором, препятствующим достижению высокой фоточувствительности фоторезисторов на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , является эффект вытягивания (экстракция) неосновных неравновесных носителей заряда из объема кристалла, обусловленный биполярностью фотопроводимости [11]. Этот эффект приводит к насыщению фототока при увеличении приложенного напряжения, выше определенного его значения. Вместе с тем теоретически и экспериментально показано, что в неоднородных фоторезисторах, состоящих из чередующихся слоев различной проводимости, время жизни фотоносителей сильно растет по сравнению с однородным полупроводником, благодаря разделению неравновесных носителей потенциальными барьерами неоднородностей [54]. Предсказывается большое фотоэлектрическое усиление и высокая фоточувствительность в таких структурах.

В данном разделе разработаны физические основы работы ИК-фотоприемника (ФП) на основе узкозонных полупроводников, с рекордно высокими параметрами фоточувствительности, значительно превышающие экспериментально достигнутые на сегодняшний день. Принцип работы новых типов фотоприемников основан на сепарации основных и неосновных фотогенерированных НЗ в области пространственного заряда ОПЗ p-n-перехода, определенным образом созданным в приповерхностной области полупроводника, что обуславливает увеличение фоточувствительности за счет увеличения времени жизни НЗ и приложенного напряжения смещения. Новый принцип фотопреобразования опробован на 4-х типах разработанных фотоприемников [32,33,38,39,44,45,46,117,124].

#### **4.1 Двухслойные высокочувствительные фоторезисторы на основе p- $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ( $x = 0.24-0.28$ ).**

Наиболее простым фоторезистором такого типа является двухслойный, в котором  $p$ - $n$  переход расположен на небольшой глубине от поверхности и влияние поверхностной рекомбинации значительно ослаблено. К тому же, в этом случае, как было показано в теоретической работе [55], наличие квазинейтральных областей практически не влияет на фоточувствительность структуры, а фотопроводимость является монополярной, что позволяет устранить влияние эффекта экстракции неосновных носителей. Поэтому, представляет интерес экспериментально реализовать такие двухслойные структуры на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  и выявить условия достижения их высокой фоточувствительности [33,38,39,117,122,124].

Настоящий параграф посвящен экспериментальному исследованию и анализу фотоэлектрических параметров двухслойных фоторезисторов на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$   $p$ -типа ( $x = 0.24-0.3$ ) с тонким приповерхностным конвертированным слоем  $n$ -типа проводимости, полученным обработкой в плазме высокочастотного газового разряда. Плазменная обработка с энергией ионов 1–10 эВ позволяет избегать генерацию дефектов структуры кристалла, распыление поверхности и изменение стехиометрии приповерхностной области [75,130]. Такой способ позволяет получать очень качественные слои  $n$ -типа проводимости с высокой подвижностью носителей заряда  $\mu_n = (1-2) \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  (при 77 К) и используется для изготовления фотодиодов и фоторезисторов высокого качества.

Для изготовления экспериментальных образцов использовались монокристаллы  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x = 0.24-0.3$ )  $p$ -типа проводимости с  $N_A-N_D = (0.5-2) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и  $\mu_p = (4-6) \cdot 10^2 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  при 77 К как вакансионно-легированные, так и специально легированные атомами Cu и Au. Время жизни НЗ в специально-легированных образцах было почти на порядок больше, чем в вакансионно-легированных и находилось в пределах  $(0,5-2) \cdot 10^{-6} \text{ с}$ . Пластинам толщиной 0.1–0.3 мм придавалась прямоугольная форма с размерами чувствительной площадки  $3 \times 1 \text{ мм}$  и  $1 \times 1 \text{ мм}$ . Поверхность образцов подвергалась механической полировке с последующим травлением в 4 % растворе брома в

метаноле и промывкой в метаноле. В качестве омического контакта к  $p$ -типу использовалось химически осажденное золото, а к  $n$ -типу – термически напыленный индий. Во втором случае, для предотвращения теплового воздействия на  $p$ - $n$  переход при подпайке выводов, токоподводящая металлизация выполнялась со спуском на подложку, где подпайвались внешние выводы (рис.4.1.1). В качестве пассивирующего слоя использовался ZnS толщиной  $\sim 0.3$  мкм.

Плазменная обработка поверхности проводилась непосредственно после химического травления. Обработка осуществлялась в плазме атмосферного газа в вакуумной камере при  $T = 300$  К с плотностью тока высокочастотного (40 МГц) разряда  $j = 5$ – $6$  мкА/см<sup>2</sup> в течение 1–2 мин. В результате такой обработки, профиль распределения носителей заряда по глубине имеет вид, как известно [130], характерный для  $n^+$ - $n$ - $p$  структуре. При этом толщина поверхностного  $n^+$ -слоя в 40–60 раз меньше толщины более высокоомного  $n$ -слоя. Для определения концентрации свободных электронов в  $n$ -слое, специально изготавливался мезаструктурный фотодиод. По измерениям его  $C$ - $V$  характеристики найдено, что действительно,  $n$ -слой характеризуется на порядок более низкой концентрацией носителей заряда, по сравнению с  $p$ -областью образца, а высота барьера  $\phi_b = 0.2$ – $0.16$  эВ в зависимости от состава и концентрации носителей заряда. Фотоэдс от фоновой засветки достигал величины 110 мэВ, что указывает на высокое качество  $n^+$ - $n$ - $p$  перехода.

Необходимые для анализа фотоэффектов значения концентрации и подвижности основных носителей заряда определялись на основе измерений эффекта Холла и проводимости. Измерение спектров фотопроводимости проводилось по стандартной методике на базе решеточного монохроматора ИКС-31 при частоте модуляции 1.2 кГц излучения от глобара. Для усиления сигнала использовался усилитель с фазовым детектированием. Поверхностное время жизни  $\tau_s$  определялось по спаду сигнала фотопроводимости при импульсной засветке светодиодами из GaAs. Для измерения абсолютного

значения сигнала фотопроводимости использовалось излучение от абсолютно черного тела с  $T = 500$  К и калиброванный усилитель с коэффициентом усиления  $10^5$ .

Методика исследования была основана на сравнении экспериментальных данных измерения фотоэлектрических свойств образцов фоторезисторов на  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$   $p$ -типа ( $x = 0.23-0.29$ ) до и после плазменной обработки поверхности. Отметим основные закономерности фотопроводимости  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x = 0.23-0.29$ ) до и после формирования на его поверхности тонкого слоя  $n$ -типа проводимости. На рис.4.1.2 приведена характерная спектральная зависимость сигнала фотопроводимости образцов до и после формирования  $n$ -слоя, пересчитанная на единицу падающей мощности излучения. Как видно из рисунка, спектральные характеристики структур с поверхностным  $n$ -слоем характеризуются повышенной чувствительностью в коротковолновой области, более пологие, а максимум чувствительности несколько сдвинут в коротковолновую сторону по сравнению с исходными образцами. Поверхностное время жизни  $\tau_s$  после формирования  $n$ -слоя существенно уменьшалось по сравнению с его значением для исходного образца. Несмотря на это фоточувствительность структур с  $n$ -слоем, при полном потоке фонового излучения, увеличивалась в (4–80) раз. Это достигалось, преимущественно, за счет значительного увеличения напряжения смещения. Если для исходного  $p$ -типа образца наблюдалось насыщение напряжения сигнала при напряжениях смещения около 0,16–0,9 В, то для структур с  $n$ -слоем сигнал увеличивался по мере увеличения напряжения вплоть до величин, ограниченных Джоулевым разогревом (рис. 4.1.3). При уменьшении потока фонового излучения, с применением охлаждаемых диафрагм, поверхностное время жизни  $\tau_s$  и соответственно фоточувствительность увеличивались более чем на порядок. Наблюдаемые особенности фотопроводимости тонкого слоя  $n$ -типа проводимости обусловлены наличием области пространственного заряда (ОПЗ)  $p$ - $n$  перехода в приповерхностной области. Так же как в фотодиодах, поле ОПЗ

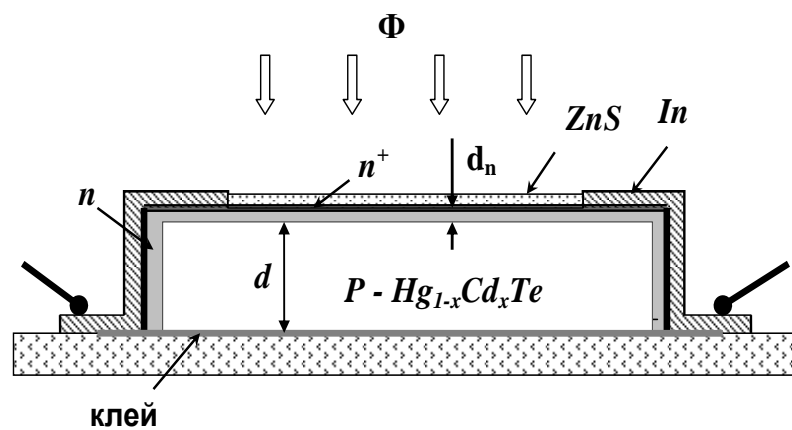


Рис. 4.1.1. Схематичный разрез структуры, исследованной в работе

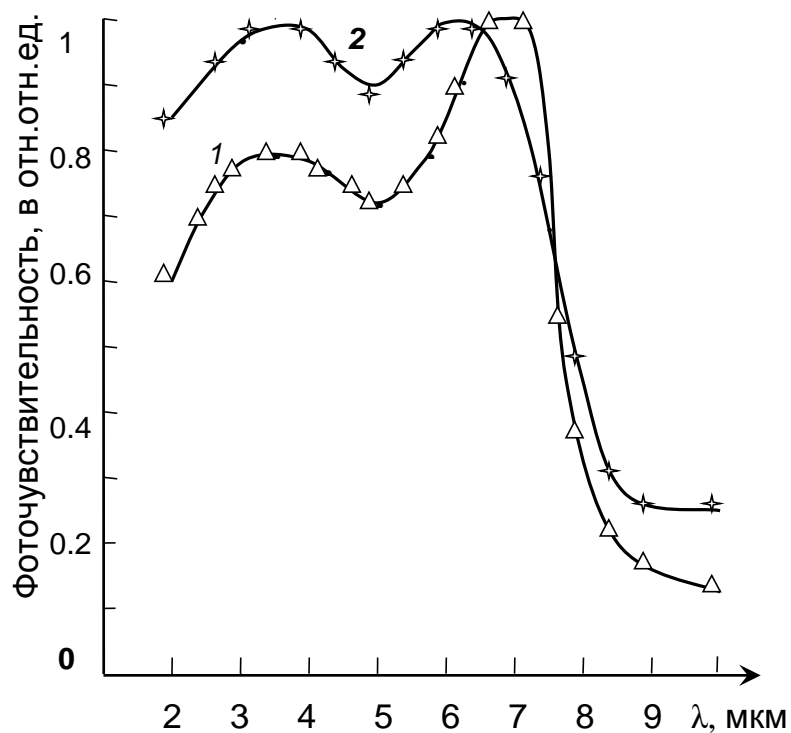


Рис.4.1.2. Спектральная зависимость чувствительности фоторезисторов из  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x = 0.24$ ) до (1) и после (2) плазменной обработки при  $T = 77\text{ К}$



пространственно разделяет генерированные электронно-дырочные пары и является потенциальным барьером ( $\varphi_b$ ) для их рекомбинации (рис. 4.1.4). При освещении структуры фотоэлектроны, генерируемые в том числе и в  $p$ -области на расстоянии диффузионной длины электронов  $L_n$ , скапливаются на границе  $n$ -слоя с ОПЗ, компенсируя заряд акцепторов в нем, а генерированные светом дырки – на границе ОПЗ и квазинейтральной  $p$ -области. При этом ширина ОПЗ уменьшается, а квазинейтральной области  $n$ -слоя увеличивается.

Таким образом, модуляция проводимости  $n$ -слоя осуществляется только фотоэлектронами и фотопроводимость является монополярной. Наличие рекомбинационного барьера  $\varphi_b$  значительно уменьшает влияние поверхностной рекомбинации  $S_0$  и может обуславливать большие времена релаксации  $\tau_b$  [130, с.303]. Время релаксации  $\tau_b = R_w C_w$  и определяется обратными токами  $p$ - $n$  перехода, обусловленными различными механизмами. Если пренебречь всеми механизмами, кроме диффузионного, то время релаксации фотопроводимости можно определить по формуле [32] :

$$\tau_b = \frac{kT}{2\varphi_b} \frac{N_d N_a}{N_a + N_d} \frac{a}{a + L} \frac{1}{g_b + \nu}, \quad (4.1.1)$$

здесь  $N_a, N_d$  – концентрация акцепторов и доноров в  $p$  и  $n$ -слоях соответственно,  $a$  – ширина ОПЗ,  $L$  играет роль длины, с которой фотоносители собираются в ОПЗ,  $\nu$  – имеет смысл эффективной скорости термической генерации в квазинейтральных областях,  $g_b = \eta \alpha \Phi_b$  – скорость генерации носителей фооновым излучением,  $\Phi_b$  – плотность потока фотонов фонового излучения.

Для вычисления спектральной вольтовой чувствительности фоторезистора с  $n$ -слоем проводимости, воспользуемся выражением, полученным в [55]:

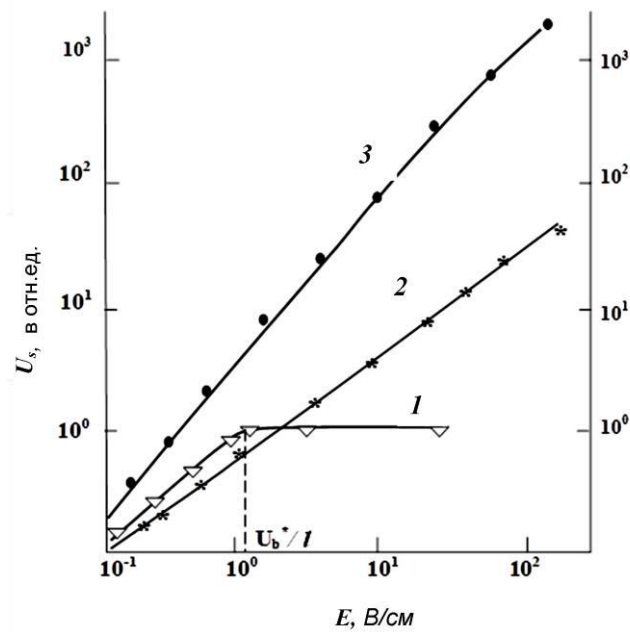


Рис. 4.1.3. Полевые зависимости сигнала  $U_s$  (1,3) фотопроводимости для образца  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x = 0.28$ ) с  $p_0 = 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и  $\tau_n = 1,2 \text{ мкс}$ : до (1) и после (2, 3) плазменной обработки при потоке фоновой засветки  $\Phi_b$ :  $10^{16}$  (2) и  $10^{14}$  (3)  $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$  при  $T = 77 \text{ К}$ .

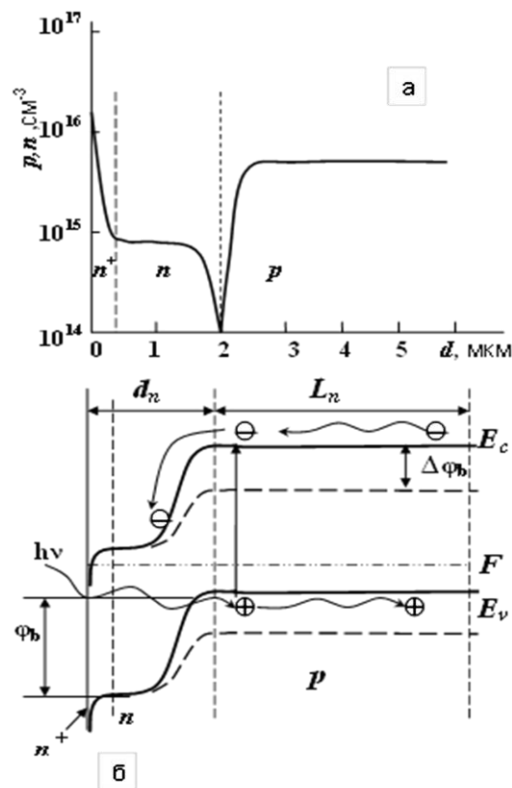


Рис. 4.1.4 а) Профиль распределения концентрации электронов и дырок по глубине в  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  после плазменной обработки [130] и б) соответствующая ей энергетическая диаграмма при наличии освещения

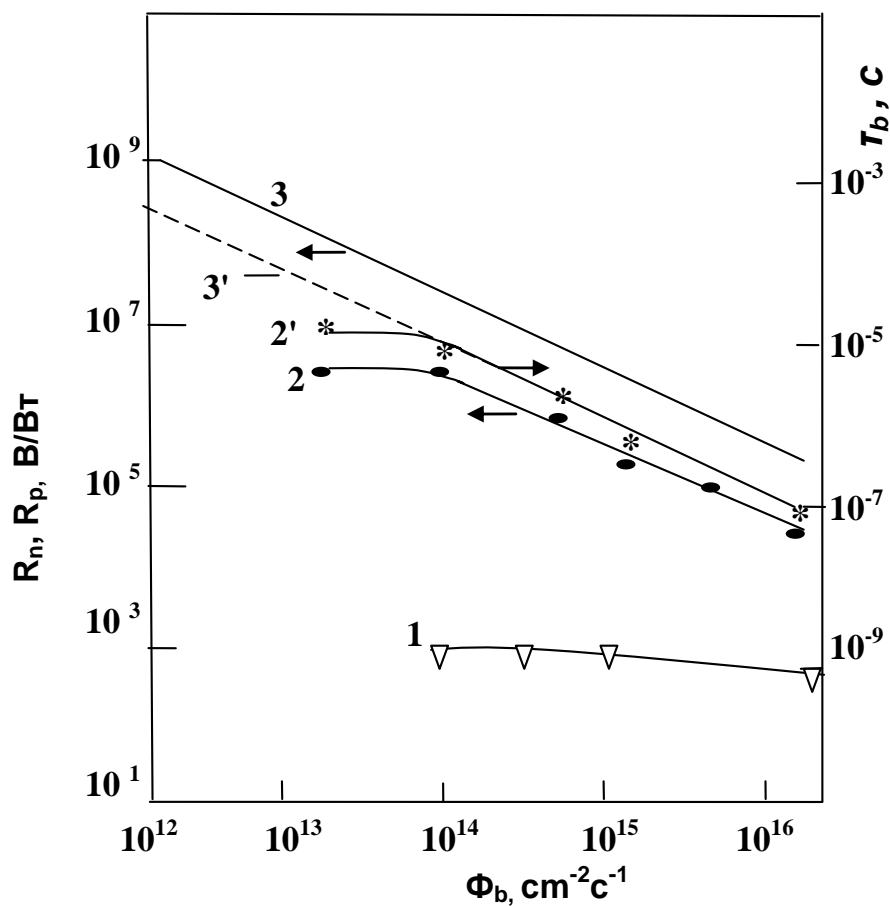


Рис.4.1.5. Зависимость вольтовой чувствительности  $R_p$  (1, 2, 3) и постоянной времени релаксации  $\tau_b$  (2', 3') от уровня фоновой засветки для образца  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x = 0.28$ ) до (1) и после плазменной обработки (2, 2')

$$R_n = \frac{\eta\lambda(a+L)\alpha\tau U_n}{hcAN_d} \left[ d_n + \frac{a}{2} \left( \frac{\pi \cdot kT}{\varphi_b} \frac{N_a}{N_a + N_d} \right)^{1/2} \right]^{-1}, \quad (4.1.2)$$

здесь  $d_n$  – толщина  $n$ -слоя,  $A$  – площадь чувствительной области,  $U_n$  – приложенное напряжение,  $\lambda$  – длина волны падающего излучения, Наблюдаемые особенности спектральных характеристик фоточувствительности свойственны фотодиодам и хорошо описываются формулой  $\eta = \eta_0(1 - e^{-\alpha d_n} / (1 + \alpha L))$  [116], где  $\eta_0$  – внутренняя квантовая эффективность. Отметим, что обогащающий изгиб зон в поверхностном  $n^+-n$  слое, способствует уменьшению скорости поверхностной рекомбинации и дополнительно ослабляет влияние поверхностной рекомбинации [112]. Об этом свидетельствует существенный подъем спектральной характеристики в коротковолновой области спектра при  $h\nu > 1,4E_g$  (рис. 4.1.2).

Учитывая, что  $d_n \gg \frac{a}{2} \left( \frac{\pi kT}{\varphi_b} \frac{N_d}{N_d + N_a} \right)$  и  $g_b > v$ ,  $N_a > N_d$  и  $N_d = n_n$  (все доноры ионизированы), то можно упрощенно записать:

$$R_n = \frac{\eta\lambda L_n \alpha \tau U_n}{hcA n_n d_n}. \quad (4.1.3)$$

Длина  $L$ , с которой фотоносители собираются в ОПЗ, ограничена толщиной образца  $d$ . При уменьшении  $d$  менее диффузионной длины неосновных носителей  $L_n \approx L$ , начинает сильно сказываться рекомбинация НЗ на тыльной и передней поверхностях образца. Поэтому за оптимальную толщину экспериментальных образцов принимали  $d \approx L_n$ .

Для однородного р-типа фоторезистора [180]:

$$R_p = \frac{\eta\lambda(\mu_n\tau_n + \mu_p\tau_p)\alpha U_p}{hcA(\mu_n n + \mu_p p)}, \quad (4.1.4)$$

здесь  $d$  – толщина образца,  $\eta = \eta_0(1 - e^{-\alpha d})$  – для однородных фоторезисторов [60].  
 Так как  $\mu_n \tau_n \gg \mu_p \tau_p$ , то при  $\mu_n n > \mu_p p$ , имеем :

$$R_p = \frac{\eta \lambda b \tau_n \alpha U_p^*}{hc A p}, \quad (4.1.5)$$

Из (4.1.3) и (4.1.5) имеем отношение для максимумов чувствительности:

$$\frac{R_n}{R_p} = \frac{p L_n \tau_b U_n}{n_n d_n \tau_n U_p^*}. \quad (4.1.6)$$

Как видно из этого выражения, вольтовая чувствительность для слоистого фоторезистора в  $L_n/d_n$  раз больше, чем для однородного фоторезистора. Это является следствием того, что за счет диффузии в ОПЗ собираются фотоносители, генерируемые в области с эффективной шириной  $L_n$ , а толщина слоя проводимости –  $d_n$ . Численно оценивая это отношение, отметим, что в нашем случае  $p L_n / n_n d_n \approx 10^3$ , а  $\tau_b / \tau_n < 1$ . Большая интенсивность фоновой засветки приводит к значительному понижению высоты потенциального барьера ( $\Delta\phi_b > kT/q$ ), в результате темп рекомбинации НЗ в ОПЗ может превышать темп рекомбинации их на поверхности и в объеме. В этом случае  $\tau_b$  будет меньше, чем объемное время жизни НЗ  $\tau_n$ . Оценка по формуле (4.1.1) дает  $\tau_b = (7-8) \cdot 10^{-8}$  с, что 10–30 раз меньше  $\tau_n$  для вакансионно легированных и специально легированных образцов, но, тем не менее, в итоге  $R_n / R_p > 1$ . В соответствии с формулой (4.1.1),  $\tau_b$  должна увеличиваться пропорционально обратной величине интенсивности фона, до тех пор, пока фоновая генерация преобладает над термической  $g_b > v$ . В этом случае, фоточувствительность также должна расти, что и наблюдается экспериментально. На рис.4.1.5 приведены расчетные и экспериментально полученные значения вольтовой чувствительности и  $\tau_b$

фоторезисторов из  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x = 0.28$ ) в зависимости от потока фонового излучения.

Как видно на рис.4.1.5 для образца  $p$ -типа уменьшение уровня фона почти не влияет на  $R_p$  и  $\tau_b$ , тогда как для двухслойного фоторезистора наблюдается увеличение этих параметров. Однако, при  $\Phi < 10^{14} \text{ см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$  эти параметры более не изменялись. Это, вероятно, объясняется неудовлетворительной пассивацией поверхности. Так, например, в исследованных фотодиодах, пассивированных слоем  $\text{ZnS}$ , очень быстро происходила деградация свойств поверхности, проявляющаяся в существенном увеличении поверхностных токов утечки. В результате это приводит к уменьшению  $R_d$ , что и возможно, ограничивает  $\tau_b$ . При использовании эпитаксиальных слоев, пассивированных варизонным слоем или слоем  $\text{CdTe}$ , возможно достичь более высоких параметров фоточувствительности при слабых фоновых засветках. Для  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $x = 0.28$  и площадью чувствительной области  $1 \times 1 \text{ мм}^2$  при угле поля зрения  $\theta = 50^\circ$  достигнуты параметры:  $R_{vi}(\lambda_m) = 4 \cdot 10^6 \text{ В/Вт}$ ,  $\tau_s = (0.8-1) \cdot 10^{-5} \text{ с}$  при  $T = 77 \text{ К}$ .

Таким образом, в определенном режиме обработки в плазме высокочастотного разряда поверхности  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x = 0.23-0.3$ ), получены конвертированные слои толщиной 2–3 мкм. Слои характеризуются низкой концентрацией свободных носителей заряда, по сравнению с концентрацией их в  $p$ -области и образуют с ним высококачественный  $n^+n\text{-}p$  переход. Изготовленные на их основе двухслойные фоторезисторы, благодаря наличию рекомбинационного барьера, обладают высокой фоточувствительностью, которая увеличивается по мере уменьшения уровня фонового излучения. Высокая чувствительность и быстрое действие, простота изготовления и пригодность для изготовления менее качественного материала  $p$ -типа, позволяют рассматривать его как альтернативный другим типам фотоприемников на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ .

## 4.2 Малоразмерные высокоомные фоторезисторы ИК-излучения на основе $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с высокими параметрами фоточувствительности.

В данном параграфе рассматривается конструкция и принцип работы слоистого ИК-фоторезистора, имеющего размеры сечения проводящего слоя, намного меньшие длины собирания неосновных носителей, фотогенерированных в периферийных областях с противоположным типом проводимости. Показана потенциальная возможность реализации очень высоких параметров фоточувствительности, ограниченных термической генерацией и значительного снижения потребляемой мощности [39,44,117,121,124].

Основной областью применения малоразмерных охлаждаемых ИК-фотоприемников является регистрация экстремально слабого излучения, а также формирование теплового изображения в среднем и дальнем ИК-диапазоне. В настоящее время хорошо разработана технология изготовления малоразмерных фотопроводящих и фотовольтаических детекторов на основе  $\text{HgCdTe}$ ,  $\text{InSb}$ ,  $\text{InAs}$  с очень близкими к теоретическим пределам параметрами фоточувствительности [61,с.24]. Значение  $D^*$  этих фотодиодов увеличивается с уменьшением фонового излучения из-за снижения шума до предела теплового излучения. Однако, в этом случае шум фотодиода может снизиться ниже уровня шума предварительного усилителя, что ограничит параметр  $D^*$ . Эта проблема отсутствует в фоторезисторах с высокими значениями  $D^*$ , так как, из-за внутреннего усиления, увеличивается и сигнал и шум в них. Однако низкое сопротивление и высокое энергопотребление являются основными проблемами для интеграции фоторезисторов в двумерные матрицы.

Что касается увеличения параметров фоточувствительности, то это возможно путем уменьшения площади и толщины фоточувствительной области. Однако, площадь фоточувствительной области ограничена дифракцией в оптической системе, а при уменьшении толщины образца менее 10 мкм сильно уменьшаются интенсивность поглощаемого излучения и время релаксации фотопроводимости  $\tau$  из-за влияния поверхностной рекомбинации. Таким образом, дальнейшее

улучшение параметров фоточувствительности сдерживается как технологическими, так и фундаментальными факторами. Однако, указанные теоретические пределы были определены для модели однородных фоторезисторов. В данном параграфе рассматриваются физическая модель и принципы работы малоразмерного ИК-фоторезистора с высокой чувствительностью и сопротивлением, а также низким энергопотреблением, сравнимым с фотодиодами.

На рисунке 4.2.1 представлен схематично геометрическая модель предлагаемого малоразмерного ИК-детектора. Здесь показана подложка р-типа с размером активной области  $A = \ell \cdot y$  и толщиной  $z$ . Тонкая полоса n-типа толщиной  $t$  и шириной  $w$  сформирована в середине поверхности подложки. Размеры подложки и полосы ограничены требованиями  $y, z \leq L_e, t, w \ll L_e$  и  $t > a$ , где  $L_e$  - длина диффузии неосновных носителей в р-области и толщина области пространственного заряда (ОПЗ). Очень тонкая полоса n-типа может быть легко приготовлена с помощью ионной имплантации или воздействием плазмы, которые обычно используются для изготовления р-n-переходов. Фотодетектор подключен к схеме измерения цепи с помощью омических контактов к концам полосы n-типа.

Основная идея конструкции детектора состоит в том, чтобы изолировать область, где оптически генерируются носители заряда и область формирования электрического сигнала. Электрически активная (ЕА) область изготавливается на поверхности оптически активной области (ОА) в виде полосы с очень небольшим поперечным сечением, обеспечивающей высокое сопротивление его в схеме. Поскольку объем области оптической генерации намного больше, чем объем ЕА области, то фотогенерированные носители, достигающие проводящую полосу, значительно увеличивают ее фотопроводимость.

При низких температурах, когда сопротивление р-n перехода намного больше сопротивления n-области, проводимость тока осуществляется только по слою n-типа проводимости, который можно рассматривать как изолированный от области р- типа проводимости высокоомной ОПЗ. При освещении структуры



фотоэлектроны, генерируемые в том числе и в р-области, под действием диффузии двигаются к n-слою и скапливаются у внешней границы n-слоя, а фотодырки на границе ОПЗ и квазинейтральной р-области. При этом проводимость осуществляется только электронами n-слоя, а неравновесные дырки, отталкиваемые полем потенциального барьера, в проводимости не участвуют. Таким образом, модуляция проводимости n-слоя осуществляется только фотоэлектронами. Наличие рекомбинационного барьера обуславливает большие времена релаксации -  $\tau$  и значительно уменьшает влияние поверхностной рекомбинации -  $S_0$ . Критическое значение  $S_0$ , ниже которого влиянием поверхностной рекомбинации на  $\tau$  и спектральную характеристику фоточувствительности можно пренебречь, определяется по формуле [61, с.211]:  $S_0 = (D_h / L_h) \cdot \text{cth}(t / L_h) \cong D_h / t$ , здесь  $L_h$ ,  $D_h$  - длина диффузии и коэффициент диффузии дырок соответственно. Оценочные ее значения на 2-3 порядка больше значений  $S_0$  для однородных фоторезисторов.

Для проведения анализа и упрощения расчета параметров надо сделать некоторые допущения.

Допустим, что плотность потока фотонов сигнала  $\Phi_s(\lambda)$  падает на детектор площадью  $A$  и что сопротивление нагрузки намного больше сопротивления детектора. Допустим далее, что  $g_b < v$ , освещение и электрическое поле малы и что в р-слое фотогенерация носителей заряда однородная, а времена жизни основных и неосновных носителей заряда в р- и n-слоях равны.

Полагая, для простоты, однородное распределение примесей в проводящем n-слое, можно записать выражение для фототока:

$$I_{ph} = \frac{q \cdot w \cdot t \cdot (\Delta n_n \cdot \mu_n + \Delta p_n \cdot \mu_h) \cdot U_b}{l}, \quad 4.2.1$$

здесь  $\Delta n_n$ ,  $\Delta p_n$  - концентрации избыточных электронов и дырок в n-слое,  $q$  - заряд электрона,  $\mu_n$ ,  $\mu_p$  - подвижность электронов и дырок, соответственно,  $U_b$  - напряжение смещения. Принимая во внимание, что  $y, z < L_e$  и почти все электроны

в р-слое достигают ОПЗ, концентрация избыточных электронов в п-слое составляет:

$$\Delta n_n = \frac{\eta \cdot \Phi_s \cdot \tau}{z} \left( \frac{l \cdot y \cdot z}{l \cdot w \cdot t} \right) = \frac{\eta \Phi_s}{z \tau_n} \left( \frac{yz}{wt} \right) \frac{\tau}{\tau_n} = \Delta n_p \left( \frac{yz}{wt} \right) \frac{\tau}{\tau_n} \quad , \quad 4.2.2$$

здесь:  $\tau_n$ ,  $\Delta n_p$  - время жизни и концентрация неосновных носителей заряда в квазинейтральном объеме р-области, соответственно,  $\eta$ - внутренняя квантовая эффективность, а  $\tau$  – постоянная времени фотоотклика. Время отклика  $\tau$  определяется механизмом рекомбинации в ОПЗ [117] и равно  $R_w C_w$ , где  $R_w$  - дифференциальное сопротивление, а  $C_w$  – барьерная емкость р-п-перехода, которая определяется выражением:

$$C_w = \frac{\varepsilon_0}{a} \cdot S_d = \left( \frac{q \varepsilon_0 n_n^0}{2 \varphi_b} \right)^{1/2} \cdot S_d \quad 4.2.3$$

$S_d$  – площадь поверхности р-п-перехода,  $n_n^0$  - концентрация равновесных электронов в п-области. Дифференциальное сопротивление р-п-перехода  $R_w = (kT/q) \cdot (I_s)$ , а  $I_s$  - темновой ток. Здесь мы предполагаем, что концентрация акцепторов ( $N_a$ ) больше концентрации доноров ( $N_d$ ) и  $N_d^+ \approx n_n^0$ .

Как известно,  $I_s$  определяется термической генерацией тока в объеме, ОПЗ и др. [61,с.206]. Для высококачественных р-п переходов темновой ток ограничивается диффузионным механизмом. В этом случае его можно рассматривать как ток, обусловленный диффузией неосновных носителей, генерируемых в р-области объема  $V = l \times y \times z$ . Тогда:

$$R_w = \frac{kT}{q} \cdot I_s^{-1} = \frac{kT}{q} \left( q \cdot \frac{n_p^0}{\tau_n} \cdot l \cdot y \cdot z \right)^{-1} \quad 4.2.4$$

здесь  $n_p^0$  - термически равновесная концентрация электронов в р-области.

Из (4.2.3) и (4.2.4) имеем:

$$\tau = \frac{kT}{q^2} \frac{\tau_n S_d}{n_p^0 l y z} \left( \frac{\varepsilon_0 n_n^0 q}{2\varphi_b} \right)^{1/2} \quad 4.2.5$$

Тогда из (4.2.1) и (4.2.2) выражение для фотонапряжения сигнала  $V_s$  имеет вид:

$$V_s = I_{ph} R = I_{ph} \frac{l}{q w t n_n^0 \mu_n} = \frac{\eta \Phi_s \tau U_b y}{w t n_n^0} \quad , \quad 4.2.6$$

Соответственно вольтовая чувствительность равна:

$$R_v = \frac{V_s}{P_\lambda} = \frac{\eta \cdot \Phi_s \cdot \lambda}{h \cdot c} \frac{\tau \cdot U_b \cdot y}{y \cdot l \cdot \Phi_s \cdot w \cdot t \cdot n_n^0} = \frac{\eta \cdot \lambda \cdot U_b \cdot \tau}{h \cdot c \cdot l \cdot w \cdot t \cdot n_n^0} \quad , \quad 4.2.7$$

здесь поглощаемая монохроматическая мощность  $P_\lambda = \Phi_s A \lambda / h c$ .

Но стандартное выражение для вольтовой чувствительности однородного фотопроводника с размерами объема  $l \cdot y \cdot z$  и с такой же концентрацией электронов  $n_0 = n_n^0$  и временем жизни  $\tau^*$  имеет вид [61, с.169]:

$$R_v^* = \frac{\eta \cdot \lambda \cdot U_b \cdot \tau^*}{h \cdot c \cdot l \cdot y \cdot z \cdot n_0} \quad 4.2.8$$

Сравнивая выражения (4.2.7) и (4.2.8), можно видеть, что  $R_u$  превышает  $R^*$  в  $(y \cdot z \cdot \tau) / (w \cdot t \cdot \tau')$  раз, поскольку область оптической генерации носителей заряда значительно превышает область проводимости тока, а  $\tau > \tau'$ .

Величина генерационно-рекомбинационных шумов определяется флуктуацией термически генерируемых носителей заряда в n-слое и определяется формулой [117]:

$$V_{g-r} = \frac{2U_b}{(h\nu)^{1/2}} \frac{(\Delta n_n \tau_n \Delta f)^{1/2}}{n_n^0} \quad 4.2.9$$

здесь  $\Delta f$  - полоса частот.

Следует отметить, что сопротивление n-полоски может достигать больших значений, и тепловой шум  $V_j$  может преобладать над генерационно-рекомбинационным шумом  $V_{g-r}$  из-за малого поперечного сечения n-полоски.

Если  $V_{g-r} > V_j$ , то для обнаружительной способности имеем:

$$D_\lambda^* = \frac{R_\lambda}{\sqrt{V_j^2 + V_{g-r}^2}} \sqrt{A \Delta f} = \frac{\eta \lambda}{2^{1/2} hc} \left( \frac{\tau_n \Delta f}{n_p^0 z} \right)^{1/2} \quad 4.2.10$$

Если тепловой шум  $V_j = 2\sqrt{kTR}$  является доминирующим, то мы можем получить следующее выражение:

$$D_\lambda^* = \frac{\eta \lambda}{2^{1/2} hc} \frac{V \tau}{l} \left( \frac{q \mu_n \Delta f}{n_n^0 k T} \right)^{1/2} \quad 4.2.11$$

В случае фонового ограничения (BLIP) концентрация неосновных носителей заряда, генерируемых фоном  $\Delta n_p = \frac{\eta \Phi_b}{z} \tau_n$  ( $\Phi_b$  - фоновый поток), превышает концентрацию термически генерируемых носителей  $n_{po}$ , поэтому  $n_p = \Delta n_p$ . В BLIP -режиме время отклика фотопроводимости составляет:

$$\tau = \frac{kT}{q^2} \frac{S_d}{\eta \Phi_b l y} \left( \frac{\epsilon \epsilon_0 n_n q}{2 \phi_b} \right)^{1/2} \quad 4.2.12$$

Соответственно, для удельной обнаружительной способности получается выражение:

$$D_{\lambda}^* = \frac{\lambda}{hc} \left( \frac{\eta \Delta f}{\Phi_b} \right)^{1/2}, \quad 4.2.13$$

что совпадает с выражением, полученным для фотодиодов [61, с.177]. Отметим, что предельные значения  $D_{\lambda}^*$  для фотодиодов в  $2^{1/2}$  раза больше чем для фоторезисторов.

Рассмотрим, какие, конкретно, параметры фоточувствительности потенциально возможно реализовать для фотоприемника с рассмотренной конфигурацией на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , лидера среди других материалов. При рабочей температуре  $T=77$  К, длине волны отсечки 11 мкм соответствует  $x=0,21$  с  $n_i \approx 10^{13} \text{см}^{-3}$ . Для получения n-слоя может быть использована ионная имплантация, которая обычно используется для создания p-n переходов на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ . В качестве подложки обычно используется p-тип с  $N_a = 10^{16} \text{см}^{-3}$ ,  $\mu_h = 500 \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ,  $\tau_h = \tau_e = 10^{-7} \text{с}$ ,  $L_e = 8 \cdot 10^{-3} \text{см}$ ,  $l = 10^{-2} \text{см}$ ,  $y = 5 \cdot 10^{-3} \text{см}$ ,  $z = 2 \cdot 10^{-3} \text{см}$ . Примем для n-слоя в среднем параметры:  $N_d = 10^{15} \text{см}^{-3}$ ,  $\mu_e = 10^5 \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ,  $\tau_e = 10^{-6} \text{с}$ ,  $L_h = 3 \cdot 10^{-3} \text{см}$  и  $t=w=1 \cdot 10^{-4} \text{см}$ , а p-n переход имеет  $\phi_k = 10 \text{кТ}/q$ ,  $a = 3 \cdot 10^{-5} \text{см}$ . При низком уровне фонового излучения  $\Phi_b < 10^{14} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ ,  $g_b < v \approx n_p/\tau_e = 10^{17} \text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$ , из формулы (4.2.1) имеем  $\tau = 10^{-5} \text{с}$ . Расчеты показывают, что  $V_j > V_{g-r}$ , поэтому из формул (4) и (7), при  $U_b = 2 \cdot 10^{-2} \text{В}$ , соответственно имеем  $R_v = 10^8 \text{В}/\text{Вт}$  и  $D_{\lambda}^* = 3 \cdot 10^{12} \text{см} \text{Гц}^{-1/2} \text{Вт}^{-1}$ . Для сравнения приведем максимальные экспериментально достигнутые значения [180]:  $R_v = 10^6 \text{В}/\text{Вт}$  и  $D_{\lambda}^* = 1 \cdot 10^{12} \text{см} \text{Гц}^{-1/2} \text{Вт}^{-1}$ , которые почти равны теоретически предельным для однородного фоторезистора.

На рис.4.2.2 представлен график расчетных значений  $R_u$  и  $D_{\lambda}^*$  в зависимости от уровня фонового излучения для предлагаемой модели фотопроводника на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $x = 0,21$  ( $\lambda_c = 11$  мкм) и  $x = 0,28$  ( $\lambda_c = 5,5$  мкм). Как видно, вольтовая чувствительность  $R_u$  увеличивается обратно пропорционально  $\Phi_b$  в VLIP-режиме согласно выражениям (7) и (12). При низком  $\Phi_b$  (менее  $10^{15} \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ )

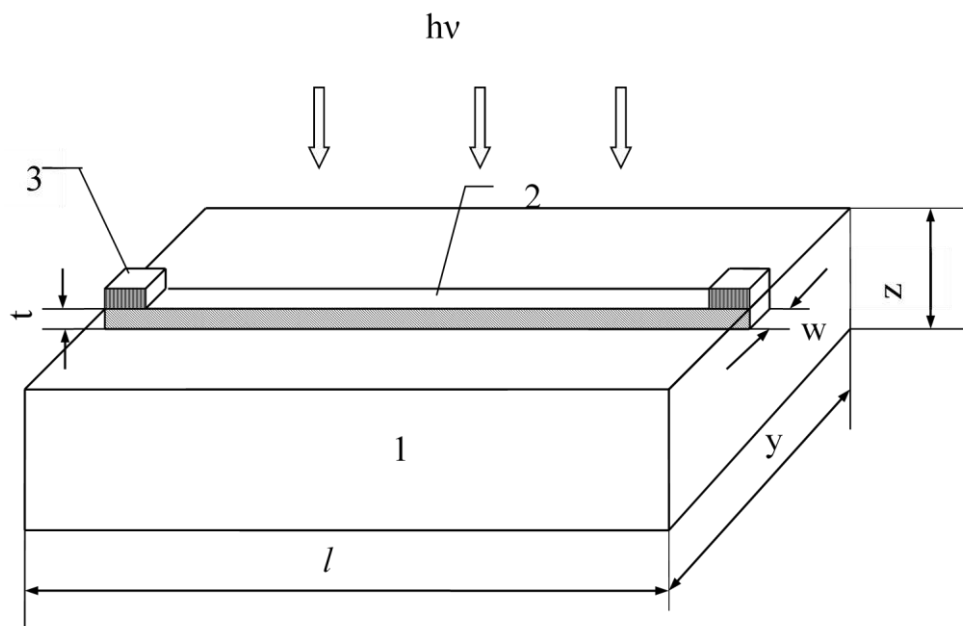


Рис 4.2.1 Геометрическая модель фотоприемника. 1-область р-типа проводимости, 2-слой n-типа проводимости, 3-омические контакты.

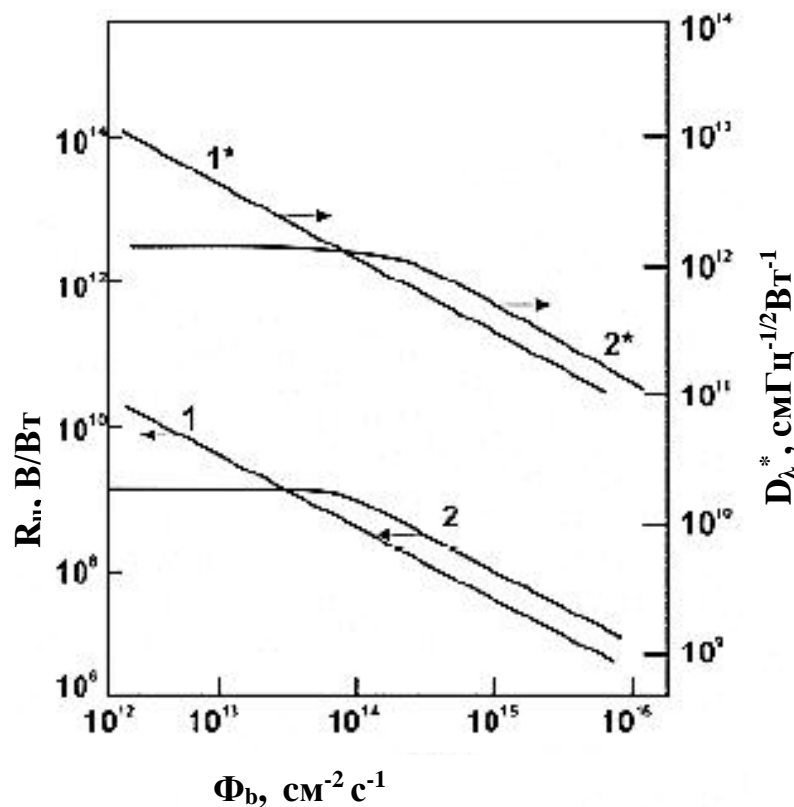


Рис.4.2.2 Зависимость расчетных значений  $R_n$  и  $D^*_\lambda$  от фонового излучения при 77 К для детекторов на  $Cd_{0,28}Hg_{0,72}Te$  (кривые 1 и 1 \*) и  $Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te$  (кривые 2 и 2 \*).

$R_u$  значительно выше известных, полученных экспериментально [180, с.292]. Важно отметить, что, сопротивление и потребляемая мощность фотопроводника составляют  $R > 5 \cdot 10^4$  Ом и  $P < 10^{-6}$  Вт, соответственно, из-за малого поперечного сечения проводящего слоя. Это позволяет использовать их в качестве элемента для МФП ИК- детекторов.

Следует также отметить, что ИК-детектор будет иметь очень высокую чувствительность даже при размерах изображения, меньших длины волны излучения. Такие типы ИК-детекторов неизвестны. Но они могут быть использованы в туннельных микроскопах оптического сканирования при изучении фотоэлектрических свойств наноструктурных объектов.

Предложен малоразмерный инфракрасный детектор оригинальной конструкции с высокими параметрами чувствительности и низким энергопотреблением по сравнению со стандартными фотопроводниками. Эти преимущества, наряду с существенно меньшим размером поперечного сечения по сравнению с диффузионной длиной неосновных носителей и длиной волны излучения, могут значительно расширить область применения этих фотоприемников.

Для практической реализации предложенного ФП, прежде необходимо проведение исследований на предмет пригодности полупроводниковых свойств  $Cd_xHg_{1-x}Te$  и технологических возможностей для выполнения условий, обеспечивающих экспериментальное подтверждение теоретически заложенных параметров фоточувствительности.

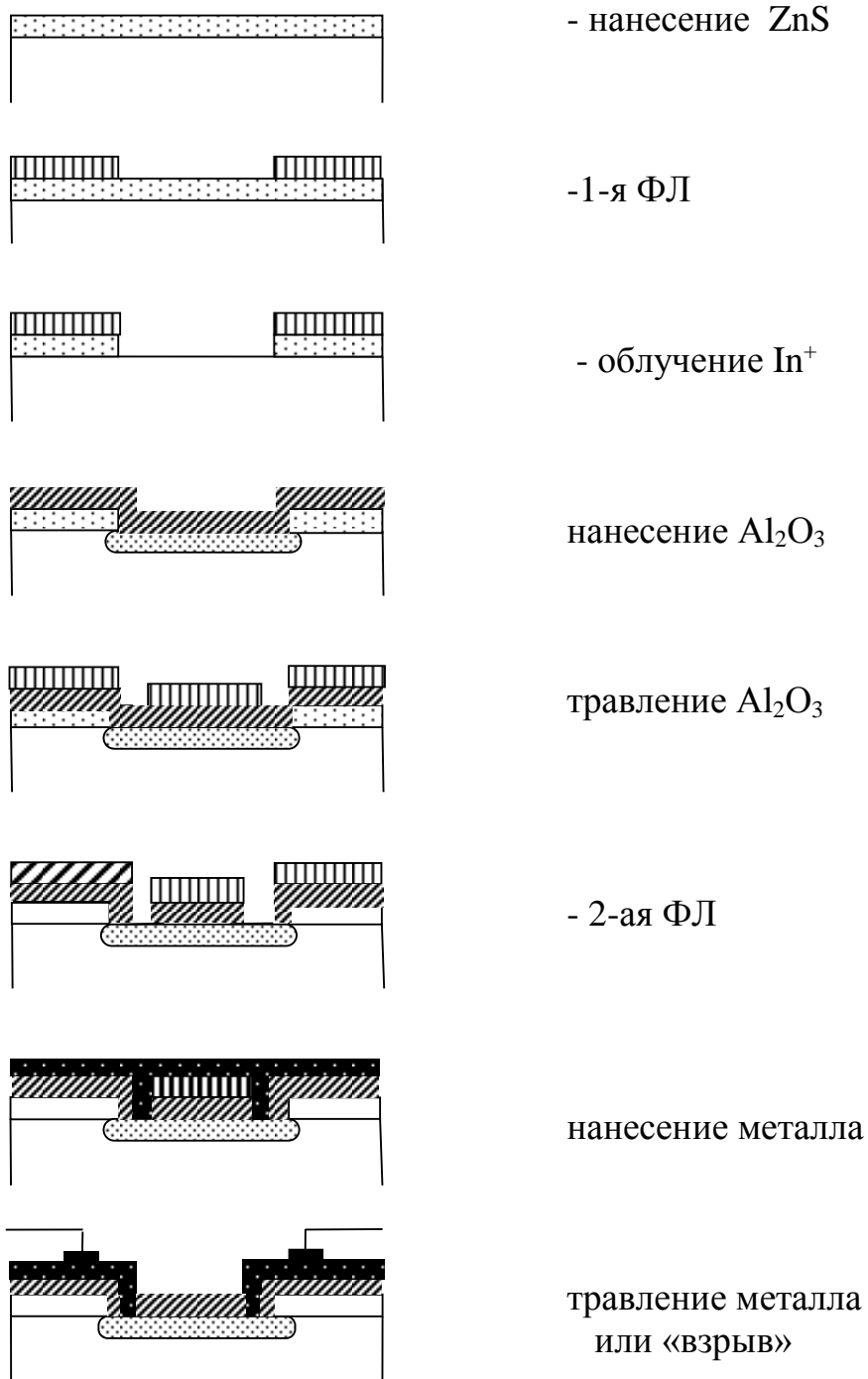
Для этого разработана конструкция и технология изготовления предложенного ФП. Разработаны и изготовлены соответствующие фотошаблоны, отработаны технологические процессы нанесения диэлектрических и металлических покрытий на поверхность  $Cd_xHg_{1-x}Te$  и их травление методом фотолитографии. Отработаны процессы получения инверсного слоя на р-типе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  новыми методами - обработки низкоэнергетичными ионами  $In^+$  и плазменным травлением. Изготовлены высококачественные  $n^+-p$  фотодиоды с  $R_0A=10^6$  Ом·см<sup>2</sup> при  $T=77$  К. 10-ти

элементный блок фоточувствительных областей с размерами полоски n-типа  $w=10$  мкм,  $l=60$  мкм и  $t=2$  мкм изготавливался в три этапа процесса фотолитографии. Пластины p-типа  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0.2-0.29$ ), однородно легированные атомами меди, были приклеены специальным эпоксидным компаундом на подложках кремния. Механической шлифовкой пластины утонялись до толщины 500 мкм, затем нарушенный слой удалялся химико-механической полировкой и последующим химическим травлением в растворе бром-метанол. Необходимые для анализа фотоэффектов значения концентрации и подвижности основных носителей заряда определялись на основе измерений эффекта Холла и проводимости. Для проведения измерений образцы помещались в криостат и охлаждались жидким азотом. Поверхностное время жизни  $\tau_s$  определялось по спаду сигнала фотопроводимости при импульсной засветке светодиодом из GaAs на полосках  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , отрезанных от исходных пластин методом электроискровой резки.

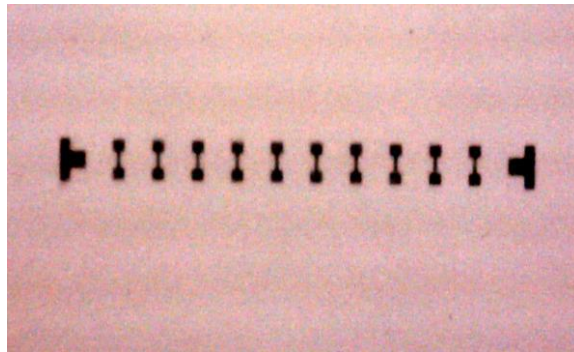
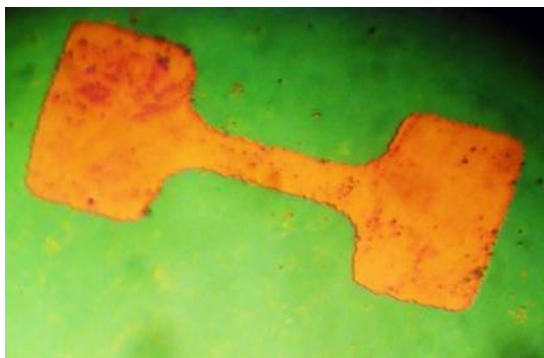
Технологический процесс проводился в соответствии с операционной маршрутной картой, показанной на рис 4.2.3.

На первой операции на поверхность пластин, непосредственно после химического травления, вакуумно-термическим испарением наносились слои ZnS толщиной 0.1 мкм. На второй операции методом фотолитографии, в этом слое, 30% раствором HCl протравливались гантелеобразные окна, показанные на рис.4.2.4. Третья операция – это процесс получения инверсного слоя на p-типе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  методами обработки в аргоновой плазме вскрытых участков поверхности с последующим осаждением на всю поверхность слоя  $Al_2O_3$  толщиной 0.3 мкм методом магнетронного испарения. Четвертая операция – это проведение второй фотолитографии с совмещением, после которой осуществлялось травление слоя оксида для подконтактных областей к инверсному слою. Далее проводилась ионная очистка этих областей и электрохимическое осаждение индия в этих областях из раствора сульфида индия. Последняя операция – это процесс изготовления металлических разводящих дорожек для осуществления подпайки внешних выводов.



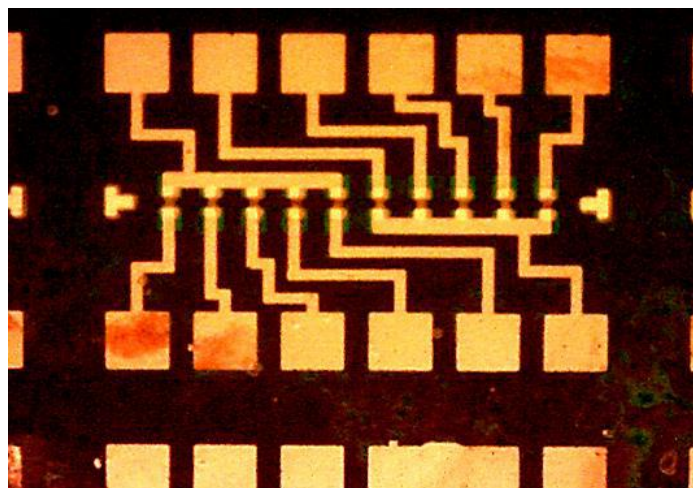


**Рис4.2.3. Технологическая операционная карта изготовления десятиэлементного фоточувствительного блока**



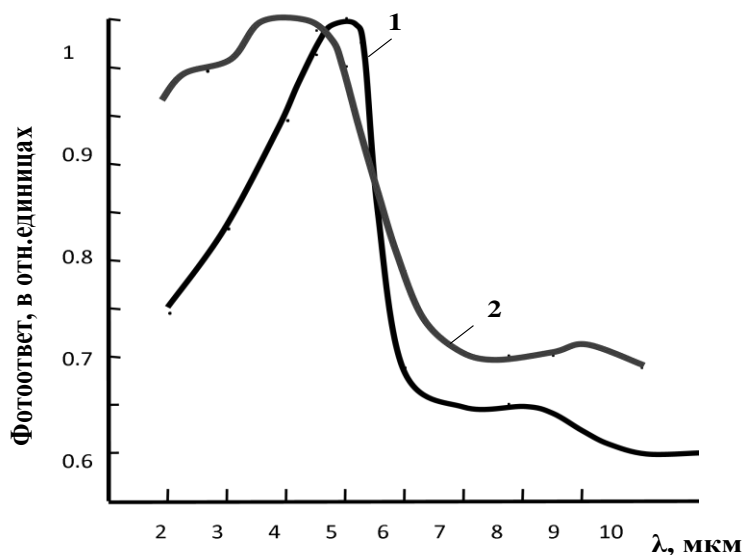
а)

б)



в)

**Рис.4.2.4 а) Гантелеобразные окна протравливленные в слое ZnS  
б) фото-изображение после 2-й фотолитографии в) фото-изображение  
10- ти элементного блока фоторезисторов.**



**Рис.4.2.5 Спектральная характеристика однородного фоторезистора -1 и фоторезистора с инверсным слоем -2 на основе  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x=0.3$ )**

Для этого проводилась 3-я фотолитография, в процессе которой вскрывались окна фоторезисте в местах, предназначенных для металлических дорожек. Затем на всю поверхность наносился слой индия вакуумно-термическим испарением, после чего, при удалении фоторезиста в растворителе, одновременно удалялся слой индия находящийся на фоторезисте. Такой метод получения соответствующей топологии нанесенных слоев называется «взрывным». Фотоизображение одного из, таким образом полученного, десятиэлементного фоточувствительного блока показан на рис.4.2.4 .

Измерение спектров фотопроводимости, абсолютного значения сигнала фотопроводимости и шумовых характеристик проводилось по методике, описанной в параграфе 2.5.

На рис.4.2.5 показаны спектральные характеристики фоточувствительности в относительных единицах для однородного фоторезистора 1 и для ФП нового типа 2 с различными значениями  $x$ . Как видно из рисунков для ФП нового типа характерна повышенная фоточувствительность в коротковолновой области, что обусловлено отсутствием влияния скорости поверхностной рекомбинации из-за наличия  $n^+-n$  слоя на поверхности и увеличением фотопроводимости поверхностного слоя. Зависимость сигнала фотоответа от  $U_b$  для  $p$ -типа образца 1 длиной 1мм и того же образца с инверсным приповерхностным слоем 2 аналогична показанному на рис.4.1.3. При  $U_b$  более 0,16 В напряжение сигнала почти насыщается. Для инверсного слоя  $n$ -типа проводимости насыщение не наступает до 20 В, после чего из-за Джоулевого нагрева зависимость ослабевает.

При уменьшении потока фонового излучения, с применением охлаждаемых диафрагм, поверхностное время жизни  $\tau_s$  и соответственно фоточувствительность увеличивались более чем на порядок. Зависимость вольт-ваттной чувствительности при низких уровнях фона для фоторезисторов данного типа значительно больше, чем для наилучших известных фоторезисторов на основе однородного  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0.23$ )  $n$ -типа проводимости.

### 4.3. Фоторезисторы на основе $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с локальными приповерхностными $n^+$ областями.

В данном разделе представлен третий тип охлаждаемых ИК-фоторезисторов на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с значительно высокими параметрами фоточувствительности при слабом фоне по сравнению с однородными. Приведены технология изготовления, принцип работы и фотоэлектрические свойства этого фоторезистора. В данном фоторезисторе, за счет увеличения  $\tau_{ef}$  при слабом фоне, увеличения напряжения смещения и уменьшения толщины образца, чувствительность увеличивается более чем в  $10^3$  раз по сравнению с однородным фоторезистором [38,46].

В данном типе фоторезистора, в приповерхностной области методом ионно-плазменной обработки созданы множество локальных областей  $n^+$ - $n$ -типа проводимости с размерами  $A \ll L_n$ , расстояние между которыми  $b < L_n$  (рис.4.3.1), здесь  $L_n$  – диффузионная длина электронов. Данные  $n^+$ -области являются потенциальными ямами для электронов. Так как  $b < L_n$ , то часть генерированных в  $p$ -объеме фоторезистора электронов будет диффундировать к границе  $p$ - $n$  перехода и под действием его поля затянутся в  $n$ -область, и будут удерживаться там в течение времени  $\tau_{ef} = R_0C_0$  (где  $R_0$ ,  $C_0$  – сопротивление и емкость  $p$ - $n$  перехода), которое при слабом фоне на несколько порядков может превышать время жизни  $\tau$  в обычных фоторезисторах. Так как приложенное к образцу электрическое поле очень слабое по сравнению с полем  $p$ - $n$  перехода, то при увеличении напряжения смещения эффект вытягивания носителей наблюдаться не будет. Технология изготовления такого фоторезистора очень проста. На поверхности слоя  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , в нанесенном пассивирующем покрытии из  $\text{ZnS}$ , методом фотолитографии, вскрывались окна с размерами 10-20 мкм. При нанесении защитного покрытия из  $\text{SiO}_2$  методом магнетронного распыления, в этих окнах формируются  $n^+$ -области под воздействием плазмы в рабочей камере. Затем наносятся омические контакты. Экспериментальные образцы

изготавливались из  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x = 0.28$ ) с  $p_0 = 8 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-3}$  и временем жизни носителей заряда  $\tau_n = 1,2 \text{ мкс}$  при  $T=80 \text{ К}$ , которое определялось по релаксации напряжения сигнала  $U_s$  при импульсной засветке светодиодом с длиной волны  $\lambda=0,9 \text{ мкм}$ . В изготовленных образцах наблюдалось увеличение  $\tau_{ef}$  до  $\tau_{ef}=2 \cdot 10^{-5} \text{ сек}$  при уменьшении уровня фона до  $\Phi_0 = 10^{15} \text{ фотон/см}^2 \cdot \text{с}$ . На рис.4.3.2 показаны полевые зависимости сигнала  $U_s$  фотопроводимости до и после плазменной обработки при фоновой засветке  $\Phi_b = 10^{16}$  (2) и  $10^{14}$  (3)  $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$  при  $T = 80 \text{ К}$ . Как видно из рисунка для исходного образца наблюдается насыщение  $U_s$  при увеличении  $U_b > 1 \text{ В}$  из-за эффект вытягивания НЗ. Для образца с локальными  $n^+$ -областями эффект вытягивания носителей не наблюдается вплоть до напряженности приложенного поля  $E=100 \text{ В/см}$ . Из рисунка, также видно, что при этом сигнал  $U_s$  увеличивается более  $10^3$  раз при слабом фоне ( $\Phi_b=10^{14} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ) по сравнению с однородным фоторезистором. Таким образом, в данном ФП, чувствительность значительно увеличивается за счет увеличения  $\tau_{ef}$  при слабом фоне, увеличения  $U_b$  и уменьшения толщины образца.

#### **4.4. Фоторезистор на p-типе $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с чередующимися $n^+$ -n-p областями**

В низкоомных образцах  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $N_a=10^{16}\text{см}^{-3}$  методом обработки низкоэнергетичными ионами аргона созданы периодические p-n переходы с квазинейтральными областями. В созданной структуре наблюдается сильное увеличение времени жизни носителей заряда и фоточувствительности благодаря пространственному разделению неравновесных

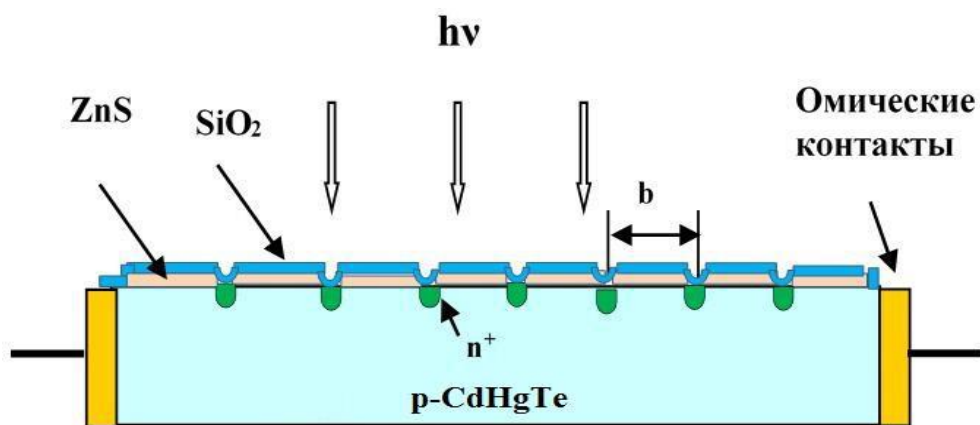


Рис. 4.3.1 Схематическая модель фоторезистора

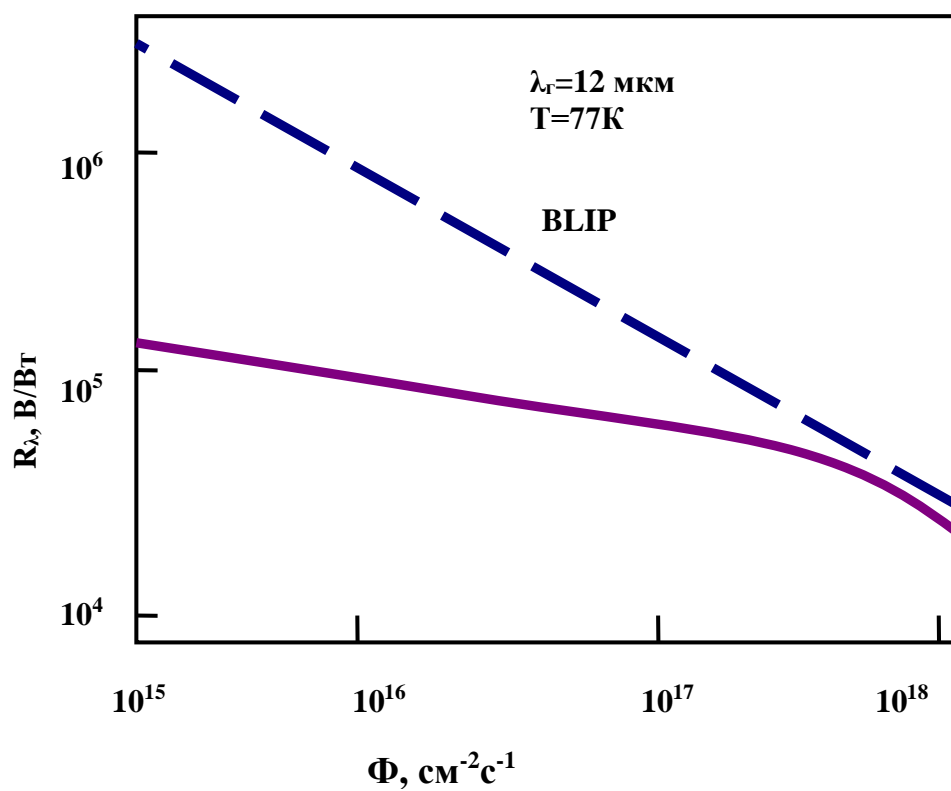


Рис. 4.3.2 Зависимость вольтовой чувствительности фоторезистора с локальными приповерхностными  $n^+$  областями от потока фона  $\Phi$ .

В ряде работ [56,54] было показано, что в одномерно неоднородных фоторезисторах, состоящих из чередующихся слоев с различной проводимостью с квазинейтральными областями, из-за наличия потенциального рельефа время релаксации и фотопроводимость сильно возрастают.

В данном параграфе экспериментально реализована возможность существенного увеличения времени жизни носителей заряда и фотопроводимости монокристалла  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  путем создания в них периодических  $p$ -  $n$  структур [46].

Экспериментальные образцы изготавливались из объемных монокристаллов  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x = 0.28$ ) с  $p_0 = 8 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-3}$  (при 77 К). Поверхность пластин подвергалась химико-механической полировке с последующим травлением в 4% бром содержащем травителе и промывкой в метиловом спирте. Этой стороной пластины приклеивались на сапфировую подложку низкотемпературным эпоксидным клеем и утонялись до толщин 10-20 мкм механической, химико-механической полировкой и химическим травлением. Затем пластинам придавалась прямоугольная форма размерами 5x1 мм. На поверхности слоя  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , в нанесенном пассивирующем покрытии из ZnS методом фотолитографии вскрываются окна в виде полосок шириной 30 мкм и зазором 50 мкм. Далее для конверсии типа проводимости в открытых участках, образец подвергался обработке ионами аргона. При этом глубина конверсии могла достигать тыльной стороны, что контролировалось измерениями с помощью термозонда на контрольных образцах. В результате слой полупроводника представлял собой последовательно чередующиеся полоски  $p$  и  $n$  – типа проводимости. Измерения фотоэлектрических параметров производилось при  $T=80 \text{ К}$  до и после процесса ионной обработки.

Исходные образцы  $p$ -типа проводимости имели сопротивление 0.1-1 ком и обладали сравнительно слабой фоточувствительностью из-за малых значений времени жизни носителей заряда ( $\tau \sim 0.1 \text{ мкс}$ ) и эффекта экстракции электронов. Спектральные характеристики исходных образцов имели обычный вид,

показанный на рис.4.4.1. После проведения ионной обработки сопротивление образца и время жизни увеличивались на порядок, в результате фоточувствительность также возрастала в 20-50 раз. На спектральной зависимости фоточувствительности также наблюдается некоторый подъем. На вставке на рис.4.4.2 показана осциллограмма фотоотклика структур с p- n переходами на импульсное фотовозбуждение. Как видно, постоянная времени увеличивается до 1–2 мкс.

Время затухания фотопроводимости в рассматриваемой структуре можно определить, также, по формуле (4.1.1).

Для состава  $x=0.22$  с максимумом чувствительности  $\lambda_m=9$  мкм с коэффициентом поглощения  $\alpha=10^3\text{см}^{-1}$  при  $\eta=0.5$ ,  $N_a=2\cdot 10^{16}\text{см}^{-3}$ ,  $N_d=5\cdot 10^{15}\text{см}^{-3}$  при  $T=80\text{ K}$ ,  $\phi_k=0.08$  эВ, а  $L_p=0.05$  при  $g_b > \nu(I_p=10^{16}\text{см}^{-2})$  имеем  $\tau=10^6\text{с}$ , т.е., не смотря на наличие рекомбинационных барьеров, рассматриваемый фоторезистор обладает хорошим быстродействием.

При этом, как было показано в [55], его чувствительность лишь на множитель  $4kT/\pi \phi_k$  отличается от теоретического предела чувствительности собственного однородного фоторезистора на ту же длину волны.

Таким образом путем создания периодических p- n структур в низкоомном  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  простым методом обработки поверхности низкоэнергетичными ионами аргона достигнуто высокое значение времени жизни носителей заряда и фоточувствительности.

#### **4.5 Долговременная релаксация фотопроводимости и процессы рекомбинации в $p^+-p^G-p^-$ структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$**

Ключевой вопрос при изготовлении высокоэффективных инфракрасных (ИК) детекторов в средневолновом (СВ) (3-5 мкм) и длинноволновом (ДВ) (8-14 мкм) ИК-диапазонах состоит в контролируемом легировании p-типа с низким уровнем концентрации и большим временем жизни неосновных носителей [147.с.6]. В



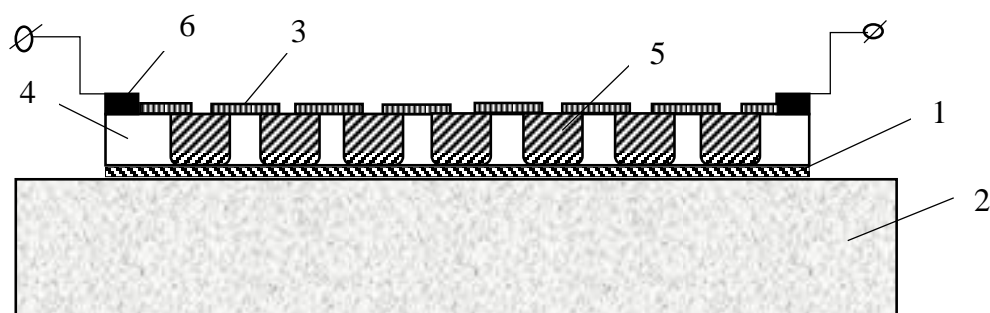


Рис.4.4.1 Схема фотоприемника с чередующимися р, n слоями  $Cd_xHg_{1-x}Te$ .  
1-клей, 2-подложка лейкосапфира, 3-ZnS, 4-p-тип 5-n-тип 6-контакты.

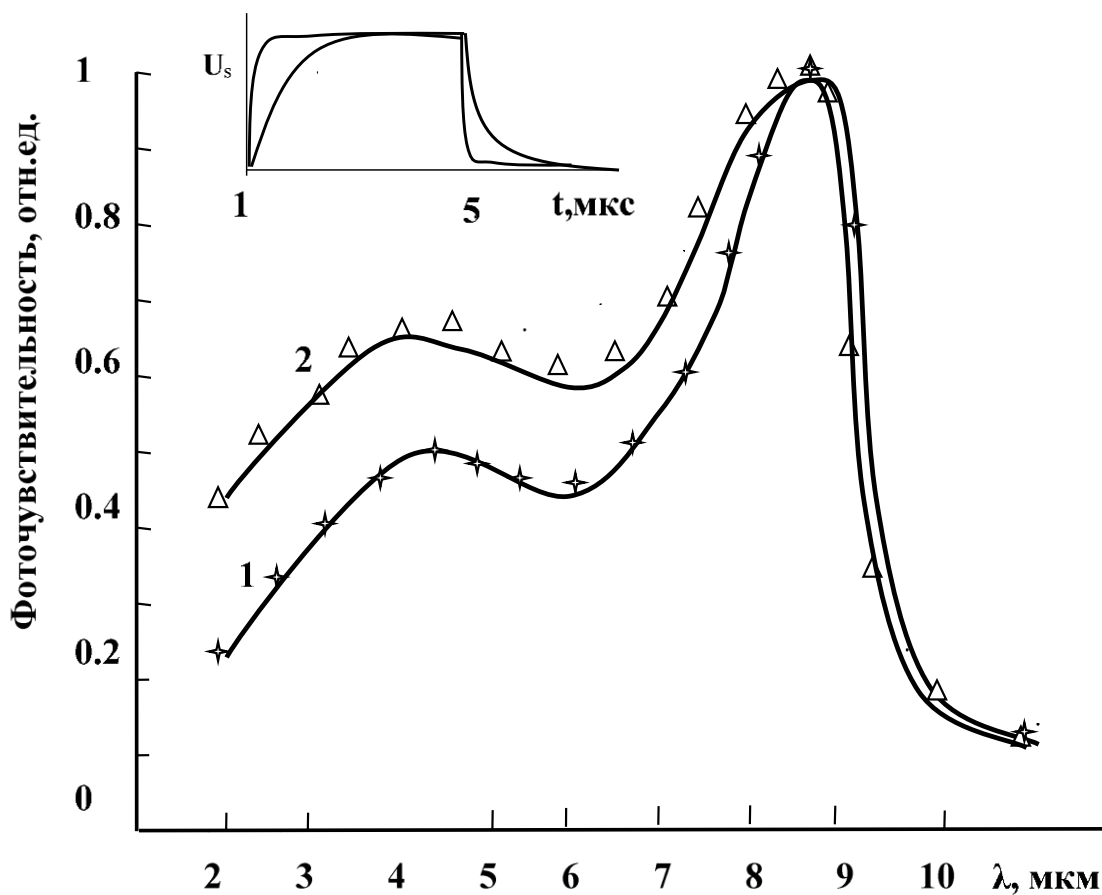


Рис.4.4.2 Спектральная зависимость фоточувствительности исходных образцов -1 и с чередующимися р, n слоями  $Cd_xHg_{1-x}Te$ -2

примесных центров. Было показано, что время жизни НЗ в полученных образцах ограничивается Оже –рекомбинацией. Однако, при этом, невозможно оценить концентрацию центров в запрещенной зоне, обуславливающих рекомбинацию по механизму Шокли-Рида-Холла. Весьма затруднительно, также, определить концентрацию акцепторной примеси при концентрациях менее  $10^{15}\text{см}^{-3}$ . Это обусловлено тем, что подвижность электронов и дырок отличаются более 100 раз и вклад электронов в проводимость, магнитосопротивление, термоэдс и т.п., соответственно преобладает. Так, например, при определении параметров основных носителей у некоторых кристаллов р-  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  методом эффекта Холла наблюдается знакопеременность  $R_H(B)$  в образцах, что может быть обусловлена рядом причин, в том числе возникновением конвертированного поверхностного слоя, присутствием включений [50].

В данном параграфе проведен ряд экспериментов по исследованию глубокой диффузии меди (Cu) в  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $0,24 \leq x \leq 0,29$ ) с целью достижения контролируемого низкого уровня легирования р-типа в слое поглотителя и уменьшения генерационно-рекомбинационных процессов Оже и Шокли-Рида-Холла под влиянием встроенного поля, вызванного градиентом концентрации примесей. В исследуемых структурах обнаружен один из наиболее интересных эффектов в полупроводниках, так называемая долговременная релаксация фотопроводимости (ДР), внешне проявляющаяся как аномально большие времена релаксации фотоотклика при включении или выключении света [123]. В узкозонных полупроводниках с  $E_g < 0,5$  эВ, такое явление не наблюдалось. Маловероятность явления ДР в узкозонных полупроводниках, таких как  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ,  $\text{InSb}$  обусловлено тем, что фотоприемники на основе этих полупроводников работают, как правило, при очень низких температурах и скорость генерации неравновесных носителей тепловым фоном значительно больше скорости их термогенерации. В этих условиях, как показано в [117], высота барьера р-п-перехода в приповерхностной области  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  может уменьшаться

настолько, что время релаксации становится даже меньше, чем объемное время жизни носителей заряда.

Для изготовления экспериментальных образцов использовались объемные компенсированные монокристаллы  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $0.24 \leq x \leq 0.29$ ) n-типа проводимости с  $N_d = 2 \cdot 10^{13} - 3 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-3}$  с подвижностью  $\mu_n = (8-13) \cdot 10^4 \text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$  и временем жизни неравновесных носителей заряда  $\tau = (3-10) \cdot 10^{-6} \text{с}$  при 80 К и толщиной 0.8–0.9 mm.

Для получения p-типа проводимости исходные образцы легировались медью. Процесс диффузии проводился при  $T = 130^\circ \text{C}$  на глубину 0.06–0.45 mm. Время отжига подбиралось для каждого состава и глубины диффузии в интервале 10–120 мин. Путем механической полировки и последующего химического травления удалялся n-слой. Тип проводимости определялся термозондом. При толщине 300 мкм пластина нарезалась на прямоугольные образцы размерами  $1 \times 7$  мм методом электроискровой резки, которые приклеивались на подложки из лейкосапфира специальным растворимым клеем.

Термоотжиг при столь низкой температуре ( $T = 130^\circ \text{C}$ ) приводит к уменьшению концентрации глубоких центров, обусловленных вакансиями ртути в исходном материале n-типа. Поэтому, во-первых, следует ожидать увеличение времени жизни, обусловленного механизмом Шокли-Рида, по сравнению с исходным материалом, во-вторых, из-за уменьшения концентрации глубоких центров (вакансий ртути), ограничивающих наименьший уровень акцепторного легирования в образце, становится возможным достижение более низкого контролируемого уровня легирования p-типа.

Для проведения измерений кинетики фотопроводимости использовался светодиод с длиной волны излучения  $\lambda = 0.9 \mu\text{m}$ , что соответствует глубине поглощения менее 0,1 мкм.

На рис.6.4.1 показана характерная картина релаксации фототока при импульсном фотовозбуждении с длительностью импульса  $t_i = 1 \text{ms}$ . Форма импульса фототока состоит из начального участка с  $\tau_f = 0.5 - 1.5 \mu\text{s}$  и

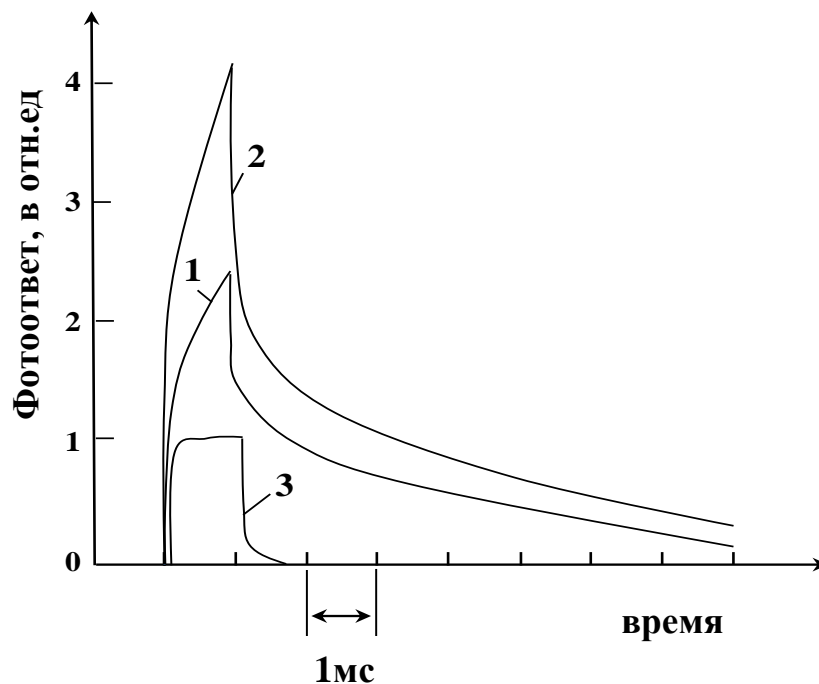


Рис.4.6.1.Кривые релаксации фотопроводимости  $p^+-p-p^-$  структур  $Cd_{0.24}Hg_{0.76}Te$ .

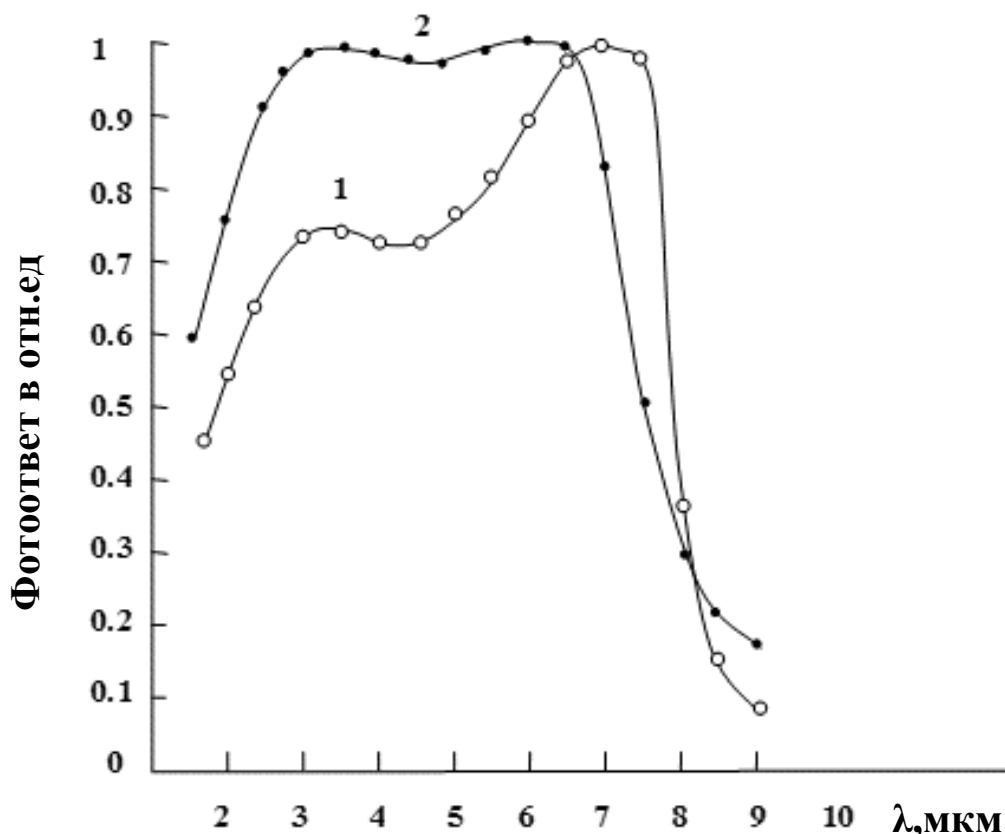


Рис.4.6.2 Спектральная характеристика фоточувствительности  $p^+-p-p^-$  структур  $Cd_{0.24}Hg_{0.76}Te$  при освещении со стороны  $p^+-1$  и со стороны  $p^--2$  при  $T=80$  К и наличии теплового фона интенсивностью  $\Phi, \text{см}^{-2}\text{s}^{-1}$ : 1  $\sim 10^{17}$ , 2  $\sim 10^{16}$ , 3  $\sim 10^{18}$ .

последующего участка с  $\tau_r \gg \tau_f$ , причем, по мере нарастания или спада, постоянная  $\tau_r$  увеличивается и может достигать величины более 40 ns. При ограничении фоновой засветки, используя для этой цели охлаждаемые диафрагмы, величина сигнала и длительность  $\tau_r$  увеличивались, а при дополнительной подсветке, осуществляемой лампой накаливания, компонента фототока с  $\tau_r$  постепенно исчезала по мере увеличения интенсивности подсветки. С увеличением температуры от 77 К до 140–150 К компонента с  $\tau_r$  также постепенно уменьшалась и исчезала.

Наблюдаемые особенности характерны явлениям ДР, в основе которых лежит пространственное разделение неравновесных носителей электрическим полем неоднородностей концентрации примесей. Так как при этом рекомбинация сопряжена с необходимостью преодоления потенциального барьера  $\phi_r$ , то время жизни неравновесных носителей, как приведено в [69], описывается формулой:

$$\tau_r = \tau_o \cdot \exp(\phi_r/kT), \quad (4.6.1)$$

а их стационарная концентрация:

$$\Delta n = \alpha \cdot \eta \cdot \Phi \cdot \tau_o \cdot \exp[\phi_r(\Delta n)/kT] \quad , \quad (4.6.2)$$

здесь  $\tau_o$  – время рекомбинации в отсутствии пространственного разделения носителей. Величину  $\phi_r$ , связанную с градиентом концентрации примеси  $N_a(x)$ , можно определить по формуле  $\phi_r = kT \cdot \ln(p^+/p^-)$  (4.6.3), здесь принято, что  $p(x) \approx N_a(x)$ , так как атомы меди, создающие мелкие акцепторные уровни, полностью ионизированы. Из этого выражения и из формулы (4.6.1) следует, что  $\tau_r/\tau_o \cong p^+/p^-$  (4.6.4). Сделаем оценку значения  $\tau_o$ . Максимальная растворимость меди в  $Cd_xHg_{1-x}Te$  -  $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  при  $T=200$ , поэтому разумнее принять в нашем случае (при  $T=130^\circ\text{C}$ ) максимальную концентрацию  $p^+ \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Минимальное

контролируемое значение  $p^- = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Если допустить, что в нашем случае достигнуто  $p^- = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , то из (4), при  $\tau_r = 40 \text{ мс}$ , следует, что  $\tau_o \cong 100 \text{ мс}$ . Отметим, что теоретически максимальное значение времени жизни, ограниченное механизмом Оже-7 при  $\gamma=10$  составляет  $\tau_o = 100 \text{ мс}$  [136], если не учитывать излучательную рекомбинацию. При этом в расчет не принимался, также, механизм рекомбинации Шокли-Рида. Такое предположение оправдано, если время жизни, обусловленное этим механизмом на порядок больше расчетного значения по механизму Оже-7, т.е.  $\tau_{ш-р} > 10^{-3} \text{ с}$ .

Оценивая концентрацию рекомбинационных центров по формуле (1.5.6), можно прийти к выводу, что  $N_t < 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Таким образом, предположение об уменьшении концентрации вакансий ртути в процессе низкотемпературной диффузии атомов меди подтверждается.

Градиент концентрации создает внутреннее электрическое поле  $E(x) = -kT/q \cdot dN(x)/q \cdot N(x) \cdot dx$ . Оценка величины  $\phi_r$  по формуле (4.6.1) составляет  $\approx 50 - 70 \text{ мВ}$ , соответственно отношение концентраций акцепторов на поверхностях  $p^+/p^- \geq 10^4$ , а величина внутреннего поля  $\sim 5 - 10 \text{ В/см}$ . Величину  $\tau_f$  можно отождествить с временем жизни неравновесных носителей, обусловленное рекомбинацией на поверхности или в объеме полупроводника, в зависимости от того какой из этих механизмов доминирует.

Из рис.4.6.1 также можно видеть, что компоненты быстрой и медленной составляющих фототока сравнимы. Так, как  $\tau_r \gg \tau_f$ , то это означает, что только ничтожная часть неравновесных носителей, генерируемых светом, разделяется внутренним полем и участвует в формировании фотопроводимости с ДР. Поэтому, время жизни значительной части носителей, генерированных фоновым излучением в слое поглощения  $\sim 10 \text{ мкм}$ , определяется  $\tau_f$ , а их стационарная концентрация  $\Delta n \approx \alpha \cdot \beta \cdot \Phi \cdot \tau_f$ . Надо отметить, что компонента с ДР присутствовала в релаксационной кривой при освещении образца как со стороны  $p^+$ , так и со стороны  $p^-$ . Можно указать на несколько причин, приводящих к такому результату. Прежде всего, надо учесть, что параметры полупроводника, такие

как  $\tau_r$ ,  $\mu_n$ ,  $\mu_p$ , диффузионная длина дырок  $L_p$  и электронов  $L_n$ , существенно зависят от концентрации акцепторов. Так, например, при исходной концентрации  $N_a = 5 \cdot 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$  на  $p^+$  поверхности, из-за малых значений  $\tau_r \leq 10^{-9} \text{ с}$  и  $L_n \leq 5 \mu\text{м}$ , обусловленных механизмами Оже- и излучательной рекомбинации, фотосигнал почти не регистрировался. Далее надо принять во внимание, что внутренне поле в значительной степени понижает поверхностную рекомбинацию на  $p^+$  стороне, отталкивая от поверхности неосновные носители заряда. Поэтому, можно считать, что рекомбинация избыточных носителей в этой области поглощения обусловлена Оже-рекомбинацией. По мере послойного удаления поверхностного высоколегированного слоя методом химического травления, наблюдалось увеличение фотосигнала, что объясняется увеличением  $\tau_r$  и  $L_n$ . При этом амплитуда компоненты с ДР после некоторого увеличения начала уменьшаться и исчезла при толщине 180-190  $\mu\text{м}$ , что связано с существенным уменьшением высоты рекомбинационного барьера  $\phi_r$ .

Надо так же учесть, что при наличии внутреннего поля  $E$  пакет неравновесных носителей движется с дрейфовой скоростью  $v_{dr} = \mu_a E$ , где  $\mu_a = (n-p)/(n/\mu_h + p/\mu_e)$  - амбиполярная дрейфовая подвижность. При освещении образца со стороны  $p^-$ , где время жизни носителей наибольшее, концентрация избыточных электронов  $\Delta n$  может быть сравнима с концентрацией основных носителей -  $p_0$ . В таком случае  $\mu_a < \mu_e$  и электрическое поле не действует на пакет неравновесных носителей и поэтому компонента с ДР мала. Учитывая, также, что внутреннее поле увеличивает поверхностную рекомбинацию, затягивая на поверхность неосновные носители, то можно считать, что концентрация избыточных носителей на  $p^-$  стороне определяется поверхностной рекомбинацией. По мере послойного удаления  $p^-$  слоя величина фотосигнала увеличивалась, что можно объяснить увеличением  $\mu_a$  из-за увеличения разницы  $(n-p)$ . Это способствует разделению некоторой части неравновесных носителей внутренним полем и увеличению компоненты с ДР. Отметим, что после некоторого увеличения фотосигнала, компонента с ДР и в этом случае уменьшалась по мере утонения

образца и исчезала при толщине 180–190  $\mu\text{m}$ , что также связано с уменьшением высоты рекомбинационного барьера  $\phi_r$ . Исчезновение ДР при увеличении температуры до 140–150К и при дополнительной сильной подсветке, указывает на активационный характер явления.

Наличие внутреннего электрического поля также оказывает влияние на спектральную характеристику фотопроводимости. На рис.4.6.2 показаны спектральные характеристики фотопроводимости образца  $\text{Cd}_{0.24}\text{Hg}_{0.76}\text{Te}$  толщиной 190  $\mu\text{m}$  при падении излучения на его  $p^+$  и  $p^-$  стороны. Как видно из рис.4.6.2, при освещении  $p^+$  стороны, длинноволновое крыло характеристики очень крутое, а в области сильного поглощения отсутствует спад спектральной характеристики. При освещении со стороны  $p^-$ , длинноволновой край характеристики более пологий, а в области сильного поглощения наблюдается некоторый спад характеристики. Указанные особенности объясняются влиянием внутреннего электрического поля, которое в зависимости от направления, тормозит или ускоряет движение пакета неравновесных носителей. Как известно, в этом случае распределение неравновесных носителей определяется не длиной диффузии  $L_n$ , а характеристическими длинами [60]:

$$l_1, l_2 = \frac{2L_n^2}{\sqrt{4L_n^2 + L_E^2 \mp L_E^2}}, \quad (4.6.3)$$

здесь  $L_E = \mu_n \tau_r E$  – дрейфовая длина.

Так, как спектральная зависимость фоторезисторов пропорциональна  $\sim kL / (1 + kL)$ , то, подставляя вместо  $L$  значение  $l_1$  или  $l_2$ , в зависимости от направления поля, можно получить экспериментально наблюдаемый, соответственно, наклон характеристики. Внутреннее электрическое поле, как было указано, подавляет поверхностную рекомбинацию, чем и объясняется отсутствие спада в области сильного поглощения при освещении со стороны  $p^+$ . При освещении со стороны  $p^-$ , внутреннее поле увеличивает влияние



поверхностной рекомбинации и тем самым уменьшает время жизни носителей заряда, чем и обусловлен некоторый спад характеристики в области сильного поглощения. Все рассмотренные особенности фотопроводимости  $p^+-p^G-p^-$  структур  $Cd_{0.24}Hg_{0.76}Te$  имеют более выраженный характер для составов  $x > 0.24$ .

Важно отметить, что наблюдаемые большие значения  $\tau_r$  указывают на очень малую вероятность рекомбинации пространственно-разделенных носителей заряда. Внутреннее поле разделяя носители заряда подавляет все типы рекомбинации-поверхностную, излучательную, Оже и Шокли-Рида. Следовательно, полученные  $p^+-p^G-p^-$  структуры весьма перспективны для изготовления высокочувствительных ИК-детекторов. Как было отмечено, при ограничении фоновой засветки, величина сигнала и длительность  $\tau_r$  увеличиваются. В пределе при отсутствии фона  $\Phi \rightarrow 0$ , быстропротекающая компонента фотоотклика должна исчезнуть и релаксация должна происходить с постоянной  $\tau \rightarrow \tau_r$ . Понятно, что при этом фоточувствительность и обнаружительная способность пропорционально увеличатся, в соответствии с формулой 1.15 и 1.21, могут достигать значений  $R_v=10^{10}$  В/Вт и  $D_\lambda^* > 10^{14}$  смГц<sup>-1/2</sup> Вт<sup>-1</sup>, но при этом быстродействие будет ограничено на уровне  $10^{-3}$  с. Для сравнения приведем максимальные экспериментально достигнутые значения, ограниченные Оже рекомбинацией [180,с.313]:  $R_v=10^6$  В/Вт и  $D_\lambda^*=1 \cdot 10^{12}$  смГц<sup>-1/2</sup> Вт<sup>-1</sup>. Эти значения почти равны теоретически предельным для однородного фоторезистора.

Таким образом, наблюдаемая долговременная релаксация фотопроводимости  $p^+-p^G-p^-$  структур  $Cd_xHg_{1-x}Te(0.24 \leq 0.29)$  обусловлена рекомбинационным барьером  $\phi_r \approx 50 - 70$  мВ, созданным градиентом концентрации примеси вдоль направления излучения. Несмотря на высокий уровень фонового излучения, понижение барьера незначительно. Это обусловлено тем, что значительная часть фотогенерированных носителей рекомбинирует в приповерхностной области поглощения и лишь незначительная их часть разделяется внутренним полем с формированием фотопроводимости с ДР. Наблюдаемые большие значения

$\tau_r=10-40$  мс указывают на очень малую вероятность рекомбинации пространственно-разделенных носителей заряда, обусловленную подавлением всех типов рекомбинации внутренним электрическим полем. Полученные результаты исследования могут быть применены при разработке высокочувствительных фотоприемников и на основе различных полупроводников в широком спектральном диапазоне fotocувствительности вплоть до ультрафиолетового.

#### **Выводы к главе 4**

Предложен новый принципа построения фотопроводящего детектора ИК-излучения, обеспечивающего параметры fotocувствительности, значительно превышающие экспериментально достигнутые на сегодняшний день. Принцип работы новых типов фотоприемников основан на сепарации основных и неосновных фотогенерированных НЗ в ОПЗ р- n –перехода (или р- n -переходов), определенным образом созданным в поглощающей области полупроводника, что обуславливает увеличение fotocувствительности за счет увеличения времени жизни НЗ и приложенного напряжения смещения.

Новый принцип экспериментально реализован в 4-х типах фоторезисторов на основе р-  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с инверсными слоями, полученными методом НИО. Самый простой–двухслойный, в котором фотопроводящим слоем служит тонкий приповерхностный слой n-типа, проводимость которого изменяется только за счет фотогенерированных электронов, в том числе диффузионно поставляемых из р-слоя полупроводника. По этой причине фотопроводимость монополярная и эффект вытягивания (экстракции) неосновных НЗ не наблюдается, что позволяет увеличивать приложенное напряжение более, чем в 100 раз. Так, как объем р-слоя более чем 10 раз больше объема n слоя, то и вольтовая чувствительность фоторезистора увеличивается во столько же раз.

Еще большего увеличения (более 100 раз) чувствительности достигается во втором типе фоторезистора, где фотопроводящий слой выполнен в виде тонкой узкой полоски n-типа, созданной на поверхности объемного слоя p-типа. В этом случае сопротивление фоторезистора увеличивается более 100 раз по сравнению с однородным фоторезистором. Соответственно уменьшаются токи смещения и выделяемая мощность. При низких уровнях фона в указанных фоторезисторах время жизни НЗ увеличивается пропорционально уменьшению уровня фона. В целом это приводит к значительному увеличению параметров фоточувствительности (в  $10^2$ - $10^3$  раз) по сравнению с параметрами фоторезисторов с однородной концентрацией примесей. Важно отметить, что, из-за малого поперечного сечения проводящего слоя, большое сопротивление ( $R > 5 \cdot 10^4$  Ом) и малая потребляемая мощность ( $P < 10^{-6}$  Вт), позволяет использовать их в качестве элемента для МФП ИК- детекторов. Указанные преимущества, а также существенно малые размеры сечения проводящего слоя, по сравнению не только с диффузионной длиной неосновных носителей, но и с длиной волны излучения, могут значительно расширить область применения рассмотренного фотоприемника. В рамках проекта «Высокочувствительный ИК- фотоприемник на новом принципе фотопреобразования», поддержанного «Ельм фонду», (№ EIF-2012-2(6)-39/05/1-М-12, 04/2013-05/2014 г.) для практической реализации предложенного ФП разработана конструкция и технология изготовления предложенного ФП. Разработаны и изготовлены соответствующие фотошаблоны, отработаны технологические процессы нанесения диэлектрических и металлических покрытий на поверхность  $Cd_xHg_{1-x}Te$  и их травление методом фотолитографии. Отработаны процессы получения инверсного слоя на p-типе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  новыми методами - обработки низкоэнергетичными ионами  $In^+$  и плазменным травлением. Изготовлены высококачественные  $n^+$ -р фотодиоды с  $R_0A = 10^6$  Ом·см<sup>2</sup> при  $T = 77$  К и 10-ти элементный блок фоточувствительных областей с размерами полоски n-типа  $w = 10$  мкм,  $l = 60$  мкм и  $t = 2$  мкм. Для такого фотоприемника характерна

повышенная фоточувствительность в коротковолновой области, что обусловлено отсутствием влияния скорости поверхностной рекомбинации из-за наличия  $n^+-n$  слоя на поверхности. При уменьшении потока фонового излучения, с применением охлаждаемых диафрагм, поверхностное время жизни  $\tau_s$  и соответственно фоточувствительность увеличивались более чем на порядок. Зависимость  $R_v$  при низких уровнях фона для фоторезисторов данного типа значительно больше, чем для наилучших известных фоторезисторов на основе однородного  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0.23-0,3$ ).

Рассмотренные в главе фоторезисторы с локальными приповерхностными областями с инверсной проводимостью и фоторезистор с чередующимися  $p$ - и  $n$ -слоями, также демонстрируют увеличение параметров фоточувствительности за счет увеличения напряжения смещения, сопротивления и времени жизни НЗ при низких уровнях фона.

При низких температурах 77-120 К обнаружено уникальное, ранее не наблюдаемое на узкозонных полупроводниках, явление долговременной релаксации фотопроводимости, обусловленное неоднородным распределением акцепторов. Наблюдаемое гигантское значение времени жизни НЗ (более 40 мс) при низких температурах и уровнях фона, позволяет создавать фотоприемники, параметры которых могут достигать значений  $R_v=10^{10}$  В/Вт и  $D_\lambda^* > 10^{14}$  см $\Gamma$ ц $^{-1/2}$ Вт $^{-1}$ .

## Глава V. НЕОХЛАЖДАЕМЫЕ ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЕ ИК-ФОТОПРИЕМНИКИ

Среди фотоприемников ИК-диапазона наиболее высокой чувствительностью и быстродействием обладают детекторы на основе узкозонных материалов, лидирующую позицию среди которых занимают соединения  $Cd_xHg_{1-x}Te$ .

Для достижения высоких параметров фоточувствительности фотоприемников на основе узкозонных полупроводников, требуется их охлаждение до температур от 77 до 200 К. Необходимость охлаждения значительно увеличивает массу, габариты и стоимость всей аппаратуры. Поэтому одной из актуальных задач является разработка неохлаждаемых фотоприемников ИК-диапазона с высокими параметрами фоточувствительности. Прогресс в улучшении фоточувствительности неохлаждаемых фотоприемников связан с развитием технологии гетероструктур на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  [154,162]. Основным фактором, ограничивающим параметры неохлаждаемых фотоприемников, является Оже-процесс термогенерации носителей заряда. Для подавления Оже-процесса в слое поглощения были предложены несколько концепций, такие как неравновесный режим экстракции в фотодиодах и эксклюзии в фотопроводниках [79], магнитоконцентрационный эффект [93] и другие подходы. В последние годы наилучшие результаты достигнуты при разработке технологии неравновесных фотодиодов, для изготовления которых используются методы выращивания МЛЭ и ГФЭ. Однако, большие токи смещения в этих структурах обуславливают высокий уровень шумов вплоть до 1 МГц [139] и параметры фоточувствительности их пока еще намного ниже теоретически возможных.

### 5.1 Неохлаждаемые фоторезисторы на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ , однородно - легированного элементами Cu, Ag, Au.

Частично подавление Оже-процессов достигается в фоторезисторах из р-типа материала при оптимальных концентрациях  $N_a$ , при которых параметры фоточувствительности достигают максимума [168,с.99-115].

При этом заметно лучшими параметрами чувствительности обладали фотоприемники, в которых р-тип проводимости задавался примесями золота, меди или серебра. Атомы этих элементов создают в  $Cd_xHg_{1-x}Te$  мелкие акцепторные уровни и заполняя вакансии ртути увеличивают время жизни в них. Представляет определенный интерес рассмотреть метод оптимизации фоторезистора на основе р-типа, легированного золотом. Данный метод предполагает для каждого диапазона чувствительности и рабочей температуры фоторезистора подбор оптимального уровня легирования и состава  $x$ . В данном параграфе мы представляем численные и экспериментальные результаты для неохлаждаемых фоторезисторов на основе р- $Cd_xHg_{1-x}Te$ , оптимизированного на область спектра 3–5 мкм [27].

Для оценки параметров фоточувствительности, необходимо определить такие свойства полупроводника как ширина запрещенной зоны, концентрацию собственных носителей заряда, коэффициент поглощения, время жизни носителей заряда.

Ширина запрещенной зоны  $E_g$  и концентрация собственных носителей заряда  $n_i$  вычислялись по формулам (1.2.40) и (1.2.41), соответственно.

Оптический коэффициент поглощения вычисляется в соответствии с выражением Андерсена, который был выведен в рамках модели Кейна, включая смещение Мосса-Бурштейна.

В узкозонном  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с двумя подзонами в валентной зоне (соответствующие легким и тяжелым дыркам) могут протекать 10 видов процессов Оже-рекомбинации. Из них только A1 и A7 играют главную роль. Результирующее время жизни по Оже –механизму определяется выражением:

$$\tau = 2\tau_{iA1}Z^2\gamma/(\gamma + Z^2)(1 + Z^2), \quad (5.1.4)$$

где  $\tau_{i1}$ - время A1 рекомбинации в собственном полупроводнике, Z- отношение дырочной концентрации к собственной  $p_0/n_i$  в термическом равновесии и  $\gamma$  –отношение времени рекомбинации A7 к A1 и определяется выражением:

$$\gamma = 6(1 - 5E_g/4kT)/(1-3E_g/4kT) \quad (5.1.5)$$

Собственное время рекомбинации по A1 дается выражением:

$$\tau_{iA1} = \frac{[3,8 \cdot 10^{-18} \cdot \varepsilon^2 (1+b)^{\frac{1}{2}} (1+2b)]}{[m_e |F_1 F_2|^2 \left(\frac{kT}{E_g}\right)] \exp[(1+2b)/(1+b)(E_g/kT)]} \quad (5.1.6)$$

где  $F_1, F_2$  - интегралы перекрытия периодических функций Блоха, типичные значения  $|F_1, F_2|=0.1-0.3$ , b – отношение эффективной массы электрона и дырки. Эффективная масса тяжелой дырки  $m_{hh}=0,55m_0$ . Электронная эффективная масса  $m_e$  может быть вычислена в соответствии с зонной моделью Кейна [62,с.378]:

$$m_c = m_0 / \left[ 1 + (2m_0 p^2 / 3h^2) \times \left( \frac{2}{E_g} + \frac{1}{(E_g)} + \nabla \right) \right] \quad , \quad (5.1.3)$$

здесь  $m_0$ , масса свободного электрона, p -матричный элемент момента импульса, численно равный  $10^{-8}$  eV m, а энергия спин-орбитального расщепления  $\Delta =1$  эВ.

Для определения параметров фоточувствительности неохлаждаемого фоторезистора достаточно принять простую модель, в которой можно пренебречь такими явлениями как эффект вытягивания неосновных носителей, влияние поверхностной рекомбинации, краевыми эффектами и влиянием фонового излучения.

Для анализа работы неохлаждаемого фоторезистора, допустим, что он имеет форму прямоугольной пластины длиной –  $l$ , шириной-  $w$  и толщиной – $d$  и омические контакты на концах.

Сопротивление рассматриваемого фоторезистора можно вычислить в соответствии с формулой:

$$R = \frac{l}{[en_i\mu_n(\frac{1}{Z} + \frac{b}{Z})wd]} \quad (5.1.7)$$

Вольтовая чувствительность выражается формулой [199]:

$$R_v = \frac{\lambda\eta\tau U(b+1)}{hcn_iAd(Z+\frac{b}{Z})} \quad (5.1.9)$$

где  $U$ -приложенное напряжение,  $A$  -площадь фотоприемника. В оптимальном случае  $\eta=1-\exp(-2ad)$ .

Для неохлаждаемых ИК-фотоприемников существенное значение имеют генерационно-рекомбинационные шумы  $V_{g-r}$ , которые вычисляются по формуле [134]:

$$V_{g-r} = 2A = \pi r^2(1+b)(\tau\Delta f)^{\frac{1}{2}} / \left[ (iwdn_i)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{b}{Z} + Z \right) \left( \frac{1}{Z} + Z \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (5.1.10)$$

Основным параметром фотоприемников является удельная обнаружительная способность, определяемая формулой [134] :

$$D_\lambda^* = R_v \frac{(A\Delta f)^{\frac{1}{2}}}{V_n} = \lambda\eta \left[ \left( \frac{1}{Z} + Z \right) \left( \frac{\tau}{n_id} \right) \right]^{1/2} / (hc) \quad (5.1.11)$$

Для реализации неохлаждаемого фоторезистора с оптимизированными параметрами был использован материал  $Cd_xHg_{1-x}Te$  n-типа проводимости с



$x=0,27$ . Для перевода в p-тип образец с осажденным на поверхности слоем золота отжигался при  $T=200-220^{\circ}\text{C}$  в течении 48 часов в атмосфере аргона. Концентрация дырок, определенная по эффекту Холла, находилась в пределах  $(0.3-9)10^{16}\text{см}^{-3}$  при  $T=80\text{K}$  в зависимости от длительности отжига. Температурная зависимость времени жизни носителей заряда в интервале 80-300 К определялась по спаду фотосигнала при импульсном фотовозбуждении светодиодом с  $\lambda = 0.9$  мкм. На рис.5.1.1 показана температурная зависимость  $\tau$  основных НЗ образца с оптимальной концентрацией дырочных носителей  $p_0 = (2-3) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Обращает на себя внимание, прежде всего значения  $\tau$  несколько превышающие теоретически расчетные и известные экспериментально полученные данные [152]. Высокие значения  $\tau$  в температурной области примесной проводимости указывают на очень низкое значение концентрации глубоких центров, которые не сказываются на величии  $\tau$ , а в области собственной проводимости, на то что в расчетах надо принимать максимальное значение  $\nu=60$ , на что было указано в [140].

На основе полученных p-типа образцов были изготовлены фоторезисторы с размерами чувствительной площадки  $150 \times 200 \text{ мкм}^2$  и толщиной  $d=20 \text{ мкм}$ .

По мере утоньшения образца до толщины 20 мкм постоянная времени  $\tau$  сохраняло значение  $4 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ . При толщине образца 10 мкм  $\tau$  уменьшилось в два раза, что указывает на влияние поверхностной рекомбинации при толщинах меньших диффузионной длины  $L_d$ . Из соотношения Эйнштейна находим  $\mu \geq 80 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ , что хорошо согласуется с известными литературными данными. Величина сопротивления образцов  $R$  была около 200 Ом. При увеличении напряжения смещения до  $U=1 \text{ В}$ , сигнал фоточувствительности увеличивался, затем наблюдалось его насыщение из-за эффекта вытягивания. Измеренные значения параметров фоточувствительности совпадают с расчетными значениями  $R_{\nu} = 10^3 \text{ В/Вт}$  и  $D_{\lambda}^* = 3 \cdot 10^9 \text{ см Гц}^{1/2} \text{ Вт}^{-1}$ , что является наилучшим результатом для неохлаждаемых фоторезисторов на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x=0,27$ )

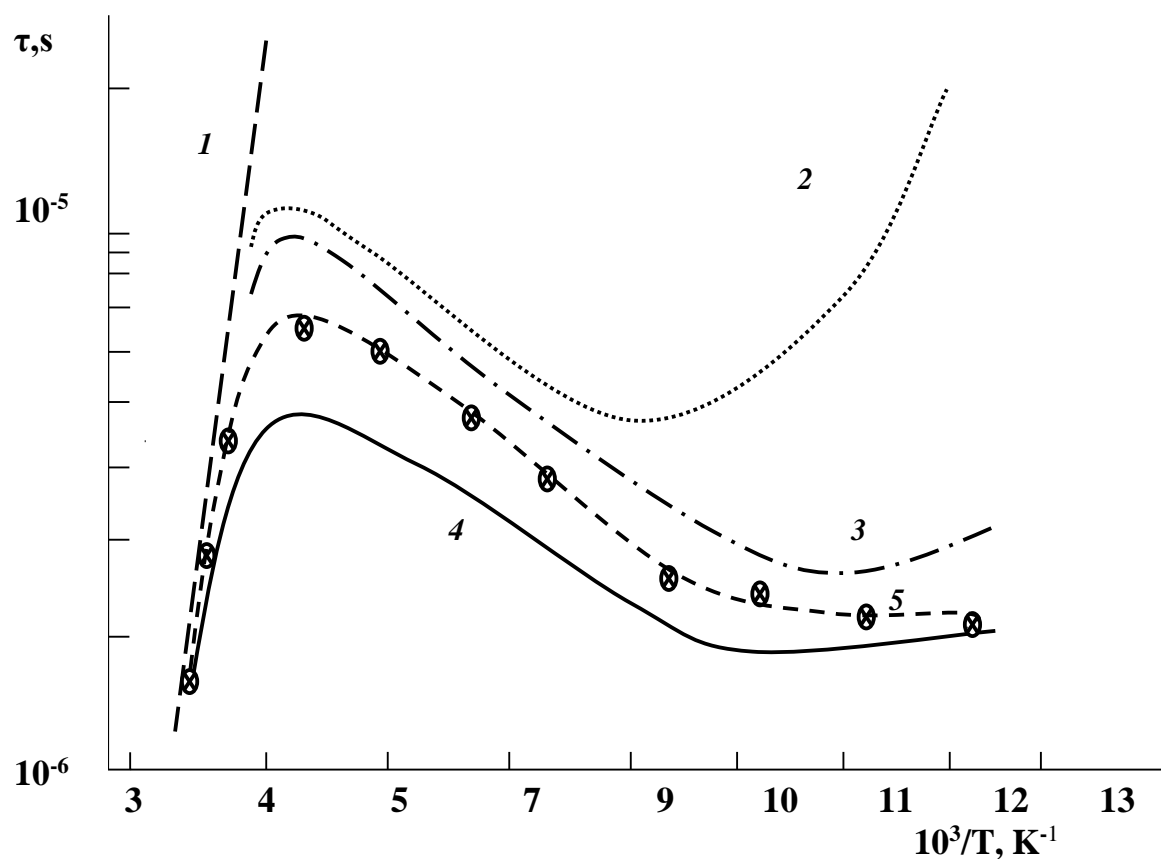


Рис.5.1.1 Температурная зависимость времени жизни в p-  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$   $x=0.27$ ,  $(p_0 = (2-3) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3})$  расчетные кривые по механизмам рекомбинации: 1-Оже A1, 2- Оже A7, излучательная, 4-расчетная зависимость с учетом Оже процессов, излучательной и примесной рекомбинаций, 5 -экспериментальные значения.

на область 3-5 мкм. Для сравнения приведем экспериментально полученные параметры фоточувствительности неохлаждаемого фотоприемника на область 3-6 мкм из работы [134]:  $R_v=93$  В/Вт и  $D_\lambda^* = 1.45 \cdot 10^9$  см Гц<sup>1/2</sup>Вт<sup>-1</sup>

## 5.2. Неохлаждаемые ФЭМ-детекторы

Еще к трем типам ИК-фотоприемников, которые могут работать при температурах близких к комнатным относятся: фотоэлектромагнитные (ФЭМ), магнитоконцентрационные и фотоприемники на эффекте Дембера. Охлаждение таких фотоприемников затруднено из-за наличия магнитов.

ФЭМ—детекторы имеют некоторое преимущество по сравнению с фотопроводящими детекторами - это отсутствие внешнего напряжения смещения, что обуславливает низкий уровень шумов и отсутствие тепловой нагрузки на фотоприемник, а также высокое быстродействие. Быстродействие ФЭМ детектора на узкозонных полупроводниках определяется его емкостью (RC-параметр), которая обычно около 1 пФ и эффективным временем рекомбинации НЗ, что позволяет использовать их в гетеродинных системах регистрации. В данном разделе представлены результаты разработки и исследования неохлаждаемого ФЭМ-детектора на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  [1].

Приведены расчеты фотоэлектрических параметров для неохлаждаемого ФЭМ-детектора в зависимости от уровня акцепторного легирования. Показано, что оптимальное акцепторное легирование позволяет значительно повысить как вольтговую чувствительность так и удельную обнаружительную способность фотодетектора. Приведены фотоэлектрические параметры изготовленного ФЭМ-детектора для средней ИК- области спектра (8–11 мкм) с максимумом чувствительности 6 мкм.

Рассмотрим теоретический расчет параметров ФЭМ-детекторов.

На рис.5.2.1 схематично представлен ФЭМ-детектор с фотоприемной площадкой  $A=wl$  ( $w$ -ширина,  $l$ -длина площадки) толщиной  $t$ .

Монохроматическое излучение мощностью  $W(\text{Вт}\cdot\text{см}^2)$  из области фундаментального поглощения полупроводника падает на фотоприемную площадку. Магнитное поле напряженностью  $B$  направлено параллельно поверхности кристалла и перпендикулярно оси контактов. ФЭМ – эффект обуславливается диффузией фотогенерированных носителей заряда, траектория которых изменяется под действием магнитного поля, отклоняющего электроны и дырки в противоположные стороны. Выходной сигнал может быть сигналом короткозамкнутой либо открытой электрической цепи. Если электроды в цепи разомкнуты, то пространственный заряд создает в образце электрическое поле, направленное вдоль оси  $x$  (напряжение разомкнутой цепи). Если электроды замкнуты, то в цепи потечет ток (ток короткого замыкания). Расчет параметров ФЭМ-детектора проведен на основе результатов работы [150]

Рассмотрим случай, при котором толщина образца  $d$  много больше амбиполярной диффузионной длины  $L$ , а падающее излучение эффективно поглощается в объеме образца, составленного из нескольких  $m$ , последовательно соединенных полосок с малым зазором между ними.

При таких условиях выражение для тока короткого замыкания ФЭМ-эффекта принимает вид:

$$I_{sc} = \frac{\eta W \lambda}{h\nu} \cdot \frac{eh(b+1)BLw_s}{(1+S_1)} \cdot \frac{\alpha L}{\alpha L + 1} \quad , \quad (5.2.1)$$

здесь  $B$ -магнитное поле,  $S_1$ -безразмерный параметр, учитывающий вклад поверхностной рекомбинации;

$$L = \left[ \frac{L_e^2(n+p)}{p(1+\mu_e^2 B^2) + bn(1+\mu_e^2 B^2)} \right]^{1/2} \quad , \quad (5.2.2)$$

$S_1 = \frac{s_1}{L}$ ,  $s_1$  – скорость поверхностной рекомбинации на передней поверхности  $\tau$ -время жизни электронов и дырок.

В соответствии с формулой (5.2.1) монохроматическая вольтовая чувствительность ФЭМ-детектора  $R_\lambda$  определяется выражением:

$$R_\lambda = \frac{I_{sc}r}{W_\lambda lw} = \frac{\eta}{h\nu} \cdot \frac{e\mu_h(b+1)BLw_s}{(1+S_1)lw} \cdot \frac{\alpha L}{1+\alpha L}, \quad (5.2.3)$$

где  $r$  -сопротивление ФЭМ-детектора в магнитном поле  $B$  и для детектора с чувствительной площадкой из  $m$  полосок шириной  $w_s$ , может быть представлено в виде:

$$r = \frac{ml}{e\mu_h(bn+p)w_s d\mu} \left[ 1 - \frac{np(b+1)^2 \mu_e \mu_h B^2 L^2}{L_e^2 (n+p)(bn+p)} \right]^{-1} \quad (5.2.4)$$

Отсюда видно, что применение составной площадки при условии  $m \cdot w_s \approx w$  позволяет увеличить вольтовую чувствительность детектора почти  $m$  раз. Обнаружительная способность ФЭМ-детектора выражается формулой:

$$D_\lambda^* = \frac{R_\lambda}{U_n} \sqrt{A\Delta f} \quad (5.2.5)$$

Доминирующим шумом ФЭМ-детектора является тепловой, напряжение которого определяется выражением:

$$U_n = \sqrt{4kTr\Delta f} \quad (5.2.6)$$

Обнаружительная способность для детектора с составной площадкой при соблюдении вышеприведенного условия практически не меняется.

Для вычисления основных фотоэлектрических параметров, вольтовой чувствительности и обнаружительной способности в зависимости от степени легирования материала  $z$  была использована методика, примененная в работе [102].

Фотоэлектрические параметры вычислялись для фотоприемной площадки, состоящей из трех полосок (каждая шириной 300 мкм и с зазором 20 мкм) и имеющей общий размер  $A=1 \times 1$  мм. Значение магнитной индукции принималось равной 0,5–3 Тл.

По выше указанным формулам рассчитывались длина амбиполярной диффузии, вольтовая чувствительность и обнаружительная способность. Ширина запрещенной зоны материала для  $x=0,17$  составляла 0,098 эВ при  $T=300$  К. В соответствии с данными работы [6] коэффициент поглощения при длине волны 10,6 мкм, значение скорости поверхностной рекомбинации было принято  $100 \text{ см/с}$ , а квантовая эффективность -1.

Приведенный расчет зависимости времени жизни от степени акцепторного легирования  $z$  показал, что эта зависимость имеет максимальное значение при степени легирования равной  $1,55 n_i$ , и не зависит от магнитного поля. По достижении максимального значения, время жизни с увеличением степени легирования  $z$ , убывает по пологой гиперболе почти на порядок. В тоже время такие важные параметры, как длина амбиполярной диффузии  $L$  и сопротивление  $r$ , зависят как от степени легирования, так и от значения магнитного поля. Оба параметра имеют максимумы при определенной степени легирования  $z$ , значение которой с ростом приложенного магнитного поля уменьшается. При этом для  $L$  оптимальное значение  $z$  при полях  $B=0,5-3$  Тл находятся в интервале  $z=(2-4) n_i$ , но абсолютные значения убывают с увеличением поля, сопротивление  $r$  достигает максимума в более широком интервале степени легирования  $z$  – от 4 до  $8 n_i$ , причем, чем больше поле, тем больше максимальное значение  $r$ . Вычисленные при четырех значениях магнитного поля зависимости этих параметров от  $z$ , приведены на рис.5.2.2.

Вольтовая чувствительность и обнаружительная способность имеют схожую, но также не монотонную зависимость от степени легирования. Оба параметра имеют максимальные значения, которые при полях  $B=0,5-3,0$  Тл лежат в интервале  $z=(3,2-5,5) n_i$  для  $R_\lambda$  и  $z=(2,6-4,6) n_i$  – для  $D_\lambda^*$ . Наибольшие значения

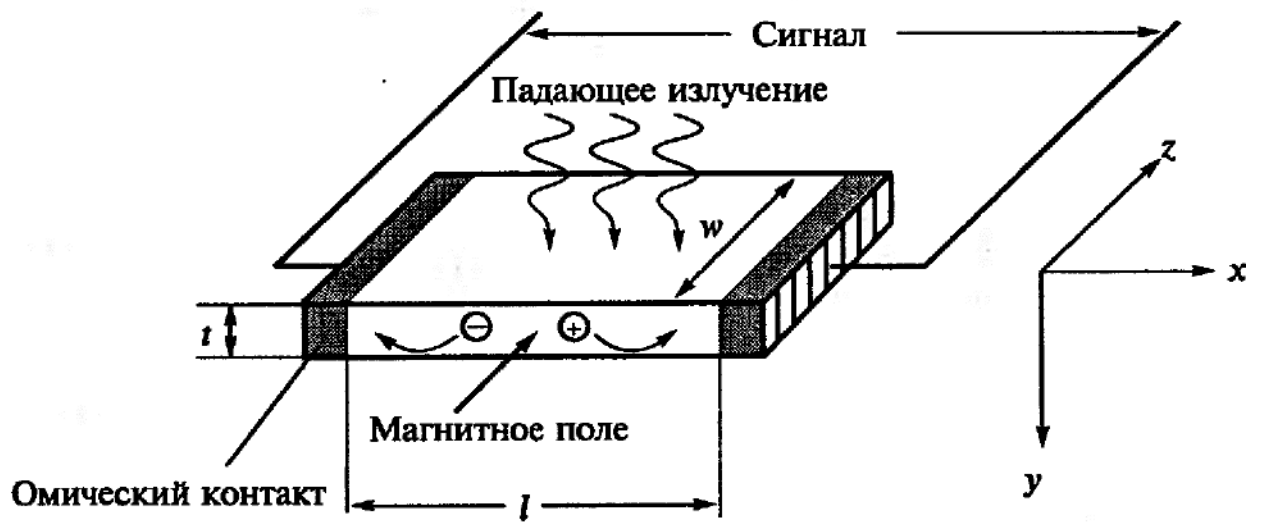


Рис.5.2.1 Схематическое представление фотомагнитного эффекта.

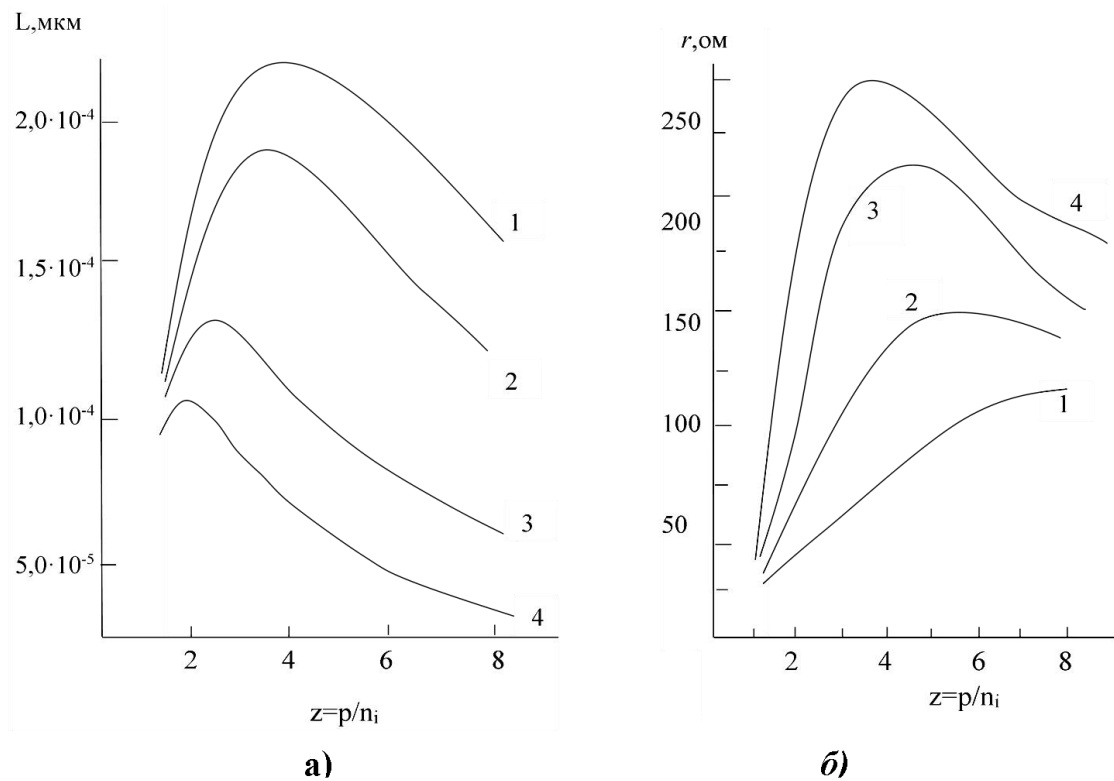


Рис.5.2.2 Зависимость  $L_a$  (а) и  $r$  (б) от степени акцепторного легирования при различных полях  $B, T_{л}$ : 1-0,5; 2-1,0; 3-2; 4-3,0.

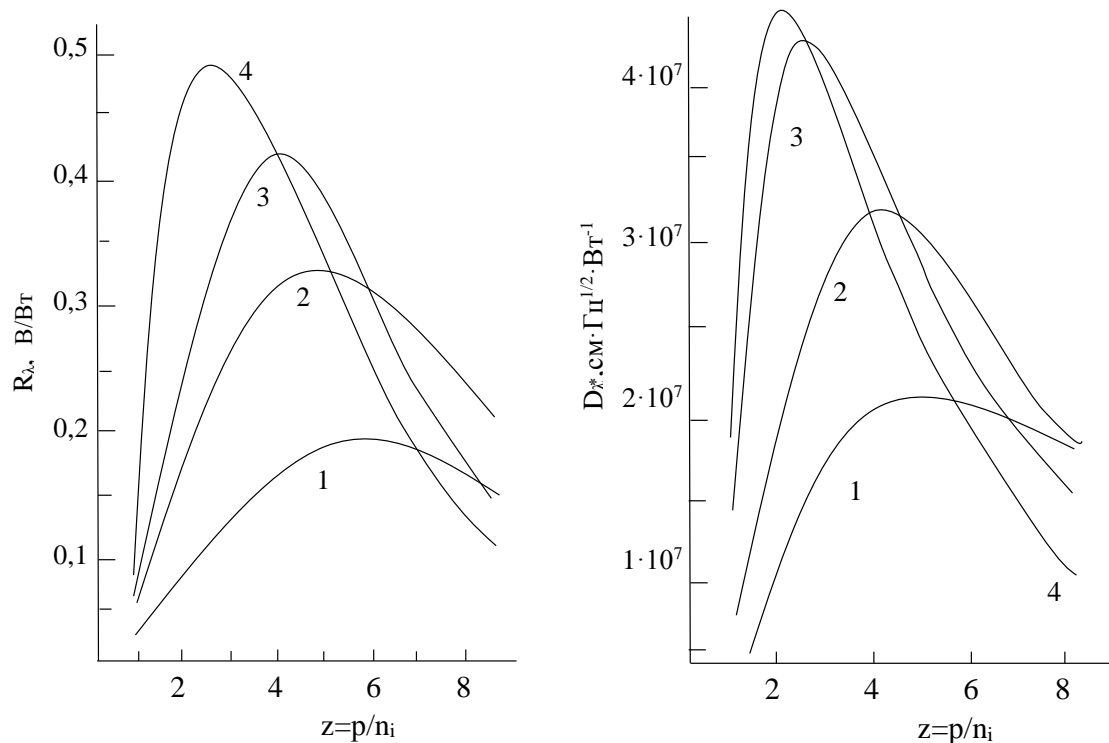
этих параметров достигается при больших полях. Необходимо также отметить, что, чем больше поле, тем резче рост и спад в зависимости от степени легирования, что приводит к смещению оптимального уровня легирования в меньшую сторону. При оптимальной степени легирования вольтовая чувствительность возрастает в 8–15 раз, а обнаружительная способность повышается в 2,5–6 раз. На рис.5.2.3 приведены зависимости этих параметров от степени легирования при четырех значениях индукции магнитного поля.

Из приведенных графиков видно, что при больших степенях легирования значения  $R_\lambda$  и  $D_\lambda^*$  оказываются выше при меньших полях. При этом  $D_\lambda^*$  и  $R_\lambda$  уменьшаются примерно на 20% от максимального значения, тогда как время жизни уменьшается более чем в 2 раза. Это позволяет в зависимости от требований быстродействия или высокой чувствительности варьировать параметры изготавливаемого детектора и приложенное магнитное поле.

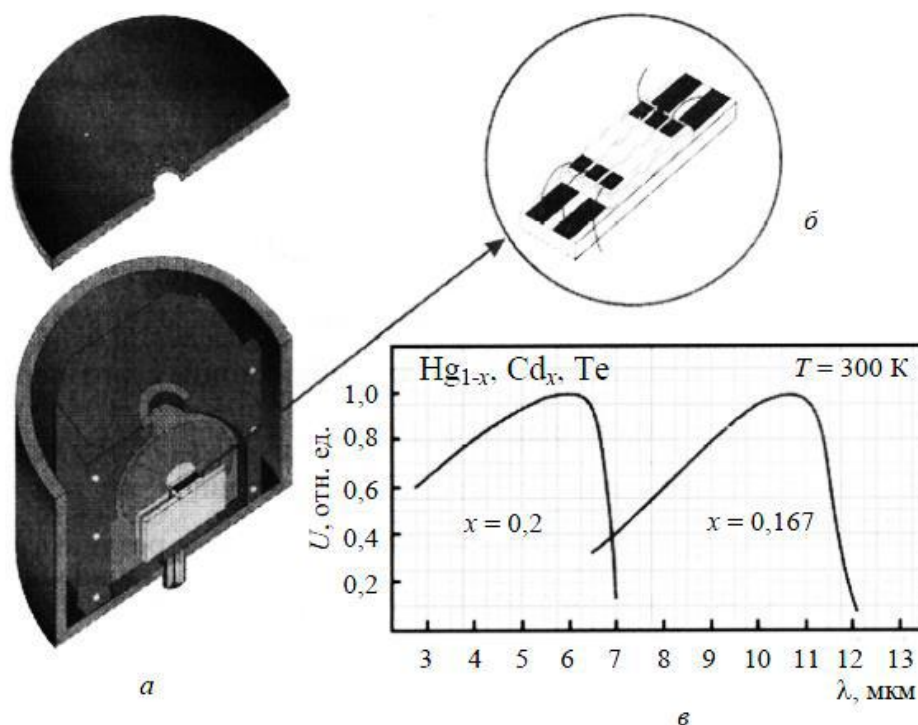
Полученные результаты можно объяснить следующим образом. Из формул (5.2.3) и (5.2.4) видно, что  $R_\lambda$  прямо пропорционально приложенному полю и обратно пропорционально квадрату степени легирования. На основании этого можно заключить, что до определенной концентрации носителей доминирующую роль в изменении параметров играет значение приложенного магнитного поля, однако в дальнейшем рост концентрации сказывается сильнее, что, соответственно, и приводит к уменьшению параметров детектора.

Для изготовления ФЭМ-детектора использованы монокристаллы  $\text{Cd}_{1-x}\text{Hg}_x\text{Te}$  с  $x=0,17$  и для сравнения с  $x=0,2$ , с концентрацией акцепторов  $(0,8-1,0) \cdot 10^{17} \text{см}^{-3}$ . Общий вид разработанного ФЭМ-детектора показан на рис.3. Квадратную фотоприемную площадку размерами  $A=2 \times 2 \text{ мм}^2$  образуют четыре одинаковые чувствительные площадки в форме удлиненного прямоугольника. Подложка с чувствительным элементом монтируется на контактном растре со специальной конфигурацией токоведущих дорожек, с помощью которого элементы коммутируются между собой последовательно с таким расчетом, чтобы ФЭМ сигналы от всех элементов суммировались. Контакты к чувствительным





**Рис.5.2.3. Зависимость вольтовой чувствительности (а) и  $D\lambda^*$  от степени акцепторного легирования при различных полях В, Гл: 1-0,5; 2-1,0; 3-2; 4-3,0.**



**Рис.5.2.4 Общий вид изготовленного неохлаждаемого ФЭМ – детектора (а); вид чувствительного элемента (б) и спектральных характеристик детекторов, изготовленных из материала различных составов.**

элементам осуществлялись подпаянными золотыми проволоками диаметром 20 мкм. Способ коммутации блока чувствительных элементов посредством контактных дорожек растра показан на вставке на Рис.5.2.4. Блок ФЧЭ размещается в узком (~ 1 мм) зазоре между полюсами постоянного магнита из особого сплава, обеспечивающего магнитное поле порядка 0,6–0,7 Тл.

Таким образом, оптимальное акцепторное легирование позволяет значительно повысить как вольтовую чувствительность, так и удельную обнаружительную способность ФЭМ-фотодетектора. Представлена модифицированная конструкция ФЭМ –детектора, обеспечивающая существенное возрастание напряжения сигнала.

### **5.3 Новый подход для улучшения фоточувствительности неохлаждаемых фоторезисторов на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ .**

В данном параграфе представлен новый подход для улучшения фоточувствительности неохлаждаемых ИК-фоторезисторов на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$ . Представлена теоретическая модель и анализ экспериментальных данных фотопроводимости  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с  $x=0,27-0,28$  при комнатной температуре ( $T=300$  К). Полученные экспериментальные значения  $\tau$ , более 10 раз превышающие максимальные значения для однородного материала р-типа, хорошо согласуются с данными, рассчитанными по предложенной теоретической модели.

Основным фактором, ограничивающим параметры неохлаждаемых фотоприемников, является Оже-процесс термогенерации носителей заряда. Как рассмотрено в параграфе 5.1, частично подавление Оже-процессов достигается в фоторезисторах из р-типа материала при оптимальных концентрациях  $N_a$  и  $x$ , при которых параметры фоточувствительности достигают максимума. Но вольтовая чувствительность их слабая из-за низкого сопротивления и времени жизни носителей заряда. В работе [127] представлен новый подход для увеличения

фоточувствительности неохлаждаемых фоторезисторов на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $x=0,27-0,28$ .

Рассмотрим теоретическую модель и расчетные данные в соответствии с этой моделью.

Новый подход заключается в том, что путем создания градиента распределения акцепторов  $N_a(x)$  по толщине слоя, в области поглощения создается электрическое поле  $E$  (Рис.5.3.1), пропорциональное градиенту концентрации примеси:

$$E(x) = -\frac{kT}{q} \cdot \frac{dN(x)}{q \cdot N(x) \cdot dx} \quad (5.3.1)$$

Неоднородное распределение концентрации примеси  $N_a(x)$  создает потенциальный барьер  $\varphi_r$  для неравновесных носителей заряда, который определяется по формуле:

$$\varphi_r = \frac{kT}{q} \cdot \ln \frac{p^+}{p^-} \quad (5.3.2),$$

здесь  $p^+$  и  $p^-$  - концентрация дырок на противоположных сторонах образца.

Пространственное разделение неравновесных носителей электрическим полем увеличивает время жизни неравновесных носителей, которое, как приведено в [123], описывается формулой;

$$\tau_r \approx \tau_0 \cdot \exp \frac{q \cdot \varphi_r}{kT} \quad (5.3.3),$$

здесь  $\tau_0$  – время рекомбинации в отсутствии пространственного разделения носителей,  $q$ -заряд электрона.

При этом, необходимо, чтобы дрейфовая скорость неравновесных носителей была бы больше диффузионной. В этом случае разделяемые носители заряда не

успевают рекомбинировать и для дальнейшей рекомбинации им надо преодолеть рекомбинационный барьер  $\varphi_r$ , высота которого должна быть больше  $2kT/q$ . Для выполнения поставленного требования, необходимо определить оптимальные параметры материала  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , обеспечивающие выполнение этого условия.

Для этого, прежде всего надо отметить, что дрейфовая скорость  $v_{dr} = \mu_E E$ , а диффузионная скорость  $v_{dif} = \sqrt{\varphi_T \cdot \mu_D / \tau}$ , здесь амбиполярная дрейфовая подвижность  $\mu_E = \mu_n \cdot \mu_p \cdot (n_0 - p_0) / (n_0 \cdot \mu_n + p_0 \cdot \mu_p)$  и амбиполярная диффузионная подвижность  $\mu_D = \mu_n \cdot \mu_p \cdot (n_0 + p_0) / (n_0 \cdot \mu_n + p_0 \cdot \mu_p)$ ,  $n_0, p_0$  - равновесная концентрация электронов и дырок,  $\mu_n, \mu_p$  - подвижность электронов и дырок, соответственно. Далее надо принять во внимание, что с увеличением концентрации акцепторов по толщине образца изменяются такие параметры, как: время жизни, диффузионная и дрейфовая скорость, длина диффузии и дрейфа, удельное сопротивление и т.п. Основным параметром является время жизни неравновесных носителей заряда, эффективное значение которого, определяется по формуле:

$$\tau = \left( \frac{1}{\tau_A} + \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{1}{\tau_S} \right)^{-1} \quad (5.3.4),$$

здесь  $\tau_A, \tau_R, \tau_{SRH}, \tau_S$  - время жизни при Оже, излучательной, Шокли-Рида-Холла и поверхностной рекомбинации, соответственно.

При комнатных температурах для составов  $x > 0.25$  доминируют фундаментальные механизмы Оже- и излучательной рекомбинации [152]. Для сравнения экспериментальных значений  $\tau$  с максимально теоретически возможными, учитывались только фундаментальные процессы, а механизмы поверхностной рекомбинации и Шокли-Рида не учитывались, так как они определяются технологическими факторами.

Необходимые для расчетов времени жизни значения ширины запрещенной зоны  $E_g$ , концентрации собственных носителей  $n_i$ , эффективных масс электронов и дырок, диэлектрической проницаемости вычислялись по формулам,

приведенным в параграфе 5.1. Для подвижности электронов, при комнатной температуре, принималось значение  $\mu_n=8 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ , а за отношение подвижности электронов и дырок  $v = \mu_n/\mu_p=100$ . При вычислении Оже времени жизни, интеграл перекрытия волновых функций  $F_1F_2$  принимался равным 0,3. Отношение времени рекомбинации Оже А7 к Оже А1 в собственном материале  $\gamma = \tau_{iA1}/\tau_{iA7}$  принимался равным 60. Результирующее время жизни Оже рекомбинации вычислялось по формуле (5.1.4).

В данной модели, для упрощения расчета дрейфовой скорости, принято экспоненциальное распределение примесей. В этом случае поле  $E$  не зависит от координаты  $x$  и величину  $E$  можно оценить по формуле  $E = \varphi_r/d$ , где  $d$ -толщина образца. В формуле (5.3.2), по которой рассчитывалась высота барьера  $\varphi_r$ , минимальная концентрация дырок в  $p^-$ -слое ограничивается концентрацией собственных носителей заряда  $n_i$  при комнатной температуре. Минимальная концентрация в  $p^+$ -области определяется из условия  $\varphi_r > 2 \text{ kT}/q$ . Для сравнения теоретических и экспериментальных результатов, расчетные значения концентрации дырок в  $p^-$  и  $p^+$ -слоях принимались равными экспериментальным  $p^- = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} (Z = 3)$  и  $p^+ = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} (Z = 40)$ , что соответствует  $E = 31 \text{ V/cm}$  при  $d = 20 \text{ мкм}$ .

На основе полученных расчетных значений  $\tau$ ,  $\mu_E$ ,  $\mu_D$ ,  $v_{dr}$ ,  $v_{dif}$  и удельного сопротивления  $\rho$  построены кривые зависимости  $v_{dr}$ ,  $v_{dif}$ ,  $\rho$  от  $Z$ , которые показаны на рис.5.3.2. Как видно из рисунка, в области  $1 < Z < 1,5$  дрейфовая скорость меньше диффузионной. Неравновесные процессы в этой области определяются диффузионными процессами, поэтому эту область можно рассматривать как квазинейтральную.

При  $Z > 1,5$  дрейфовая скорость быстро нарастает и уже в области с  $Z > 2$  диффузией и рекомбинацией неравновесных носителей можно пренебречь. В этой области время жизни определяется рекомбинационным барьером  $\varphi_r$  и как следует из (5.3.2) и (5.3.3),  $\tau_r \sim \tau_0 (p^+/p^-)$ .

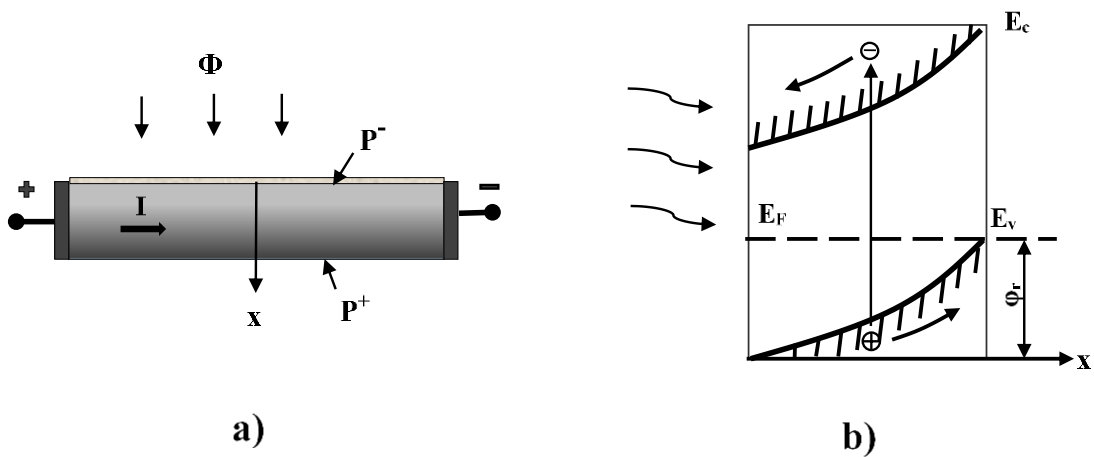


Рис.5.3.1 Схематическая модель фоторезистора с градиентом концентрации примесей а) и его энергетическая диаграмма б).

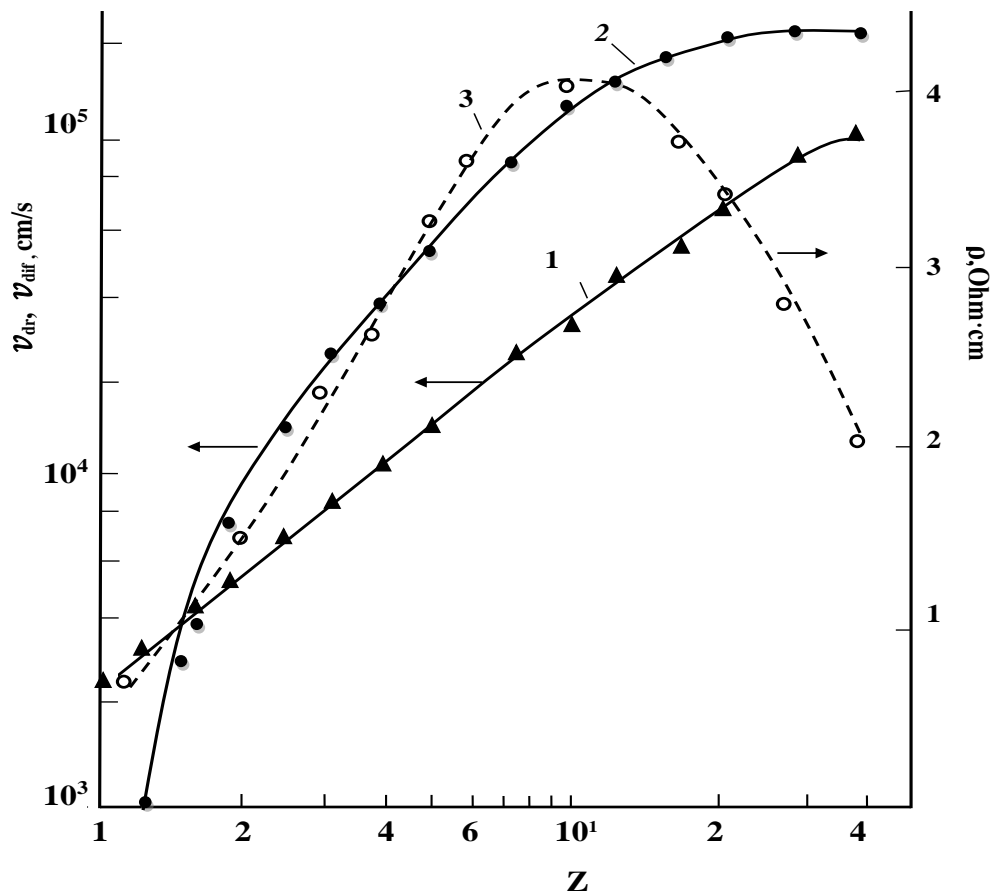


Рис.5.3.2 Зависимость диффузионной  $v_{dif}$  (1), дрейфовой  $v_{dr}$  (2) скорости и удельного сопротивления  $\rho$  (3) от  $Z$  по глубине образца

Из рис.5.3.2, также видно, что удельное сопротивление  $\rho$  растет с увеличением уровня легирования и достигает своего максимума при  $Z \approx 10 \approx (\mu_n/\mu_p)^{1/2}$ , как результат большого отношения  $b = \mu_n/\mu_p \approx 100$ . Это является важным фактором для увеличения вольтовой чувствительности  $R_\lambda$ , обнаружительной способности  $D_\lambda^*$ , и уменьшения потребляемой мощности неохлаждаемого фоторезистора. Для неохлаждаемых РС детекторов из однородно легированного p-типа  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , вольтовая чувствительность  $R_\lambda$ , и обнаружительная способность  $D_\lambda^*$ , ограниченные Оже рекомбинацией, соответственно, даются формулами [134]:

$$R_\lambda = \frac{\lambda \eta \tau (b+1) V}{h c n_i A d (Z+b/Z)} \quad , \quad (5.3.5)$$

$$D_\lambda^* = \lambda \eta \left[ \left( \frac{1}{Z} + Z \right) \left( \frac{\tau}{n_i d} \right) \right]^{1/2} / (h c) \quad , \quad (5.3.6)$$

Как следует из формул,  $R_\lambda$  и  $D_\lambda^*$  растут за счет увеличения  $\tau$  и  $Z$  и достигают максимума около  $p = \gamma^{1/2} n_i$ , т.е.  $Z = \gamma^{1/2} \approx 2$  [168, с.103]. При дальнейшем увеличении  $Z$  они падают в основном из-за быстрого уменьшения  $\tau$ , в то время, как сопротивление детектора достигает максимума при  $Z \approx 10$ .

В отличие от однородного фоторезистора, в рассматриваемом фоторезисторе с градиентом концентрации примеси, в котором  $Z$  увеличивается от  $Z = 1,5$  в  $p^-$  слое до  $Z \geq 20$  в  $p^+$ -слое,  $\tau$  не уменьшается, а наоборот увеличивается. Кроме того среднее значение  $Z$  по толщине  $d$  более 4. Следовательно, для такого детектора можно ожидать существенное увеличение  $R_\lambda$ ,  $D_\lambda^*$  и уменьшения потребляемой мощности.

Для изготовления экспериментальных образцов были использованы объёмные монокристаллы  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0,27-0,29$ ) n-типа проводимости с концентрацией доноров  $N_d = (0,8-3) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , подвижностью основных НЗ  $\mu_n = (8-13) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{V} \cdot \text{s}$  и временем жизни неравновесных НЗ  $\tau = (3-10) \cdot 10^{-6} \text{ с}$  при  $T=80\text{K}$ . Время жизни  $\tau$  неравновесных НЗ определялось по кинетики релаксации фотопроводимости при импульсном фотовозбуждении арсенид-галлиевым

излучателем. Для получения р-типа использовались слои меди толщиной 20–30 нм, осажденные на свежее травленую поверхность методом термического испарения в вакууме. Далее проводился процесс диффузии при  $T=130\text{ C}^0$  в течении нескольких минут на глубину 50–100  $\mu\text{m}$ . Путем механической полировки и химического травления удалялся п-слой. Тип проводимости определялся термозондом. Концентрация дырок на поверхности оценивалась по C-V измерениям при  $T=80\text{ K}$  специально изготовленных МДП-структур. В экспериментальных образцах концентрация акцепторов в  $p^-$  и  $p^+$ - слоях, полученных термодиффузией меди, имели значения  $(0,4-2)\cdot 10^{16}\text{ cm}^{-3}$  и  $(1-4)\cdot 10^{17}\text{ cm}^{-3}$ , соответственно. Высота барьера при этом, в соответствии с формулой (5.3.1),  $\phi_r \approx 60-75\text{ мВ}$ . Как было сказано ранее, легирование медью приводит к уменьшению концентрации глубоких центров, обусловленных вакансиями в исходном материале и увеличению времени жизни, обусловленное рекомбинацией Шокли-Рида-Холла. Это позволяет не учитывать рекомбинационные процессы по указанному механизму при повышенных температурах  $T=200-300\text{ K}$  по сравнению Оже- и излучательной рекомбинациями. Поверхность образцов пассивировалась слоем ZnS методом термического осаждения в вакууме.

В параграфе 4.5 мы уже сообщали о наблюдении anomalно больших значений  $\tau_r$  фотопроводимости таких  $p^+-p^G-p^-$  структур из  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $0.24 < x < 0.29$ ) в интервале  $T=77-150\text{ K}$ . Наблюдаемые большие значения  $\tau_r=10-40\text{ мс}$  указывают на подавление всех типов рекомбинации внутренним электрическим полем. При комнатной температуре в этих структурах, также, благодаря подавлению объемных процессов рекомбинации, наблюдаются времена жизни, существенно превышающие теоретически расчетные в 10 раз.

На рис.5.3.3 приведены экспериментальные температурные зависимости времени жизни неосновных носителей для двух образцов  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x \approx 0.28$ ) с концентрациями дырок на передней поверхности  $p_1^- = 4 \cdot 10^{15}\text{ cm}^{-3}$  и  $p_2^- = 2 \cdot 10^{16}\text{ cm}^{-3}$ , а также теоретически расчетные, проведенные для однородно-легированного



полупроводника с такими же концентрациями примеси, с учетом Оже и излучательной рекомбинации.

Как видно из приведенного рисунка, экспериментальные значения  $\tau$  существенно превышают теоретически расчетные. Для первого образца с  $p_0 = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  теоретическая зависимость определяется совместным воздействием процессов Оже-7 и излучательными механизмами рекомбинации. Для второго образца с  $p_0 = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при  $T > 250 \text{ К}$  концентрация собственных носителей превышает примесную, поэтому при комнатной температуре доминирующим механизмом рекомбинации является Оже-A1 и излучательная для собственного материала. Увеличение времени жизни  $\tau_r$  для экспериментальных образцов, обусловлено пространственным разделением неравновесных носителей внутренним полем, устраняющим Оже, излучательную и Шокли-Рида рекомбинации. При  $T = 300 \text{ К}$ , величина  $\tau_r$ , которая определяется высотой рекомбинационного барьера  $\phi_r$  согласно формуле (3), для первого образца больше, чем для второго из-за большего значения  $\phi_r$ . Кроме того, форма импульса фототока для второго образца состоит из начального участка с  $\tau_f = 0.5 \text{ мкс}$  и последующего участка с  $\tau_r$ . Это объясняется тем, что в поверхностном слое этого образца с собственной проводимостью диффузионная и дрейфовая скорости почти равны. Эту область можно рассматривать как квазинейтральную, в которой время жизни такое же как в однородном полупроводнике.

При температурах  $T > 170 \text{ К}$ , концентрация неравновесных носителей определяется термогенерацией, а при  $T < 170 \text{ К}$  начинает сказываться фоновая генерация. При низких температурах большая интенсивность фоновой генерации приводит к значительному понижению высоты барьера  $\phi_r$ . В результате темп рекомбинации всех типов в приповерхностной области возрастает. Это приводит к уменьшению времени жизни при низких температурах. Отметим, что при ограничении потока фоновой засветки, используя для этой цели охлаждаемые диафрагмы, длительность  $\tau_r$  увеличивалась.

Рассматриваемый тип фоторезистора имеет сопротивление, существенно больше, чем однородный с оптимальной концентрацией акцепторов  $Z \approx 2$ . Так, например, 1-й образец с  $p_0 = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и размерами чувствительной области  $150 \times 150 \times 20 \text{ мкм}$  имел сопротивление  $1100 \text{ ом}$ , что в 6 раз больше сопротивления фоторезистора при  $Z \approx 2$ , приведенного в работе [134].

Рассмотрим теперь еще одно, очень важное преимущество данного фоторезистора по сравнению с однородным фоторезистором. При вычислениях значений  $D_\lambda^*$  предполагается, что толщина слоя поглощения, порядка  $1/\alpha$ , короче чем диффузионная длина носителей заряда. Это справедливо для СВИК детекторов, но для ДВИК детекторов диффузионная длина может быть меньше, чем глубина поглощения. Например, фоторезистор с  $x=0,165$  ( $\lambda=10,6 \text{ мкм}$ ) при  $N_a=10^{17} \text{ см}^{-3}$ , амбиполярная длина диффузии менее  $2 \text{ мкм}$ , в то время как глубина поглощения  $\sim 13 \text{ мкм}$ . Это уменьшает квантовую эффективность до  $15\%$  и сдвигает максимум чувствительности на  $7-8 \text{ мкм}$ . В рассматриваемом фоторезисторе влияние внутреннего электрического поля, которое ускоряет движение пакета неравновесных носителей приводит к увеличению дрейфовой длины  $L_E = \mu_n \tau_r E$ . Как было показано в параграфе 4.5, в этом случае распределение неравновесных носителей определяется не длиной диффузии  $L_{an}$ , а характеристическими длинами:

$$l_1, l_2 = \frac{2L_n^2}{\sqrt{4L_n^2 + L_E^2 \mp L_E^2}}, \quad (5.3.7)$$

здесь  $L_E = \mu_a \tau_r E$  – дрейфовая длина.

Это подтверждается спектральными кривыми, приведенными на рис.4.6.2.

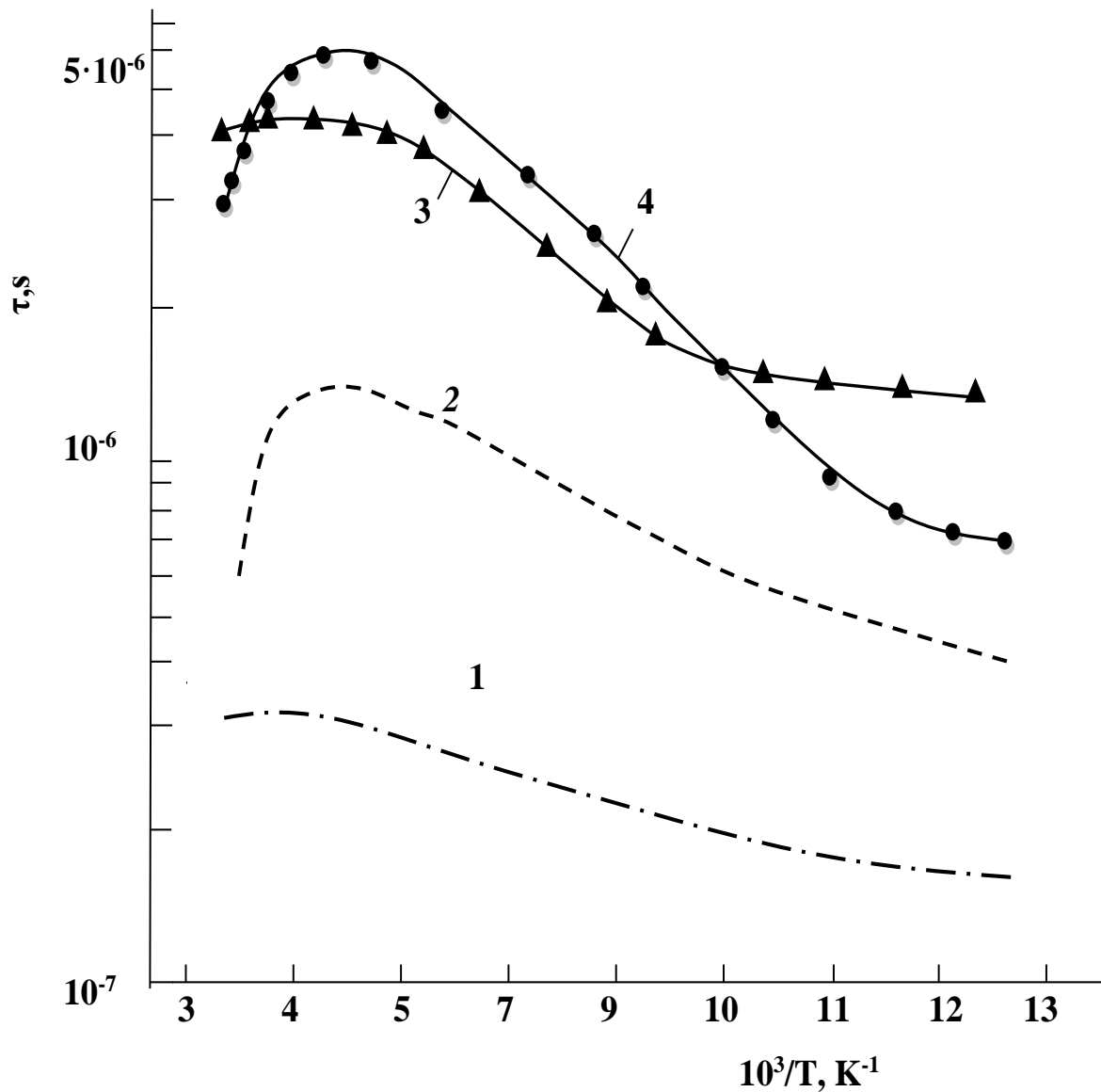


Рис.5.3.3 Температурные зависимости  $\tau$  в p-  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x=0.28$ ): расчетные кривые с учетом Оже и излучательной рекомбинации для однородных образцов с  $p_0 = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  (1) и  $p_0 = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (2), экспериментальные для образцов с градиентом акцепторной примеси при концентрации дырок на передней поверхности  $p_1^- = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  (3) и  $p_2^- = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (4).

В соответствии с расчетами  $L_E \approx 40$  мкм, а  $l_1 \approx 50$  мкм, что существенно больше глубины поглощения.

Спектральная распределение фоточувствительности пропорциональна  $\sim kL / (1 + kL)$ , в котором, вместо  $L$  надо подставить значение  $l_1$ . В этом случае максимум чувствительности, в соответствии с расчётом, приходится на 10,6-10,7 мкм. Для проверки сказанного были изготовлены фоторезисторы с  $x=0,18$ , с однородным распределением акцепторов с  $N_a = (3-10) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и градиентным распределением акцепторов. Экспериментально полученные результаты в точности соответствовали значениям, вытекающим из формулы (5.3.7).

Таким образом, в этом параграфе рассмотрен новый подход для улучшения фоточувствительности неохлаждаемых ИК-фоторезисторов на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ . Он основывается на пространственном разделении неравновесных носителей заряда внутренним электрическим полем, созданным в области поглощения градиентом концентрации акцепторной примеси. В условиях, когда дрейфовая скорость достаточно больше, чем диффузионная, наблюдается увеличение времени релаксации фотопроводимости, которая определяется высотой потенциального барьера, созданного градиентом концентрации примеси. Расчетные данные, проведенные в соответствии с принятой моделью, с использованием физических свойств  $\text{Cd}_x \text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , хорошо согласуются с экспериментальными. Экспериментально наблюдаемое увеличение времени жизни более 10 раз и сопротивления детектора более 2 раз по сравнению с однородными фоторезисторами, позволяет утверждать о возможности существенного увеличения фоточувствительности предложенного неохлаждаемого детектора и уменьшении его потребляемой мощности..

#### **5.4. Неохлаждаемые дрейфовые фотодиоды**

Разработка передовых эпитаксиальных технологий, таких как молекулярно-лучевая эпитаксия (МВЕ) [106] и металлоорганическое химическое осаждение из паровой фазы (МОСVD) [101], позволила создать комплексные ИК-детекторы

на основе гетероструктур HgCdTe для условий высоких рабочих температур (НОТ) [146,177]. Важность исследований в области НОТ-детекторов обусловлена возможностью снижения затрат на производство инфракрасных систем и улучшению их работоспособности, тем самым расширяя их применение в промышленности, науке, медицине, экологии и особенно портативные применения, где криогенное охлаждение невозможно или сильно ограничено.

В настоящее время для повышения рабочей температуры, вплоть до комнатных, большое внимание уделяется разработке неравновесных фотодиодов. Неравновесные фотодиоды состоят из сильнолегированных или широкозонных областей  $p^+$  и  $n^+$  типа, между которыми находится поглощающий узкозонный слаболегированный. В качестве примера приведем структуру  $\underline{p} - \pi - \underline{n}$ , где подчеркнутый символ означает широкую запрещенную зону,  $\pi$ -слаболегированный (близкий к собственному) слой  $p$ -типа (Рис.5.6.1,а). Такой прибор содержит один  $p$ - $n$  переход, который обеспечивает экстракцию неосновных носителей при обратном смещении. Другой изотипный переход препятствует подходу неосновных носителей, предотвращая их инжекцию в  $\pi$ -слой. В равновесии концентрации электронов и дырок близки к собственной концентрации  $n_i$  ( $\sim 10^{16} \text{см}^{-3}$ ) (рис.5.6.1,в).

Однако при подаче обратного смещения на  $\underline{p} - \pi$ ,  $\pi - \underline{n}$  переходах происходит эксклюзия и экстракция неосновных носителей заряда соответственно, что приводит к уменьшению концентрации обоих типов в активной  $\pi$ - области около границ с  $\underline{p} - \pi$ ,  $\pi - \underline{n}$  переходами. Неосновные носители, т.е. электроны, термогенерированные в объеме  $\pi$ - области диффундирующие к  $\pi - \underline{n}$  границе, под действием сильного поля перехода попадают в  $\underline{n}$  слой, а далее во внешний контакт. Если скорость удаления электронов из  $\pi$ - области, в данном случае диффузионная, больше, чем скорость их генерации, т.е.  $D_n/L_e > n_p/2 \cdot \tau_{Ai}$ , то концентрация неосновных носителей (электронов) в этой области уменьшается на несколько порядков, а концентрация основных – точно до уровня концентрации примесных носителей, как показано на рис(в). В результате этих

процессов уменьшается тепловая генерация, в том числе и Оже генерация [144], и ток насыщения оказывается меньше, чем можно было предположить на основании значения сопротивления при нулевом смещении ( $R_0$ ), т.е.  $J_s < kT/q R_0$  и появляется предсказанная область отрицательной проводимости [159] и обратный ток имеет вид, показанный на рис.5.6.2. При этом длина диффузии электронов должна быть больше толщины активного слоя и глубины поглощения излучения  $1/\alpha$ . Необходимыми условиями, также, являются: низкая концентрация мелких примесных центров, до уровня которых может понизиться концентрация основных носителей и достаточно низкая концентрация глубоких центров, ограничивающих время жизни носителей заряда, т.е. необходимо  $\tau_{SR} \gg \tau_{Ai}$ . При этом плотность тока насыщения выражается формулой [96]:

$$J_0 = q(G_{SR} + G_{RAD})(\tau_{Ai} D_e)^{1/2} \tan\{d/(\tau_{Ai} D_e)^{1/2}\} \quad (5.6.1)$$

Обнаружительная способность равна [96]:

$$D_\lambda^* = \frac{\eta}{E_\lambda} \left( \frac{q}{2J_s} \right)^{1/2}, \quad (5.6.2)$$

здесь  $E_\lambda$  энергия фотона длиной волны  $\lambda$ .

Она ограничивается фоном, если  $(d_n)^2 \ll \tau_{Ai} D_n$  и  $G_{SR} \ll G_{RAD}$ .

Однако, большие токи смещения в этих структурах обуславливают высокий уровень шумов, наблюдаемых до частот 1 МГц [146], а сложность изготовления приводит к повышению стоимости прибора. Этот шум, снижающий обнаружительную способность, а также большие рабочие токи, представляют собой серьезные препятствия для широкого применения неравновесных приборов. Ситуация усугубляется тем, что при повышенных температурах концентрация собственных носителей становится больше или соизмеримо с примесной. В этих условиях амбиполярные подвижности и коэффициенты диффузии уменьшаются более чем на порядок. Уменьшаются соответственно

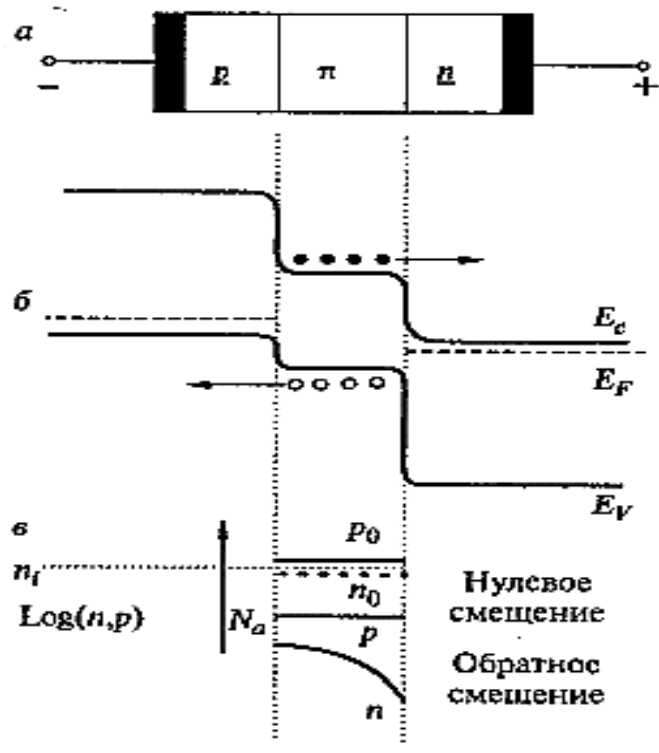


Рис.5.6.1(а) Схематический рисунок  $p$ - $\pi$ - $n$  гетероструктуры, (б) края энергетических зон при обратном смещении, (в) концентрации носителей в  $\pi$ -области.

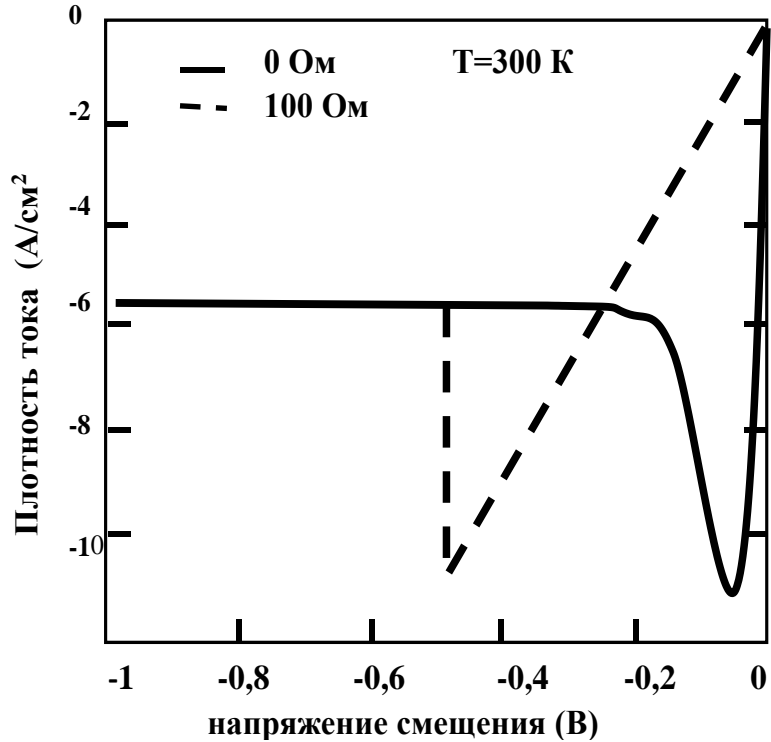


Рис.5.6.2 ВАХ обратного-смещенного неравновесного  $p^+$ - $\pi$ - $n^+$  фотодиода.

дрейфовая скорость  $v_{dr} = \mu_E E$  и диффузионная скорости  $v_{dif} = \sqrt{\varphi_T \cdot \mu_D / \tau}$ , а амбиполярная диффузионная длина  $L_a$  становится меньше толщины слоя поглощения. В результате условия принятые в предложенной концепции нарушаются, что приводит к нескольким негативным последствиям. Для ДВИК детекторов диффузионная длина становится даже меньше глубины поглощения излучения, что приводит к падению квантовой эффективности и сдвигу максимума фоточувствительности в КВ сторону.

При малых диффузионных длинах, происходит рекомбинация термо- или фото-генерированных в активном слое носителей заряда, не дошедших до обедненного слоя перехода. В результате эффект экстракции не наблюдается и отрицательное сопротивление при обратных напряжениях не проявляется. При этом рекомбинационный шум сильно ухудшает обнаружительную способность, поскольку механизм рекомбинации является статистическим процессом и приводит к шуму и плохому соотношению сигнал-шум. Ухудшается также быстрое действие из-за низкой диффузионной скорости носителей в активном слое. Если генерация происходит на удалении от области объемного заряда меньше амбиполярной длина диффузии ( $d_n > L_D$ ), то ограниченное диффузией время переноса выражается как:

$$\tau_{dif} = d_n^2 / 2,4 D_a \quad (5.6.3),$$

при обратном соотношении  $d_n < L_D$ ,

$$\tau_{dif} = L_n^2 / 2,4 D_a \quad (5.6.4)$$

здесь  $D_a$  - коэффициент амбиполярной диффузии:  $D_a = \frac{D_h \mu_e n + D_e \mu_h p}{n \mu_n + p \mu_h}$

Согласно формуле (5.6.3), высокий коэффициент амбиполярной диффузии сокращает время, необходимое для достижения носителями заряда переходов.



Расчетная зависимость коэффициента амбиполярной диффузии от приведенной концентрации  $Z$  при легировании  $p$ -типа показан на рис.5.6.3. Предполагается, что отношение подвижности электронов к дыркам равно  $\mu_e / \mu_h = 100$ . Для материала  $p$ -типа, в котором  $p \gg n_i$ , коэффициент амбиполярной диффузии равен коэффициенту диффузии электронов. При  $p = n_i$ , коэффициент амбиполярной диффузии составляет всего 10% от коэффициента диффузии электронов, в то время как для уровня легирования  $p = 3n_i$  коэффициент амбиполярной диффузии равен около половины коэффициента диффузии электронов. Поэтому, использование высоколегированного поглотителя  $p$ -типа значительно уменьшает время диффузионного переноса. Однако, при этом, будет уменьшаться  $D_\lambda^*$ , так, как  $\tau_{Ai}$  уменьшается пропорционально  $1/p^2$ .

Для  $x=0.2$ , при  $p=2n_i$  и  $T=300$  К, амбиполярная длина диффузии  $L_D=3,5$  мкм, в то время как оптимальная толщина слоя поглощения  $d_n=13$  мкм. Это приводит к сдвигу максимума спектра чувствительности на 2-3 мкм в КВ сторону. Для  $x=0,3$  при оптимальной толщине  $d_n=10$  мкм,  $L_D=20$  мкм ( $T=300$  К). Как видно, амбиполярная диффузионная длина  $L_a$  меньше толщины слоя поглощения для детекторов с  $\lambda_m < 5$  мкм.. На сегодняшний день параметры ДВИК НОТ детекторов далеки от параметров, ограниченных фоном. Удовлетворительный результат может быть достигнут при температурах менее 200 К и толщинах активного слоя 2-5 мкм, хотя при этом теряется чувствительность на длинноволновом краю. Приходится выбирать компромиссное решение между противоречивыми требованиями высокой обнаружительной способности и быстродействием детектора. В тех случаях, когда требуется высокая  $D_\lambda^*$  и необходимая спектральная характеристика, то толщина активного слоя должна быть порядка глубины поглощения. При этом рабочие температуры понижаются менее 200 К [137]. Если же требуются высокое быстродействие и повышенные рабочие температуры, то толщину активного слоя уменьшают до 1–4 мкм, а концентрацию акцепторной примеси повышают для увеличения диффузионной скорости [138,173,160]. Конечно при этом спектр чувствительности

укорачивается. Относительно темнового тока можно отметить, что такие же величины темнового тока имеют  $N^+$ -р фотодиоды с  $N_a=5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

Указанных недостатков лишен дрейфовый фотодиод, рассмотренный в параграфе 3.3., где также описана технология его изготовления. Следует отметить, что при диффузионном легировании в диффузионном профиле легирования присутствуют две компоненты-медленная и быстрая, отличающиеся более чем на два порядка значениями коэффициента диффузии. При этом растворимость медленной компоненты более чем на порядок больше растворимости быстрой компоненты, как это показано на Рис.5.6.4. В результате формируется необходимая  $p^+-p^G-n^-$  структура, с уже встроенным внутренним полем, которое коренным образом изменяет закономерности неравновесных процессов в структуре [48]. Как известно дрейфовые диоды характеризуются высоким быстродействием и малыми значениями обратных токов по сравнению с диодами с однородными квазинейтральными областями. Как было показано в параграфе 3.5 темновые токи  $p^+-p^G-n^-$  фотодиода определяются выражением:

$$J_{\text{темн}} = -\frac{qn_i^2 S_s}{N_s} \quad (5.6.5)$$

Темновой ток для дрейфовых фотодиодов в  $d_n / \tau_n \cdot S_s$  раз меньше, чем для «классически» фотодиодов с одинаковыми значениями  $N_a$  и  $d_n$ . Соответственно, во столько же раз больше параметр  $R_0A$ . Для сравнения приведем теоретически расчетное значение темнового тока идеального  $p^+-n^-$  фотодиода на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $x=0,28$  для Оже-механизма рекомбинации при  $N_a=1,6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ :  $I_s =$

$$q \frac{n_{p0}}{\tau_n} d_p = 1,6 \cdot 10^{-19} (1,5 \cdot 10^{15} / 4 \cdot 10^{-7}) \cdot 10^{-3} = 4 \text{ А/см}^2 \text{ при } T=300 \text{ К, а } R_0A=6 \cdot 10^{-3} \text{ Ом/см}^2.$$

В работе [106], для неравновесного фотодиода с толщиной активного слоя 3мкм, экспериментально получено  $J_s \sim 1 \text{ А/см}^2$ , а  $R_0A=2,5 \cdot 10^{-2} \text{ Ом/см}^2$ , но при этом длинноволновая граница сдвигается и равна 4 мкм. Для дрейфового фотодиода, при  $S_s = 50 \text{ см/с}$ , теоретически расчетное значение темнового тока  $J_s=1,6 \cdot 10^{-19} \cdot (25 \cdot 10^{30} \cdot 10^2 / 5 \cdot 10^{17}) = 8 \cdot 10^{-4} \text{ А/см}^2$ ,  $R_0A=3 \cdot 10^3 \text{ Ом/см}^2$ . Для работы в режиме ограничения фоном требуется, чтобы  $J_s < 3 \cdot 10^{-3} \text{ А/см}^2$ .

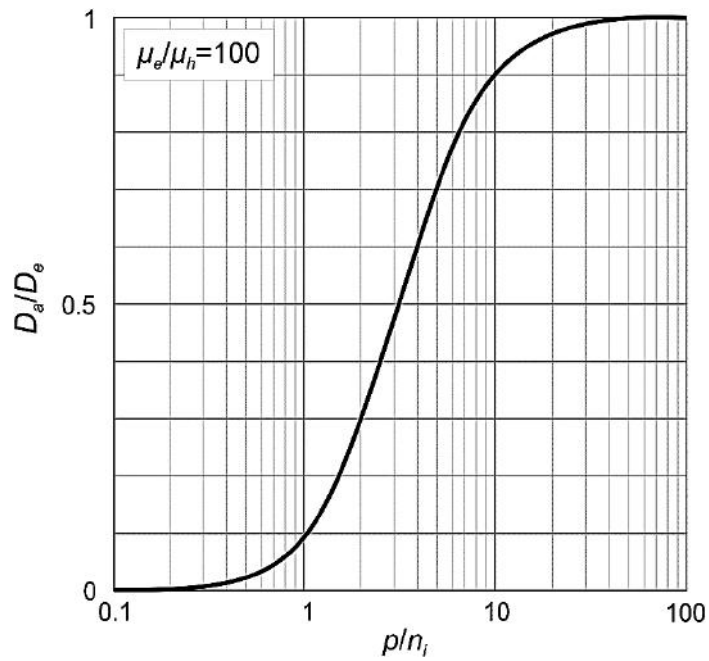


Рис.5.6.3. Расчетная зависимость коэффициента амбиполярной диффузии от приведенной концентрации  $Z$ .

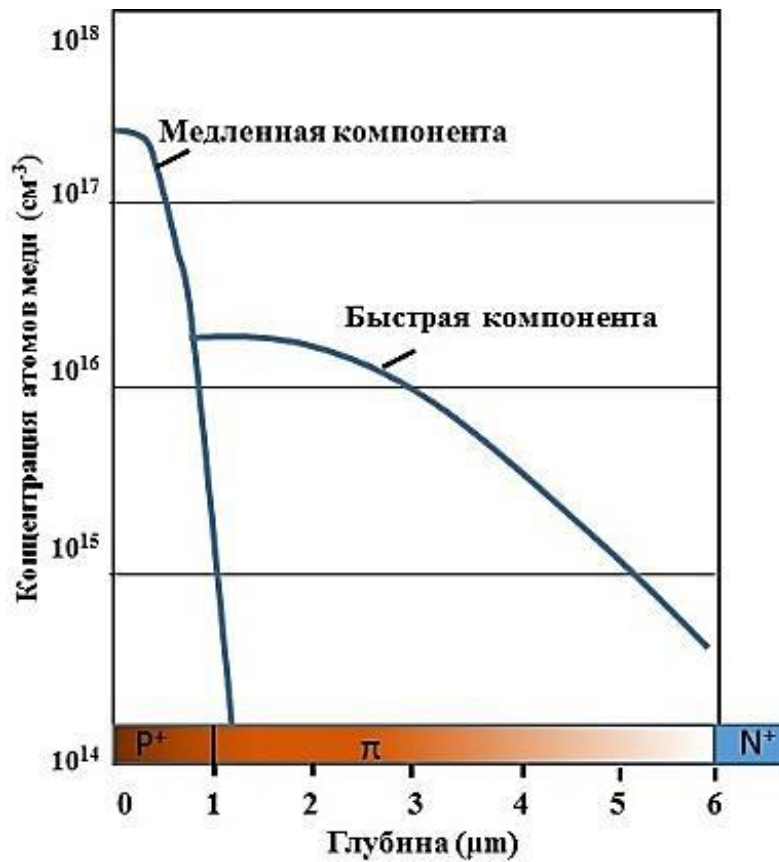


Рис.8 Профиль распределения атомов меди при термодиффузии в  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  медленной компоненты

Очень важно отметить, что, полученное расчетное значение темнового тока  $J_s=8 \cdot 10^{-4} \text{ А/см}^2$  рассматриваемого дрейфового фотодиода, соответствует напряжениям смещения близких к 0, так как активный слой уже находится в обедненном состоянии и рекомбинация носителей заряда в нем почти отсутствует. Поэтому шумы, обусловленные рекомбинацией и  $1/f$  шумы, обусловленные большими токами, должны быть гораздо меньше, чем для неравновесных НОТ детекторов, работающих при больших токах смещения. Следовательно, обнаружительная способность дрейфового фотодиода, в соответствии с выражением 1.22 более чем на порядок может быть больше теоретически предельных значений, рассчитанных для классических и неравновесных фотодиодов.

Экспериментально полученные значения темнового тока для  $p^+-p^G-n^+$ -структурного фотодиода на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x=0,28$ ) с  $N_d=10^{15} \text{ см}^{-2}$ ,  $\varnothing 0,9 \text{ мм}$  составляло  $\sim 1 \text{ мА}$ , что соответствует  $J_s \sim 6 \cdot 10^{-2} \text{ А/см}^2$ . Это на 2 порядка больше, чем расчетные значения, но меньше, чем для классического фотодиода. Такое несоответствие объясняется возможно на два порядка большими значениями скорости поверхностной рекомбинации, чем расчетные и меньшими значениями градиента концентрации акцепторов.

Рассмотрим теперь вопрос быстродействия дрейфового фотодиода и покажем в чем его преимущество перед классическим фотодиодом.

Для классических фотодиодов темновой ток  $I_s = q \frac{n_{p0}}{\tau_n} d_p$  имеет наименьшее значение при  $p=(2-3) \cdot n_i$ . При дальнейшем увеличении  $N_a$ , с целью уменьшения времени диффузионного переноса ( $\tau_{dif}=d_n^2/2,4D_a$ ), длина диффузии уменьшается и при  $L_D \leq d_p$ ,  $\tau_{dif}=\tau_n/2$ , однако  $I_s$  увеличивается. То есть, при увеличении быстродействия, уменьшается чувствительность.

Для дрейфовых фотодиодов ситуация складывается намного лучше. С увеличением концентрации  $N_{a0}$ , в соответствии с (3), уменьшается темновой ток и увеличивается амбиполярная подвижность. При этом максимальная величина концентрации  $N_{a0}$  должна обеспечивать условие  $\phi_r = (kT/q) \ln(p^+/p) = (kT/q) \ln$

$(N_{as}/N_{ao}) > 2 \text{ kT}/q$ , которое необходимо для превышения дрейфовой скорости над диффузионной. В этом случае дрейфовое время пролета электронов через активный слой  $t = d_p \mu_n E = 10^{-3}/4 \cdot 10^6 = 2,5 \cdot 10^{-10} \text{ с}$ , (при  $p = 3 \cdot n_i$ ,  $E = 100 \text{ В/см}$ ). Для сравнения приведем результаты той же работы [106]: для  $x = 0,28$ ,  $N_a = 5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $d_p = 3 \text{ мкм}$ , экспериментально измеренное значение  $\tau \sim 1 \text{ нс}$ , а  $\lambda_m = 3,3 \text{ мкм}$ . При такой толщине активного слоя, время фотоответа дрейфового фотодиода было бы менее  $10^{-11} \text{ с}$ , т.е. на 2 порядка меньше.

Аналогичный результат получается для дрейфового фотодиода с  $x = 0,17$  ( $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$  при  $T = 300 \text{ К}$ ). Для сравнения, сперва приведем экспериментальные данные для неравновесного НОТ детектора с  $\lambda_c = 10,6 \text{ мкм}$  на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x = 0,17$ ) с  $N_a = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , с толщиной активного слоя  $5 \text{ мкм}$ , при  $T = 212 \text{ К}$  [141]. При смещении  $100 \text{ мВ}$  максимальное  $R_0 A = 1,5 \cdot 10^3 \text{ Ом/см}^2$ , минимальное  $J_s \sim 20 \text{ А/см}^2$ , а  $\tau_d = 2 \text{ нс}$ .

Для дрейфового фотодиода при  $T = 212 \text{ К}$ , выбираем  $p = 3 \cdot n_i = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $p^+ = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . По формуле (3) вычисляем  $J_s = 3 \cdot 10^{-3} \text{ А/см}^2$ . Это на 4 порядка меньше, чем достигнуто для неравновесных фотодиодов. Отметим, что для обеспечения параметра  $D_\lambda^*$ , ограниченного фоном, достаточно чтобы  $J_s \approx 0,5 \text{ А/см}^2$ .

Для толщины активного слоя с  $d_p = 10 \text{ мкм}$ ,  $v_{др} = \mu_n E = 4,77 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ , а  $\tau_{др} = 5 \text{ нс}$ , а с  $d_p = 5 \text{ мкм}$ ,  $v_{др} = 9,5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$  и  $\tau_{др} = 0,5 \text{ нс}$ .

Как видно и для ДВИК – детекторов ожидаемые расчетные результаты параметров фоточувствительности дрейфовых фотодиодов значительно лучше, чем для классических детекторов. Кроме того, для дрейфовых фотодиодов внутреннее поле приводит к значительному увеличению квантовой эффективности. Как было показано в предыдущем параграфе, если дрейфовая длина существенно больше диффузионной, то распределение неравновесных носителей определяется не длиной диффузии  $L_{an}$ , а характеристическими длинами  $l_1, l_2$ . В рассматриваемых фотодиодах дрейфовая скорость и дрейфовая длина более, чем на порядок превышают диффузионные значения. Расчетная

характеристическая длина  $l_I=50$  мкм и больше, чем толщина активного слоя, чем и обеспечивается требуемый спектральный диапазон 8-11 мкм.

Необходимо отметить простоту технологии изготовления дрейфовых фотодиодов на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$ . Для этого не требуются гетероструктуры, выращенные методами МЛЭ или ГФЭМ и высокотемпературные процессы диффузии, применение ионной имплантации и т.п.

Теоретический расчет  $D_\lambda^*$ , для фотоприемников с однородным распределением примесей в слое поглощения, проделан исходя из того, что генерационно-рекомбинационные процессы в нем происходят в соответствии с механизмами Оже, Шокли-Рида, излучательной и время жизни определяется их совместным действием. При  $T_k$  для  $x=0,2$  доминирующий механизм Оже-рекомбинации, для  $x=0,3$  – Оже и излучательная рекомбинация. В неравновесных диодах при обратных смещениях, если время диффузионного переноса неосновных носителей через слаболегированный активный слой меньше, чем время жизни, то в результате экстракции НЗ, концентрация основных НЗ понижается до уровня примесной концентрации, а неосновных на несколько порядков. В результате этого Оже процесс уменьшается на несколько порядков, что приводит к уменьшению обратного тока по сравнению с начальным.

В дрейфовых фотодиодах с градиентом концентрации примесей в активном слое, дрейфовая скорость носителей превышает диффузионную, время дрейфового переноса через активный слой намного меньше времени жизни носителей заряда. В результате активный слой обедняется носителями заряда ( $p \cdot n < n_i^2$ ) и рекомбинационные процессы такие как Оже, Шокли-Рида-Холла и излучательная в нем отсутствуют. Основные носители скапливаются в  $p^+$ -слое, а электроны движутся к  $n$ -слою без рекомбинации и втягиваются полем  $p$ - $n$ -перехода и попадают в  $n^+$ -слой. Для рекомбинации, им прежде надо преодолеть потенциальный барьер  $\phi_b \Rightarrow E_g$ , что является маловероятным событием. Поэтому время жизни их увеличивается согласно выражению 5.2.3,

т.е.  $\tau_r \approx \tau_0 \cdot \exp \frac{q \cdot E_g}{kT}$ , соответственно дрейфовый фотодиод можно рассматривать как широкий р- n- переход без квазинейтральных слоев. Темновой ток в нем определяется концентрацией неосновных носителей, рекомбинирующих на поверхности р<sup>+</sup>-слоя:  $J_{\text{темн}} = -\frac{qn_i^2 S_s}{N_s}$ . Сравнивая это выражение с выражением для обычных ФД  $J_s = q \frac{n_i^2}{p_p \tau_n} d_p$ , можно прийти к выводу что, почти не зависимо от температуры,  $D_{\lambda}^*$  для дрейфового фотодиода в  $\sqrt{d_n N_s / p_p \tau_n S_s}$  раз больше, чем для классического фотодиода. При  $d_n=10^{-3}$ ,  $N_s=10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $S_s=10 \text{ см/с}$  и  $\tau_n=10^{-7} \text{ с}$ , значения в  $D_{\lambda}^*$  отличаются более, чем в  $10^2$  раз.

Таким образом, теоретически и экспериментально показано, что теоретически предельные значения  $D_{\lambda}^*$ , налагаемые на фотодиоды с однородным распределением примеси в поглощающем слое, можно в значительной степени преодолеть в дрейфовых фотодиодах, в случае если дрейфовая скорость НЗ более, чем 2 раза превышает их диффузионную скорость.

### Выводы к главе 5

В данной главе разработаны методы повышения параметров fotocувствительности неохлаждаемых фотоприемников, основным ограничителем которых является Оже-процесс генерации. Частично подавление Оже-процессов достигнуто в фоторезисторах из р-типа материала при оптимальных концентрациях  $N_a$  примесей золота, меди или серебра, при которых параметры fotocувствительности достигают максимума.

Представлены результаты теоретического исследования неохлаждаемого ФЭМ-детектора на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ . Показано, что оптимальное акцепторное легирование позволяет значительно повысить как вольтовую чувствительность так и удельную обнаружительную способность фотодетектора. Представлена модифицированная конструкция ФЭМ –детектора, обеспечивающая существенное возрастание напряжения сигнала.

Рассмотрен новый подход для улучшения фоточувствительности неохлаждаемых ИК-фоторезисторов на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$ . Он основывается на пространственном разделении неравновесных носителей заряда внутренним электрическим полем, созданным в области поглощения градиентом концентрации акцепторной примеси. В условиях, когда дрейфовая скорость достаточно больше, чем диффузионная, наблюдается увеличение времени релаксации фотопроводимости, которая определяется высотой потенциального барьера, созданного градиентом концентрации примеси. Расчетные данные, проведенные в соответствии с принятой моделью, с использованием физических свойств  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , хорошо согласуются с экспериментальными. Экспериментально наблюдаемое увеличение времени жизни более 10 раз и сопротивления детектора более 2 раз по сравнению с однородными фоторезисторами, позволяет утверждать о возможности существенного увеличения фоточувствительности предложенного неохлаждаемого детектора и уменьшении его потребляемой мощности.

Теоретически и экспериментально исследованы параметры неохлаждаемых дрейфовых СВИК фотодиодов и дрейфовых ДВИК фотодиодов, рассчитанных на охлаждение ТЭО. В дрейфовых фотодиодах с градиентом концентрации примесей в активном слое, дрейфовая скорость носителей превышает диффузионную, время дрейфового переноса через активный слой намного меньше времени жизни носителей заряда. В результате активный слой обедняется носителями заряда ( $p \cdot n < n_i^2$ ), так как рекомбинационные процессы, такие как Оже, Шокли-Рида-Холла и излучательная в нем отсутствуют.

Предложенная новая концепция позволяет разрабатывать не только фотоприемники с параметрами фоточувствительности, удовлетворяющими требованиям, предъявляемым к приборам 3-го поколения, но и содержит потенциальную возможность разработки приборов 4-го поколения.



## **Глава. VI ФОТОПРИЕМНИКИ НА ОСНОВЕ $Cd_xHg_{1-x}Te$ С УПРАВЛЯЕМОЙ НАПРЯЖЕНИЕМ СПЕКТАЛЬНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ**

В настоящее время усилия разработчиков технологии сосредоточены на создание двухцветных фотоприемников. Они обладают улучшенными параметрами по распознаванию и идентификации цели. Как было показано в обзоре, в настоящее время существуют два типа таких фотоприемников 1) последовательные двухцветные фотоприемники и 2) одновременные двухцветные фотоприемник.

В последовательных двухцветных фотоприемниках каждый из фотодиодов функционирует в зависимости от полярности приложенного поля (рис.1.4.8.). В этом варианте полоса длин волн может быть выбрана путем изменения полярности напряжения смещения. Для последовательного двухцветного детектора, также называемые детектором с избирательным смещением [161], требуется только один контакт на элемент.

Проблемы, возникающие у приемников с избирательным смещением, следующие: конструкция не позволяет осуществлять независимый выбор оптимального смещения для каждого фотодиода, а также возможны перекрестные помехи в области средних волн для длинноволнового приемника. Другой тип двухцветных фотоприемников, включающий фотодиоды с взаимно независимым включением прямого и обратного смещения может регистрировать оба диапазона одновременно. Данный приемник имеет 2 контакта на единичную ячейку, один контактирует только с р-областью ДВИК фотодиода, другой с областью n -типа ДВ фотодиода. Основной недостаток «одновременных» двухцветных детекторов- большой размер пикселя из-за необходимости двух контактов на элемент, что ограничивает плотность пикселей и, следовательно, размер формата матрицы и разрешающую способность[190]. Рассмотренные двухцветные детекторы на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  кроме указанных недостатков

имеют перекрывающиеся области спектров fotocувствительности, а также имеют сложную архитектуру и технологию изготовления, что уменьшает их надежность и повышает их стоимость. Для изготовления таких фотоприемников необходимо наличие fotocувствительных слоев с соответствующим составом для каждого диапазона.

В данной главе показана возможность реализации двухцветных фотоприемников на основе слоев  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  одного состава. На основе монокристаллов  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с тонким приповерхностным инверсным слоем реализован фотоприемник с управляемой напряжением смещения спектральной характеристикой фотоответа. Особенности спектральной характеристики фототока объясняются изменением соотношения между барьерными и объемными компонентами фототока при изменении напряжения смещения. Показана возможность одновременной регистрации и управления спектральной характеристикой fotocувствительности на краю фундаментального поглощения и в коротковолновой области спектра.

### **6.1 Фотоприемник с управляемой напряжением спектральной характеристикой чувствительности на основе структур $\text{Al-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ .**

Важной характеристикой фотоприемников является спектральная характеристика их fotocувствительности. Известно, что спектральная характеристика fotocувствительности фоторезисторов толщиной порядка диффузионной длины неосновных носителей заряда зависит как от объемных параметров полупроводника, так и от состояния поверхности. Для твердых растворов  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , являющихся базовым материалом для изготовления детекторов ИК-излучения, состояние поверхности существенно влияет на его фотоэлектрические свойства. Осаждением тонких слоев различных металлов на поверхность  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  можно управлять спектральной характеристикой fotocувствительности в области фундаментального поглощения [110]. Однако

этот метод носит необратимый характер, так как после осаждения металла спектральная характеристика остается неизменной. В некоторых применениях оптоэлектроники для спектрального анализа принимаемого излучения возникает необходимость в фотоприемниках, в которых спектральную характеристику фоточувствительности можно менять путем приложения изменяемого внешнего напряжения [22]. К таким типам фотоприемников относятся МДП-фоторезисторы, в которых используется увеличение проводимости приповерхностных слоев полупроводника при соответствующем потенциале на затворе. В данном параграфе рассмотрены МДП-фоторезисторы, характеристика фоточувствительности которого может управляться приложенным напряжением как в коротковолновой области, так и в области длинноволновой границы [26,31,42].

Для изготовления экспериментальных образцов использовались монокристаллы  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x \leq 0.3$ ), компенсированные n-типа проводимости, с  $N_D - N_A = (1-4) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и  $\mu_n = (6-8) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  при 77К. Пластинам придавалась прямоугольная форма с размерами  $2 \times 5 \times 0.07 \text{ мм}$ . Омические контакты формировались электрохимическим осаждением индия. Полевой полупрозрачный электрод изготавливался вакуумнотермическим испарением алюминия через маску для обеспечения между ним и омическими контактами промежуточного зазора 0.1мм. Диэлектрический зазор между Al и узкозонным  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  был туннельнонепрозрачным для носителей заряда и был подобен МДП-структуре с сверхтонким (5–6нм) слоем диэлектрика. Об особенностях фотопроводимости узкозонного  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с алюминиевым покрытием мы сообщали в [62], где также изложена методика проведения измерений. Для регистрации сигнала использовался усилитель с фазовым детектором. В данной структуре, хотя все приложенное к затвору постоянное напряжение смещения  $U_0$  падало на диэлектрическом зазоре, на частоте модуляции излучения  $f \approx 1 \text{ кГц}$ , из-за большой емкости диэлектрика  $C_d$ , падение напряжения на нем сигнала

поверхностно-барьерной структуры было значительно меньше, чем на нагрузочном резисторе  $R_L$  ( $1/\omega \cdot C_d < R_L$ ).

На рис. 6.1.1 и 6.1.2 представлены спектральные характеристики фотоответа рассматриваемого фотоприемника при различных напряжениях смещения и  $T = 80\text{K}$ . Как видно из рис.6.1.1, при положительной полярности приложенного напряжения для указанной схемы подключения электродов наблюдается существенное увеличение фоточувствительности в коротковолновой (КВ) области спектра по сравнению с фоторезистором без покрытия. Для сравнения на рис.6.1.1 приведена спектральная характеристика фотоответа при нулевом смещении, которая совпадает с характеристикой поверхностно-барьерного фототока структуры  $\text{Al-n-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ . При отрицательных напряжениях смещения  $|U_0| \geq 0.5 \text{ В}$ , наоборот, в КВ-области наблюдается спад фоточувствительности, а максимум его приходится на край фундаментального поглощения. При малых отрицательных напряжениях  $|U_0| \leq 0.5 \text{ В}$  спектральная характеристика состоит из двух участков с разными знаками величины напряжения смещения. фотосигнала: длинноволнового участка с максимумом чувствительности на краю фундаментального поглощения  $\lambda_1$  и коротковолнового участка с максимумом на некоторой  $\lambda_2 < \lambda_1$ . Значение длины волны  $\lambda_3$ , на которой происходит смена знака фотосигнала, изменяется при изменении  $V$  рассматриваемой структуре формирующийся при освещении фототок состоит из объемной компоненты, возникающей в квазинейтральной области полупроводника, и из поверхностной компоненты фототока, возникающей в приповерхностной области пространственного заряда. При нулевом напряжении смещения сигнал на последовательно соединенном нагрузочном резисторе  $R_L$  возникает за счет поверхностно-барьерного фототока (рис.6.1.1). При подаче напряжения смещения возникает также объемный фототок за счет фотопроводимости, который в зависимости от полярности приложенного напряжения складывается или вычитывается с поверхностным фототоком.

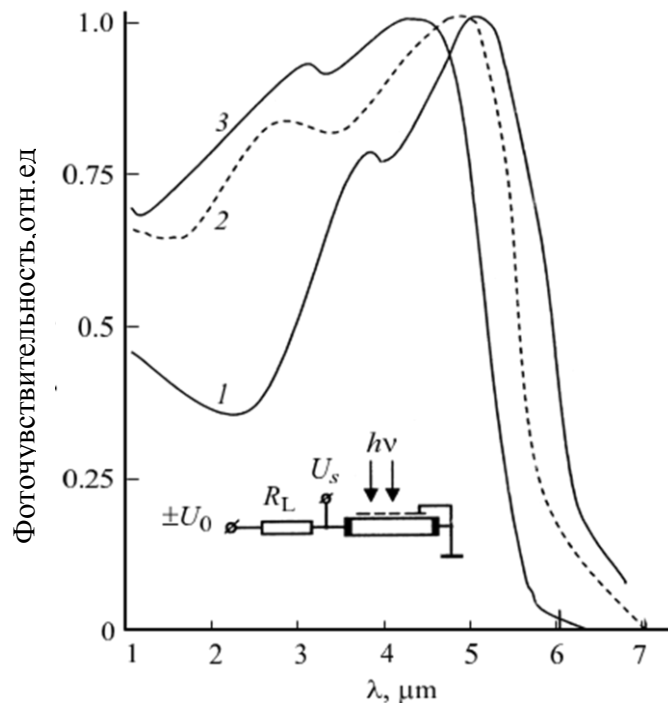


Рис. 6.1.1. Спектр фоточувствительности  $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  до (1) и после (2) покрытия полупрозрачным слоем Al и фототока барьерной структуры Al- $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  (3) при приложенном напряжении +1.5 В. На вставке - схема соединений электродов структуры.

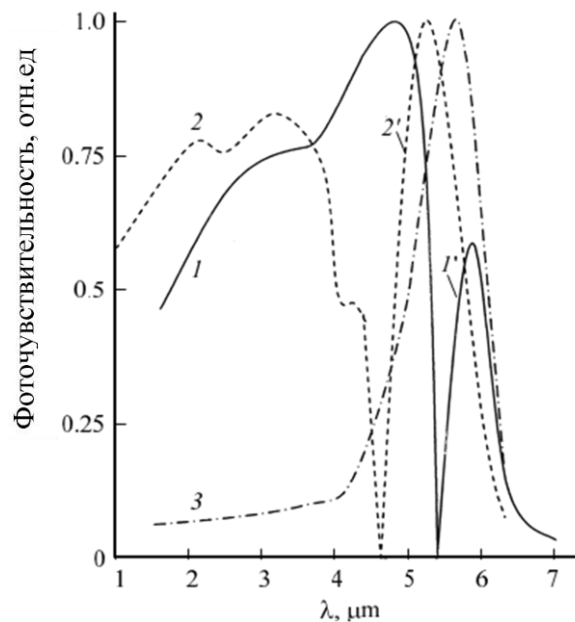


Рис. 6.1.2 Спектр фототока фотопроводимости  $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , покрытой полупрозрачным слоем Al при отрицательных напряжениях: 1, 1' - 0.05; 2, 2' - 0.1; 3, 3' - 1.5 В. Кривые 1, 2, 3 и 1', 2' соответствуют фототокам, находящимся в противофазе.

Поскольку спектральная характеристика каждой компоненты фототока изменяется по-разному в зависимости от длины волны излучения, то, меняя их соотношение путем изменения приложенного напряжения смещения, можно управлять спектральной характеристикой чувствительности фотоприемника.

Для количественного описания наблюдаемых особенностей фототока можно воспользоваться выражениями для спектральной зависимости биполярной фотопроводимости, учитывающей проводимость квазинейтрального объема и поверхностной области пространственного заряда [18]. Для фотосигнала при положительном смещении можно упрощенно записать:

$$U_s(\lambda) = eP_\lambda \frac{\eta \lambda}{hc} \left\{ \frac{U_0}{l^2} (\mu_p + \mu_n)(1 - e^{-kd}) \times \left[ \tau_{ef} \left( 1 - \frac{e^{-kw}}{1+kL} \right) + \tau_v \frac{e^{-kw}}{1+kL} \right] + I_s(U_0) \left( 1 - \frac{e^{-kw}}{1+kL} \right) \right\}, \quad (6.1.1.)$$

здесь  $l$ ,  $d$  - длина и толщина образца;  $I_s(U_0)$  - зависимость поверхностно-барьерного фототока от приложенного напряжения в относительных величинах.

Как видно из выражения, спектральная зависимость имеет подъем в КВ-области спектра как за счет вклада фотопроводимости приповерхностной ОПЗ при  $\tau_{ef} > \tau_v > l^2/U_0(\mu_n + \mu_p)$ , так и за счет вклада поверхностно-барьерного фототока при  $\tau_{ef}, \tau_v < l^2/U_0(\mu_n + \mu_p)$ . Для отрицательного смещения поверхностный фототок направлен встречно объемному фототоку, и упрощенно для фотосигнала можно записать:

$$U_s(\lambda) = eP_\lambda \frac{\eta \lambda}{hc} \left\{ \frac{U_0}{l^2} (\mu_p + \mu_n)(1 - e^{-kd}) \times \left( \tau_v \frac{e^{-kw}}{1+kL} \right) - I_s(U_0) \left( 1 - \frac{e^{-kw}}{1+kL} \right) \right\}. \quad (6.1.2)$$

При малых отрицательных значениях приложенного напряжения, когда эти компоненты соизмеримы и направлены встречно, в области края поглощения доминирует объемная компонента, а в КВ-области, в противофазе, —

поверхностная. По мере увеличения напряжения смещения поверхностный изгиб зон уменьшается, увеличивается эффективная скорость поверхностной рекомбинации, что приводит к уменьшению поверхностнобарьерного фототока, в то время как объемная компонента фототока увеличивается пропорционально приложенному напряжению. В результате длина волны  $\lambda_3$ , на которой наблюдается смена знака сигнала, и длинноволновые границы поверхностной и объемной компонент фототока смещаются в КВ-область. При приложенных напряжениях смещения  $|U_0| > 0.5$  В, когда поверхностные зоны почти плоские и поверхностным фототоком можно пренебречь, преобладает чисто объемная компонента фототока, что и наблюдается экспериментально.

Расчетные значения спектральных зависимостей по этим выражениям хорошо согласуются с полученными экспериментально при использовании реальных коэффициентов поглощения, которые для компенсированных образцов сильно отличаются от теоретических на краю фундаментального поглощения. Это объясняется наличием в компенсированном образце различного рода микронеоднородностей и существованием вакансионной зоны, на что было указано в работе [8]. Используемая в формуле зависимость  $I_s(U_0)$  также была получена из измерений и была аналогична приведенной в [62], которая из-за влияния поверхностных состояний имеет более пологий вид, чем идеальная расчетная кривая.

Если для регистрации излучения используется усилитель с фазовым детектором, то можно одновременно использовать оба участка спектральной характеристики, изменяя их путем изменения знака и величины приложенного напряжения смещения. Эта особенность делает этот фотоприемник привлекательным для применения, например в анализаторах спектра принимаемого излучения или в качестве двухполосного фотоприемника для актуальных диапазонов инфракрасной области спектра, соответствующих окнам прозрачности атмосферы.

Таким образом, на примере структуры  $Al-n-Cd_xHg_{1-x}Te$  показано, что на основе однородного полупроводника с постоянной шириной запрещенной зоны возможно реализовать фотоприемник, спектральной характеристикой которого можно управлять приложенным напряжением смещения как на краю, так и в области фундаментального поглощения.

## **6.2 Фотоприемник с управляемой напряжением спектральной характеристикой чувствительности на основе $p-Cd_xHg_{1-x}Te$ с инверсным приповерхностным слоем**

В последние годы для спектрального анализа излучения все более широкое применение находят фотоприемники с управляемой спектральной характеристикой. К таким фотоприемникам относятся МДП-фоторезисторы, в которых при подаче на затвор соответствующего потенциала, можно увеличивать или уменьшать проводимость приповерхностных слоев полупроводника. Это в свою очередь ведет к росту или уменьшению спектральной чувствительности в коротковолновой области спектра без изменения длинноволновой границы fotocувствительности, определяемой краем фундаментального поглощения. В работе [30] мы сообщали о некоторых особенностях фотопроводимости монокристаллов  $p-Cd_{0,28}Hg_{0,72}Te$  с инверсным приповерхностным слоем, полученным ионным травлением. На основе указанной структуры нами был разработан и изготовлен фотоприемник, спектральная характеристика чувствительности которого может управляться приложенным напряжением как в коротковолновой области, так и в области длинноволновой границы [26,42].

Фотоприемник был изготовлен на основе объемных монокристаллов компенсированного  $p-Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x < 0,3$ ) с  $N_A - N_D = (1 \div 4) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и  $\mu_p = (4 \div 6) \cdot 10^2 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{сек}$  при 77К. Заготовки размерами  $5 \times 1 \times 0,1 \text{ мм}^3$  после механической полировки и травления в 4%-ном растворе брома в метаноле, для



формирования инверсного слоя подвергались бомбардировке ионами индия энергией 6кэВ и дозой  $10^{14}$ – $10^{15}$ см<sup>-2</sup> [29]. Токосъемный контакт наносился на одном конце образца на n-слой, а на другом конце на p-слой на расстоянии 50 мкм от края инверсного слоя, как в [35]. Измерения спектральной зависимости фоточувствительности проводились по стандартной методике на модулированном освещении с фазовым детектированием.

Результаты измерений представлены на рис.6.2.1 и 6.2.2. Как видно из представленных рисунков, при включении в фотовольтаическом и фотодиодном режиме, формы спектральных кривых практически не изменяются. Однако включение полученного p-n перехода в прямом направлении приводит к весьма значительным изменениям. Причем в этом случае форма спектральной зависимости фоточувствительности существенно меняется в зависимости от приложенного напряжения смещения. При малых прямых напряжениях спектральная характеристика фоточувствительности состоит из двух участков с разными знаками фотосигнала – узкого длинноволнового (ДВ) с максимумом  $\lambda_1$  в области края фундаментального поглощения и широкого коротковолнового (КВ), с максимумом  $\lambda_2 < \lambda_1$ . С ростом приложенного напряжения смещения, максимум  $\lambda_2$  сдвигается в КВ область, а максимум  $\lambda_1$  на ДВ участке постепенно исчезает, в результате ДВ край фоточувствительности определяется только спадом КВ участка. Также на разных длинах волн были проведены измерения фотосигнала в зависимости от приложенного напряжения, которые представлены на рис. 6.2.3. На всех длинах волн наблюдалась одинаковая картина, особенностью которой является то, что при определенном прямом смещении фотосигнал падает до нуля, а затем линейно возрастает с противоположным знаком. Различие для разных длин волн заключалось лишь в величине фотосигнала и напряжении, при котором сигнал падал до нуля. Так как время жизни неравновесных носителей заряда в исходной p-области очень

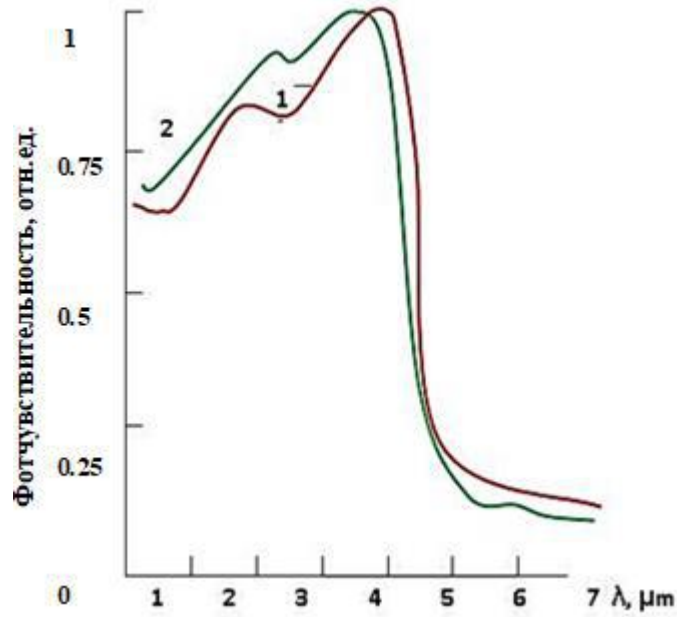


Рис 6.2.1. Спектр фоточувствительности p-Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te (x<0,3) с инверсным приповерхностным слоем; 1 – U<sub>b</sub>= 0; 2 - U<sub>b</sub>= - 0.5 V

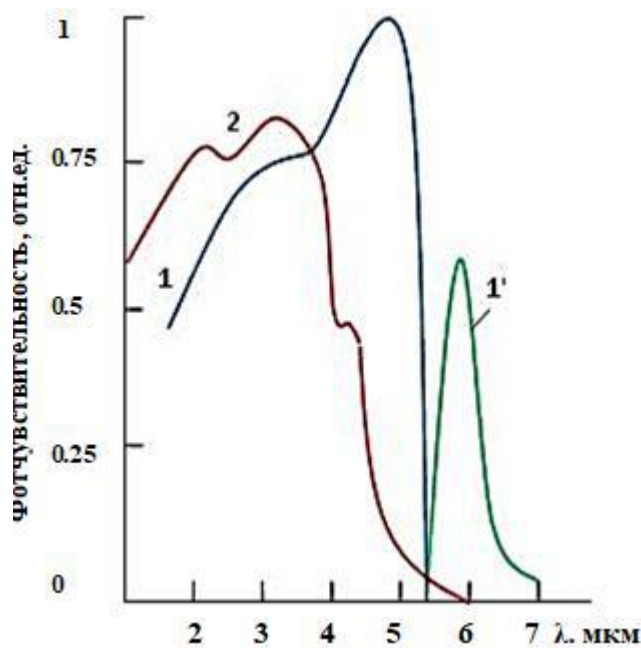


Рис 6.2.2 Спектр фоточувствительности p-Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te (x<0,3) с инверсным приповерхностным слоем; 1, 1' – U<sub>b</sub>= 0.1 В; 2 - U<sub>b</sub>= 1.1 В. Кривые 1 и 1' находятся в противофазе.

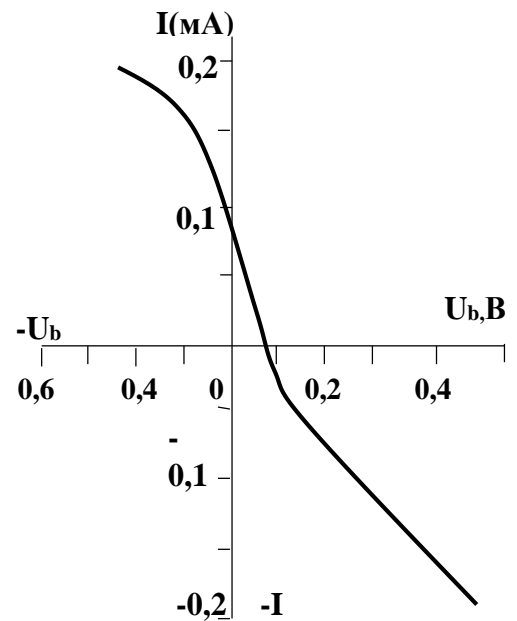


Рис 6.2.3 Общий вид зависимости фотосигнала p-Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te (x≈0,3) с инверсным приповерхностным слоем от напряжения смещения

мало ( $\tau < 20$  нсек), то без инверсного слоя наблюдаемый фотосигнал очень мал. Однако создание приповерхностного инверсного слоя приводит к возникновению рекомбинационного барьера и значительно увеличивает время жизни НЗ, что ведет и к значительному увеличению фоточувствительности образца. При нулевом и обратных смещениях, сигнал представляет собой фототок фотодиода и спектр фоточувствительности в этом случае описывается выражением:

$$S_I = eI \frac{\eta}{hv} \left( 1 - \frac{e^{-kd}}{1+kL_e} \right) , \quad (6.2.1)$$

здесь  $I$ ,  $\nu$ ,  $k$  – интенсивность, частота и коэффициент поглощения излучения, соответственно.

При приложении прямого напряжения смещения, когда р-п переход смещен в прямом направлении, проводимость осуществляется по низкоомному п-слою. Падающее на структуру излучение генерирует фотоэлектроны как в п, так и в р-слое, которые скапливаются у внешней границы п-слоя, а фотодырки – у границы области пространственного заряда и квазинейтральной р-области. Таким образом, модуляция проводимости п-слоя осуществляется только фотоэлектронами. При этом в образце возникают направленные в противоположные стороны ток фотопроводимости и фототок р-п перехода, т.е. они находятся в противофазе. В этом случае, в соответствии с [12] спектр фоточувствительности в упрощенном виде будет описываться следующим выражением:

$$S_I = eI \frac{\eta}{hv} \left\{ \frac{U}{l^2} (\mu_p + \mu_n) [\tau_b(U) \left( 1 - \frac{e^{-kd}}{1+kL_e} \right) + \tau_v(1 - e^{-kd}) - C(U)] \left( 1 - \frac{e^{-kd}}{1+kL_e} \right) \right\} , \quad (6.2.2)$$

здесь  $U$  – приложенное напряжение,  $l$  – длина образца,  $d$  – толщина  $n$ -слоя,  $\tau_b(U)$ ,  $\tau_v$  – барьерное и объемное время жизни неравновесных НЗ в  $n$ -слое,  $C(U)$  – коэффициент, учитывающий зависимость фототока в  $p$ - $n$  переходе от напряжения смещения. Первый член в фигурных скобках – это фототок фотопроводимости, с относительно более длинноволновой чувствительностью, а второй член – это фототок  $p$ - $n$  перехода, более чувствительный в коротковолновой части спектра.

При малых значениях приложенного прямого напряжения, когда встречно направленные ток фотопроводимости и фототок  $p$ - $n$  перехода соизмеримы, в области края поглощения доминирует фототок  $p$ - $n$  перехода, а в КВ области в противофазе – ток фотопроводимости. По мере увеличения напряжения прямого смещения высота барьера уменьшается, что приводит к уменьшению времени жизни неравновесных носителей заряда в ОПЗ, т.е. барьерное время жизни является функцией приложенного напряжения  $\tau_b(U)$ . Поэтому, при  $\tau_b < \tau_v$ , фотоэлектроны достигающие ОПЗ и рекомбинирующие в этой области, не участвуют в фотопроводимости  $n$ -слоя, т.е. вклад фототока  $p$ - $n$  перехода стремится к нулю. В этом случае в выражении (2) членами, определяющими фототок  $p$ - $n$  перехода можно пренебречь и переписать в виде:

$$S_I = eI \frac{\eta U}{h\nu l^2} (\mu_p + \mu_n) (1 - e^{-kd}) \tau_v . \quad (6.2.3)$$

Этим выражением описывается фототок обычного однородного фоторезистора.

Таким образом, создание приповерхностного инверсного слоя в кристалле однородного полупроводника с постоянной шириной запрещенной зоны, позволяет реализовать фотоприемник, спектральной характеристикой которого можно управлять приложенным напряжением смещения.

Кроме того, наличие в таком фотоприемнике двух встречно направленных, а значит находящихся в противофазе компонент фототока, позволяет использовать его в качестве двухдиапазонного детектора ИК-излучения.

## **Выводы к главе VI**

В данной главе показана принципиальная возможность создания двухдиапазонного фотоприемника с управляемой напряжением спектральной характеристикой фоточувствительности на основе полупроводника с одной шириной запрещенной зоны. Принцип работы основан на том, что поверхностный фототок, формирующийся при поглощении коротковолнового излучения, направлен противоположно фототоку, формирующемуся в объеме при поглощении длинноволнового излучения. Поверхностный фототок образуется за счет приповерхностного потенциального барьера, разделяющего неравномерные носители заряда, а объемный за счет приложенного в противоположном направлении внешнего электрического поля. Фотоприемник с управляемой напряжением спектральной характеристикой фоточувствительности реализован на основе МТДП структуры и структуры с мелким p-n переходом. В первом случае потенциальный барьер образуется за счет контактной разности потенциалов, во втором за p-n перехода.

Важной особенностью рассмотренных фотоприемников является возможность одновременной регистрации длинноволновой и коротковолновой областей спектра фоточувствительности и отсутствие перекрытия этих областей.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. На основе исследования температурной зависимости времени жизни НЗ в р и n типах образцах  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с  $x=0.27-0.29$  и статистики Шокли-Рида-Холла предложен упрощенный метод определения параметров рекомбинационных центров (энергетический уровень, концентрацию, сечение захвата электронов и дырок) в р- и n-типах проводимости  $Cd_xHg_{1-x}Te$  и установлено, что для р- и n-типов проводимости  $Cd_xHg_{1-x}Te$  рекомбинационные центры с  $E_a=65-70$  мэВ -донорного типа с отношением сечений захвата  $\gamma_n/\gamma_p=100$  и обусловлены двукратно ионизированными вакансиями слабо связанной ртути [2,115].
2. Комплексным исследованием фотопроводимости, фотомагнитного эффекта и фотоэдс, установлено, что существенный вклад в формирование фотопроводимости  $Cd_xHg_{1-x}Te(x=0,19-0,5)$  в области фундаментального поглощения при относительно низких уровнях фотовозбуждения играет приповерхностная область пространственного заряда (ОПЗ) [18,109,110]. Истоющая изгиб поверхностных зон на естественной свободной поверхности n и р-  $Cd_xHg_{1-x}Te$  приводит к локализации фотопроводимости в приповерхностной ОПЗ. Особенности поведения спектральных характеристик чувствительности определяются не только соотношениями между поверхностными и объемными значениями времени жизни, но и между поверхностными и объемными значениями подвижности неравновесных носителей заряда, что необходимо учитывать при определении скорости поверхностной рекомбинации .
3. Обнаружено, что в результате вакуумно-термического осаждения Al на поверхность  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с естественным окисным слоем образуется переходный слой (в виде соединений  $Al_2O_3$  и  $Al_2Te_3$ ) с высокими диэлектрическими свойствами (напряженность пробоя электрического поля  $E>10^6$  В/см) и характеризуется сравнительно низкой концентрацией поверхностных

состояний (в области середины запрещенной зоны  $N_{ss} \approx 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ) на границе раздела с  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  [62].

Обнаруженное явление использовано для изготовления МДП фоторезистор на основе структуры  $\text{InSnO}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  (на спектральный диапазон 8–12 мкм), фотоэлектрические свойства которого могут управляться напряжением, приложенным к затвору МДП. В апертурном угле  $\theta=\pi$  для МДП-фоторезистора с граничными длинами  $\lambda_r=10,6$  мкм и  $\lambda_r=10,5$  мкм, при  $T=80$  К получены значения  $D_\lambda^*=8 \cdot 10^{10} \text{ см} \cdot \Gamma_\Gamma^{1/2} \text{ W}^{-1}$  и  $D_\lambda^*=1 \cdot 10^{11} \text{ см} \cdot \Gamma_\Gamma^{1/2} \text{ W}^{-1}$ , соответственно [126].

На основе структур  $\text{Al}-\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  (на спектральный диапазон 3–5 мкм) создан туннельный МДП –фотодиод, работающий в режиме неравновесного истощения. Такие его преимущества, как высокая чувствительность в коротковолновой области спектра, высокое быстродействие и простота изготовления по сравнению с фотодиодами с p-n переходом, делают его перспективным для применений в МФП в качестве чувствительного элемента [116].

4. В результате проведенных исследований разработаны физико-технологические основы низкотемпературных методов получения p-n, n<sup>+</sup>-n-p, p<sup>+</sup>-n и p<sup>+</sup>-p-p<sup>-</sup> переходов. Проведением процессов диффузии акцепторных примесей Cu, Ag, Au при  $T < 150^\circ\text{C}$  в инертной газовой среде 0,3-1 атм. обеспечивается отсутствием генерации вакансий ртути, а также уменьшение их концентрации за счет заполнения их быстро диффундирующими примесями Cu, Ag, Au. При последующей обработке в плазме, для конверсии типа проводимости при комнатной температуре, атомы ртути мигрируют по междоузлиям, заполняют оставшиеся вакансии ртути и вытесняют атомы акцепторной примеси. Таким образом обеспечивается более высокое качество p-n переходов и примесных слоев на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , по сравнению с существующими способами, в которых процессы диффузии проводятся при  $T > 250^\circ\text{C}$ , обуславливающих сравнительно высокую концентрацию вакансий ртути в примесных слоях.

5. Впервые, для изготовления качественных и термостабильных p-n переходов на область 3–5 и 8–12 мкм, использовано облучение поверхности p-Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te ионами индия энергией 5–6 кэВ из жидкометаллического источника ионов [40,41]. Такая низкая энергия ионов позволяет избежать формирования радиационно-нарушенного слоя, формирующийся при энергиях ионов 30-300 кэВ, используемых при ионной имплантации для изготовления фотодиодов на основе Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te. Установлены механизмы формирования n-типа проводимости и глубина конверсии типа проводимости в зависимости от дозы, концентрации примесных носителей и состава x исходной подложки, а также от времени облучения.
6. Разработан и изготовлен ИК-фотоприемник на новом принципе фотопреобразования (ФП) на основе Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te с рекордно высокими параметрами фоточувствительности. По предложенной модели ФП выведены расчетные формулы, определяющие параметры фоточувствительности. Разработаны технологические процессы изготовления его методами фотолитографии. На поверхности p- Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te с размерами, меньшими длины диффузии неосновных НЗ, была создана узкая полоска n -типа толщиной 1,5 мкм и шириной 10 мкм с контактами на торцах. При T= 80 К и низких фонах, данная проводящая полоска изолирована от объема слоев ОПЗ, поэтому ее сопротивление достигало 10<sup>4</sup> Ом. При освещении практически все электроны фотогенерированные в p-области накапливаются в n-области и увеличивают ее проводимость. В данном случае фотопроводимость монополярная, поэтому эффект экстракции неосновных НЗ отсутствует, что позволяет прикладывать в 100 раз большие напряжения, чем для p-типа образцов. При низких уровнях теплового фона вольтовая фоточувствительность имела в 100 раз большие значения, чем известные ФП ИК-диапазона. Предложенный новый тип охлаждаемого фоторезистора характеризуется также высокой, разрешающей способностью и значительно меньшей потребляемой мощностью ( $P_n < 10^{-6}$  Вт) по



сравнению с классическими фоторезисторами, что позволяет интегрировать их в матричные фотоприемники [32,33,38,39,44,45,46,117,124].

На конструкцию данного фотоприемника получен евразийский патент № I2014 0071.

7. Впервые в узкозонном полупроводнике, при наличии естественного фонового излучения с плотностью потока  $10^{16}$ – $10^{18}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup> и T=80K наблюдалось явление долговременной релаксации (ДР) фотопроводимости с  $\tau_r$  до 70 мс [29,128]. Наблюдаемая ДР фотопроводимости при T=80 К в слоях Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te(0,24≤x≤0,29) толщиной 100-300 мкм, легированных медью, обусловлена рекомбинационным барьером, созданным градиентом концентрации примеси вдоль направления излучения. Данное явление указывает на потенциальную возможность разработки высокочувствительных МДП-структур, ФМЭ-приборов, фоторезисторов и фотодиодов. Так, например, при очень низких уровнях фона такие образцы могут иметь вольттовую чувствительность 10<sup>9</sup> В/Вт .
8. Впервые на основе Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te(x=0,28) разработаны дрейфовые n<sup>+</sup>-n-p<sup>G</sup>-p<sup>+</sup> - фотодиоды, которые по сравнению с резкими n<sup>+</sup>-p переходами с одинаковыми по толщине квазинейтральными n и p областями, обладают на порядок меньшими темновыми токами I<sub>s</sub>=2·10<sup>-11</sup> А/см<sup>2</sup> при T=80 К. Внутренние поля в n<sup>+</sup>-n и в p<sup>G</sup>-p<sup>+</sup> областях, возникающие вследствие градиента концентрации примесей, разделяют носители заряда, предотвращая их рекомбинацию [28,37]. Вследствие снижения генерационно-рекомбинационной и туннельной компоненты процессов рекомбинации в значительной степени снижаются обратные токи по сравнению с классическими фотодиодами. Теоретически рассчитанное значение темнового тока составляет J<sub>s</sub>=4·10<sup>-16</sup> А/см<sup>2</sup>. В дрейфовом фотодиоде, благодаря встроенному электрическому полю, так же увеличиваются быстродействие более 10 раз, рабочая температура до 200-300 К, повышается квантовая эффективность и разрешающая способность. Простота изготовления позволяет рассматривать его перспективным элементом матричных ИК-фотоприемников нового поколения.

9. Предложена новая концепция повышения фоточувствительности неохлаждаемых фоторезисторов на основе  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}(x=0,27-0,28)$  [28,29,37,127].

В поперечных фоторезисторах на основе  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}(x=0,27-0,28)$  внутреннее электрическое поле, созданное в области поглощения градиентом концентрации акцепторной примеси вдоль по толщине, в условиях, когда дрейфовая скорость достаточно больше, чем диффузионная, при комнатной температуре приводит к увеличению времени релаксации фотопроводимости  $\tau_r$  более 10 раз. Увеличение времени жизни  $\tau_r$  обусловлено пространственным разделением неравновесных носителей внутренним полем, подавляющим все виды рекомбинации (Оже-, излучательную, Шокли-Рида-Холла) и определяется высотой потенциального барьера, созданного градиентом концентрации примеси.

Экспериментальные образцы, реализованные по этой концепции на область 3-5 мкм обладали в 6 раз большим сопротивлением и на порядок большим значение  $D_\lambda^*$  при  $T=300\text{ K}$ , чем известные однородные фоторезисторы.

10. Разработана более простая технология изготовления быстродействующих фотодиодов с большой площадью на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  со структурой металл- $n^+n\text{-}p\text{-}p^+$  переход с сопротивлением растекания базы  $R_{\text{ser}}=1-2$  ом [28,37,41,49,129]. Технология основана на эффекте конверсии типа проводимости с формированием  $n^+n$  слоя (глубиной 1-2 мкм) на поверхности  $p$ -типа образца плазменным воздействием при нанесении полупрозрачного слоя никеля магнетронным испарением. Использование полупрозрачного слоя никеля толщиной  $\sim 5$  нм, нанесенного на поверхность  $n^+$ -слоя, позволяет уменьшить последовательное сопротивление  $R_{\text{ser}}$  до 1-2 Ом, а параметр  $\tau_{\text{RC}}$  до  $10^{-11}$  с, что соизмеримо со временем пролета электронов в обедненной области. Это более чем на порядок меньше значений, достигнутых на фотодиодах на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ .

11. Созданы ИК-фотоприемники с управляемым напряжением смещения спектральной характеристикой фоточувствительности на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

одного состава ( $x=0,27-0,28$ ) [26,30,31,42]. Принцип работы их основан на изменении соотношения между поверхностным и объемным компонентами фототока при изменении напряжения смещения. Поверхностный фототок образуется за счет приповерхностного потенциального барьера МДП структуры или структуры с мелким p-n переходом, разделяющего неравновесные носители заряда, а объемный за счет приложенного в противоположном направлении внешнего электрического поля на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0,27-0,28$ ), имеющие существенные преимущества перед известными, как например, возможность одновременной регистрации излучения в коротковолновой области и на краю фундаментального поглощения.

На данный фотоприемник получен патент № I2006 0105

### Литература

1. Алиев, А. А. Неохлаждаемый ФЭМ-детектор на основе  $CdHgTe$  для приема  $CO_2$  - лазерного излучения / А. А. Алиев, Т. И. Ибрагимов, Н. Д. Исмаилов [и др.] // - Прикладная физика, -Москва: -2007. № 2,-с.107-110.
2. Алиев, А.А. Влияние глубоких центров на C-V характеристики структур металл- $Cd_xHg_{1-x}Te$ / Н.Д.Исмаилов, А.А.Алиев, Ш.М. Кулиев [и др.] // - Az.MEA-nin Xəbərləri.Fizika-riyaziyyat və texnika elmləri seriyası, fizika və astronomiya,- Bakı:- 2004. 34(2),-с.84-86.
3. Антонов, В.В. Фотоэлектрические свойства МДП-структур на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  / В.В. Антонов, В.В. А. В. Войцеховский // Микроэлектроника,-Москва: - 1987.16(5),-с.407-413.
4. Аут, И. Фотоэлектрические явления в полупроводниках / И. Аут, Д. Генцов, К. Герман - Москва: "Мир",-1980. 208с.
5. Баженов, Н.А. Рекомбинация неравновесных носителей заряда в n-  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $0,2 < x < 0,3$ )/ Н.А.Баженов, Б.Л.Гельмонт, В.И.Иванов-Омский [и др.] // ФТП,- Сан.-Пет.: - 1982.16, - с.109-112.

6. Барышев, Н.С. Процессы рекомбинации носителей заряда в HgCdTe / Н.С.Барышев, Б.Л.Гельмонт, М.И. Ибрагимова // ФТП,- Сан.-Пет.: -1990,24 - с.209-213.
7. Белый, Н.Н. Влияние состояния поверхности на спектральное распределение фоточувствительности монокристаллов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  / Н.Н. Белый, Н.С, Барышев, И.М.Тарасова [и др.] // Оптико-механическая промышленность, - Сан.-Пет.: -1978.10,- с.13-15.
8. Бовина, Л.А. В кн.: Физика соединений  $A^{II}B^{VI}$ , под ред. А.Н. Георгобиани, М.К. Шейнкмана,-Москва: Наука, -1986, -276 с.
9. Богобоящий, В.В. Конверсия типа проводимости при ионном травлении узкощелевых монокристаллов  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , легированных Au,Ag/ В.В. Богобоящий, И.И.Ижнин, М.Поцяк [и др.]// ФТП,- Сан.-Пет.: -2007.41(7),- с.826-830.
- 10.Варавин, В.С. Гетероструктуры  $CdHgTe$  для нового поколения ИК фотоприемников, работающих при повышенных температурах/ В.С.Варавин, А.А. Васильев, А.А. Гузев [и др.] // ФТП,- Сан.-Пет.: - 2016.50(12)-с.1652-1656.
- 11.Власенко А.И., Любченко А.В. Эффект вытягивания неосновных носителей в фоторезистивных кристаллах  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с различным типом проводимости // - Сан.-Пет.: - ФТП,1994.28(7),- с.1219-1222.
- 12.Власенко, А.И. Спектральные характеристики фотопроводимости полупроводников с экспоненциальным краем фундаментального поглощения / А.И. Власенко, З.К. Власенко, А.В. Любченко [и др.] // ФТП,- Сан.-Пет.: - 1999. 33(11), -с.1295-1299.
- 13.Власенко, И. Кинетика фотопроводимости в кристаллах  $Cd_xHg_{1-x}Te$  при поверхностном фотовозбуждении/ И. Власенко, К.Р. Курбатов, А.В. Любченко [и др.] // УФЖ,- Киев:- 1982. 27(9),-с.1292-1296.
- 14.Войцеховский, А.В. Влияние режимов имплантации бора на параметры фотодиодов, сформированных в гетероэпитаксиальных слоях  $Cd_xHg_{1-x}Te$ / А.В. Войцеховский, М.С. Никитин, Н.Х. Талипов [и др.] // -Известия вузов. Физика,- Новосибирск: -2013.56 (5),-с.104-109.

15. Войцеховский А.В., Талипов Н.Х. Низкотемпературная активация ионно-имплантированных атомов бора и азота // Новосибирск: -Изв.вузов.Физика,- 2013.56(7),-с.3-20.
16. Гасан-заде, С.Г. Особенности температурных и спектральных характеристик фотопроводимости и фотомагнитного эффекта в р-  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  / С.Г. Гасан-заде, В.В. Богобоящий, И.П. Жадько [и др.] // ФТП, - Сан.-Пет.: -1993.27,-с.1508-1515.
17. Грехов И.В. Эффект усиления фототока в МОП структурах Au-/SiO<sub>2</sub>/-n-SiC с туннельно-тонким диэлектриком/ И.В. Грехов, М.И. Векслер, П.А. Иванов [и др.] // ФТП, - Сан.-Пет.: -1998.32(9),- с.1145-1026.
18. Гусейнов, Э.К. Исмаилов Н.Д. Влиянии приповерхностной области пространственного заряда на фотопроводимость  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ // - Сан.-Пет.: ФТП, - 1995.29,-с.1790-1795.
19. Дякин В.В., Коваль В.В. Любченко Л.В. Спектр распределения фоточувствительности в  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  в стационарном и импульсном режимах измерений // - Сан.-Пет.: ФТП, -1986. 20, -с.541-542.
20. Закиров, Р. Анализ вольт-фарадных характеристик МДП-структур с ALD Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> на n- и р-CdHgTe, стабилизированном сверхтонким собственным оксидом/ Р. Закиров, В.Г. Кеслер, Г.Ю. Сидоров [и др.] //-ФТП,- Сан.-Пет.: -2022.56(8),-с.915-921.
21. Зуев В.А. Неравновесные приповерхностные процессы в полупроводниках и полупроводникаовых приборах / В.А.Зуев, А.В.Саченко, К.В.Толпыго -Москва: Радио и связь,-1977. -256 с.
22. Зуев, В.А. Фотоэлектрические МДП-приборы / В.А. Зуев, В.Г. Попов - Москва: Радио и связь, -1983. -160 с.
23. Зуев, В.А. Фотоэлектрические методы определения электрических характеристик МДП систем. / В.А. Зуев, В.Т.Литовченко, В.Г. Попов [и др.] // Полупроводниковая техника и микроэлектроника - Москва:1973.12,-с.32-49.

24. Иконникова О.Г., Неустроев Л.Н., Осипов В.В. Теория фоторезисторов на основе узкозонных полупроводников с инверсным изгибом зон у поверхности // - Москва: Микроэлектроника, – 1983.12, – с.412-420.
25. Икусов, Д.Г. Механизмы рекомбинации неравновесных носителей в эпитаксиальных слоях  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x = 0.20-0.23$ ) / Д.Г. Икусов, Ф.Ф. Сизов, С.В. Старый [и др.] // ФТП, - Сан.-Пет.: -2007, 41(2)- с.134-139.
26. Исмаилов, Н.Д. Фотоприемник с управляемой напряжением спектральной характеристикой фоточувствительности на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  // - Сан.-Пет.: ФТП, -2009.43(3) - с.396-399.
27. Исмаилов Н.Д. Высокочувствительные неохлаждаемые фотоприемники на основе  $\text{Au}:\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  на область 3-5 $\mu\text{m}$ . / Н.Д. Исмаилов, Э.К. Гусейнов, Ш.Кулиев [и др.]// АЖР Fizika, section:az, -Bakı: -2013,19, (2) - с.119-121.
28. Исмаилов Н.Д. Высокоэффективные дрейфовые фотодиоды на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $0.24 \leq x \leq 0.29$ ) / НД Исмаилов, АА Раджабли// XXV Международная научно-техническая конференция и школа по фотоэлектронике и приборам ночного видения. Труды конференции в 2-х томах, -Москва: -25-28 May, -2018, - с.123-125.
29. Исмаилов Н.Д. Долговременная релаксация фотопроводимости и процессы рекомбинации в  $p^+-p-p$ -структурах  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{T}$  ( $0.24 \leq x \leq 0.29$ )// -Bakı: Az.MEA Xəbərləri. Fizika-texnika və riyaziyyat elmləri seriyası, - 2018,38(5), - с.81-87.
30. Исмаилов Н.Д. Особенности фотопроводимости  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{T}$ , облученного низкоэнергетичными ионами аргона/ Н.Д.Исмаилов, Ш.М. Кулиев, Ф.Х.Гусейнов [и др.]// Az.MEA-nın Xəbərləri.Fizika-riyaziyyat və texnika elmləri seriyası, fizika və astronomiya, -Bakı:- 2006,32( 5),-с.114-115.
31. Исмаилов Н.Д. Управление спектральной характеристикой фоточувствительности  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с инверсионным приповерхностным слоем/ Н.Д. Исмаилов, Э.К.Гусейнов, Ш.М.Кулиев [и др.] //Az.MEA-nın Xəbərləri. Fizika-riyaziyyat və texnika elmləri seriyası, fizika və astronomiya, -Bakı: - 2009,35(5), -с.74-77.
32. Исмаилов, Н.Д. Высокочувствительные двухслойные фоторезисторы на основе  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с конвертированным приповерхностным слоем / Н.Д. Исмаилов,

- Н.Х. Талипов, А.В. Войцеховский//Новосибирск: Изв. вузов. Физика. -2017.60 (12), - с.122-127.
- 33.Исмаилов, Н.Д. Высокочувствительные фоторезисторы на основе  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x=0.23\text{-}0.3$ ) с конвертированным приповерхностным слоем/ Н.Д.Исмаилов, И.Г Гасанов, Ш.О. Эминов[и др.] // Proc.of SPIE, 23 Int. Conf. on Photoelectronics and Night Vision Devices. –Moscow: -2016, -с.525-531.
- 34.Исмаилов, Н.Д. Влияние глубоких центров на  $C\text{-}V$  характеристики структур металл- $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / Н.Д. Исмаилов, А.А.Алиев, Ш.М.Кулиев [и др.] //Az.MEA-nın Xəbərləri. Fizika-riyaziyyat və texnika elmləri seriyası, fizika və astronomiya - Bakı:- 2004.34(2),-с.84-86.
- 35.Исмаилов, Н.Д. Влияние металла и степени компенсации примеси на свойства контактов металл- $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $0.45\leq x\leq 0.5$ )/ Н.Д.Исмаилов, А.А.Алиев, Э.К. Гусейнов [и др.] //Az.MEA-nın Xəbərləri. Fizika-riyaziyyat və texnika elmləri seriyası, fizika və astronomiya, -Bakı:-2003.30(5),-с.138-141.
- 36.Исмаилов, Н.Д. Влияние облучения ионами  $\text{Ag}^+$  на фотопроводимость  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  при комнатной температуре/ Н.Д. Исмаилов, А.А.Алиев, И.С.Гасанов [и др.]// Az.MEA-nın Xəbərləri.Fizika-riyaziyyat və texnika elmləri seriyası, fizika və astronomiya -Bakı:- 2003.29(2),-с.115-119.
37. Исмаилов, Н.Д. Дрейфовый фотодиод на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  // -Bakı: Az.MEA Xəbərləri Fizika-texnika və riyaziyyat elmləri seriyası, -2020,40(5)- с.87-92.
- 38.Исмаилов Н.Д., Талипов Н.Х. ИК-фотоприемники на основе  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с улучшенными параметрами фоточувствительности// Российская конференция по актуальным проблемам фотоэлектроники. Фотоника - Новосибирск: -11-15 сентября, -2017,-с.127.
- 39.Исмаилов Н.Д., Гусейнов Э.К. Малоразмерный ИК-фотоприемник со сверхвысокими параметрами фоточувствительности // Труды. XXII Международная научно-техническая конференция по фотоэлектронике и приборам ночного видения,-Москва:-24-26 Мая,-2012,-с.119-121.

40. Исмаилов, Н.Д. Фотодиоды на основе  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , полученные облучением низкоэнергетичными ионами индия и аргона/ Н.Д.Исмаилов, Э.К.Гусейнов, И.С.Гасанов[и др.] // Прикладная Физика, -Москва:- 2008. №1- с.74-76.
41. Исмаилов, Н.Д. Фотодиоды на основе  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , полученные облучением низкоэнергетичными ионами индия и аргона/ Н.Д.Исмаилов, Э.К.Гусейнов, И.С.Гасанов// [и др.] // Az.MEA-nın Xəbərləri.Fizika-riyaziyyat və texnika elmləri seriyası, fizika və astronomiya, -Bakı:-2011.31(5),- с.67-70.
42. Исмаилов, Н.Д. Фотоприемник на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с управляемой спектральной характеристикой чувствительности/ Н.Д.Исмаилов, А.А.Алиев, Э.К.Гусейнов [и др.] // Proc.of SPIE, 23 Int. Conf. on Photoelectronics and Night Vision Devices, -Moscow:- 2014,-с. 387-389.
43. Исмаилов, Н.Д. Фотоприемник. Авторское свидетельство на изобретение № I2006 0105, Азербайджанская Республика,- 05.10. 2006.
44. Исмаилов, Н.Д. Фотоприемник. Евразийский патент на изобретение № I2014 0071/ Гусейнов Э.К. Российская Федерация -2014.
45. Исмаилов, Н.Д. Фоторезисторы на основе  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с локальными приповерхностными  $n^+$  -областями / Н.Д.Исмаилов, Р.И.Мухтарова, А.А.Раджабли [и др.] // AJP Fizika, section:az,- Bakı:-2018.24(3),-с.46-47.
46. Исмаилов, Н.Д. Фоточувствительность  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $0,2 \leq x \leq 0,3$ ) с периодически чередующимися  $p$ - $n$  слоями. / Н.Д.Исмаилов, Э.К.Гусейнов, И.С.Гасанов [и др.] //Az.MEA-nın Xəbərləri.Fizika-riyaziyyat və texnika elmləri seriyası, fizika və astronomiya,- Bakı: -2006, 24(2),-с.90-92.
47. Исмаилов, Н.Д. Фотоэлектрические свойства структур  $\text{In}_2\text{O}_3\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $0,2 \leq x \leq 0,3$ )/Н.Д.Исмаилов.И.С.ГасановХ.Джалилова [и др.] / AJP Fizika, section: az,- Bakı:-1997. 3, (5),-с.14-16.
48. Исмаилов, Н.Д. О подавлении Оже-рекомбинации в неохлаждаемых фотоприемниках на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  //AJP Fizika, section: az,- Bakı:-2018. 24(3),-с.48-49.



- 49.Исмаилов, Н.Д. Быстродействующие ИК-фотодиоды на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  // Respublika elmi-texniki konfransı:“Radiotexnikanın müasir problemləri”, –Bakı:- 20-26 Oktyabr-2021.
- 50.Карачевцева, Л. А. Гальваномагнитные эффекты в многослойных структурах  $Cd_xHg_{1-x}Te$  со смешанной проводимостью / Л. А. Карачевцева, А. В. Любченко, В. Д. Соболев [и др.] // УФЖ,-Киев: – 1992. 37(6) – с. 924–929.
- 51.Козлов, Д.В. Вакансии ртути как двухвалентные акцепторы в структурах  $HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te$  с квантовыми ямами/ Д.В. Козлов, В.В. Румянцев, С.В. Морозов [и др.]// ФТП,- Сан.-Пет.: -2016.- 50(12),- с.1690-1696.
- 52.Курбанова, Э.И. Электрофизические свойства металл-  $Cd_xHg_{1-x}Te$ ,/ Э.И. Курбанова, Э.К, Гусейнов, Н.Д.Исмаилов [и др.] //-ФТП,- Сан.-Пет.: -1986. 20, с. 2150-2152.
- 53.Мынбаев, К.Д. Дефекты в гетероэпитаксиальных структурах теллуридов кадмия и ртути, выращенных молекулярно-лучевой эпитаксией на подложках из кремния. / К.Д. Мынбаев, С.В. Заблоцкий , А.В. Шилияев [ и др. ] // ФТП,- Сан.-Пет.: - 2016, 50 (2),- с.208-211.
- 54.Неустроев, Л.Н., Осипов.В.В. Теория фотоэлектрических свойств структур с одномерно-неоднородным распределением примесей // -Москва: Микроэлектроника, - 1980.9(2),-с.99-107.
- 55.Неустроев, Л.Н., Осипов.В.В. Фотопроводимость полупроводников со слоистой неоднородностью при наличии квазинейтральных областей// -Сан.-Пет.:ФТП,- 1981.15,(6),- с.1069-1077.
- 56.Осипов В.В. Селяков А.Ю. Fougel. М.Теория фоторезисторов на основе трапецеидальных  $\delta$ -легированных сверхрешеток // -Сан.-Пет.: ФТП, -1999.33(7), -с.870-875.
- 57.Панамаренко, В.П. Статические характеристики МДП транзисторов на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  / В.П.Панамаренко, И.В.Шиманский, В.И.Стафеев [и др.] // ФТП,- Сан.-Пет.: -1988,22,-с.62-65.

- 58.Петров, В.М. Влияние обработки поверхности на спектр фоточувствительности  $Cd_xHg_{1-x}Te$ / В.М.Петров, В.В.Белов, Л.М.Шаляпин [и др.] // Изв.АН СССР. Неорг. матер.,-Москва:- 1974.10,-с.418-420.
- 59.Равич, Ю.И. Фотомагнитный эффект в полупроводниках и его применение / Ю.И.Равич. - Москва: Советское радио,-1967.-96 с.
- 60.Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках//- Москва: Физматгиз,-1963.- 496 с .
- 61.Рогальский, А. Инфракрасные детекторы: Пер.с англ./ под ред. А.В. Войцеховского//-Новосибирск: Наука, 2003.-636 с.
- 62.Салаев, Э.Ю. Особенности фотопроводимости  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0.2-0.3$ ) с тонкопленочным алюминиевым покрытием. Э.Ю.Салаев, Э.К.Гусейнов. Н.Д.Исмаилов. ФТП,- Сан.-Пет.: -1997.31,(6), -с.740-744.
63. Семенов, Э.В. Неквазистатическая модель диода с учетом токов экстракции и рекомбинации неравновесных носителей заряда/ Э.В. Семенов, О.Ю. Малаховский, В.Г. Божков, // Доклады ТУСУР,-Москва:- 2019, 22,(4)-с.26-32.
- 64.Стафеев, В.И. Структура и свойства контактов  $Cd_xHg_{1-x}Te$ -металл // ФТП,- Сан.-Пет.: -2009.43,(5),- с.636-639.
- 65.Талипов Н. Х., Войцеховский А. В. // Влияние состава варизонного слоя на ф
- о
- 66.Талипов, Н. Х. Влияние режимов ионно-лучевого травления на процесс радиационного нагрева  $Cd_xHg_{1-x}Te$ / Н. Х. Талипов, А. В. Войцеховский, Пригорьев Д. В. [и др.] // Прикладная физика,-Москва: -2018.4,-с.61-67.
- 67.Талипов Н. Х., Войцеховский А. В. Ионная имплантация в узкозонные твердые р
- р
- 68.Тетеркин, В.В. Механизмы рекомбинации в легированных кристаллах n- $Hg_{1-x}Cd_xTe$  и свойства диффузионных  $p^+-n$  - переходов на их основе/ В.В.Тетеркин, С.Я. Сточанский, Ф.Ф.Сизов [и др.] // ФТП, - Сан.-Пет.: -1997.31(3),-с.350-354.

н  
е  
р  
ы

69. Шейкман М.К., Шик А.Я. Долговременные релаксации и остаточная фотопроводимость в полупроводниках// - Сан.-Пет.: - ФТП, 1976. 10, -с.209-232.
70. Яковлева, Н. И. Экспериментальные исследования и расчеты спектральной зависимости коэффициента поглощения в однослойных эпитаксиальных структурах HgCdTe//Н. И.Яковлева, А. В. Никонов, В. В. Шабаров// Москва:- Успехи прикладной физики,- 2015.3(6),-с.579-588.
71. Яковлева. Н. И Анализ времени жизни неосновных носителей заряда в гетероэпитаксиальных структурах для ИК-области спектра // Москва:- Прикладная физика,- 2015, № 2-с.88-95.
72. Яковлева. Н. И. Многорядные фотоприемные устройства на основе гетероэпитаксиальных структур HgCdTe коротковолнового ИК-диапазона спектра /Н. И. Яковлева, К. О. Болтарь, А. В. Никонов [и др.] // Успехи прикладной физики, -Москва:- 2017.5(3),-с.265-270.
73. Яковлева. Н. И. Процессы рекомбинации и анализ времени жизни в узкозонных полупроводниковых структурах CdHgTe // Москва:- Успехи прикладной физики,- 2015.3(6),-с.169-179.
74. Ailiang, C. Electrical Properties of plasma-free ultra-low-temperature ALD ZnS passivation on p-Type HgCdTe/C.Ailiang, S. Changhong, W. Fang, // Infrared Physics & Technology,- 2021.114(4)-p.103667.
75. Antoszewski, J. Small Two-Dimensional Arrays of Mid-Wavelength Infrared HgCdTe Diodes Fabricated by Reactive Ion Etching–Induced p-to-n–Type Conversion/ J. Antoszewski, C. A. Musca, J. M. Dell [et.al] // Journal of Elec. Materi.,- 2003. 32, - p.627-632.
76. Ariel, V. Electrical and structural properties of epitaxial CdTe/HgCdTe interfaces/ V. Ariel, V. Garber, D. Rosenfeld, G. Bahir [et.al] // J. Electron. Mater., -1995.-24, p.1169-1174.
77. Armstrong, J.M. HDVIP five-micron pitch HgCdTe focal plane arrays / J.M. Armstrong, M.R. Skokan, M.A. Kinch, J.D. // Proc. of SPIE. -2014. 9070,-p. 907033-(1 -7).

78. Ashley, T. Non-equilibrium modes of operation for infrared detectors/ T. Ashley, C.T. Elliot, A.T. Harker [et.al] // *Infrared Phys.*, -1986.26(5), -p.303-315.
79. Banerjee, S. Surface passivation of HgCdTe using low-pressure chemical vapor deposition of CdTe / S. Banerjee, P. Su, R. Dahal, [et.al] // *J. Electron. Mater.*, -2014.43,- p.3012.
80. Bogoboyashchyy V. V. Conversion of conductivity type in Cu-doped Hg<sub>0.8</sub>Cd<sub>0.2</sub>Te crystals under ion beam milling. V. V. Bogoboyashchyy, A. I. Elizarov, I. I. Izhnin [et.al] // *Semicond. Sci. Technol.*, -2005. 20,- p.726–732.
81. Boieriu, C. Effects of inductively coupled plasma hydrogen on longwavelength infrared HgCdTe photodiodes / C. Boieriu, R. Buurma, C. Bommena [et.al] // *J. Electron. Mater.*, -2013,42,-p.3379 –3384.
82. Boieriu, C. H. Arsenic activation in molecular beam epitaxy grown, in situ doped HgCdTe (211) / C. H. Boieriu, H. S. Grein, J. Jung [et.al] // *Appl. Phys. Lett.* -2005, 86(21),- p.212106(1-3).
83. Boieriu, C. H. Effects of hydrogen on majority carrier transport and minority carrier lifetimes in long wavelength infrared HgCdTe on Si/ C. H. Boieriu, S. Grein, J. Velicunan [et.al] // *Appl. Phys. Lett.*, -2006. 88,-p.062106 (1-3).
84. Casselman T.N., Petersen P.E. A comparison of the dominant Auger transitions in p-type (Hg,Cd)Te // *Solid State Commun.*-1980,33-p.615-619.
85. Chen K. Comprehensive study of inversion capacitance in metal-insulator-semiconductor capacitor with existing oxide charges/ K. Chen, K. Lin, S. Hung, J. Lin [et.al.] // *IEEE Journal of the Electron Devices Society*-2022.10-p.960-969 .
86. Chen X.T. Electrical properties of Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te by different etching techniques/ X.T. Chen, H. Qiao, X.Y. Liu [et.al] // *Infrared Physics & Technology*, -2015,73,- p. 251-254 .
87. Ciura, L. Investigation of trap levels in HgCdTe IR detectors through low frequency noise spectroscopy/ L.Ciura, A.Kolek, A.Kębłowski [et.al] // *Semicond. Sci. Technol.*, -2016. 31-p. 035004 (1-7)

- 88.Cpy, A. Y. MTF Characterization of Small Pixel Pitch IR Cooled Photodiodes Using EBI. A. Y. Cpy, O. Gravrand, A. Ferron Kębłowski [et.al] // Journal of Electronic Materials-2020.49(6),-p. 6900–6907.
- 89.Chu M. Au-Doped HgCdTe for Infrared Detectors and Focal Plane Arrays/ M. Chu, S. Terterian, C.C. Wang [et.al] // Proceedings of SPIE,-2001. 4454- p.116-122.
- 90.D'Souza, A.I. Au- and Cu-doped HgCdTe HDVIP detectors/ A.I. D'Souza, M. G. Stapelbroek, E. R. Bryan [et.al] // Proc. SPIE 5406, Infrared Technology and Applications XXX, -30 August -2004-p.205-213.
- 91.Dell, J.M., HgCdTe mid-wavelength IR photovoltaic detectors fabricated using plasma induced junction technology/ J.M.Dell, J.Antoszewski, M.H. Rais [et.al] // Journal of Electronic Materials,- 2000. 29(6)- p. 841-848.
- 92.Deng, Z. Demonstration of Si based InAs/GaSb type-II superlattice p-i-n photodetector./ Z. Deng, D. Guo , C.G.Burguete [et.al.] // Infrared Physics & Technology,- 2019,101,- p.133-137.
- 93.Djuric Z., Piotrowski J. Infrared photodetector with electromagnetic carrier depletion// Opt.Eng. -1992. 31,-p.1955-1960.
- 94.Downes C and Thomas E. Vandervelde . Progress in Infrared Photodetectors Since 2000 // Sensors -2013.13,-p.5054-5098.
- 95.Eich, D. Progress of MCT detector technology at AIM towards smaller pitch and lower dark current/ D. Eich, W. Schirmacher, S. Hanna, [et.al.] // J. Elec. Materi. -2017.46 (9) –p.5448–5457.
- 96.Elliot, C.T. Non-equilibrium mode of operation of narrow-gap semiconductor devices// Semicond.Sci.Technol.,- 1995.10,- p.S30-S37.
- 97.Emelie, P.Y. Parameter extraction of HgCdTe infrared photodiodes exhibiting Auger suppression/ P.Y. Emelie<sup>1</sup>, J D Phillips<sup>1</sup>, S.Velicu [et.al.] // J. Phys. D: Appl. Phys.- 2009.42,- p.234003(1-8).
- 98.Fang-Yu,Y. Optical characterization of defects in narrow-gap HgCdTe for infrared detector applications. Y .Fang-Yu, S.Y.Ma, J.Hong,D.X. Yang [et.al.] // Chinese Physics-2019. B 28(1),-p.017104(1-13)

99. Gaucher, A. Characterization of Plasma Etching Process Damage in HgCdTe /A. Gaucher, J. Baylet, J. Rothman [et.al] // Journal of Electronic Materials, - 2013. 42(11), p.3006-3014.
100. Gautam, S. Barrier engineered infrared photodetectors based on type-II InAs/GaSb strained layer superlattices/ S. Gautam, A. Myers, V. Barve[et.al] // IEEE J. Quantum Electron,-2013.49,-p. 211
101. Gawron, W. MOCVD Grown HgCdTe Heterostructures for Medium Wave Infrared Detectors/ W.Gawron, J.Sobieski, T. Manyk [et.al] // Coatings,- 2021, 11,-p.611(1-13).
102. Gaziyeu, F.N. I.A.Nasibov, T.I.Ibragimov [et.al.]. HgCdTe based PEM detector for middle range of IR spectrum // 18<sup>th</sup> Int.Conf. on Photoelectronics and night Vision Device.Moscow:-25-28 May,-2004,- p.123-132.
103. Gorshkov, D. V. The Effect of the Growth Temperature on the Passivating Properties of the Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Films Formed by Atomic Layer Deposition on the CdHgTe Surface/D. V. Gorshkov, G. Yu. Sidorov, I. V.Sabinina [at/al] //Technical Physics Letters, - 2020. 46(8)-p.741-744.
104. Gravrand, O. MTF issues in small-pixel-pitch planar quantum IR detectors/ O. Gravrand, N. Baier, A. Ferron [et.al] // J. Electron. Mater., -2014.43, - p.3025–3032.
105. Grodecki, K. Fast response HOT (111) HgCdTe MWIR detectors/ K. Grodecki, P. Martyniuk, M. Kopytko [et.al] // Metrol. Meas. Syst., - 2017.24,(3),-p.509–514.
106. Gu, R. MBE growth of HgCdTe on GaSb substrates for application in next generation. Journal of Crystal Growth/ R. Gu, J. Antoszewski, W. Lei [et. al] //-2017.-468, (15),- p. 216-219.
107. Gu, R. Investigation of Substrate Effects on Interface Strain and Defect Generation in MBE-Grown HgCdTe/ R.Gu.R, W J. Antoszewski, W. Lei [et. al]// The Minerals, Metals & Materials Society,-2016. 45,- p.4596–4602.
108. Guinedor, P. DLTS study of extended defects in HgCdTe photodiodes/ Guinedor, P., T. Broult, A. Brunner [et.al] / Journal of Physics:Conference Series 1190 - 2019-p. 012012.

109. Guseinov E.K., Ismailov N.D. Influence of surface mobility of charge carriers on  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x = 0.2-0.3$ ) photoconductivity // Ankara: Turkish J. of Physics, -1994. 18, -p.1-6.
110. Guseinov, E.K. Photoconductivity of  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  under surface doping by non-conducting metal layers/ E.K.Guseinov, N.D. Ismailov// -Ankara: Turkish J. of Phys., -1994. 18, -p. 669-675.
111. Hackiewicz, K. MOCVD-grown HgCdTe photodiodes optimized for HOT conditions and a wide IR range/ K. Hackiewicz, M. Kopytko, W. Gawron [et. al.] // Sensors and Actuators A: Physical, - 2020. 309, -p.112008(1-5).
112. Hu, W.  $128 \times 128$  long-wavelength/mid-wavelength two-color HgCdTe infrared focal plane array detector with ultralow spectral cross talk/ W. Hu, Z. Ye, L. Liao [et. al.] // Optics Letters, - 2014. 39(17), -p.5184-5187.
113. Hu, W.D. Recent progress of subwavelength photon trapping HgCdTe infrared detector/ W.D. Hu, J. Liang, F.Y. Yue/ Liao [et. al.]// J. of Infrared and Millimeter Waves, -2016, 35 –p.25-36.
114. Hüseyinov E.K., Ismayilov N.J. The influence of Al films on the properties of real CdHgTe surface/ E.K.Hüseyinov // -Ankara: Turkish J. of Physics, -1996. 20, - p.517-523.
115. Hüseyinov E.K., Ismayilov N.J. Recombination center parameters in n and p-  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  // -Ankara: Turkish J. of Physics, -1997. 21, - p.1031-1036.
116. Huseynov E., Ismayilov N. Peculiarities of Current–Voltage Characteristics of Al–p- $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  Tunnel Metal–Insulator–Semiconductor Structure// Japanese J. of Applied Physics, -2011. 50(5S2)-p.05FH02 (1-3).
117. Huseynov E., Ismayilov N. Super high sensitive low –dimensional IR-detector// Fisica Status Solidi C, -2013. 10 (7-8), -p.1156-1159.
118. Iakovleva N. I. The Study of Dark Currents in HgCdTe Heterostructure Photodiodes// Journal of Communications Technology and Electronics, - 2021. 66, - p.368–374.

119. Kopytko, M. Optimization of a HOT LWIR HgCdTe Photodiode for Fast Response and High Detectivity in Zero-Bias Operation Mode/M Kopytko, A. Keblowski A. P. Maderjczyk [et.al] // Journal of Electronic Materials, -2017.46(10), -p.6045–6055.
120. Piotrowski, J. High –operating –Temperature Infrared Photodetectors / J. Piotrowski and A. Rogalski// SPIE PRESS. Bellinham. Washington. USA-2007.-p.242.
121. Ismayilov, N. J. Performance Improving of Small Dimension IR Photodetectors// San.-Pet.: -Technical Physics Letters, - 2011.37(5) -p. 458–460.
122. Ismayilov, N.D., Voitsekhovskii, A.V., Talipov. N.Kh. High-sensitive two-layer photoresistors based on  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  with a converted near-surface layer// Novosibirsk: -Russian Physics Journal, -2012, 60 (12), -p.2186-2192.
123. Ismayilov, N.J. About photoconductivity of  $\text{TlInSe}_2$ / N.J. Ismayilov, Ch. I. Abilov, and M. S. Gasanova // - San.-Pet.: - Semiconductors, 2017.51, (5), - p.663-666.
124. Ismayilov, N.J., Huseynov, E. High sensitive infrared photoresistor of the new generation // -Bakı:Fizika,section:en,- 2011.17(1),- p.75-77.
125. Ismayilov, N.J. High sensitive  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x=0.23\text{-}0.3$ ) based photoconductor with surface conversion layer/ N.J. Ismayilov, E.Huseynov, A.A. Aliyev[et. al] // -Bakı: Fizika, section:en,-2015.21(3),-p.13-16.
126. Ismayilov, N.J. IR-detector based on ITO -anode oxide -  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / N.J. Ismayilov, E.Huseynov, S.R.Samedov [et.al.] // J. of Infr., Millimeter, and Terahertz Waves,- 2002.23(9),-p.1337-1345.
127. Ismayilov, N.J. New approach to improve the sensitivity of uncooled PC  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x=0.27\text{-}0.28$ ) IR-detectors// Infrared Physics and Technology,-2019.100, -p.11–14.
128. Ismayilov, N.J. and Rajabli, A.A. Recombination and long-term relaxation of photoconductivity in  $p^+p^-p^-$  structures of  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $0.24 \leq x \leq 0.29$ )/ N.J. Ismayilov // -Kharkov: Low Temperature Physics/Fizika Nizkikh Temperatur, -2018, 44,(8), -p. 1058–1061.



129. Ismayilov, N.J. and Rajabli, A.A. Large area  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  photodiode with picosecond response time  $\tau_{\text{RC}}$ / N.J. Ismayilov and A.A. Rajabli // -Kharkov: Low Temperature Physics/Fizika Nizkikh Temperatur,- 2022,48(2), p. 181–184.
130. Ivanov-Omskii, V. I. Modification of  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  properties by low-energy ions/ V. I. Ivanov-Omskii, K. D. Mynbaev //- San.-Pet.: Semiconductors,- 2003. 37,- p.1127 .
131. Izhnina, I.I. Ion etching of  $\text{HgCdTe}$ : Properties, patterns and use as a method for defect studies / I.I. Izhnina,b, K.D. Mynbaevc, A.V. Voitsekhovskii, [et.al] // Opto-Electronics Review, - 2017.25(2), - p.148-170.
132. Jingjie, X. Improvement of  $\text{CdTe}$  passivation by vacuum evaporation on  $\text{HgCdTe}$  infrared focal plane arrays/ X. Jingjie, Z. Songmin, C. Xingguo [et. al] // Proc. SPIE, -2012.8412, -p.8412D (1-6).
133. Jordan, A.G. Photoeffect in diffused p-n junctions with integral field gradients/ A.G Jordan., A.G. Milns// IRE Trans.on Electron Devices, ED-7,4, 1960, p.242-251.
134. Kalafi, M. Realzation of uncooled photoconductor based on  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  operating in 2-6  $\mu\text{m}$  spectral range / M.Kalafi, H.Tajalli, M.S.Akhondi [et.al.]// Infr.Phys.&Technol.-2000.4,-p.293-297.
135. Kalenkov, S.G. Hyperspectral holography: an alternative application of the Fourier transform spectrometer / S.G Kalenkov., G.S. Kalenkov., A.E.Shtanko [et.al.]// Journal of the Optical Society of America B. – 2017.34,(5) - p.B49-B55
136. Kinch, M.A. Minority carrier lifetime in p- $\text{HgCdTe}$ / M.A. Kinch, F. Aqariden, D. Chandra [et.al]// Journal of Electronic materials,- 2005.34(6),-p.880-884.
137. Kopytko, M. Grown by MOCVD and Their Potential Application to APDs Operating in the IR Range up to 8  $\mu\text{m}$  / M.Kopytko, J.Sobieski, W. Gawron[et.al.] // Sensors,- 2022, 22(3), 924 -p.1-17.
138. Kopytko M. Study of  $\text{HgCdTe}$  (100) and  $\text{HgCdTe}$  (111)B Heterostructures Grown by MOCVD and Their New insights into the ultimate performance of  $\text{HgCdTe}$  photodiodes // M. Kopytko, J. Sobieski, W. Gawron [et.al.] // Sensors -2022. 22(3),-p. 924(1-10).

- 139.Kopytko, M. Analysis of the response time in high-temperature LWIR HgCdTe photodiodes operating in non-equilibrium mode / M. Kopytko, K. Józ'wickowski, P. Madejczyk [et.al.] // *Infrared Physics & Technolog-* 2013. 61, -p.162–166.
- 140.Kopytko, M. Minority carrier lifetime in HgCdTe(100) epilayers and their potential application to background radiation limited MWIR photodiodes/ Kopytko, M. J.Sobieski, W. Gawron [et.al.] // *Semicond. Sci. Technol,-* 2021.36,-p. 055003 (1-9).
- 141.Kopytko,M. M. High frequency response of near-room temperature LWIR HgCdTe heterostructure photodiodes / M. Kopytko, K. Jozwickowski, A. Jozwickowska [et.al] // *Opt Quant Electron,* -2018.50(2), - p.64 (1-12).
- 142.Kopytko, M. Numerical analysis of HgCdTe dual-band infrared detector. *Optical and Quantum Electronics/* M. Kopytko, W. Gawron, A. Kębłowski [et.al.] // -2019. 51,- p.62 (1-8).
- 143.Kopytko, M., Rogalski, A. Performance Evaluation of Type-II Superlattice Devices Relative to HgCdTe Photodiodes// *IEEE Transactions on Electron Devices* - 2022.69(6),-2992-3001.
- 144.Kopytko, M. SRH suppression mechanism in a non-equilibrium MWIR HgCdTe photodiode// *Opto-Electronics Review,* - 2023. 31-e144548 (1-8).
- 145.Kovchavtsev, A.P. The reverse current temperature dependences of SWIR CdHgTe “p-on-n” and “n-on-p” junctions/ A.P. Kovchavtsev, A.A. Guzev, A.V. Tsarenko, [et.al.] // *Infrared Physics & Technology,-*2015.73,-p.312–315.
- 146.Lee, D. High-Operating Temperature HgCdTe: A Vision for the Near Future/ D. Lee, M.Carmody, E. Piquette, [et.al] // *Journal of Electronic Materials,* -2016.45(9),-p. 4587–4595.
- 147.Lei,W. Progress, challenges, and opportunities for HgCdTe infrared materials and detectors / W. Lei, J. Antoszewski, L. Faraone // *Appl. Phys. Rev.,* -2015.2(4),- p.041303 (1-34).
- 148.Li, Q. Enhanced Performance of HgCdTe Midwavelength Infrared Electron Avalanche Photodetectors With Guard Ring Designs/ Q .Li, F. Wang, P. Wang[et.al] // *IEEE Transactions on Electron Devices,-*2019.66-p.1-5.

- 149.Li, Y. Crosstalk suppressing design of GaAs microlenses integrated on HgCdTe infrared focal plane array/ Y. Li, Z. Ye, C. Lin [et.al] // Opt. Quantum Electron., - 2013, 45, -p. 665-672 .
- 150.Lile, D.L. Generalized photoelectromagnetic effect in semiconductors // - Phys.Rev.- 1973.B8-p.4722-4722.
- 151.Liu, L. A review on plasma-etch-process induced damage of HgCdTe/ L.Liu, Y.Chen, Z.Ye, [et al.] // Infrared Physics & Technology,-2018.90,-p.175-185.
- 152.Lopes, V.C., Syllaios, A.J. and Chen, M.D. Minority carrier lifetime in mercury cadmium telluride // Semicond Sci.Technol, -1993.8,-p.824-841.
- 153.Lowney, J.R. Heavily accumulated surfaces of mercury cadmium telluride detectors: Theory and experiment / J.R. Lowney, D.G.Seiler, W.R.Thurber, [et al.] // J.Electron. Mater.- 1993.22- p.985-991.
- 154.Madejczyk, P. MOCVD Grown HgCdTe Heterostructures / P.Madejczyk, W.Gawron, A.Keblowski [et.al] // In Chemical Vapor Deposition - Recent Advances and Applications. Optical, Solar Cells and Solid State Devices. Chapter 3. -2016.-p.69-92.
- 155.Madejczyk, P. Engineering steps for optimizing high temperature LWIR HgCdTe photodiodes/ P.Madejczyk, W. Gawron, P. Martyniuk[et.al]// - Infrared Physics & Technology,-2017, 81,- p.276-281.
- 156.Majkowycz, K. DLTS Study of Defects in HgCdTe Heterostructure Photodiode / K. Majkowycz, K. Murawski, T. Manyk1 [et.al]// Journal of Electronic Materials,- 2022.52,- p.7074–7080.
- 157.Mangin, L. Analysis of the Electrical Properties of Different HgCdTe Passivations for Infrared Detectors. / L.Mangin, F. Rochette, C. Lobre [et.al]// Journal of Electronic Materials,- 2019.49, -p.1-9.
- 158.Marchishin I. V. HgCdTe-Based 640 × 512 Matrix Midwave Infrared Photodetector/I. V. MarchishinI. V. Sabinina, G. Yu. Sidorov, [et.al] //Journal of Communications Technology and Electronics,- 2020. 65(3)-p.316-3205.

159. Martyniuk, P. Dark current suppression in HOT LWIR HgCdTe hetero-structures operating in non-equilibrium mode/ P. Martyniuk, W. Gawron, J. Pawluczyk [et.al] // J. Infrared Millim. Waves, -2015.34(4), -p.385-390.
160. Martyniuk, P. HOT infrared photodetectors / P. Martyniuk, A. Rogalski // Opto-electronics review, -2013.21(2), -p.239–257.
161. Martyniuk, P. Demonstration of a Dual-Band Mid-Wavelength HgCdTe Detector Operating at Room Temperature/ P. Martyniuk, P. Madejczyk, W. Gawron [et.al]// Journal of Electronic Materials, -2018.-p.1-7.
162. Martyniuk, P. Interface Influence on the Long-Wave Auger Suppressed Multilayer  $N^+ \pi P^+ p^+ n^+$  HgCdTe HOT Detector Performance / P. Martyniuk, M. Kopytko, A. Keblowski [et.al]// IEEE Sensors Journal, -2017. 17,( 3), -p.674-678.
163. Martyniuk, P. MOCVD grown MWIR HgCdTe detectors for high operation temperature conditions P. Martyniuk, A. Kozniowski, A. Keblowski, [et.al]. Opto–Electron. Rev., 2014.22(2),- p.118–126.
164. Mollard, L. p-on-n HgCdTe infrared focal-plane arrays: From short-wave to very-long-wave infrared/ L. Mollard, G. Bourgeois, C. Lobre // J. Electron. Mater, -2014.43(3),-p.802-807.
165. Nguyen, T. HgCdTe long-wavelength infrared photovoltaic detectors fabricated using plasma-induced junction formation technology/ T. Nguyen, C.A. Musca, J.M. Dell [et.al]// Journal of Electronic Materials-2003.32(7)- p. 615-624.
166. Ozer, Y. Generation recombination suppression via depletion engineered heterojunction for alternative substrate MWIR HgCdTe infrared photodetectors/ Y. Ozer, S. Kocaman// Journal of Applied Physics, -2017.122, -p.143103(1-6).
167. Park, B. A. MWIR HgCdTe Photodiodes based on high-density plasma-induced type conversion / B. A. Park, C. A. Musca, R. J. Westerhaut [et.al] // Semicond. Science and Technology, -2008.23, ( 9)-p.095027, 6 pp.
168. Piotrowski, J. High –operating –Temperature Infrared Photodetectors / J. Piotrowski and A. Rogalski// SPIE PRESS. Bellinham. Washington. USA-2007.-p.242

- 169.Reddy, M. Demonstration of High-Quality MBE HgCdTe on 8-Inch Wafers/ M. Reddy , X. Jin, D. D. Lofgreen [et. al] // J. of Electronic Materials -2019.48(10)-p.6040–6044.
- 170.Reddy, M. HgCdTe growth on 6 cm 6 cm CdZnTe substrates for large-format dual-band infrared focal-plane arrays / M. Reddy, J. M. Peterson, D. D. Lofgreen [et.al] //J. Electron. Mater.,- 2010, 39,- p.974.
- 171.Rogalski, A. Infrared HOT Photodetectors: Status and Outlook /A. Rogalski, M.Kopytko, W.Hu, and P.Martyniuk//Sensors- 2023.23(17)-p.7564.
- 172.Rogalski, A. Next decade in infrared detectors / A. Rogalski // Proc. SPIE 10433, Electro-Optical and Infrared Systems: Technology and Applications , -2017. 10433-p.104330L(1-25).
- 173.Rogalski, A. Performance prediction of p-i-n HgCdTe long-wavelength infrared HOT photodiodes/A.Rogalski, M.Kopytko, P. Martyniuk// Applied Optics,- 2018.57(18),-p.D11-D19.
- 174.Rogalski, A.Third-generation infrared photodetector arrays/ A. Rogalski, J. Antoszewski, and L. Faraone// J. Appl. Phys. 2009.105,-p. 091101 (1-44).
- 175.Schacham S.E. and Finkman E. Recombination mechanisms in p-type HgCdTe: Freezout and background flux effects/ Schacham S.E. and Finkman E. // J.Appl. Phys,- 1985. 57, -p.2001-2009.
- 176.Schuster.J. Dark currents in a fully-depleted LWIR HgCdTe p-on-n heterojunction: Analytical and Numerical Simulations./ J. Schuster , R.E. Dewames, and P.S. Wijewarnasuriya// Journal of J. Electron. Mater,-2017.46(11), -p.6295-6305.
- 177.Shekhar, P. Realization of smooth side profile using diffusion-controlled wet chemical etching for HgTe/(Hg,Cd)Te heterostructures/ P.Shekhar, K. Bendias, L. Fürst [et.al] // Nanotechnology-2023.34(20),-p.205302.
- 178.Shin, H. Development of high operating-temperature infrared detectors with gold-doped  $\text{Cd}_{0.3}\text{Hg}_{0.7}\text{Te}$  / H.D.Shin, M.A.Kinch, F.Agariden, [et.al]// Applied Phys. Letters. 24(2004), p.1263-1265.

179. Shokley, W. Statistics of recombinations of holes and electrons/ W. Shokley, W.T. Read// *Phys. Rev.*, - 1952,87, -p.835-842.
180. Singh, R. Mercury Cadmium Telluride Photoconductive Long Wave Infrared Linear Array Detectors/ R. Singh, V. Mittal // *Defence Science Journal*. – 2003.53(31) – p.281-324.
181. Soderman D. A. (Hg,Cd)Te Photodiode Laser Receivers for the 1-3  $\mu\text{m}$  Spectral Region/ D. A. Soderman, W. H. Pinkston // *Applied Optics*, -1972.11, -p.2162-2168.
182. Srivastav, V. Exploring novel methods to achieve sensitivity limits for high operating temperature infrared detectors/ V. Srivastav, R.K. Sharma, R.K. Bha [et.al] // *Infrared Physics & Technology*, -2013.61-p.290-298.
183. Sun, Q. Characteristics of Au Migration and Concentration Distributions in Au-Doped HgCdTe LPE Materials/ Sun, Q., Yang, J., Wei, Y. [et.al] // *Journal of Electronic Materials*, - 2015.44(8), - p.2773–2778.
184. Sun, C.H. ZnS thin films grown by atomic layer deposition on GaAs and HgCdTe substrates at very low temperature/ C.H. Sun, P. Zhang, T.N. Zhang // *Infrared Physics & Technology*. -2017.85-p.280-286.
185. Vallone, M. Reducing inter-pixel crosstalk in HgCdTe detectors/ M. Vallone, Goano, M., Bertazzi, F., // *International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices (NUSOD)*. - 2019, -p.83-84.
186. Varavin, V.S. Photodiodes based on p-on-n junctions formed in MBE-grown n-type MCT absorber layers for the spectral region 8 to 11  $\mu\text{m}$ / V.S. Varavin, I.V. Sabinina, G. Yu. Sidorov [et.al] // *Infrared Physics & Technology*, -2020.105, -p.103182(1-5).
187. Wang, X. Annealing of Au doped HgCdTe covered by electron beam evaporated CdTe/ X. Wang, S.M. Zhou, C.H. Sun [et.al] // *J. Infrared Millim. Waves*, - 2018, 37- p.399–402.
188. Wang, X. Effect of annealing on the electrophysical properties of CdTe/HgCdTe passivation interface by the capacitance–voltage characteristics of the metal-insulator-semiconductor structures/ Wang, X., He, K., Chen, X. [et al] // *AIP Adv.*, - 2020.10, - p.105102..

189. Wang, Z. Structural and energetic analysis of group V impurities in p-type HgCdTe: The case of As and Sb / Z. Wang, Y. Huang, W. Lei [et.al] // J. Electron. Mater., - 2014, 43(8), - p.2849-2853.
190. Ye, Z. H. Design of spectral crosstalk suppressing structure in two-color HgCdTe infrared focal plane arrays detector / Z. H. Ye, P. Zhang, Y. Li [et.al] // Optical and Quantum Electronics, - 2019, 46(10) - p.1283-1289.
191. Yue, F.-Y. Optical characterization of defects in narrow-gap HgCdTe for infrared detector applications / F. Yue., S.-Y. Ma, J. Hong [at al.] // Chin. Phys. B), -2019. 28 (1), - p.017104-(1-13).
192. Zhang, J. Investigation of ICPECVD Silicon Nitride Films for HgCdTe Surface Passivation / J. Zhang, G. A. Umana-Membreno, R. Gu, [et.al.] // J. Electron. Mater., - 2015, 44, - p.2990-3001.

### **СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ**

ВАХ – вольт-амперная характеристика

ДВИК-длинноволновые ИК-приемники

СВИК- средневолновые ИК-приемники

ЖФЭ – жидкофазная эпитаксия

ИК – инфракрасный

ИЛТ – ионно-лучевое травление

МЛЭ – молекулярно-лучевая эпитаксия

МДП- металл-диэлектрик-полупроводник

МП- металл-полупроводник

МФП – матричный фотоприемник фокальной плоскости

МОСVD – Metal Organic Chemical Vapor Deposition

НЗ- носители заряда

НИО- низкоэнергетичная ионная обработка

$A$ ,  $A_{эфф}$ . – геометрическая и эффективная площадь фотодиода (n-p перехода)

$B$  – индукция магнитного поля

$b$  – отношение подвижности электронов к подвижности дырок

$c$  - скорость света  
 $D$  – доза ионов  
 $D^*$  – удельная обнаружительная способность  
 $D_e, D_h$  – коэффициент диффузии электронов и дырок, соответственно  
 $D_{Hg}$  – коэффициент диффузии атомов ртути  
 $d$  – толщина полупроводникового слоя  
 $d_n$  – глубина слоя с n-типом проводимости (n-p перехода)  
 $E$  – энергия иона, напряженность электрического поля  
 $E_a, \Delta E$  – энергия активации  
 $E_g$  – ширина запрещенной зоны  
 $E_t$  – уровень рекомбинационных центров  
 $f$  – частота  
 $\Phi Д$  - фотодиод  
 $\Phi П$  – фотоприемник  
 $\Phi Р$  - фоторезистор  
 $F$  – положение уровня Ферми  
 $j$  – плотность тока ионов  
 $I_{Hg}$  – междоузельные атомы ртути  
 $k$  – постоянная Больцмана  
 $L_n, L_e$  – диффузионная длина электронов  
 $L_p, L_h$  – диффузионная длина дырок  
 $M$  – атомная масс  
 $m_h^*, m_e^*$  – эффективная масса дырок и электронов  
 $N_a$  – концентрация акцепторной примеси  
 $N_D$  – концентрация донорной примеси  
 $N_{Hg}$  – концентрация атомов ртути  
 $n$  – концентрация электронов  
 $n_i$  – собственная концентрация носителей заряда  
 ОПЗ-область пространственного заряда



p-концентрации дырок

$P, P_{\text{п}}$  – плотность мощности, пороговая плотность ионов

$R$  – коэффициент отражения

$R_0, R_d$  – сопротивление при нулевом смещении и динамическое сопротивление фотодиод

$R_{\text{н}}, R_L$ -нагрузочный резистор

$S_e$ , – скорость эмиссии электронов

$S^*, S_s$ - скорость поверхностной рекомбинации

$T, t$ – температура по Кельвину и Цельсию

$t$  – время

$V_{\text{Hg}}$  – вакансии ртути

$w$  – ширина ОПЗ

$x$  – состав твердого раствора  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

$k, \alpha$  – коэффициент поглощения

$\beta$  – коэффициент поперечного магнитосопротивления

$\epsilon_0, \epsilon_{\text{п}}$  – относительная диэлектрическая постоянная вакуума и полупроводника

$\sigma$  – электропроводность, постоянная Стефана-Больцмана

$\lambda, \lambda_c$  – длина волны, граничная длина волны

$\rho$  – удельное сопротивление

$\mu_{\text{н}}, \mu_{\text{р}}$  – подвижность электронов и дырок,

$\eta$ - квантовая эффективность

$\tau (\tau_{\text{н}})$  – время жизни носителей заряда (электронов)