

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего
образования Национальный исследовательский Томский государственный
университет

На правах рукописи

Талипов Нияз Хатимович

**Физико-технологические основы легирования узкозонных
полупроводниковых соединений $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$
радиационно-термическими воздействиями**

01.04.10 – физика полупроводников

Диссертация
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Научный консультант
доктор физико-математических наук,
профессор
А. В. Войцеховский

Томск
2015

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	6
Глава 1. РАДИАЦИОННО-ТЕРМИЧЕСКИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА УЗКОЗОННЫЕ ТВЕРДЫЕ РАСТВОРЫ $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (обзор литературы).....	25
1.1. Ионная имплантация в кристаллы и эпитаксиальные слои $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$	25
1.1.1. Радиационные дефекты кристаллической структуры в ионно-имплантированных слоях	25
1.1.2. Отжиг радиационных нарушений кристаллической структуры	33
1.1.3. Электрофизические свойства ионно-имплантированных слоев	39
1.1.4. Механизмы и модели формирования конвертированных n -слоев	53
1.1.5. Термический отжиг радиационных донорных дефектов и активация примеси	72
1.2. Ионно-лучевое травление и плазменные обработки $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$	83
1.2.1. Свойства конвертированных n -слоев	83
1.2.2. Механизмы формирования n -слоев	90
1.3. Лазерное облучение кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$	99
1.4. Заключение, постановка задачи.....	103
Глава 2. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ.....	108
2.1. Объекты исследования и их подготовка	108
2.2. Гальваномагнитные методы	111
2.2.1. Метод дифференциального эффекта Холла.....	111
2.2.2. Метод определения параметров электронов, легких и тяжелых дырок в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$	114
2.2.3. Методы дифференциального магнитосопротивления и “спектра подвижности”	122
2.3. Структурные и оптические методы	130
2.3.1. Резерфордовское обратное рассеяние.....	130
2.3.2. Исследование пространственного распределения структурных нарушений методом оптического отражения	132
Выводы по главе 2	134
Глава 3. ИОННАЯ ИМПЛАНТАЦИЯ В ОБЪЕМНЫЕ КРИСТАЛЛЫ И ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -ТИПА.....	135
3.1. Пространственное распределение имплантированной примеси (B, N, As)	136
3.2. Электрофизические свойства ионно-имплантированного n -слоя	140
3.2.1. Влияние дозы и массы ионов	140
3.2.2. Влияние энергии ионов B^+ и Xe^+	148

3.2.3. Влияние плотности тока ионов V^+	152
3.2.4. Влияние состава верхнего варизонного слоя МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $Cd_xHg_{1-x}Te$	154
3.3. Особенности формирования конвертированных n -слоев при накоплении радиационных дефектов в процессе ионной имплантации p - $Cd_xHg_{1-x}Te$	157
3.3.1. Влияние дозы и массы ионов на пространственное распределение донорных дефектов и структурных нарушений.....	158
3.3.1.1. Имплантация в объемные кристаллы $Cd_xHg_{1-x}Te$	160
3.3.1.2. Имплантация в МЛЭ гетероэпитаксиальные структуры $Cd_xHg_{1-x}Te$	178
3.3.2. Влияние энергии ионов V^+ и He^+ на пространственное распределение донорных дефектов в p - $Cd_xHg_{1-x}Te$	192
3.3.2.1. Имплантация ионов V^+ и He^+ в объемные кристаллы p - $Cd_xHg_{1-x}Te$	193
3.3.2.2. Имплантация ионов V^+ в МЛЭ гетероэпитаксиальные структуры $Cd_xHg_{1-x}Te$...	202
3.3.3. Влияние состава поверхности на формирование n^+-n^-p переходов в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $Cd_xHg_{1-x}Te$	206
3.3.4. Влияние плотности тока ионов V^+ на пространственное распределение донорных дефектов в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $Cd_xHg_{1-x}Te$	212
3.3.5. Модель радиационного дефектообразования при ионной имплантации в МЛЭ гетероэпитаксиальные структуры $Cd_xHg_{1-x}Te$	215
3.3.5.1. Модель радиационного дефектообразования в приповерхностном ионно-имплантированном слое	216
3.3.5.2. Влияние варизонного слоя на процессы радиационного дефектообразования в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $Cd_xHg_{1-x}Te$	221
3.3.5.3. Модель формирования n^+-n^-p структуры при имплантации легких ионов.....	229
Выводы по главе 3	230
Глава 4. ТЕРМИЧЕСКИЕ ОТЖИГИ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ И ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ АКТИВАЦИЯ ПРИМЕСИ	235
4.1. Капсулирование поверхности $Cd_xHg_{1-x}Te$ p -типа диэлектриками	237
4.1.1. Конверсия p - $Cd_xHg_{1-x}Te$ при отжиге под анодным окислом.....	244
4.1.2. Маскирующие свойства анодного окисла, выращенного на	249
МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $Cd_xHg_{1-x}Te$	249
4.2. Отжиг структурных нарушений и электрически активных радиационных дефектов донорного типа	252
4.3. Экспериментальное подтверждение модели формирования n^+-n^-p структуры за счет диффузии ртути	260

4.4. Роль температуры имплантации ионов B^+ на процесс формирования n^+-n^- -р структуры	265
4.4.1. Ионная имплантация при повышенной температуре	266
4.4.2. Низкотемпературная ионная имплантация.....	269
4.5. Низкотемпературная электрическая активация внедренной примеси.....	273
4.5.1. Активация бора в объемных кристаллах p - $Cd_xHg_{1-x}Te$	274
4.5.2. Активация бора и азота в гетероэпитаксиальных структурах $Cd_xHg_{1-x}Te$	283
Выводы по главе 4.....	291
Глава 5. ИОННО-ЛУЧЕВОЕ ТРАВЛЕНИЕ И ПЛАЗМЕННАЯ ОБРАБОТКА КРИСТАЛЛОВ И ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР КРТ.....	296
5.1. Особенности формирования n^+-n^- -р структур при ионно-лучевом травлении кристаллов $Cd_xHg_{1-x}Te$ различного состава.....	297
5.1.1. Потери энергии ионов Ar^+ в $Cd_{0,22}Hg_{0,78}Te$	297
5.1.2. Расчет температуры $Cd_{0,22}Hg_{0,78}Te$ при ИЛТ	299
5.1.2. Формирование глубококомпенсированных слоев	303
5.2. Влияние состава варизонного слоя на формирование n^+-n^- -р структур при ионно-лучевом травлении МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $Cd_xHg_{1-x}Te$	308
5.3. Формирования n^+-n^- -р и $n^+-n^-n^-$ -р структур при обработке в плазме водорода и аргона.....	313
5.4. Экспериментальное доказательство влияния дефектов-стоков на процессы формирования n^+-n^- -р структуры при имплантации ионов бора	318
Выводы по главе 5.....	323
Глава 6. ЛАЗЕРНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ СТОЙКОСТЬ ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР И ИМПЛАНТИРОВАННЫХ СЛОЕВ $Cd_xHg_{1-x}Te$	327
6.1. Нелинейное поглощение мощного импульсного длинноволнового ИК-излучения в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $Cd_xHg_{1-x}Te$	328
6.2. Модельное представление пропускания мощного импульсного лазерного ИК излучения в области фундаментального поглощения.....	334
6.2.1. Математическая модель тепловых процессов в $Cd_xHg_{1-x}Te$ в поле лазерного излучения	334
6.2.2. Расчет тепловых полей в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $Cd_xHg_{1-x}Te$ при импульсном лазерном облучении	337
6.3. Электрофизические свойства облученных YAG/ Nd^{3+} - и DF-лазером гетероэпитаксиальных структур $Cd_xHg_{1-x}Te$	341
6.3.1 Методика эксперимента и режимы лазерного облучения	341

6.3.2. Облучение исходных гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$	343
6.3.3. Облучение имплантированного бором ГЭС КРТ МЛЭ	351
6.4. Влияние мощного импульсного ИК-излучения на свойства поверхности гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$	353
6.4.1. Плавление, рекристаллизация и испарение, изменение спектров пропускания и отражения	354
6.4.1.1. Облучение YAG/ Nd^{3+} -лазером.....	354
6.4.1.2. Облучение DF-лазером	361
6.4.2. Формирование поверхностных периодических структур	363
Выводы по главе 6	366
Глава 7. ПРИМЕНЕНИЕ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ЛИНЕЙЧАТЫХ И МАТРИЧНЫХ ФООПРИМНИКОВ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -ТИПА	371
7.1. Влияние режимов ионной имплантации бора и площади n - p перехода на параметры фотодиодов	374
7.1.1. Темновые ВАХ фотодиодов с n^+ - p и n^+ - n^- - p переходами	374
7.1.2. Фотодиоды с разной площадью n^+ - n^- - p переходов	377
7.1.3. Фотодиоды на МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с разным составом поверхности	382
7.1.4. Мезафотодиоды на активированных в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ имплантированных атомов бора	383
7.2. Термическая и временная стабильность n -слоев и n - p переходов сформированных ионной имплантацией бора	385
7.2.1. Временная стабильность n -слоев.....	386
7.2.2. Термическая и временная стабильность планарных фотодиодов.....	389
7.3. Оптимизация технологии формирования матричных ИК–фотоприемников методом ионной имплантации бора	396
7.4. Линейчатые 288×4 и матричные 128×128 фотоприемные модули, созданные на основе МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ методом ионной имплантации бора	401
7.5. Сдвиг длинноволновой границей фоточувствительности фотодиодов на основе КРТ p -типа с n^+ - n^- - p переходами	406
Выводы по главе 7	409
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	412
СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ.....	433
ЛИТЕРАТУРА.....	436

ВВЕДЕНИЕ

Тройные полупроводниковые твердые растворы кадмий-ртуть-теллур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (КРТ) были открыты в 1959 году [1] и заняли в настоящее время доминирующее положение в области создания широкоформатных матричных инфракрасных фотодетекторов с наивысшими параметрами по сравнению с другими узкозонными полупроводниками и структурами на основе квантовых ям [2–12] благодаря своим уникальным физическим свойствам, описанным в многочисленной отечественной [13–17] и зарубежной литературе [18–20]. Главными достоинствами КРТ являются высокая квантовая эффективность и возможность управления длинноволновой границей фоточувствительности материала путем изменения молярного содержания (состава x) компонентов в соединении широкозонного полупроводника CdTe с $E_g = 1,6$ эВ и полуметалла HgTe с $E_g = -0,25$ эВ, что позволяет создавать ИК-фотоприемники на различные спектральные диапазоны. Наиболее широко применяются соединения $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с $x = 0,20\text{--}0,3$ для изготовления фотодетекторов на средневолновый (3–5 мкм) и длинноволновый (8–14 мкм) диапазоны ИК-спектра. Наряду с достоинствами КРТ, определяющими высокую обнаружительную способность фотоприемников, созданных на его основе, существуют значительные технологические трудности в получении данного материала с заданными параметрами. Прежде всего к ним следует отнести высокое давление паров ртути, требуемое для поддержания заданной стехиометрии твердого раствора и электрофизических свойств материала при термообработках, которые в нелегированных кристаллах наряду с фоновыми примесями определяются, в первую очередь, собственными дефектами на основе вакансий (V_{Hg}) и междоузлий (I_{Hg}) ртути, проявляющими соответственно акцепторные и донорные свойства [21].

Развитие основных технологий создания материала КРТ шло от выращивания различными методами (наиболее распространен метод направленной кристаллизации Бриджмена-Стокбаргера) объемных кристаллов [14, 15], которые в настоящее время обладают наилучшим структурным совершенством и высокими электрофизическими параметрами, до получения высококачественных гетероэпитаксиальных структур КРТ методами жидкофазной эпитаксии на подложках CdZnTe (ЖФЭ КРТ) [22] и низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках GaAs и Si (ГЭС КРТ МЛЭ) [23–25]. Одним из уникальных преимуществ метода МЛЭ является возможность выращивания гетероэпитаксиальных структур с заданным распределением состава по глубине материала. Особый интерес к созданию подобных варизонных структур обусловлен уникальной возможностью управления параметрами материала еще на стадии его выращивания.

Необходимость в развитии эпитаксиальных методов выращивания структур КРТ обуславливалась потребностью создания широкоформатных матричных фотоприемников на основе n - p

переходов по планарной технологии на подложках большой площади. При формировании планарных фотодиодов с высокими динамическим сопротивлением (параметром R_0A , где A – площадь n - p перехода) на узкозонном КРТ необходимо решить две научные проблемы: (1) обеспечить стабильную границу раздела полупроводник-диэлектрик с низкой плотностью поверхностных состояний и скоростью поверхностной рекомбинации, что позволяет предотвратить поверхностные токи утечки, и (2) существенно снизить туннельную компоненту обратного тока. Молекулярно-лучевая эпитаксия слоев КРТ позволяет контролируемо управлять составом как рабочего, поглощающего ИК-излучение слоя, так и составом поверхностного варизонного слоя. Верхний широкозонный варизонный слой в ГЭС КРТ МЛЭ значительно снижает поверхностную рекомбинацию носителей [26], что существенно уменьшает поверхностные токи утечки в n - p переходах и повышает обнаружительную способность фотодиодных структур [27].

Диффузионные методы легирования кристаллов КРТ как донорными, так и акцепторными примесями, развивавшиеся на ранних этапах исследований с целью формирования n - p переходов в ИК-приемниках первого поколения и требующие высоких температур отжига в парах ртути [28–30], не могли быть использованы при создании многоэлементных фотоприемников по планарной технологии, где требовались методы локального прецизионного внедрения атомов примеси в активные области приборов, и где исключалась высокотемпературная обработка с целью сохранения стехиометрии и электрофизических свойств соединения $Cd_xHg_{1-x}Te$. Таким низкотемпературным методом контролируемого локального внедрения примеси является ионная имплантация.

Ионная имплантация полупроводников, начавшая свое интенсивное развитие в 70-е годы прошлого века [31–33], стала важнейшим научным направлением радиационной физики полупроводников, которое изучает модификацию дефектно-примесных подсистем в кристаллах при воздействии различных активационных процессов, как радиационных, так и термических [34–37] (см., например, в [36] о парадоксе, когда для объяснения эффектов, наблюдавшихся в кристалле при радиационном воздействии, необходимо было вводить представления о высокой подвижности междоузельных атомов и вакансий при комнатной температуре и ниже, что противоречило всей совокупности традиционных построений физики твердого тела, особенно данным по термическим обработкам материалов).

В настоящее время ионная имплантация является одним из основных методов формирования n - p переходов при создании многоэлементных фотоприемников среднего и дальнего ИК-диапазонов в узкозонных полупроводниковых соединениях $Cd_xHg_{1-x}Te$ как в материале p -, так и n -типа [2].

На ранних этапах исследований свойств объемного КРТ было установлено, что при облу-

чении кристаллов данного узкозонного твердого раствора электронами, гамма квантами, нейтронами [38] либо протонами [39] в нем независимо от исходного типа проводимости материала генерируются радиационные донорные дефекты, как предполагается, на основе междоузельных атомов ртути [40]. Первые эксперименты по исследованию влияния ионной имплантации на электрофизические свойства КРТ показали, что независимо от исходного типа проводимости материала и химической природы внедряемых ионов в имплантированной области образуется сильнолегированный n^+ -слой за счет радиационных дефектов донорного типа. Это свойство КРТ исключает необходимость последующей электрической активации внедренных атомов примеси в процессе постимплантационного отжига, что значительно упрощает технологию формирования n - p переходов с хорошими характеристиками в таком термически нестабильном материале, что было продемонстрировано при имплантации ионов Al^+ [41] и Hg^+ [42–46].

Имплантация донорных ионов Al^+ , In^+ , Zn^+ , Hg^+ в КРТ p -типа и акцепторных ионов N^+ , P^+ , Au^+ в n -КРТ показала, что без постимплантационного отжига n - p переходы формируются только в материале p -типа и их свойства слабо зависят от дозы, энергии и сорта внедряемых ионов [47]. Однако генерируемые в большом количестве радиационные нарушения кристаллической структуры КРТ в приповерхностном слое (особенно при имплантации тяжелых ионов), которые нельзя отжигать, поскольку одновременно идет и отжиг донорных центров, оказывают существенное влияние на величину темновых токов фотодиодов. Использование в дальнейшем ионов бора [48, 49], который имеет небольшую массу, что приводит к меньшей плотности дефектов в имплантированном приповерхностном слое, подтвердило преимущество ионной имплантации и ее перспективность для изготовления многоэлементных ИК-приемников на эпитаксиальных слоях КРТ p -типа по планарной технологии. Достоинство бора также заключается и в том, что он является донорной примесью в КРТ. Совмещение имплантации ионов B^+ с последующим отжигом под капсулирующим покрытием [50] позволило значительно увеличить динамическое сопротивление (R_0A) n - p переходов за счет частичного отжига радиационных дефектов и, по-видимому, активации бора. Как было установлено позже [51], в n - p переходах на КРТ, созданных имплантацией ионов B^+ , величина темнового тока лимитируется в основном туннелированием через уровни дефектов в запрещенной зоне. Значительное влияние дозы ионов B^+ на величину R_0A фотодиодов [52] также свидетельствовало о доминирующей роли радиационных дефектов при протекании тока в n - p переходах по различным механизмам. Поэтому актуальным являлся вопрос об определении условий имплантации и отжига, контролируемо выводящих n - p переход на оптимальную глубину за область радиационных нарушений.

Было установлено [53–57], что в случае имплантации легких ионов Be^+ и B^+ в процессе постимплантационного отжига, как считается (модель “Bubulac”), за счет диффузии смещенных в каскаде соударений междоузельных атомов ртути формируется n^+-n^- - p структура с большой

глубиной (несколько микрон) слаболегированного n^- -слоя. В n^+-n^- - p структуре n - p переход удален от нарушенной ионной бомбардировкой приповерхностной n^+ -области, поэтому такие структуры по сравнению с резкими n^+ - p переходами обладают более низкими туннельными токами утечки, что увеличивает параметр R_0A , а значит и обнаружительную способность у фотодиодов. Одновременно с ионной имплантацией начал развиваться и метод ионно-лучевого травления p -КРТ низкоэнергетическими ионами Ar^+ , в процессе которого также формируются глубокие n - p переходы [58, 59]. Исследовались возможности использования ионной имплантации для синтеза слоев КРТ [60] или создания гетероструктур внедрением ионов Cd^+ [61]. Интенсивно начали проводиться исследования по созданию в объемном и эпитаксиальном n -КРТ p - n переходов с помощью ионной имплантации акцепторной примеси, в частности, ионов As^+ , для активации которых необходим высокотемпературный отжиг (420–430 °C) в парах ртути, что изменяет стехиометрию материала [62–64], и были достигнуты определенные успехи в этом направлении, по созданию широкоформатных матричных планарных p - n переходов для длинноволнового ИК-диапазона, на ЖФЭ КРТ и средневолнового – на гетероструктурах МЛЭ КРТ n -типа [65]. Однако до настоящего времени формирование p - n переходов за счет активации акцепторных примесей в ГЭС КРТ МЛЭ n -типа для длинноволнового ИК-диапазона все еще остается трудно разрешимой проблемой, связанной, в первую очередь, с сохранением стехиометрии поверхности и устранением дефектов как акцепторного, так и донорного типа. Ее решение значительно расширит возможности применения ионной имплантации для изготовления матричных преобразователей ИК-излучения на материале n -типа. Поэтому до настоящего времени ионная имплантация бора в эпитаксиальные слои КРТ p -типа, с помощью которой формируются n^+-n^- - p переходы методом низкотемпературного постимплантационного отжига, остается стандартной технологией создания матричных фотоприемников для длинноволнового ИК-диапазона в такой фирме, как “LETI/LIR-Sofradir joint Laboratory” (Франция) [66–68].

Таким образом, к моменту начала данной работы (1989 г.) был накоплен определенный научный задел по использованию ионной имплантации для формирования n - p переходов в объемных кристаллах и жидкофазных эпитаксиальных пленках КРТ p -типа, но детальных исследований процессов радиационного дефектообразования не проводилось. Однако преимущество ионной имплантации при создании фотодиодов с предельными параметрами на КРТ трудно реализовать без понимания физических механизмов радиационного дефектообразования и легирования, особенно в новом материале ГЭС КРТ МЛЭ. Структуры ГЭС КРТ МЛЭ, в отличие от объемного КРТ, на поверхности имеют широкозонный варизонный слой переменного состава, что существенно меняет динамику накопления в них радиационных дефектов, генерированных в процессе ионной имплантации, и, в конечном итоге, глубину и параметры n - p перехода. До насто-

ящей работы не существовало систематических исследований с целью установления закономерностей процессов дефектообразования при ионной имплантации в ГЭС КРТ МЛЭ, знание которых крайне важно для создания многоэлементных фотоприемников с высокими параметрами.

Изучение поведения радиационных дефектов и внедренных атомов примеси в имплантированных слоях объемного КРТ, как модельного материала, так и ГЭС КРТ МЛЭ являются актуальным и на сегодняшний день. В частности, необходимы были детальные исследования процессов накопления радиационных дефектов донорного типа, а также связи пространственного распределения электрически активных и структурных дефектов в зависимости от дозы, энергии, плотности ионного тока и массы ионов, температуры имплантации, состава верхнего варизонного слоя в ГЭС КРТ МЛЭ, подробные данные о которых отсутствовали в литературе. Открытыми оставались вопросы кинетики отжига и миграции электрически активных дефектов в зависимости от условий термообработки. Актуальной остается проблема формирования n - p переходов при таких условиях радиационной обработки, которая, в отличие от ионной имплантации и ионно-лучевого травления, вводит гораздо меньше структурных нарушений, не изменяет стехиометрию и не распыляет поверхность соединения. Отсутствовали прямые экспериментальные доказательства предположения, что диффузия атомов ртути, смещаемых при внедрении ионов, ответственна за процесс формирования глубоких n -слоев при постимплантационных отжигах (модель “Bubulac”).

До сих пор отсутствуют однозначные модели радиационного дефектообразования в гетероэпитаксиальных слоях КРТ, поэтому разработка строгой количественной теории радиационного дефектообразования при ионной имплантации позволит прогнозировать влияние радиационных воздействий на параметры материала, а также разработать технологию прецизионного управления электрофизическими свойствами ГЭС КРТ МЛЭ при создании многоэлементных фотоприемных структур.

Актуальной остается задача получения слоев n -типа проводимости на ГЭС КРТ МЛЭ не за счет радиационных дефектов, а за счет электрической активации имплантированной донорной примеси, решение которой необходимо для создания фотодетекторов со стабильными n - p переходами. В первую очередь это относится к проблеме низкотемпературной активации внедренных атомов бора, обладающих, по сравнению с индием, намного меньшим коэффициентом диффузии.

Используемые в инфракрасных тепловизионных системах матричные фотоприемники на основе КРТ в реальных условиях их применения [69] могут подвергаться воздействию мощных импульсов лазерного ИК-излучения с целью ослепления или повреждения [70]. Все более широкое применение ГЭС КРТ МЛЭ при создании фотоприемных устройств различного назначения обусловило необходимость проведения исследований влияния мощного лазерного ИК-излучения, в первую очередь, на электрофизические свойства как исходных гетероэпитаксиальных

слоев КРТ p - и n -типа, так и слоев n -типа проводимости, сформированных ионной имплантацией бора на ГЭС КРТ МЛЭ p -типа.

Важной представляется решение проблемы определения однородности электрофизических свойств материала, а также параметров основных и неосновных носителей заряда в p -КРТ ввиду большого различия их подвижностей, что обуславливает сильную зависимость кинетических коэффициентов от магнитного поля. Без ее решения невозможно проводить количественные исследования параметров конвертированных слоев на $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа с составом $x \approx 0,2$.

Цель работы. Установление физических закономерностей легирования узкозонных твердых растворов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ примесями и дефектами при ионных, термических и лазерных воздействиях, и разработка физических основ радиационно-термических методов управляемого формирования n - p переходов при создании многоэлементных фотоприемников инфракрасного диапазона с высокими параметрами.

Для достижения цели решались следующие основные задачи:

- исследование закономерностей процессов накопления и пространственного распределения структурных нарушений и радиационных донорных дефектов в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа, их пространственной эволюции и аннигиляции в процессе ионной имплантации в широких диапазонах энергии, дозы и массы ионов, плотности ионного тока, температуры имплантации;

- изучение процессов *in-situ* формирования n^+-n^- - p переходов при воздействии на поверхность объемных кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ и МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с различным составом верхнего варизонного слоя как ускоренных низкоэнергетических и высокоэнергетических ионов B^+ и Ar^+ , так и ионов H^+ и Ar^+ , образующихся в плазме без приложения внешнего ускоряющего напряжения;

- построение модели процессов *in-situ* формирования n^+-n^- - p структур в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа при ионной имплантации и ее экспериментальное подтверждение, а также проверка гипотезы “Bubulac” о роли смещенных атомов ртути в формировании n^- -слоев при постимплантационных отжигах;

- исследование кинетики постимплантационного отжига электрически активных радиационных донорных дефектов, процессов низкотемпературной ($T \leq 250$ °C) электрической активации имплантированных атомов бора и азота, кинетики $p \rightarrow n$ конверсии при отжигах p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ под анодным окислом, термической и временной стабильности фотодиодов, созданных ионной имплантацией бора, а также временной стабильности параметров ионно-имплантированных n -слоев;

- исследование воздействия мощного импульсного лазерного ИК-излучения в широком спектральном диапазоне от коротковолнового до длинноволнового на свойства поверхности,

электрофизические и оптические параметры гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$;

– разработка метода однозначного определения параметров электронов, легких и тяжелых дырок в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, который исключает математическую подгонку и позволяет определять пространственную однородность электрофизических свойств исходного материала и его состав.

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. Получены оригинальные результаты по накоплению и пространственному распределению структурных нарушений, электрически активных радиационных дефектов и примеси при ионной имплантации объемных кристаллов и гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, выращенных методами молекулярно-лучевой эпитаксии и жидкофазной эпитаксии, в зависимости от массы, энергии, дозы, плотности ионного тока, температуры имплантации и постимплантационных отжига, исходных электрофизических параметров материала и составов верхнего варизонного и рабочего слоев МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$.

2. Установлено, что при имплантации ионов B^+ в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ состава $x \sim 0,22$ плотность ионного тока в диапазоне $0,0017\text{--}0,175\text{ мкА/см}^2$ (в отсутствие нагрева образца при наличии теплоотвода) не влияет ни на формирование n^+-n^-p структуры, ни на пространственное распределение радиационных донорных дефектов в n^+ -слое, из чего следует, что кинетика формирования донорных центров и их миграция в процессе ионной имплантации зависят только от той энергии, которая выделяется индивидуально каждым внедренным ионом, а влияние скорости их внедрения менее существенно, важна лишь полная выделившаяся энергия, которая определяется только дозой и энергией ионов, и следовательно, – количеством генерированных электрически активных донорных дефектов, часть из которых аннигилирует на стоках, а остальная часть способна быстро мигрировать вглубь кристалла.

3. Установлены энергии активации отжига генерированных при различных режимах ионной имплантации бора электрически активных радиационных дефектов. Установлен механизм формирования поверхностного диффузионного источника ртути, формирующий конвертированный слой при отжиге $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ под анодным окислом. В объемных кристаллах и гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при низкотемпературных отжигах под анодным окислом сформированы слои как n -типа проводимости за счет электрической активации ионно-имплантированной донорной примеси – бора, так и p -типа проводимости за счет электрической активации внедренной акцепторной примеси – азота, и определена эффективность их электрической активации в зависимости от дозы. Установлено, что азот, в отличие от бора, является быстро диффундирующей примесью в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, которая эффективно компенсирует радиационные дефекты донорного типа, генерированные ионной бомбардировкой.

4. Установлен ряд общих закономерностей процессов радиационного дефектообразования и формирования n^+-n^- - p структур при ионной имплантации, ионно-лучевом травлении и плазменной обработке объемных кристаллов и гетероэпитаксиальных структур p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, в которых существенную роль играет наличие структурных дефектов-стоков, захватывающих и нейтрализующих радиационные донорные дефекты. Развита физическая модель формирования n^+-n^- - p структур при ионной имплантации в МЛЭ гетероэпитаксиальные структуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Получены экспериментальные подтверждения модели “Bubulac” формирования n^+-n^- - p структур в p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в процессе постимплантационного отжига за счет диффузии смещенных ионной бомбардировкой атомов ртути.

5. Исследованы процессы нелинейного поглощения мощного импульсного ИК-излучения CO_2 -лазера в гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Получены оригинальные результаты по радиационной модификации поверхности и ее электрофизическим свойствам, а также пространственному распределению дефектов акцепторной природы при воздействии на гетероэпитаксиальные структуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ исходного p - и n -типа проводимости мощного импульсного ИК-излучения твердотельного $\text{YAG}/\text{Nd}^{3+}$ -лазера и химического DF-лазера.

6. Созданы фотодиоды за счет низкотемпературной электрической активации имплантированных атомов бора в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа с токами, ограниченными только диффузионной компонентой. Обнаружен рост слоевой концентрации электронов как в имплантированных бором объемных кристаллах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, так и в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа с разным составом поверхности при выдержке при комнатной температуре в течение нескольких лет, обусловленный постепенным высвобождением связанных в нейтральные примесно-дефектные комплексы внедренных атомов бора, который становится электрически активным, вследствие чего n -слои и фотодиоды на основе МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа остаются стабильными в течение многих лет.

7. На основе трехзонной модели для гальваномагнитных коэффициентов разработан метод определения концентрации и подвижности электронов, легких и тяжелых дырок в p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в области смешанной проводимости и обоих сортов дырок – при низких температурах не требующий специальных методов подгонки параметров. Он позволяет определять как собственную концентрацию и, следовательно, – величину состава x , так и пространственную однородность электрофизических параметров исходных образцов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа. Получены соотношения для нахождения параметров электронов и легких дырок на основе измерения дифференциального магнитосопротивления и тяжелых дырок при измерении магнитосопротивления в состоянии насыщения полевой зависимости. Проведено экспериментальное сравнение методов дифференциального магнитосопротивления и “спектра подвижности”.

Научное значение работы заключается в решении крупной научной проблемы радиационной физики и технологии узкозонных полупроводников – разработке физических основ управляемого легирования тройных полупроводниковых твердых растворов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ как донорными и акцепторными примесями, так и радиационными дефектами в процессе радиационно-термических воздействий. В результате проведенных исследований получено прямое экспериментальное доказательство научной гипотезы о том, что именно диффузия смещенных атомов ртути из нарушенной ионной бомбардировкой приповерхностной области при постимплантационных отжигах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа ответственна за формирование глубоких конвертированных n -слоев, установлены общие закономерности пространственного распределения радиационных донорных дефектов при их накоплении и аннигиляции в процессе ионных и термических обработок объемных кристаллов и гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа с различным составом поверхности в рамках представлений о трансформации общей дефектно-примесной картины в решетке в зависимости от соотношения упругих и неупругих потерь энергии при торможении ионов, а также впервые получены пространственные распределения дефектов акцепторной природы в гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при воздействии мощного импульсного лазерного ИК-излучения с различной длиной волны и интенсивностью. Данные закономерности имеют фундаментальный характер, знание которых позволяет управлять дефектно-примесным составом $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при радиационно-термических воздействиях.

Практическая значимость работы заключается в следующем:

1. В результате проведенных исследований разработаны физико-технологические методы легирования, модификации и управления дефектно-примесным составом тройных полупроводниковых твердых растворов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при радиационно-термических воздействиях, обеспечивающих создание на основе гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа многоэлементных фотоприемников для среднего и дальнего инфракрасного диапазона с высокими параметрами.
2. Физически обоснованы оптимальные режимы ионной имплантации бора, при которых без постимплантационных отжигов происходит *in-situ* формирование $n^+ - n^- - p$ переходов для многоэлементных фотоприемников на основе МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа с низкими генерационно-рекомбинационными и туннельными токами утечки. Данные n - p переходы остаются стабильными в течение многих лет при выдержке при комнатной температуре.
3. В технологии формирования многоэлементных матричных фотоприемников (МФП) на основе МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа физически обоснован метод вскрытия контактных окон в диэлектрике и варизонном слое с помощью “сухого травления” методом ионно-лучевого травления Ar^+ к предварительно сформированным ионной имплантацией

бора n^+-n^-p переходам без изменения их параметров, что существенно упрощает процесс изготовления МФП. Определены оптимальные режимы отжига изготовленных имплантацией ионов бора матричных фотоприемных структур на основе МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа с целью улучшения их параметров.

4. Показана принципиальная возможность создания фотодиодов за счет низкотемпературной электрической активации имплантированных атомов бора в МЛЭ гетероэпитаксиальные структуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа с рабочим составом $x \sim 0,22$, у которых темновой ток ограничен только диффузионной компонентой вплоть до обратного напряжения смещения “–” 1,3 В.

6. Установлено, что облучение МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ мощными импульсами CO_2 -лазера в области фундаментального поглощения приводит к его просветлению. При плотности мощности порядка 10^6 Вт/см² пропускание МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при $T = 78$ К близко к пропусканию при $T = 295$ К и в 3 раза выше, чем пропускание при малой оптической мощности. Это просветление существенно снижает эффективность воздействия излучения CO_2 -лазера, используемого для засветки ИК-фотоприемников на основе КРТ в реальных условиях их применения. Установлено, что при воздействии на гетероэпитаксиальные структуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ исходного p - и n -типа проводимости мощного импульсного ИК-излучения твердотельного YAG/Nd³⁺ и химического DF-лазеров величина пороговой плотности мощности, выше которой наблюдаются изменение электрофизических свойств и изменение состояния поверхности, облучаемого материала составляет 1,5 МВт/см².

7. Показано, что разработанный метод ионной имплантации бора позволяет создавать линейчатые и матричные фотоприемники форматом 288×4 и 128×128 элементов соответственно с параметрами, не уступающими зарубежным аналогам, изготовленным по технологии I²/DMD. Результаты работы могут быть использованы в технологии формирования n - p переходов методом ионной имплантации бора как на радиационных дефектах донорного типа, так и при низкотемпературной электрической активации внедренных атомов бора при серийном производстве многоэлементных матричных фотоприемников для среднего и дальнего ИК-диапазона на основе гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа.

Объекты и методы исследований. Объектами исследований являлись объемные вакансионно-легированные монокристаллы $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа и гетероэпитаксиальные структуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа, выращенные методами жидкофазной эпитаксии в ГИРЕДМЕТе (г. Москва) на подложках CdZnTe и молекулярно-лучевой эпитаксии в ИФП СО РАН им. А. В. Ржанова, (г. Новосибирск) на подложках GaAs . В ряде экспериментах использовались гетероэпитаксиальные структуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ n -типа, легированные индием. Имплантация ионов $^4\text{He}^+$, $^{11}\text{B}^+$, $^{14}\text{N}^+$, $^{19}\text{F}^+$, $^{31}\text{P}^+$, $^{40}\text{Ar}^+$, $^{75}\text{As}^+$, $^{84}\text{Kr}^+$, $^{131}\text{Xe}^+$ проводилась на промышленных ускорителях “Везувий-5”,

“Днепр–М”, SCI 218 “Balzers”. Ионно-лучевое травление ионами Ar^+ осуществлялось на установке с диодной системой “IB-3” фирмы EIKO (Япония) и на установке ионного травления “IM/Sid” фирмы SECON (Австрия) с источником Кауфмана. Обработка в плазме аргона и водорода проводилась на лабораторной установке, состоящей из высоковакуумной камеры с системой откачки форвакуумным и турбомолекулярным насосами, УВЧ-генератора с частотой 40,56 МГц, кварцевого реактора с блоком контроля температуры и системы напуска газов. Лазерное облучение проводилось мощными импульсами ИК-излучения гибридного CO_2 -лазера ($\lambda = 9,47$ мкм, Научно-исследовательский институт комплексных испытаний оптико-электронных приборов, г. Сосновый Бор Ленинградской области), твердотельного YAG/Nd^{3+} -лазера ($\lambda = 1,06$ мкм, ЛТИ-345, ОАО “НИИ “Полюс” им. М. Ф. Стельмаха”, г. Москва) и химического DF-лазера ($\lambda = 3,8\text{--}4,2$ мкм, Институт проблем химической физики РАН, г. Черноголовка Московской области). Изохронные и изотермические отжиги проводились в инертной среде, либо в вакууме. Основными методами исследования являлись: эффект Холла в конфигурации Ван-дер-Пау в сочетании с послойным травлением слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$; гальваномагнитный метод “спектра подвижности”; СВЧ-метод измерения времени жизни носителей заряда, оптическая интерферометрия и микроскопия; зондовая и оптическая профилометрия; вторичная ионная масс-спектрометрия; резерфордское обратное рассеяние; дифракция быстрых электронов на отражение; электронная спектроскопия для химического анализа; измерение спектров оптического отражения; измерение ИК-спектров отражения и пропускания; измерение вольт-амперных и спектральных характеристик фотодиодов. Для расчета пространственного распределения имплантированных атомов примеси в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ использовался метод SRIM-2013. Проводилось математическое моделирование радиационного дефектообразования в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, а также моделирование в них тепловых полей, создаваемых при импульсном лазерном облучении.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Электрофизические свойства конвертированных n -слоев в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ и пространственное распределение радиационных донорных дефектов в них являются параметрами режимов ионной имплантации, температуры мишени и постимплантационного отжига, химической природы и массы атомов внедряемой примеси, исходной концентрации дырок в материале и его рабочего состава, а также состава верхнего варизонного слоя МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Накопление электрически активных донорных дефектов и структурных нарушений в конвертированном n -слое с ростом дозы, энергии и массы внедряемых ионов приводит сначала к достижению насыщения слоевой концентрации электронов, а затем к ее снижению. С ростом состава верхнего варизонного слоя МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в области внедрения атомов бора слоевая концентрация электронов уменьшается при одинаковой

дозе и энергии ионов бора.

2. Соотношение каналов образования малоподвижных и подвижных радиационных донорных центров существенно меняется в зависимости от вкладов упругих и неупругих потерь энергии при торможении ионов в решетке $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, приводящему к генерации различного количества активных доноров и нейтральных стоков и, следовательно, к формированию общей дефектной картины в приповерхностном слое, трансформирующейся в процессе ионной имплантации. Для легких ионов (He^+ , B^+ , N^+) неупругие потери энергии, связанные с возбуждением электронной подсистемы кристалла, превышают ядерные потери, а с увеличением массы внедряемых ионов доля упругих потерь энергии значительно возрастает по сравнению с неупругими, поэтому процессы радиационного дефектообразования, связанные с формированием большого количества структурных дефектов – стоков для электрически активных подвижных донорных центров, при имплантации легких и тяжелых ионов существенно различаются: при внедрении тяжелых ионов от Ar^+ до Xe^+ независимо от энергии и дозы всегда создаются только резкие n^+ - p переходы, а для легких ионов наряду с резкими n^+ - p переходами в зависимости от режимов имплантации возможно *in situ* формирование n^+-n^- - p структуры без постимплантационного отжига, в которой при одинаковой дозе ионов бора глубина n^- -слоя увеличивается с уменьшением энергии.

3. Процессы накопления генерированных ионной бомбардировкой донорных дефектов и их миграция за область проецированного пробега внедряемых ионов, как в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа с верхним варизонным слоем повышенного состава, так и объемном $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа протекают качественно одинаково. Снижение концентрации электронов и глубины n^+ - и n^- -слоя в n^+-n^- - p структуре при имплантации ионов B^+ в МЛЭ гетероэпитаксиальные структуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с переменным составом $x_s = 0,33\text{--}0,56$ в области R_p по сравнению с объемными кристаллами $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, либо МЛЭ гетероэпитаксиальными структурами $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ без варизонного слоя, главным образом, обусловлено меньшей концентрацией генерируемых электрически активных донорных дефектов и примесно-дефектных комплексов на основе междоузельных атомов ртути вследствие их пониженной концентрации в поверхностном слое повышенного состава.

4. Формирование n^+-n^- - p структуры в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при имплантации легких ионов, плазменной обработке и ионно-лучевом травлении происходит вследствие миграции вглубь кристалла не захваченных на стоки генерированных подвижных донорных дефектов – междоузельных атомов ртути. Процесс формирования n^- -слоя при постимплантационном отжиге имеет диффузионный характер с теми же параметрами диффузии ртути $d_n^2/t = (7\text{--}8) \cdot 10^{-9} \text{ см}^2/\text{с}$ при $T = 200 \text{ }^\circ\text{C}$, как и при отжиге под анодным окислом. Электрофизические параметры и глубины n -слоев, получен-

ных при одновременном отжиге p -КРТ: неимплантированного – под анодным окислом, а имплантированного ионами B^+ – без покрытия, соответствуют друг другу, что служит прямым доказательством того, что именно диффузия в объем смещенных атомов ртути, генерированных в приповерхностной области при ионной бомбардировке, приводит к формированию n^+n^-p структуры в процессе постимплантационного отжига (модель “Bubulac”).

5. На начальных стадиях постимплантационной термообработки отжигаются первичные донорные дефекты, а затем более стабильные вторичные примесно-дефектные комплексы. Энергии активации отжига донорных дефектов в объемных кристаллах и гетероэпитаксиальных структурах $Cd_xHg_{1-x}Te$ увеличивается с ростом дозы ионов B^+ в интервале $5 \cdot 10^{12} - 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ эВ и имеет две ярко выраженные области: при низких температурах $90 - 130^\circ \text{C}$ величина $E_A = 0,06$ и $E_A = 0,71 - 0,86$ эВ при $T = 150 - 250^\circ \text{C}$. Локальные деформации и вызванные ими напряжения кристаллической решетки вокруг протяженных дефектов, создаваемых имплантацией ионов B^+ , значительно понижают энергетический барьер отжига простейших донорных дефектов, не связанных в сложные примесно-дефектные комплексы.

6. Двухступенчатый отжиг p - $Cd_xHg_{1-x}Te$ под анодным окислом при $T = 200 - 250^\circ \text{C}$ полностью устраняет дефекты донорного типа и активирует имплантированные с энергией атомы бора. Процесс электрической активации бора происходит одновременно с отжигом и диффузией донорных дефектов. Коэффициент использования примеси снижается с увеличением дозы и растет в случае внедрения ионов B^+ в нагретую до температуры 250°C подложку. Имплантированный азот является быстро диффундирующей акцепторной примесью в $Cd_xHg_{1-x}Te$, эффективно компенсирующий как предварительно введенные ионами B^+ радиационные донорные центры, так и электрически активные атомы бора. Эффективность электрической активации атомов азота в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $Cd_xHg_{1-x}Te$ с увеличением дозы уменьшается.

7. При воздействии на гетероэпитаксиальные структуры $Cd_xHg_{1-x}Te$ исходного p - и n -типа проводимости мощного импульсного ИК-излучения твердотельного YAG/Nd^{3+} -лазера ($\lambda = 1,06$ мкм) и химического DF-лазера ($\lambda = 3,8 - 4,2$ мкм) величина пороговой плотности мощности, выше которой наблюдаются изменение электрофизических свойств и изменение состояния поверхности облучаемого материала имеет значение $1,5 \text{ МВт/см}^2$. Основными дефектами, генерируемыми импульсами ИК-излучения с плотностью мощности выше пороговой в поглощающем слое гетероэпитаксиальных структур $Cd_xHg_{1-x}Te$, являются дефекты акцепторной природы – вакансии ртути, приводящие к формированию поверхностного сильнолегированного p^+ -слоя с концентрации дырок $2 \cdot 10^{17} - 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, как в исходном материале n -типа, так и p -типа. Пространственное распределение генерируемых вакансий ртути зависит от интенсивности и длины волны лазерного излучения: дефекты, порождаемые импульсами YAG/Nd^{3+} -лазера, концентрируются

лишь вблизи поверхности в слое глубиной до 1 мкм, причем максимум концентрации дырок лежит на глубине 0,2–0,3 мкм, в то время как излучение DF-лазера создает дефекты по всему объему гетероэпитаксиальной структуры.

8. Использование режимов ионной имплантации бора в МЛЭ гетероэпитаксиальные структуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа с учетом толщины и состава верхнего варизонного слоя, при которых без постимплантационного отжига *in-situ* формируются n^+-n^-p переходы на глубине, значительно удаленной от области радиационных нарушений, генерируемых в процессе ионной имплантации, снижает туннельные и генерационно-рекомбинационные токи утечки и повышает динамическое сопротивление и параметр R_0A фотодиодов в многоэлементных матричных ИК-приемниках.

Связь работы с научными программами, планами, темами. НИР “Разработка технологии получения методом МЛЭ фоточувствительных слоев A_2B_6 для многоэлементных охлаждаемых линейчатых и матричных фотоприемников” (№ Договора 3065 от 19.05.1995 г. с Министерством обороны РФ); НИР “Разработка базовых промышленно-ориентированных технологий и создание макетов субматричных (многорядных) фотоприемных модулей для широкоформатных обзорных ИК-тепловизионных систем повышенной четкости на основе эпитаксиальных слоев КРТ” (№ Договора 4004 от 18.08.1999 г. с Министерством обороны РФ); НИР “Исследование путей создания бездефектного линейчатого фотоприемного модуля в составе линейки фотодиодов на основе слоев МЛЭ КРТ и кремниевого мультиплексора для спектрального диапазона 8–12 мкм” (№ Договора 4297 от 05.06.2001 г. с Министерством обороны РФ); НИР “Разработка и изготовление образцов матричных ФЧЭ на основе эпитаксиальных слоев КРТ форматом 4×288 , состыкованных с мультиплексором” (№ Договора 265-01 от 01.09.2001 г. с Министерством обороны РФ); НИР “Лазерная спектроскопия многослойных полупроводниковых структур, используемых для создания инфракрасных матричных фотоприемников” (Государственный контракт № П2322 от 16.11.2009 г. в рамках Федеральной целевой программы “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” на 2009–2013 гг.); Грант Президента Российской Федерации для государственной поддержки ведущей научной школы Российской Федерации НШ–3851.2012.10. Проведение исследований в 2014–2016 г.г. по теме “Эпитаксиальные полупроводниковые наноконструкции с квантовыми ямами и точками для селективных фотоприемников с управляемыми характеристиками в инфракрасном и терагерцовом диапазонах” (Государственное задание № 16.1032.2014/К).

Степень достоверности полученных результатов и выдвигаемых на защиту научных положений определяется тем, что все экспериментальные данные получены с использованием современных методов радиационно-термических обработок, а также электрофизических, структурных, оптических, физико-химических и фотоэлектрических методов исследования полупровод-

ников, согласованностью экспериментальных данных с модельными расчетами. Данные, полученные в работе, согласуются с экспериментальными результатами других авторов. Научные положения и выводы работы не противоречат основным положениям радиационной физики полупроводников и известным результатам по исследованию процессов радиационного дефектообразования в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$.

Личный вклад соискателя в диссертационную работу заключается в определении цели и постановке задачи, выборе способов решения и методов исследования, проведении методических и физико-технологических разработок, постановке и проведении экспериментов, а также обработке, анализе и интерпретации полученных результатов, написании научных статей и докладов. Автором внесен определяющий вклад в разработку физико-технологических основ формирования n - p переходов методом ионной имплантации при создании многоэлементных матричных фотоприемников на основе МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа.

Работы проводились в тесном взаимодействии с соавторами, которые не возражают против использования в диссертации совместно полученных результатов.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались и обсуждались на всесоюзных, российских и международных конференциях, совещаниях и семинарах: II Всесоюзном семинаре “Примеси и дефекты в узкозонных полупроводниках” (Павлодар, 1989); III Всесоюзной конференции “Ионно-лучевая модификация полупроводников и других материалов микроэлектроники” (Новосибирск, 1991); I, II, IV, IX и XI Российских конференциях по физике полупроводников (Нижний Новгород - 1993, Зеленогорск - 1996, Новосибирск - 1999, Новосибирск-Томск - 2009, Санкт-Петербург - 2013); IV Всероссийской конференции “Физические и физико-химические основы ионной имплантации” (Новосибирск, 2012); XVI, XVII, XVIII, XIX, XX, XXI, XXII, XXIII Международных научно-технических конференциях по фотоэлектронике и приборам ночного видения (Москва - 2000, 2002, 2004, 2006, 2008, 2010, 2012, 2014); XI Международной научно-технической конференции “Высокие технологии в промышленности России (Материалы и устройства функциональной электроники и фотоники)” (Москва, 2005); III, IV и V Международной конференции по физике кристаллов “Кристаллофизика 21-го века” (Москва - 2006, 2010, 2013); Совещаниях “Актуальные проблемы полупроводниковой фотоэлектроники” Фотоника-2003 и Фотоника-2008 (Новосибирск - 2003, 2008); Российской конференции и школе по актуальным проблемам полупроводниковой нанофотоэлектроники (Новосибирск, 2011); Конференции и школе по актуальным проблемам физики полупроводниковых структур (Новосибирск, 2014); Российской конференции и актуальным проблемам полупроводниковой фотоэлектроники “Фотоника-2015” (Новосибирск, 2015), Международных научно-практических конференциях “Актуальные проблемы радиофизики” АПР-2006, АПР-2008, АПР-2010, АПР-2012, АПР-2013, АПР-2015 (Томск - 2006, 2008, 2010, 2012, 2013, 2015); 1995th International Conference

on Solid State Devices and Materials (Osaka, Japan, 1995); 3th and 4th International Workshop “Expert Evaluation and Control of Compound Semiconductor Materials and Technologies” (Freiburg, Germany - 1996, Cardiff, United Kingdom - 1998); 8th International Conference on Narrow Gap Semiconductors (Shanghai, China, 1997); IV International Conference on Material Science and Material Properties for Infrared Optoelectronics (Kyiv, Ukraine, 1998); International Conference “Optical Systems and Design” (Saint-Etienne, France, 2003); International Congress on “Optics and Optoelectronics” (Warsaw, Poland, 2005); 13th and 14th International Conference on Radiation Physics and Chemistry of Inorganic materials (Tomsk, Russia - 2006, 2009); 17th International Conference on “Ion Beam Modification of Materials” (Montreal, Canada, 2010).

Публикации. Основные результаты диссертации опубликованы в 108 печатных работах, в том числе: 51 статья в научных журналах (из них 42 из перечня ВАК), 1 коллективная монография, 3 патента РФ, 53 тезисов докладов, материалов и трудов отечественных и международных конференций, совещаний и семинаров.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, семи глав, заключения и списка литературы. В конце каждой главы приводятся выводы. Работа содержит 167 рисунков и 37 таблиц, встроенных в текст. Список литературы включает 488 наименований на 42 страницах. Общий объем диссертации составляет 477 страниц.

В первой главе представлен обзор литературы по ионной имплантации в объемные кристаллы и гетероэпитаксиальные структуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, термическому отжигу ионно-имплантированных слоев, ионно-лучевому травлению и плазменной обработке $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, а также лазерному облучению кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. В заключении приводится постановка задачи исследований.

Во второй главе рассматриваются основные методы исследований. Приводятся исходные параметры объемных кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ и гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, выращенных методами жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) и молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Описываются гальваномагнитные, структурные и оптические методы исследований и их особенности применительно как к исходному $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа, так и подвергнутого радиационно-термическим воздействиям.

В методе измерения эффекта Холла в сочетании с послойным травлением слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (так называемый метод “дифференциального эффекта Холла”) особое внимание уделено определению глубины конвертированного n -слоя в ионно-имплантированном в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Описан метод определения параметров электронов, легких и тяжелых дырок в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, который позволяет определять состав x и пространственную однородность электрофизических параметров материала, а также метод дифференциального магнитосопротивления

определения параметров электронов и легких дырок в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Рассматривается способ определения концентрации и подвижности тяжелых дырок в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ по величине магнитосопротивления в состоянии насыщения полевой зависимости.

Описан метод резерфордского обратного рассеяния, с помощью которого исследуется совершенство кристаллической структуры и определяется содержание атомов ртути в приповерхностных областях $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Рассматривается метод оценки структурного совершенства приповерхностной области ионно-имплантированного КРТ на основе измерения величины провала между пиками E_1 и $E_1 + \Delta_1$ в спектрах оптического отражения.

В третьей главе рассматривается ионная имплантация в объемные кристаллы и гетероэпитаксиальные структуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа. Представлены результаты исследований:

- влияния накопления и пространственного распределения структурных нарушений в объемных кристаллах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа при ионной имплантации на величину насыщения слоевой концентрации электронов и распределение по глубине радиационных донорных дефектов;
- закономерностей процессов накопления, миграции и аннигиляции радиационных донорных дефектов при ионной имплантации в зависимости от энергии, дозы и массы ионов, плотности ионного тока, состава верхнего варизонного слоя МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$;
- процессов формирования n^+n^-p переходов в ионно-имплантированных объемных кристаллах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ и МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с различным составом верхнего варизонного слоя.

В результате проведенных исследований предложена модель *in situ* формирования n^+n^-p структур без постимплантационного отжига в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа в процессе имплантации легких ионов B^+ .

В четвертой главе рассматриваются процессы термического отжига радиационных дефектов и электрической активации внедренной примеси. Представлены результаты исследований:

- маскирующих свойств диэлектрических покрытий SiO_2 и анодного окисла при термических отжигах $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$;
- механизма образования диффузионного источника ртути и определении энергии ее активации при отжигах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа под анодным окислом, а также кинетики $p \rightarrow n$ конверсии типа проводимости и электрофизических свойств сформированного n -слоя;
- кинетики отжига структурных нарушений, закономерностей процессов миграции и отжига радиационных донорных дефектов в ионно-имплантированном $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в зависимости от дозы и энергии ионов B^+ , температуры имплантации и температуры постимплантационного отжига;

– низкотемпературной ($T \leq 250$ °C) активации имплантированных в объемные кристаллы и гетероэпитаксиальные структуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ атомов бора и азота с использованием маскирующих покрытий при отжигах.

В результате проведенных исследований получены экспериментальные подтверждения модели “Bubulac” формирования n^+-n^- - p структур в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в процессе постимплантационного отжига за счет диффузии смещенных ионной бомбардировкой атомов ртути.

В пятой главе представлены результаты исследований по ионно-лучевому травлению и плазменной обработке объемных кристаллов и гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа. Рассмотрены вклады потерь энергии ионов Ar^+ в $\text{Cd}_{0,22}\text{Hg}_{0,78}\text{Te}$ на дефектообразование, ионизацию и возбуждение фононов, а также процессы радиационного нагрева $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при ионно-лучевом травлении в зависимости от интенсивности ионного пучка.

Исследованы особенности формирования n^+-n^- - p структур в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с различным составом поверхности, а также глубококомпенсированных n^- -слоев в объемном $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при ионно-лучевом травлении Ar^+ . Рассмотрены процессы глубокой $p \rightarrow n$ конверсии типа проводимости в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при обработке в плазме водорода и аргона.

В результате проведенных исследований получены экспериментальные доказательства модельных представлений, что формирование в процессе ионной имплантации и ионно-лучевого травления глубокого n^- -слоя в n^+-n^- - p структуре происходит за счет быстрой диффузии, не захваченных на структурные дефекты-стоки, смещенных атомов Hg.

В шестой главе представлены результаты исследования нелинейного поглощения мощного импульсного ИК-излучения CO_2 -лазера в гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, а также радиационной модификации поверхности, электрофизическим свойствам МЛЭ и ЖФЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p - и n -типа проводимости и пространственному распределению дефектов акцепторной природы, генерированных при воздействии мощного импульсного ИК-излучения твердотельного $\text{YAG}/\text{Nd}^{3+}$ - и химического DF-лазеров.

Приведены результаты по исследованию влияния воздействия мощного импульсного лазерного ИК-излучения CO_2 -лазера и $\text{YAG}/\text{Nd}^{3+}$ -лазера на свойства имплантированных ионами бора МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$.

Рассмотрены процессы формирования поверхностных периодических структур при мощном импульсном облучении $\text{YAG}/\text{Nd}^{3+}$ - и DF-лазеров МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$.

В результате проведенных исследований установлено, что основными дефектами, генерируемыми импульсами ИК-излучения с плотностью мощности выше пороговой в поглощающем

слое гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, являются дефекты акцепторной природы, которыми являются вакансии ртути, приводящие к формированию поверхностного сильнолегированного p^+ -слоя.

В седьмой главе представлены результаты исследования параметров n - p переходов, сформированных на основе МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа при различных режимах ионной имплантации бора и активационных постимплантационных отжигов, а также их временной и термической стабильности. Рассматривается технология создания многоэлементных фотоприемников с применением ионной имплантации бора, а также приведены параметры линейчатых форматом 288×4 и матричных форматом 128×128 элементов фотоприемных модулей на основе гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа.

В результате проведенных исследований показано, что использование режимов ионной имплантации бора, при которых в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа с составом верхнего варизонного слоя $x_s = 0,33\text{--}0,56$ *in-situ* формируются n^+n^-p переходы, позволяет создавать линейчатые и матричные фотоприемные модули с высокими параметрами, близким к параметрам зарубежных аналогов.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы работы и приводится список публикаций по теме диссертации.

Глава 1. РАДИАЦИОННО-ТЕРМИЧЕСКИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА УЗКОЗОННЫЕ ТВЕРДЫЕ РАСТВОРЫ $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (обзор литературы)

1.1. Ионная имплантация в кристаллы и эпитаксиальные слои $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

1.1.1. Радиационные дефекты кристаллической структуры в ионно-имплантированных слоях

В узкозонных полупроводниковых твердых растворах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с составом $x \approx 0,2$ при температуре жидкого азота $T = 77$ ширина запрещенной зоны составляет величину $E_g \approx 0,1$ эВ [15]. Радиационные дефекты в узкозонном полупроводнике оказывают решающее влияние на его электрофизические свойства [40]. В частности, междоузельные атомы ртути в КРТ являются эффективными донорными центрами. Поэтому поведение радиационных дефектов исследовалось в первую очередь в кристаллах КРТ, имплантированных ионами Hg^+ [71, 72].

Метод резерфордовского обратного рассеяния (РОР) ионов H^+ или He^+ [73] широко применяется при исследовании дефектов и особенностей их распределения в ионно-имплантированных слоях КРТ [54, 71, 72, 74–77]. Однако расшифровка спектров РОР, измеренных на кристаллах КРТ, является сложной из-за близких значений кинематических факторов для легких ионов, обратно-рассеянных атомами Hg и Te и малого различия их сечений торможения, что не дает возможность получать хорошее разрешение по каждому из компонентов на большой глубине. Например, использование ионов He^+ с энергией (E) 1 МэВ позволяет "увидеть" смещенные из узлов атомы Hg на глубине (z) до 30 нм.

Другим методом для структурных исследований является рентгеновская спектроскопия (Particle-Induced X-ray Emission – PIXE) [71, 72], основанная на регистрации характеристического рентгеновского излучения в результате возбуждения атомов в приповерхностной области зондирующими легкими ионами. Достоинство данного метода состоит в том, что он обладает большим разрешением по массе, но глубина зондирования также мала. Однако с точки зрения авторов работы [72] наиболее информативным методом структурных исследований ионно-имплантированного КРТ является комплексное использование методик РОР и PIXE. Для них разработана теория по расчету распределения концентрации радиационных нарушений по глубине $N_D(z)$ в имплантированном ионами слое из каналированных спектров [72].

Каналированные спектры РОР в ионно-имплантированном КРТ имеют особенности, отличные от спектров для полупроводников с ковалентной связью, таких как Si и Ge : вместо пиков от дефектов, возникающих при энергиях обратно-рассеянных частиц, соответствующих глубине

залегания нарушенного слоя, в КРТ наблюдаются как медленный рост выхода рассеяния, вызванного деканалированием, так и наличие излома в этих спектрах. Такой излом в каналированных спектрах РОР обычно наблюдается у металлов, имеющих протяженные дефекты. В КРТ, имплантированном тяжелыми ионами Hg^+ и In^+ [71, 72], ионами средней массы Al^+ , P^+ , Ar^+ [72, 76, 77] и легкими ионами B^+ [74], по данным РОР образуются протяженные дефекты.

Пространственное распределение дефектов в КРТ зависит от массы внедряемых ионов. Для ионов Hg^+ , In^+ максимум распределения $N_D(z)$ лежит намного глубже, чем проецированный пробег ионов (R_p). Например [71], для ионов Hg^+ с энергией 300 кэВ величина $R_p = 60$ нм, а максимум концентрации дефектов расположен на глубине 150 нм. В КРТ, имплантированном ионами P^+ , Ag^+ с энергией 150 кэВ [72], максимум зависимости $N_D(z)$ хорошо коррелирует с величиной $R_p \pm \Delta R_p$ (ΔR_p – среднеквадратичное отклонение пробега), а весь нарушенный слой имеет глубину $z = (3-4)R_p$.

Одним из ярко выраженных свойств узкозонного полупроводникового твердого раствора $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ является то, что при имплантации даже больших доз ионов любой массы поверхность кристалла не аморфизуется [54, 74, 78–81], как предполагается в работе [78], вследствие динамического отжига в процессе облучения как точечных, так и протяженных (дислокационных петель), расположенных за областью внедрения ионов. Например, имплантация при $T = 77$ К ионов B^+ [74] с энергией 100 кэВ дозой (D) $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ привело только к сильному разупорядочению приповерхностного слоя, что следует как из данных РОР ионов He^+ , на которых выходы каналированных и неканалированных спектров почти совпадают, так и из вида электронограмм, имеющих диффузное размытие рефлексов. Имплантация при комнатной температуре в этих же режимах несколько снизила исходный уровень дефектов, а структурные нарушения наблюдались в слое $z = 1$ мкм, что намного превысило проецированный пробег ионов B^+ с энергией 100 кэВ. Следует отметить, что попытки других авторов воспроизвести результаты работы [74] не увенчались успехом: везде количество дефектов было намного меньше. Напротив, установлено [72, 77–78], что уровень радиационных нарушений с ростом дозы внедряемых ионов выходит на насыщение. Для ионов Hg^+ , In^+ доза насыщения составляет $D_{\text{sat.}} = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, а для ионов P^+ , Ar^+ – $D_{\text{sat.}} = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ или в терминах выделяемой в упругих соударениях энергии $(2-4) \cdot 10^{24} \text{ эВ/см}^3$.

Особняком стоит только работа [82], в которой методом дифракции быстрых электронов на отражение было обнаружено наличие аморфизации монокристаллов КРТ состава $x = 0,18-0,35$ при имплантации ионов с атомной массой $M_i \geq 70$ а. е. м. (Ga^+ , Ag^+ , In^+ , Sb^+ , Xe^+) с энергией $E < 100$ кэВ. Авторы работы [82] объясняют формирование аморфного слоя моделью тепловых пиков: вследствие малых времен затухания тепловых пиков возбужденная область не успевает релаксировать, и на месте теплового пика образуется полностью разупорядоченная область. По

мере набора дозы эти зоны перекрываются и образуется сплошной аморфный слой. Доза аморфизации определяется размерами разупорядоченных областей, которые зависят от энергии и массы бомбардирующих ионов (при массе ионов $M_i < 70$ а. е. м. аморфный слой не формировался). Однако данный результат, не подтвержденный другими методами исследования, чувствительным к наличию аморфизации поверхности, например, метод РОР не позволяет достоверно утверждать эффект аморфизации. Тем более ранее в работах данных авторов [83–85] при имплантации ионов с большой массой Te^+ , Sb^+ , Xe^+ , In^+ , Ag^+ , Ga^+ с энергией 25–60 кэВ в интервале доз 10^{15} – 10^{17} см⁻² наблюдалось только радиационно-стимулированное распухание и распыление поверхности КРТ, и по мере увеличения дозы наблюдалось сильное изменение рельефа поверхности, а также значительно уменьшался (с 40 до 5 %) коэффициент ИК-отражения.

Данные РОР показывают [54, 75], что в случае имплантации $D = 3 \cdot 10^{15}$ см⁻² ионов V^+ уровень дефектов составляет около 15 %, а для $D = 1 \cdot 10^{15}$ см⁻² ионов Hg^+ – 30 % от уровня полной аморфизации. Отметим, что в КРТ, имплантированном ионами V^+ дозой $D \leq 10^{13}$ см⁻² дефекты методом РОР не наблюдаются [54]. Это свойство частичного дефектообразования при ионной имплантации характерно для II–VI соединений, в которых преобладает ионная связь. Поэтому в них рекомбинация (самоотжиг [74]) дефектов, генерируемых в процессе ионной бомбардировки, происходит намного легче, чем в ковалентных полупроводниках.

Методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) проводились непосредственные наблюдения и идентифицирование дефектов структуры в объемном и эпитаксиальном КРТ, имплантированного ионами: Hg^+ ($E = 100$ кэВ, $D = 1 \cdot 10^{14}$ см⁻²) [75]; V^+ ($E = 250$ кэВ, $D = 1 \cdot 10^{16}$ см⁻²) [53]; As^+ , V^+ ($E = 100$ – 200 кэВ, $D = 10^{13}$ – 10^{15} см⁻²) [86], Ar^+ ($E = 200$ – 360 кэВ, $D = 10^{13}$ – 10^{16} см⁻²) [87, 88], а также после ионно-лучевого травления (ИЛТ) пучком Ar^+ с энергией 4 кэВ [89]. Во всех работах [53, 75, 86–88] установлено, что в ионно-имплантированном слое образуется большое количество дислокационных петель. Размер петель составляет 2–20 нм, причем маленькие по размеру петли находятся вблизи поверхности, а более крупные – на глубине 200 нм, что на порядок больше пробега ионов Hg^+ с энергией 100 кэВ ($R_p = 23$ нм) [75]. В работе [53] обнаружены две области распределения дислокационных петель: поверхностный пик на глубине $z = 10$ нм и второй – в слое толщиной 1 мкм, а свободная от дефектов область наблюдается только на глубине 2 мкм. С уменьшением дозы ионов V^+ до $1 \cdot 10^{14}$ см⁻² плотность больших дислокационных петель уменьшается, а маленьких увеличивается. Для доз ионов V^+ $D < 10^{14}$ см⁻² дефекты методом ПЭМ не наблюдаются, а при больших энергиях и дозах ($E = 200$ кэВ, $D = 1 \cdot 10^{15}$ см⁻²) генерируются как петли, так и линейные дислокации [86]. В работах [87, 88] в имплантированных ионами Ar^+ эпитаксиальных слоях КРТ также были обнаружены две области с разными дислока-

ционными петлями. В приповерхностной области глубиной до 50 нм наблюдаются большие дислокационные петли вакансионного типа, причем их диаметр увеличивался пропорционально росту дозы ионов Ag^+ . Вторая, более глубокая область, содержит мелкие петли междоузельного типа. В работе [56] методом ПЭМ на поперечном срезе наблюдались также дефекты упаковки в КРТ, имплантированном ионами V^+ с $E = 200$ кэВ и $D = 2 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$. Междоузельные и вакансионные дислокационные петли, а также дефекты упаковки в большом количестве наблюдались в CdTe после ИЛТ низкоэнергетическими ($E = 4$ кэВ) ионами Ag^+ и в гораздо меньшем количестве (на 2–3 порядка) – при аналогичной обработке ЖФЭ КРТ состава $x = 0,3$ [89]. Авторы данной работы объясняют этот эффект тем, что материал КРТ по сравнению с CdTe подвержен намного большей скорости аннигиляции радиационных повреждений кристаллической решетки за счет слабой связи Hg–Te, способствующей образованию большого количества вакансий ртути.

Однако о механизме формирования дислокационных петель нет единой точки зрения. Это могут быть петли Франка [75], петли вакансионного типа [53], петли обоих типов с преобладанием междоузельных [86], большие вакансионные петли в приповерхностной области и мелкие междоузельные – в объеме материала [87, 88]. Предполагается следующий механизм [75]:

- в результате ионной бомбардировки вводятся точечные дефекты (пары Френкеля) для всех элементов матрицы Hg, Cd, Te (по данным работы [71] больше всего смещается атомов ртути);
- часть точечных дефектов рекомбинирует в течение процесса облучения, а некоторая часть вакансий собирается в дислокационные петли;
- часть междоузлий присоединяется к вакансионным комплексам, поскольку поле напряжений вокруг междоузельного атома таково, что он может быть притянут дислокационной петлей.

В работе [90] методом РОР исследовался процесс накопления дефектов в КРТ и их эволюция в процессе имплантации ионов In^+ с энергией 320 кэВ в интервале доз $1 \cdot 10^{13}$ – $8 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$ при $T = 300$ К. Установлено, что с ростом дозы дефекты как накапливаются в приповерхностной области, так и диффундируют в глубь образца намного дальше, чем $R_p(\text{In}^+)$. Предложена следующая модель дефектообразования:

- все дефекты протяженные, аморфизация не наступает из-за преимущественно ионной связи в кристалле КРТ;
- точечные дефекты, образующиеся при малой дозе ионов, с ее ростом скапливаются в протяженные дефекты;
- при дальнейшем увеличении дозы протяженные дефекты распадаются и точечные дефекты мигрируют в объем кристалла, вновь образуя протяженные дефекты на большой глубине.

Дальнейшие исследования [91] показали, что имплантация ионов In^+ при температуре 100 К с $E = 320$ кэВ и $D = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ приводит к образованию сильно нарушенного слоя (до 82 % от уровня полной аморфизации) глубиной 100 нм, которая хорошо совпадает с проецированным пробегом ионов In^+ ($R_p = 70$ нм, $\Delta R_p = 30$ нм). Эта область образована преимущественно точечными дефектами, на что указывает приповерхностный пик в каналированном спектре РОР, измеренном при $T = 100$ К непосредственно после имплантации. По мере нагрева образца (в процессе нагрева снимались спектры РОР) пик постепенно исчезает и при $T = 243$ К начинают образовываться протяженные дефекты, тогда как внедрение ионов при $T = 300$ К сразу приводит к формированию протяженных дефектов. При этом обнаружено, что после имплантации КРТ при $T = 100$ К с последующим нагревом до комнатной температуры, протяженные дефекты образуются на гораздо меньшей глубине, чем в процессе облучения при $T = 300$ К. Этот экспериментальный факт может быть очень важен для формирования мелких n - p переходов. Оценка энергии активации (E_a) диффузии точечных дефектов (вероятно, междоузельной ртути) с последующим образованием протяженных дефектов дает величину $E_a = 0,12$ эВ. Столь низкую величину энергии активации авторы работы [91] объясняют тем, что в отличие от диффузии в совершенном материале, точечные дефекты в имплантированном КРТ мигрируют в сильно нарушенном, обогащенном вакансиями кристалле. Кроме того, предполагается, что поле напряжений вокруг образовавшихся протяженных дефектов также понижает энергию активации и способствует диффузии точечных дефектов.

В процессе ионной имплантации наблюдается и декомпозиция поверхности соединения $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. В работах [76, 77, 92] имплантация ионов Ag^+ с энергией 50 кэВ и дозой $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ наблюдалось сильное обеднение поверхности КРТ ртутью в результате ионного распыления, концентрация которой достигала объемного значения лишь на глубине свыше 100 нм, что отчетливо видно на неориентированных спектрах РОР, снятых до и после имплантации. Метод РОР хорошо чувствителен к изменению концентрации наиболее тяжелой компоненты Hg, а получить данные по уменьшению или увеличению содержания Cd и Te из него значительно труднее. Поэтому количественный анализ содержания всех компонентов в КРТ проводится другими методами, в частности, оже-спектрометрией [93]. В данной работе было установлено, что при бомбардировке КРТ ионами Ag^+ с энергией 5 кэВ поверхностная концентрация Hg уменьшается, а Cd и Te увеличивается, то есть преимущественно происходит распыление атомов ртути, обладающих наименьшей энергией связи (энергия связи атомов в поверхностном слое для чистых элементов Hg, Cd и Te равны соответственно 0,69, 1,16 и 1,77 эВ/ат [93]). В работе [93] высказывается предположение, что в декомпозиции КРТ наряду с физическим распылением за счет упругой передачи энергии ионов атомам мишени, значительную роль играет и возбуждение электронной

подсистемы, так как аналогичные эффекты по изменению состава наблюдаются и при электронном облучении. При значительном уменьшении содержания Hg в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ доля более слабой связи Hg-Te ($E_{\text{HgTe}} = 0,58$ эВ) падает и возрастает доля связи Cd-Te ($E_{\text{CdTe}} = 0,89$ эВ), так как растет величина x (в предельном случае будем иметь соединение CdTe). Плотность дефектов в соединении CdTe на 2–3 порядка выше по сравнению с $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в при одинаковых условиях облучения ионами [89], но в то же время и CdTe не удастся полностью аморфизовать имплантацией больших доз ионов, например, B^+ ($E = 100$ кэВ, $D = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$) [94]. Поэтому следует учитывать, что в процессе радиационного дефектообразования при ионной имплантации большую роль могут играть и нарушения стехиометрии поверхности КРТ, если не применять маскирование.

Наряду со структурными методами (РОР, ПЭМ) для исследования распределения дефектов в ионно-имплантированном КРТ используются и оптические методы, в частности, электроотражение (ЭО) в области энергии фотонов $h\nu = 2,0\text{--}2,6$ эВ (пик E_1), форма спектров которого “чувствительна” к различного рода нарушениям кристаллической структуры, а именно – параметр уширения Γ_1 спектральной линии ЭО [95–99]. Достоинство данного метода состоит в том, что измеряя спектры ЭО при послойном травлении ионно-имплантированного образца можно получить распределение радиационных нарушений по глубине. К недостаткам метода ЭО следует отнести то, что изгиб зон на границе раздела электролит-КРТ может быть обусловлен не только влиянием радиационных нарушений, но и зарядом в окисле, который образуется на поверхности образца в процессе измерения [96], а также неоднородность электрического поля, что затрудняет анализ экспериментальных результатов.

Методом ЭО показано [95], что имплантация ионов Al^+ с энергией 300 кэВ дозой $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ создает максимум радиационных нарушений на глубине 0,4 мкм, превышающей значение $R_p(\text{Al}^+) = 0,26$ мкм, что согласуется с данными работы [71]. В случае имплантации в КРТ ионов B^+ с $E = 100\text{--}300$ кэВ и $D = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ [96] для распределения дефектов по глубине был получен несколько отличный результат: глубина нарушенного слоя с ростом энергии увеличивается, но она не превышает средних значений проецированных пробегов ионов B^+ . Этот же вывод сделан в работе [97]: максимум радиационных нарушений в имплантированном ионами Al^+ с $E = 400$ кэВ и $D = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ лежал на глубине меньше, чем $R_p(\text{Al}^+)$, что связывается с протяженными дефектами. Аналогичный результат получен и в работе [98], в которой исследовалось распределение дефектов по глубине в зависимости от дозы ионов B^+ с $E = 100$ кэВ. С ростом дозы в интервале $D = 1 \cdot 10^{13}\text{--}1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ параметр уширения Γ_1 пика E_1 (а значит, количество радиационных дефектов) увеличивается, но толщина нарушенного слоя при этом практически не меняется, так как резкий спад в зависимости $\Gamma_1(z)$ обнаруживается на расстоянии $z = R_p(\text{B}^+) = 0,25$ мкм, а на глубине 0,5 мкм параметр Γ_1 уменьшается до исходного значения для всех доз ионов B^+ . В связи

с этим авторы замечают, ссылаясь на работу [72], что такое пространственное распределение дефектов характерно для кристаллов КРТ, имплантированных “легкими” ионами P^+ , Ar^+ , однако в работе [72], как уже отмечалось ранее, для данных ионов максимум концентрации дефектов находится на глубине $z = R_p \pm \Delta R_p$, а “хвосты” зависимости $N_D(z)$ тянутся до глубины $z = (3-4)R_p$. С другой стороны, методом ЭО значительное уширение параметра Γ_1 в КРТ, имплантированном ионами B^+ ($E = 250$ кэВ, $D = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$) наблюдалось в работе [99] вплоть до глубины $z \sim 1$ мкм, то есть за область $R_p(B^+)$, что, по мнению авторов, связано с наличием протяженных дефектов, таких как дефекты упаковки. Других данных по пространственному распределению структурных дефектов в КРТ, имплантированных ионами B^+ (кроме работы [53]) не имеется. Как видно из приведенного анализа литературы, дискуссионным остается вопрос о локализации максимума радиационных нарушений при исследовании методом электроотражения.

Для анализа дефектов кристаллической структуры имплантированных кристаллов КРТ используются также рентгеновские методы: кривых качания (X-ray Rocking Curve Analysis) [100]; метод поглощения (Extended X-ray Absorption Fine Structure – EXAFS) [101] и высоко разрешающую дифракцию (High-Resolution X-ray Diffraction – HRXRD) [102]. Достоинством данных методов является то, что они неразрушающие и для них не требуется специальная подготовка образцов для исследований. В работе [100] источником рентгеновских лучей является $Cu_{K\alpha 1}$ с длиной волны $1,54051 \text{ \AA}$, дифрагированные и рассеянные лучи анализировались газовым пропорциональным детектором с широкой входной апертурой. Вследствие повреждения кристаллической структуры ионной бомбардировкой и возникновения напряжений, искажающих решетку, нарушаются условия Брэгговской дифракции рентгеновских лучей, что подается количественному анализу путем введения так называемого дефектного структурного фактора (F_H). Образцы ЖФЭ КРТ p -типа состава $x = 0,22$ и толщиной 50 мкм имплантировались ионами B^+ с энергией 150 кэВ дозами $1 \cdot 10^{14}$ и $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, затем они отжигались в атмосфере аргона под пленкой ZnS (100 нм) при $T = 140 \text{ }^\circ\text{C}$ в течение $t = 24$ и 48 ч. Было установлено, в имплантированном большой дозой ионов B^+ ($D = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$) слое возникают напряжения растяжения и максимум пика напряжений ассоциируются с протяженными дефектами, которые не исчезли после отжига. Напротив, в слое имплантированном малой дозой B^+ ($D = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$) дефекты отождествились в результате термообработки. В работе [101] методом EXAFS исследовались дефекты, возникающие в объемных кристаллах КРТ состава $x = 0,21$ после имплантации ионов инертных газов Kr^+ и He^+ с высокой энергией $E = 720 \text{ МэВ}$ и $D = 8 \cdot 10^{12} - 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Для анализа использовалось синхротронное излучение позитронного ($E = 1,72 \text{ ГэВ}$) ускорителя, поглощение рентгеновских лучей анализировалось электронным детектором, находившимся вместе с исследуемым образцом при $T = 78 \text{ К}$ для

уменьшения термических эффектов и повышения чувствительности. В результате было обнаружено, что тетрагональные связи ближайших соседей, так называемое NN окружение (nearest-neighbour), Hg(катион)–Te(анион) с длиной связи $R = 0,280$ нм остается неизменной независимо от ионной имплантации, что указывает на стабильность анионной подрешетки. Разупорядочению подвергается вторая катионная координационная сфера – NNN окружение (next nearest-neighbour) содержащее 12 катионов (9,6 атомов Hg и 2,6 атомов Cd). В исходном образце длина связи Hg–Hg составляет 0,458 нм, а в имплантированном ионами Kr^+ и Xe^+ она имеет величину 0,460 нм и 0,464 нм соответственно, тогда как связь Hg–Cd (0,454 нм) практически не изменяется после имплантации. Разупорядочение гомопарных связей в подрешетке HgCd наблюдалось для всех облученных образцов, что обусловлено смещением атомов из своих регулярных позиций в решетке. В работе [102] методом HRXRD исследовались как объемные кристаллы, так и эпитаксиальные пленки KPT, выращенные методами МЛЭ и химического осаждения из паров металлоорганических соединений (MOCVD) различного состава $x = 0,19–0,67$, которые имплантировались ионами B^+ с энергией 250 кэВ дозой $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Часть имплантированных образцов отжигались при $T = 150–350$ °C в течение 1 часа. Анализировались HRXRD угловые профили, дополнительные пики Брэгговского отражения у которых обусловлены искажением решетки за счет междоузельных атомов в нарушенной ионной бомбардировкой области в окрестности $R_p(B^+) \pm \Delta R_p(B^+) \approx 500 \pm 150$ нм. По величине отрицательного углового сдвига дополнительных пиков можно оценивать концентрацию междоузельных атомов. Междоузельные атомы растягивают решетку (параметр $\Delta d/d > 0$), а вакансии – сжимают ($\Delta d/d < 0$). С ростом состава x концентрация междоузельных атомов уменьшалась (уменьшалась величина $\Delta d/d > 0$). Был установлен порог перколяции (длинно-пробежной диффузии из объема к поверхности) междоузельных атомов Cd $x_c = 0,265$: при $x > x_c$ коэффициент диффузии атомов Cd к поверхности существенно увеличивался, тогда как при $x < x_c$ только междоузельные атомы Hg в основном мигрировали из нарушенной области к поверхности, которая по сравнению с исходной поверхностью сглаживалась за счет заживления дефектов атомами Hg при $x < x_c$ и дополнительно атомами Cd при $x > x_c$. Авторы объясняют этот эффект тем, что энергия связи пар атомов Cd–Cd и Hg–Hg примерно одинаковые и меньше, чем энергия связи Hg–Cd на величину ΔE и перколяция возможна только по подрешетке (Cd,Hg), а не теллуровой подрешетке, содержащей только один атом. Из аррениусовских кривых по изменению концентрации междоузелий от температуры отжига была оценена величина $\Delta E = 0,31$ эВ. Таким образом, в данной работе была установлена зависимость концентрации междоузельных атомов Hg и Cd в ионно-имплантированном слое от состава KPT и их миграция из области генерации в окрестности $R_p(B^+) \pm \Delta R_p(B^+)$ к поверхности.

Для исследования дефектов структуры в ионно-имплантированном КРТ успешно применяется метод позитронной аннигиляции [103–107], который подробно описан в работе [107]. Данный метод чувствителен, в первую очередь, к дефектам вакансионной природы [106]. В работе [103], установлено, что в кристаллах КРТ, имплантированных тяжелыми ионами W^+ с энергией 55 кэВ, профиль вакансионных дефектов лежит на расстоянии от поверхности намного больше, чем R_p имплантируемых ионов, что свидетельствует о миграции дефектов вакансионного типа из области дефектообразования в процессе имплантации. В работах [104–105] в неимплантированных слоях ЖФЭ КРТ p -типа большинство вакансионных дефектов в основном ассоциируются с вакансиями ртути (V_{Hg}), тогда как в имплантированных ионами B^+ с энергией 70 кэВ дозой $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ – за нарушенной дефектной областью, которая содержит как дислокационные петли, так и дефекты упаковки наблюдается снижение концентрации V_{Hg} вследствие их рекомбинации с междоузельными атомами ртути (I_{Hg}), диффундирующими из нарушенной области [105]. Оценка дает [104], что рекомбинирует около 50 % V_{Hg} . В случае имплантации более тяжелых ионов Ag^+ ($E = 180 \text{ кэВ}$, $D = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$) большинство дефектов вакансионного типа ассоциируются с дивакансиями.

1.1.2. Отжиг радиационных нарушений кристаллической структуры

Для устранения дефектов структуры, созданных ионной бомбардировкой в кристаллах КРТ, а также с целью электрической активации внедренной примеси необходим постимплантационный отжиг. Под отжигом понимается последовательность структурных превращений дефекта, вызванных термическим нагревом облученного образца (либо другим внешним фактором аналогичного действия, например, лазерным облучением), конечным результатом которых является исчезновение данного дефекта. Это наиболее трудная технологическая операция, так как в первую очередь требуется предотвратить изменение стехиометрии приповерхностной области соединения $Cd_xHg_{1-x}Te$ вследствие улетучивания ртути, что существенно влияет и на электрофизические свойства материала, когда потеря атомов Hg из объема приводит к увеличению концентрации дырок [56]. В данном разделе рассмотрим, как влияют на состав поверхности и электрофизические свойства кристаллов КРТ различные условия термообработки, а также процесс отжига радиационных нарушений.

В работах [104, 105] методом позитронной аннигиляции показано, что полный отжиг вакансионных дефектов в имплантированном ионами B^+ и Ag^+ ЖФЭ КРТ происходит при $T = 300$ °С. Отжиг проводился под капсулирующим покрытием ZnS толщиной 290 нм в атмосфере N_2 в течение $t = 30$ мин в интервале температур 150–350 °С. Если повышать температуру до 350 °С,

то поверхностный слой ЖФЭ КРТ начинает обедняться ртутью вследствие чего растет концентрация V_{Hg} .

Потеря ртути с поверхности КРТ в зависимости от температуры исследовалась в работах [108, 109] с использованием источника некогерентного излучения для быстрого термического отжига, который применялся для отжига радиационных дефектов в имплантированных ионами B^+ слоях. Поверхность образцов не защищалась, отжиг проводился в атмосфере азота при температурах до 415 °С в течение нескольких секунд. Уменьшение содержания ртути регистрировалось методом РОР (He^+ , $E = 2,2$ МэВ), а изменение ее концентрации в приповерхностной области толщиной порядка 50 нм определялось на основе разности суммарных выходов (интегралов) неориентированных спектров, измеренных до и после отжига. Установлено [108], что поток атомов Hg из КРТ с $x = 0,225-0,24$ в температурном интервале 300–415 °С описывается выражением $\Delta N_{Hg} = A \exp(-\Delta E / kT)$, где $A = 1 \cdot 10^{29}$ ат/(см²·с) и энергия активации $\Delta E = 1,8$ эВ. Например, для быстрого отжига при $T = 260$ °С в течение 8 с потеря ртути составляет $\Delta N_{Hg} = 7 \cdot 10^{12}$ ат/см², что практически не изменяет состава поверхности. Не обнаружено большого различия в потере ртути для образцов КРТ с различной подготовкой поверхности (химико-механической или механической полировкой), однако она зависит от состава, чем меньше величина x , тем выше поток атомов ртути при быстрых отжигах [109].

Иначе обстоит дело с более длительными термообработками при температурах $T > 200$ °С, которые требуются, например, для электрической активации в $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ имплантированного мышьяка [62] или для улучшения параметров n - p переходов, созданных внедрением ионов B^+ [50]: чтобы предотвратить потерю ртути, необходимо проводить отжиг либо в насыщенных парах Hg ([62]), либо под капсулирующим покрытием ZnS ([50, 104, 105]), которое предотвращает потерю ртути вплоть до $T = 300$ °С.

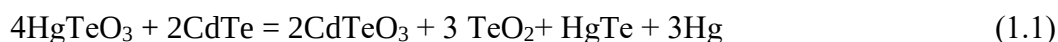
Помимо хорошо зарекомендовавшего себя капсулирующего покрытия ZnS [50, 56], проводились исследования и других альтернативных масок, хорошо согласующихся с КРТ по температурному коэффициенту расширения, в частности, анодного окисла (АО) и CdTe.

В работах [110–112] методом РОР ионов O^{5+} с энергией 40 мэВ исследовалась потеря ртути из непокрытого и покрытого анодным окислом КРТ, после отжига в вакууме при $T = 235-360$ °С в течение 60 мин. В случае непокрытого КРТ [110] при термообработках вплоть до температур 260 °С изменений в спектрах РОР не происходит, а начиная с $T = 280$ °С они трансформируются вследствие испарения ртути. При $T = 323$ °С наблюдается значительная потеря атомов Hg на глубине $z > 2$ мкм, а поверхность покрывается микропорами (данные сканирующей электронной микроскопии). Если на поверхности КРТ выращен анодный окисел толщиной 100 нм [111, 112], то при отжигах вплоть до $T = 320$ °С по сравнению с непокрытым образцом потеря ртути во много

раз меньше. Напротив, при $T = 260\text{--}290\text{ }^{\circ}\text{C}$ наблюдается некоторое увеличение концентрации атомов Hg в поверхностном слое КРТ толщиной около 100 нм [112]. Лишь при температурах $320\text{--}350\text{ }^{\circ}\text{C}$ маскирующие свойства АО значительно ухудшаются, так как он сам начинает терять собственную ртуть [112, 113] (согласно [112] для КРТ с $x = 0,2$ концентрация атомов Hg в пленке анодного окисла составляет 64 % от концентрации атомов Hg в подложке).

Из работ [111, 112] можно сделать вывод, что пленка АО служит хорошим капсулирующим покрытием при отжигах КРТ вплоть до температур порядка $300\text{ }^{\circ}\text{C}$. Однако было установлено, что в процессе термообработки *p*-КРТ под анодным окислом при $T = 100\text{--}230\text{ }^{\circ}\text{C}$ поверхностный слой образца конвертирует в *n*-тип [113–115]. Процесс $p \rightarrow n$ конверсии при отжиге КРТ под АО аналогичен отжигу в парах Hg в результате которого вакансии ртути заполняются диффундирующими атомами междоузельной ртути, поэтому электрофизические параметры материала определяется остаточными донорными примесями и дефектами [116, 117].

По мнению авторов работ [113, 115] образование *n*-слоя при отжиге КРТ под АО также происходят за счет диффузии атомов Hg в объем, источником которых служит граница раздела АО-КРТ с накопленной при анодном окислении избыточной ртутью. Отмечается [115], что данный источник атомов ртути является ограниченным, так как в процессе отжига глубина *n*-слоя сначала увеличивается, достигая нескольких десятков мкм (в зависимости от температуры), а затем начинает уменьшаться, то есть источник обедняется. Однако отсутствие данных по электрофизическим свойствам *n*-слоев, полученных отжигом *p*-КРТ под АО ([113–115]), в отличие от данных по отжигу в парах Hg ([116, 117]), не до конца проясняет возможный механизм $p \rightarrow n$ конверсии. Методом Оже-спектроскопии показано [118, 119], что на границе раздела АО-КРТ после отжига ($T = 220\text{ }^{\circ}\text{C}$, $t = 3\text{ ч}$ [118]) происходит перераспределение компонентов Cd и Hg между окислом и КРТ: наблюдалось увеличение содержания кадмия в пленке АО и эквивалентное его уменьшение в подложке, а также поверхность КРТ значительно обогатилась ртутью в слое толщиной $z \sim 24\text{ нм}$. Авторы работ [118, 119] такое перераспределение компонентов объясняют химическим взаимодействием между АО и КРТ. Одна из возможных реакций между соединением HgTeO_3 , содержащимся в собственном оксиде и подрешеткой CdTe кристалла $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ приводится в работе [120]:



В данной работе методом резерфордского обратного рассеяния также наблюдалось увеличение содержания ртути в приповерхностном слое КРТ после отжига под собственным окислом (проводился двухступенчатый отжиг: $200\text{ }^{\circ}\text{C}/5\text{ ч} + 320\text{ }^{\circ}\text{C}/250\text{ с}$).

Образовавшаяся в результате химических реакций свободная ртуть может диффундировать в объем КРТ, что приводит к формированию *n*-слоя. Наблюдаемое истощение диффузионного источника ртути [115] тогда можно объяснить уменьшением содержания Hg в пленке АО за

счет протекания реакция и частичным испарением ртути из анодного окисла [112]. Итак, существует две точки зрения на возможный механизм образования диффузионного источника Hg при отжиге КРТ под АО: накопление ртути в процессе окисления и химические реакции на границе раздела оксид-КРТ.

Из приведенных литературных данных видно, что кроме Оже-спектроскопии нет других прямых экспериментальных доказательств того, что при отжигах КРТ под анодным окислом каким-либо образом меняется состав поверхности, по которому можно судить о реакциях, проходящих на границе раздела АО-КРТ, а также о механизме образования диффузионного источника ртути. Нет количественного анализа увеличения содержания ртути на границе раздела методом РОР. Не исследована кинетика формирования *n*-слоя и его электрофизические свойства. Не определена энергия активации диффузии ртути. Не исследованы капсулирующие свойства АО на структурах ГЭС КРТ МЛЭ.

Нет данных о капсулирующих свойствах такого диэлектрика, как низкотемпературный плазмохимический SiO₂, который применяется для формирования границы-раздела в фотоприемных структурах [121]. В работе [122] методом РОР было показано, что SiO₂ толщиной 60 нм, напыленный на ЖФЭ КРТ методом ВЧ-распыления в плазме аргона, не предотвращает испарение ртути при отжигах ($T = 300\text{ }^{\circ}\text{C}$, $t = 1\text{ ч}$), тогда как окись индия обладает хорошими капсулирующими свойствами.

Маскирующие свойства пленки CdTe на КРТ исследовались в работе [123]. На монокристаллическую подложку CdTe осаждалась сначала пленка HgCdTe, а затем пленка CdTe, толщины которых составляли 200 нм. Отжиг проводился при $T = 170\text{--}250\text{ }^{\circ}\text{C}$ в течение $t = 10\text{--}11$ и 75 ч. Методом РОР (He⁺, $E = 2,2\text{ МэВ}$) обнаружено, что ртуть из HgCdTe диффундирует в подложку и пленку CdTe при температуре 230 °C, а при $T = 250\text{ }^{\circ}\text{C}$ она начинает испаряться, то есть пленка CdTe на КРТ не является маской для температур отжига $T > 230\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Наряду с процессом радиационного дефектообразования в ионно-имплантированном КРТ в работах [71–75, 96, 99, 108, 109, 124] исследовался также и постимплантационный отжиг радиационных нарушений кристаллической структуры, причем применялись как обычная печная термообработка ([71, 74, 75, 96, 99]), так и быстрый термический ([108, 109]) и лазерный ([72, 124]) отжики.

В работе [71] отжиг имплантированного ионами Hg⁺ КРТ проводился при $T = 250\text{ }^{\circ}\text{C}$ в течение 30 мин. Количество радиационных нарушений существенно уменьшилось, что показали данные РОР, на которых выход каналированного спектра у отожженного кристалла снизился почти до уровня спектра исходного образца. Методом PIXE установлено, что большинство смещенных атомов Cd и Te после отжига встроилось в узлы, а атомы Hg остались в междоузлиях.

Отжиг радиационных нарушений в КРТ, имплантированном ионами В⁺ ($E = 100$ кэВ, $D = 1 \cdot 10^{15}$ см⁻²), в работе [74] проводился последовательно при температуре 150, 200 и 240 °С длительностью 60 мин в парах Hg. Обнаружено, что отжики при температуре 150 и 200 °С не сильно изменяют выход каналированных спектров РОР, но при этом их наклон на глубине, большей чем $z = 400$ нм, возрастает по сравнению со спектром неотожженного образца, что свидетельствует о диффузии дефектов в глубь кристалла. После отжига при $T = 240$ °С выход вновь уменьшился, но наклон спектра на глубине 900 нм стал таким же, как у неимплантированного образца, то есть глубокие дефекты либо отождились почти полностью, либо продиффундировали настолько глубоко, что их нельзя обнаружить данным методом. Вблизи поверхности дефекты сохранились, в связи с чем авторы делают предположение, что для их отжига нужны более высокие температуры, но при этом необходимо использовать инертный маскирующий слой.

Дислокационные петли в имплантированном ионами Hg⁺ КРТ [75] начали отжигаться при $T = 200$ °С, а при $T = 300$ °С ($t = 1$ ч) они практически полностью исчезли. Только некоторые дефекты – петли $1/3(111)$ и $1/2(110)$, находившиеся на большой глубине, остались стабильными. Те дефекты, которые сохранились вблизи поверхности, не были идентифицированы, возможно, они являлись преципитатами. На основе полученных результатов в работе [75] сделан вывод, что отжиг дислокационных петель происходит в приповерхностном слое толщиной порядка 200 нм, и что почти все видимые в электронный микроскоп дефекты исчезают при $T = 300$ °С.

В работе [96] также отмечается, что отжиг радиационных нарушений в имплантированном слое (В⁺, $T = 250$ °С, $t = 20$ –65 мин) происходит преимущественно со стороны поверхности и объема кристалла. Методом электроотражения установлено [98], что в КРТ, имплантированном ионами В⁺ небольшой дозой $1 \cdot 10^{14}$ см⁻² отжиг дефектов происходит при меньших температурах: после термообработки при $T = 200$ °С в течение 40 мин структура кристалла восстановилась. По мнению авторов работы [99], релаксации напряжений и залечиванию дефектов при отжиге способствует перераспределение атомов Hg, которые, по-видимому, захватываются междоузельными скоплениями атомов Те.

Быстрый термический отжиг также оказался эффективным методом восстановления кристаллической структуры [108, 109]. В эпитаксиальной пленке ЖФЭ КРТ, имплантированной ионами В⁺ с энергией 250 кэВ дозой $1 \cdot 10^{15}$ см⁻², в процессе быстрого 8 секундного отжига при $T = 260$ °С полностью исчезли дефекты, а структурное совершенство кристалла стало даже лучше, чем до имплантации.

Импульсные отжики радиационных нарушений в КРТ проводились когерентным излучением как рубинового лазера ($\lambda = 0,69$ мкм), так и СО₂-лазера ($\lambda = 10,6$ мкм), работающих соответственно в режимах модулированной добротности и свободной генерации [72, 124]. Для за-

щиты поверхности в данных работах использовалась пленка ZnS толщиной 1,2 мкм. Структурные исследования (РОР, H^+ , $E = 330$ кэВ) слоев, отожженных излучением рубинового лазера с длительностью импульса 50 нс показали, что: (1) в данном режиме происходит только частичный отжиг дефектов, разупорядочение кристалла после воздействия импульса все еще велико; (2) существует узкий диапазон плотностей (W) энергии в импульсе 0,15–0,20 Дж/см² для приемлемого отжига, так как уже при $W = 0,25$ Дж/см² происходит сильное обеднение ртутью поверхностного слоя толщиной до $z = 300$ нм.

Авторы полагают, что вследствие большого поглощения лазерного излучения на этой длине волны (коэффициент поглощения $\alpha = 5 \cdot 10$ см⁻¹) даже при небольших плотностях энергии и временах импульса происходит расплавление поверхности, так как ее температура достигает 700–800 °С. Ограничение на применение импульсного отжига КРТ рубиновым лазером накладывает и то обстоятельство, что после него приповерхностный слой всегда имеет n -тип проводимости, независимо от природы имплантированной примеси.

Использование СО₂-лазера с длительностью импульса 0,2–0,3 с и плотностью мощности (P) 120–250 Вт/см² оказалось наиболее подходящим для отжига структурных нарушений в КРТ, сравнимым с печной обработкой [124]. Так как энергия лазерного излучения поглощается только свободными носителями и дефектами ($\alpha = 1$ см⁻¹), при данных режимах температура поверхности не превышает 400 °С, поэтому обеднение ее атомами Hg не происходит (стехиометрия заметно нарушается только при плотности мощности $P > 300$ Вт/см²). Авторы предполагают, что отжиг структурных нарушений в ионно-имплантированном слое при воздействии импульса СО₂-лазера проходит по механизму быстрой твердофазной рекристаллизации.

В работе [125] впервые было показано, что слабое магнитное поле способствует существенному отжигу радиационных дефектов в ионно-имплантированном КРТ (а также в InSb). Ионы In^+ с $E = 320$ кэВ и $D = 2 \cdot 10^{13}$ см⁻² имплантировались в кристаллы КРТ состава $x = 0,2$ при $T = 300$ К в присутствии магнитного поля с индукцией $B = 2$ кГс и без поля. Измерения каналированных спектров РОР показали, что в имплантированном в магнитном поле образце дефектов меньше (на 14 %), чем в образце, имплантированном без поля. Эффект объясняется влиянием магнитного поля на подвижность точечных дефектов, генерированных ионной бомбардировкой, за счет того, что в магнитном поле, которое рассматривается как слабое возмущение, изменяется подвижность свободных носителей заряда. Точечные дефекты могут захватывать подвижные электроны в течение времени релаксации $\Delta\tau = 10^{-13} - 10^{-12}$ с в окрестности расстояния $r_e \approx v \cdot \Delta\tau \approx 10^{-6} - 10^{-5}$ см вследствие чего понижается энергетический барьер для атомных скачков и скорость их миграции и рекомбинации увеличивается.

Радиационные дефекты влияют и на оптические свойства соединения $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ [54, 126]. В ионно-имплантированном бором КРТ ($E = 150$ кэВ, $D = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, постимплантационный отжиг $T = 140^\circ\text{C}$, $t = 24$ ч) [126] наблюдается сдвиг края поглощения в коротковолновую область вследствие эффекта Мосса-Бурштейна. Это свидетельствует о том, что после имплантации и низкотемпературного отжига в КРТ концентрация свободных электронов намного порядков выше, чем до имплантации. Различие между теоретическими расчетами сдвига Мосса-Бурштейна, в которых кристаллическая структура предполагалась совершенной и экспериментальными спектрами поглощения, которые сдвинуты вправо на 150 см^{-1} по отношению к теоретическим, показывает, что и структурные нарушения вносят значительный вклад в коэффициент поглощения. Эти структурные дефекты не отжигаются до конца при низкотемпературных термообработках.

1.1.3. Электрофизические свойства ионно-имплантированных слоев

Основная цель ионной имплантации полупроводников – контролируемое локальное изменение электрофизических свойств материала путем внедрения либо акцепторной, либо донорной примеси с последующей ее электрической активации при постимплантационных термических воздействиях. Ионная имплантация является в настоящее время основным прецизионным методом радиационной модификации полупроводников при создании приборов.

Как отмечалось во введении, на ранних стадиях исследования радиационных воздействий на КРТ было установлено, что в нем независимо от исходного типа проводимости полупроводника при облучении любыми частицами возникают радиационные донорные центры, которые накапливаются с ростом дозы облучения. Данные исследования привели к созданию в нашей стране научного направления – радиационной физики узкозонных полупроводников [40]. Воздействию электронного, нейтронного, высокоэнергетического (несколько МэВ) протонного и гамма облучения как на объемные кристаллы, так и гетероэпитаксиальные слои МЛЭ КРТ и фотоприемники на основе КРТ посвящено большое количество работ, выполненных в различные годы (см, например, [127–135]). Подробный обзор по радиационному воздействию на соединения $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ представлен в работах [136–138]. Отметим, что исследования воздействия электронного и гамма-облучения на параметры ГЭС КРТ МЛЭ [133, 134] показали, что механизмы образования электрически активных радиационных дефектов и процессы их эволюции протекают сходным образом как в гетероэпитаксиальных структурах, так и объемных кристаллах КРТ.

Ионная имплантация воздействует как на электронную, так и на атомную подсистему кристалла при торможении ионов в твердом теле. Разработанная теория торможения ионов позволяет вычислять энергию, выделяемую в каскадах атомных столкновений и пробеги ионов любой массы и энергии в различных мишенях [139–141].

В процессе ионной имплантации в области внедрения ионов возникают радиационные нарушения кристаллической структуры (нарушение периодической структуры кристалла) вплоть до аморфизации поверхности (см. раздел 1.1.1). Следуя работам [142, 143] рассмотрим основные механизмы дефектообразования при ионном внедрении.

При торможении в кристалле ион смещает целые группы атомов из своих узлов, что приводит к формированию в решетке разупорядоченных областей [142] – весьма крупных (квази-макроскопических) дефектов, обладающих сложной пространственной структурой, отдельные элементы которой могут быть образованы дефектами различной природы, например, вакансионное ядро разупорядоченной области и ее “оболочка” из примесных атомов, либо их комплексов с вакансиями. Комплекс – дефект, состоящий из относительно небольшого числа сильно связанных точечных дефектов преимущественно различной природы (комплексы вакансий с атомами химической примеси и т. п.). Основные процессы накопления дефектов при торможении ионов в кристалле: 1 – квазипервичные; 2 – коагуляционные; 3 – гетерогенные [143].

1. Квазипервичные – процессы формирования и стабилизации областей разупорядочения, когда на месте первичного каскада столкновений образуются более или менее локализованные области с концентрацией дефектов, существенно превышающей среднюю по объему облучаемого материала. В процессе облучения происходят как спонтанный внутрикаскадный отжиг близко расположенных пар $V-I$, так и диффузионное разделение вакансий и междоузельных атомов вследствие большого различия в их коэффициентах диффузии. Возможен также другой процесс удаления междоузельных атомов из области каскада – “микровзрыв”: мгновенные значения выделившейся внутри каскада энергии, внутрикаскадной температуры и эффективного внутрикаскадного давления вполне обеспечивают быстрый выброс значительной части смещенных атомов за пределы каскада без существенного разогрева и нарушения структуры прилегающей области кристалла.

Образовавшиеся в конечном итоге разупорядоченные области состоят, как правило, из ядра, основу которого составляют вакансионные кластеры различной степени сложности, и дефектно-примесной оболочки, возникающей вследствие взаимодействия разупорядоченной области с окружением.

2. Коагуляционные – процессы, протекающие с участием подвижных точечных дефектов, которые, взаимодействуя между собой, а также с дефектами, образовавшимися на более ранних этапах облучения, способствуют созданию новых стабильных дефектов и укрупнению “старых” и приводят к накоплению крупных радиационных дефектов в среднем равномерно по объему облучаемого слоя.

Пространственное разделение простейших дефектов обеспечивается наличием активаци-

онного барьера для аннигиляции вакансий и междоузельных атомов, а также их высокой подвижностью. Для процессов данной группы чрезвычайно важную роль играют природа и количество химической примеси, дефектный состав исходного кристалла, наличие полей упругих напряжений и их характер, зарядовые состояния взаимодействующих дефектов и прочие факторы, влияющие на активационные барьеры и подвижность взаимодействующих частиц.

3. Гетерогенные – процессы формирования аморфного слоя у поверхности кристалла, а также на границах зерен и на прочих крупных несовершенствах структуры материала. Главным фактором, определяющим условия пространственного разделения вакансий и междоузельных атомов в случае гетерогенного дефектообразования, является, скорее всего, релаксация полей внутренних напряжений, связанных с границами раздела.

Во всех рассмотренных случаях эффективность механизмов пространственного разделения вакансий и междоузельных атомов будет наибольшей на начальных этапах облучения, когда кристалл еще в достаточной степени совершенен. Напротив, в области больших доз, когда исходная кристаллическая структура почти полностью нарушается, эффективность разделения снижается, вследствие чего резко возрастает роль аннигиляционных процессов – прямых и особенно аннигиляции на центрах. К тому же вклад последней возрастает и в результате накопления сложных дефектов, которые, по мере укрупнения, сами становятся эффективными центрами аннигиляции.

Все это приводит к тому, что, начиная с некоторой дозы (определяемой природой доминирующего механизма пространственного разделения вакансий и междоузельных атомов), дальнейшее облучение фактически перестает вводить новые дефекты (точнее, наряду с генерацией определенного числа “новых” дефектов, эквивалентное количество “старых” залечивается за один и тот же промежуток времени). В этих “квазистационарных” условиях осуществляются лишь последовательные перестройки образовавшихся ранее дефектов, и трансформация спектра дефектов в целом при сохранении суммарного числа дефектов (в пересчете на точенные), накопленных на предыдущих этапах облучения.

На основании этих, а также изложенных соображений можно сделать два вывода. Первый касается соотношения между квазипервичными и коагуляционными процессами в зависимости от энергии и массы бомбардирующих частиц. С увеличением массы и энергии первичного иона повышается роль каскадного дефектообразования, соответственно возрастает вклад процессов группы 1, и наоборот. Второй вывод заключается в том, что при достаточно длительном облучении в условиях квазиравновесия будет достигаться “предельное” распределение (“спектр”) сложных дефектов, которое затем остается практически неизменным в широком диапазоне доз.

Все вышеперечисленные модельные представления радиационного дефектообразования при ионном облучении кристаллов относились, в первую, к одноэлементным полупроводникам

Si и Ge. Механизмам образования и миграции дефектов в полупроводниках и полупроводниковых соединениях A_3B_5 и A_2B_6 под действием облучения является предметом изучения радиационной физики полупроводников, фундаментальные вопросы которой изложены в широко известных монографиях [34, 35, 144–150]. Очевидно, что эти процессы происходят и в многокомпонентных полупроводниковых соединениях, к которым относится и $Cd_xHg_{1-x}Te$, только они гораздо сложнее поскольку смещение атомов из узлов кристаллической решетки (точнее каждой подрешетки CdTe и HgTe) под действием облучающих частиц происходит для всех компонентов соединения, и наиболее подвижным дефектом являются междоузельные атомы Hg, играющие, как и вакансии ртути, ключевую роль в электрофизических свойствах облученного материала.

При ионной имплантации необходимо, в первую очередь, знать пространственное распределение внедренных атомов примеси в образце. Разработаны компьютерные программы расчета пробегов ионов в многокомпонентных мишенях, основанные на методе Монте-Карло [151] современной модификацией которых является широко известный и доступный метод SRIM-2013 (Stopping Range in Material, <http://www.srim.org>).

Пробеги в КРТ ионов с различной массой исследовались в работах [152–156], где приведены значения R_p и ΔR_p в зависимости от энергии ([152]), ориентации кристалла ([153, 154]), а также сравнение теории и эксперимента ([152, 156]).

Проецированные и полные пробеги ионов B^+ (обоих изотопов ^{10}B и ^{11}B), а также их электронные и ядерные тормозные способности рассчитывались с помощью ЛШШ теории для КРТ состава $x = 0,2$ в интервале энергий 10–1000 кэВ [152]. Сравнение теоретических и экспериментальных кривых осуществлялось по ядерной реакции $^{10}B(n, \alpha)^7Li$. Получено хорошее согласие между теорией и экспериментом для величин R_p в пределах 4 % и расхождение до 48 % для ΔR_p . Метод ВИМС использовался для исследования пространственного распределения 45 типов ионов для КРТ состава $x = 0,19–0,35$ имплантированных с энергией 100–700 кэВ дозой $1 \cdot 10^{13}–3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ в неканализованном $\langle 111 \rangle$ и канализованном $\langle 110 \rangle$ кристаллографических направлениях [153–155]. Установлено, что канализованные ионы имеют большой пробег от 2 до 50 мкм. Величины $R_p \pm \Delta R_p$ для ионов B^+ , имплантированных с энергией 150 кэВ, $R_p \pm \Delta R_p = 0,3551 \pm 0,2121 \text{ мкм}$ и $R_p \pm \Delta R_p = 0,340 \pm 0,217 \text{ мкм}$, приведенные в работах [152] и [153–155] соответственно, находятся в хорошем согласии. Профили распределения легких атомов ^1H , ^2H и ^4He , имплантированных в КРТ состава $x = 0,2–0,5$ и CdTe с $E = 150–300 \text{ кэВ}$ и $D = 1 \cdot 10^{14}–10^{16} \text{ см}^{-2}$ измерялись методом ВИМС [156]. Проведено сравнение экспериментальных величин $R_p(^1H) \pm \Delta R_p(^1H)$ и рассчитанных по ЛШШ теории, которые близки между собой. Отметим, что в литературе отсутствуют экспериментальные данные о пробегах ионов в ГЭС КРТ МЛЭ.

Основываясь на результатах радиационных воздействий на электрофизические свойства КРТ, было предположено [157], что и для ионно-имплантированных кристаллов КРТ не химическая природа внедренной примеси, а радиационные дефекты, диффундирующие в глубь кристалла, ответственны за формирование слоев n -типа проводимости, получаемых без постимплантационного отжига, так как наблюдаемая глубина n - p перехода была намного больше, чем пробег ионов (B^+ , Be^+). Дальнейшие эксперименты подтвердили данное предположение. Рассмотрим влияние различных условий ионной имплантации КРТ (доза, энергия, природа и масса ионов, температура обучения) на электрофизические параметры n -слоев, получаемых без последующего термического отжига.

Слоевая концентрация электронов (N_s), их подвижность (μ_n) и распределение объемной концентрации (n) по глубине ионно-имплантированного слоя определяются, как правило, методом эффекта Холла. Используются также емкостные (C - V) и оптические (отражательная ИК-спектроскопия) измерения. Параметры n -слоев всюду приводятся для температуры 77 К. Глубина n - p перехода измеряется методом наведенных электронным лучом токов (Electron Beam Induced Current – EBIC) при его сканировании по поперечному сколу ионно-имплантированного кристалла [157]. Распределение атомов принеся по глубине исследуется методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС).

Первое исследование в работе [158] зависимости слоевой концентрации электронов от дозы ионов B^+ , Ag^+ , P^+ , In^+ , Au^+ , имплантированных в n -КРТ с энергией 150 кэВ, показало, что при любом сорте внедряемых ионов величина N_s слабо зависят от их дозы: при дозах ионов 10^{12} – 10^{15} $см^{-2}$ слоевая концентрация электронов изменяется в пределах 10^{13} – 10^{14} $см^{-2}$. Эксперименты показали, что при больших дозах ионов ($D = 10^{15}$ $см^{-2}$) выполняется соотношение $N_s < D$, а при малых дозах ($D = 10^{12}$ $см^{-2}$) – $N_s > D$. На основании этого был сделан вывод о доминирующей роли радиационных дефектов в формировании слоя с электронным типом проводимости по сравнению с электрической активацией внедренной примеси.

Независимость слоевой концентрации электронов от сорта и дозы внедряемых ионов была показана также и в работе [159], так как имплантация в КРТ ионов B^+ , Al^+ , P^+ , Ag^+ с энергией 100–300 кэВ дозой 10^{13} – 10^{15} $см^{-2}$ приводила к почти одинаковому значению $N_s = (5–6) \cdot 10^{14}$ $см^{-2}$, а подвижность электронов составляла величину $\mu_n = (1–3) \cdot 10^2$ $см^2 \cdot V^{-1} \cdot c^{-1}$. Концентрация электронов вблизи поверхности, оцененная из C - V измерений, имела значение $n = (1–3) \cdot 10^{18}$ $см^{-3}$.

Авторы работы [159] делают вывод об образовании слоя с n -типом проводимости за счет радиационных дефектов на основании следующих экспериментальных данных: (1) параметры имплантированного слоя не чувствительны к сорту ионов и их дозе; (2) концентрация электронов в n -слое превышает число имплантированных ионов (для малых доз величина N_s на порядок больше дозы ионов); (3) образование слоя с n -типом проводимости при ионной бомбардировке

происходит без последующего термического отжига.

Данные работ [158, 159] по величинам слоевых концентраций электронов, полученных из холловских измерений, довольно существенно различаются, хотя в обеих работах наблюдается насыщение N_s при дозах 10^{13} – 10^{14} см⁻².

Аналогичное насыщение дозовой зависимости слоевой концентрации электронов в n -КРТ, имплантированном ионами II и III групп, а также Ag^+ с энергиями 100–300 кэВ в широком интервале доз $3 \cdot 10^{10}$ – $1 \cdot 10^{16}$ см⁻² наблюдалось авторами цикла работ [160–166], в которых использовался бесконтактный метод отражательной ИК-спектроскопии для определения электрических параметров приповерхностного ионно-имплантированного слоя. Рассчитанные из спектров ИК-отражения, снятых при разных дозах, значения слоевой концентрации электронов хотя и имели некоторое различие в зависимости $N_s(D)$ для ионов II и III групп, в частности, Mg^+ и Al^+ [163, 164] (алюминий является донором в КРТ), в интервале доз $3 \cdot 10^{12}$ – $1 \cdot 10^{15}$ см⁻² наблюдалось насыщение слоевой концентрации электронов на уровне $3 \cdot 10^{13}$ см⁻², который практически не зависел от массы внедряемых ионов от B^+ до Cd^+ . На основании полученных данных авторы делают основной вывод о том, что они подтвердили гипотезу о преобладающем влиянии радиационных дефектов на электрические свойства ионно-имплантированных слоев КРТ. Предложена модель радиационного дефекта [165] – междоузельная ртуть, захваченная собственным или радиационно-индуцированным протяженным дефектом, с энергией ионизации на 0,15 эВ выше дна зоны проводимости. Насыщение зависимости $N_s(D)$ согласно [163, 166] происходят по следующему механизму:

- при достаточно высоких дозах внедренных ионов концентрация электронов в n -слое достигает величины, при которой уровень Ферми в пределах kT совпадает с энергией ионизации E_R радиационного дефекта (междоузельная ртуть в ловушке);
- происходит переход свободных электронов из зоны проводимости на радиационные дефекты, и междоузельный атом Hg, захвативший электрон, становится электрически нейтральным;
- при распаде комплекса междоузельная ртуть-ловушка свободный нейтральный атом диффундирует по кристаллу до тех пор, пока не окажется в области, для которой уровень Ферми будет ниже энергии ионизации атома.

В работе [165] рассматривается также различие в дозовых зависимостях N_s при имплантации легких (B^+) и тяжелых ионов (Ag^+). Это различие состоит в том, что область линейной зависимости $N_s(D)$ для легких ионов смещена в сторону больших доз по отношению к тяжелым ионам. Физическая причина данного эффекта объясняется тем, что при внедрении легких ионов

создаются кластеры радиационных нарушений, состоящие преимущественно из точечных дефектов, поэтому для образования протяженных дефектов нужны большие дозы, тогда как при имплантации небольших доз тяжелых ионов сразу образуются протяженные дефекты (раздел 1.1.2), которые могут захватывать междоузельную ртуть.

Не подвергая сомнению выводы и предложенные в работах [160–166] модельные представления следует отметить, что количественные данные электрофизических параметров ионно-имплантированных слоев, полученные только на основе оптических спектров отражения и не подтвержденные прямыми холловскими измерениями, по абсолютному значению насыщения слоевой концентрации электронов на уровне $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ значительно различается с данными работ [158, 159], в которых величины насыщения N_s равны соответственно $(7-9) \cdot 10^{13}$ и $(5-6) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. В то же время величина слоевой концентрации электронов в n^+ -слое $N_s = (0,95-1,3) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, определенная также из спектров ИК-отражения [167] кристаллов p -КРТ, имплантированных ионами B^+ с энергиями 100 и 200 кэВ дозой $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, отличается от данных работы [161] и близка к данным работы [158] (хотя в [158] и в [161] имплантировался КРТ n -типа). С другой стороны, и максимальная величина объемной концентрации электронов в n^+ -слое $n = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, приведенная в [167], хорошо совпадает с данными других авторов $n = (1-3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, полученных как методом эффекта Холла [54, 168] так и $C-V$ измерений [158, 169]. Отметим, что в [167] объемная концентрация электронов не зависела от энергии ионов B^+ .

Комбинированное исследование ионно-имплантированного КРТ методами холловских измерений и ИК-спектроскопии было проведено в работе [170]. Ионы B^+ внедрялись с энергиями 120 и 350 кэВ в интервале доз $1 \cdot 10^{13}-7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. С целью предотвращения нагрева образца в процессе облучения плотность ионного тока не превышала $0,1 \text{ мкА/см}^2$ (ток с плотностью выше 1 мкА/см^2 приводил к нагреву образца). После имплантации снимались спектры ИК-отражения и проводились холловские измерения. Авторы отмечают, что расчетные величины концентраций электронов, полученные обоими методами, совпадали между собой с точностью 20 %, тогда как значения подвижностей различались на порядок ввиду разных механизмов рассеяния, заложенных в расчеты. Однако следует иметь в виду, что для расчета параметров n^+ -слоя из оптических измерений его глубина (d_n) принималась равной пробегу ионов B^+ ($d_n = 0,4 \text{ мкм}$ при энергии 120 кэВ), которая определялась методом ВИМС, хотя уже к тому времени было известно ([157]), что в ионно-имплантированном КРТ распределения по глубине внедренных атомов примеси и носителей заряда не совпадают между собой. Тем не менее полученные при $D > 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и независимо от энергии ионов B^+ величины насыщения $N_s = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и $n = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а также эффективная подвижность ($\mu_{n \text{ эфф.}}$) электронов $3 \cdot 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ совпадают с данными ранее рассмотренных работ. Авторы предположили, что радиационные дефекты, а не электрическая активация

бора приводит к n -типу проводимости в имплантированном слое, хотя замечают, что при дозах $D > 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ величина $n = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ не коррелирует ни с количеством имплантированного бора, ни со степенью радиационных нарушений в кристалле, которая оценивалась из данных сканирующей электронной микроскопии. С другой стороны, в работах [171, 172] методом ИК-отражения, дополненным методом диффузного рассеяния рентгеновских лучей [173], было установлено, что в имплантированном ионами Al^+ с $E = 320 \text{ кэВ}$ и $D = 3 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ КРТ p -типа величины $N_s = 1,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, $n = 5,7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ для дозы 10^{12} см^{-2} и $N_s = 2,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, $n = 4,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ для дозы 10^{14} см^{-2} , то есть намного меньше, чем получено в работе [170]. Методом диффузного рассеяния рентгеновских лучей наблюдались протяженные дефекты – дислокационные петли обоих типов, радиус которых возрастал в три – четыре раза с ростом дозы ионов Al^+ от 10^{13} до 10^{15} см^{-2} . Было также установлено, что насыщение точечных дефектов наступает при дозе $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, которая близка величине насыщения N_s .

В работе [174] методом отражательной ИК-спектроскопии в объемном КРТ состава $x = 0,21$, имплантированном в интервале доз $5 \cdot 10^{12} - 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ионами Al^+ ($E = 400 \text{ кэВ}$), B^+ ($E = 200 \text{ кэВ}$) и P^+ ($E = 200 \text{ кэВ}$) насыщение слоевой концентрации для всех ионов наблюдалось при дозе $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и величина N_s имела следующие значения: $N_s(\text{Al}^+) = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$; ионов $N_s(\text{B}^+) = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$; $N_s(\text{P}^+) = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, а объемная концентрация электронов изменялась в интервале $n = 5 \cdot 10^{17} - 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Метод C - V измерений [175] дает совершенно другие значения слоевой концентрации электронов $N_s = (2,5 - 4,8) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ в p -КРТ с исходными параметрами $p = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $\mu_p = 795 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, имплантированном ионами B^+ с $E = 100 \text{ кэВ}$ и $D = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ сквозь капсулирующий диэлектрик $\text{CdS} + \text{ZnS}$ толщиной 100 нм .

Как видно из приведенных литературных данных по применению отражательной ИК-спектроскопии и C - V измерений для исследования электрофизических свойств ионно-имплантированных слоев КРТ, результаты по величинам слоевой и объемной концентрации электронов, полученные данными методами, являются неоднозначными.

Для формирования n - p переходов в КРТ p -типа предпочтительнее использовать бор [50], атомы которого имеют небольшую массу, поэтому при имплантации ионов B^+ в решетке создается гораздо меньше структурных нарушений, чем при имплантации ионов с большой массой, которые затем трудно отжигать (см. разделы 1.1.1, 1.1.2). Достоинство бора также заключается и в том, что он является донорной примесью в КРТ. Поэтому имплантация ионов B^+ в настоящее время широко применяется для изготовления фотодиодов и фотодиодных матриц с высокими

параметрами на основе объемных кристаллов и гетероэпитаксиальных слоев КРТ p -типа различного состава $x = 0,2-0,7$ [176–189]. В данных работах для формирования n - p переходов использовались различные энергии 50–200 кэВ и дозы $1 \cdot 10^{13} - 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ионов B^+ .

Параметры формируемых фотодиодов сильно зависят от режимов имплантации, в первую очередь, от дозы [52]. В данной работе n^+ - p переходы формировались в p -КРТ с $x = 0,2$ ионной имплантацией B^+ с $E = 175$ кэВ и $D = 5 \cdot 10^{11} - 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ через диэлектрик ZnS . Исследовалась температурная зависимость параметра R_0A , которая изменялась с ростом дозы ионов B^+ . Лучшие диоды были сформированы при малых дозах, когда величина R_0A лимитировалась диффузионным током неосновных носителей в p -области. С ростом дозы увеличивалась концентрация ловушек в области пространственного заряда со стороны n^+ -области, сформированной ионной имплантацией, что приводило к росту генерационно-рекомбинационной составляющей тока и параметр R_0A снижался. Поэтому рассмотрим литературные данные о влиянии дозы и энергии ионов B^+ на электрофизические свойства формирующихся n -слоев более подробно.

В работах [56, 75] методом эффекта Холла (использовались магнитные поля с индукцией $B = 2-10$ кГс) исследовались имплантированные ионами B^+ как объемные кристаллы, так и эпитаксиальные слои КРТ p - и n -типа состава $x = 0,2-0,3$ с различными исходными параметрами: $p = 5 \cdot 10^{15} - 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; $\mu_p = 100-500 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$; $n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$; $n^- = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; $\mu_n > 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Имплантация ионов B^+ проводилась при комнатной температуре с энергией 150 кэВ в интервале доз $10^{11} - 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (дозовая зависимость) и дозой $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ при энергиях 30–200 кэВ (зависимость от энергии). Наряду с холловскими измерениями использовался метод отражательной ИК-спектроскопии.

Согласно результатам, полученным в работе [75], при малых дозах $D \leq 10^{12} \text{ см}^{-2}$ величина слоевой концентрации электронов на порядок выше, чем доза ионов B^+ . Это показывает, что бор напрямую не участвует в процессе легирования, и, что более вероятно, электрически активные радиационные дефекты ответственны за проводимость n -типа. При дозах $D > 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ наблюдается насыщение слоевой концентрации на уровне $N_s = 1,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, который не изменяется вплоть до дозы 10^{16} см^{-2} (незначительное уменьшение N_s , по-видимому, имеет место при $D > 10^{15} \text{ см}^{-2}$). Полученные зависимости $N_s(D)$ одинаковые для разных исходных образцов, а также результаты оптических и прямых электрических измерений хорошо согласуются между собой. Когда слоевая концентрация электронов с ростом дозы ионов насыщается, их подвижность также остается постоянной на уровне $\mu_n = (3-5) \cdot 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ (более высокая подвижность электронов наблюдается для малых доз). Объемная концентрация электронов для доз ионов B^+ в интервале $D = 10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-2}$ имеет максимальное значение $n = (1-2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Насыщение объемной концентрации электронов (уровня легирования) происходит при дозах ионов B^+ , намного меньших, чем доза ($D > 10^{15} \text{ см}^{-2}$), при которой наступает насыщение радиационных нарушений кристалла КРТ [56]. Так же, как и в работах [163, 166], максимум объемной концентрации электронов $n = (1-2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в [56] объясняется гипотезой о закреплении уровня Ферми вблизи резонансного уровня дефектов $E_R = E_c + 0,15 \text{ эВ}$.

Гипотеза о закреплении уровня Ферми в облучаемых полупроводниках теоретически рассматривалась в [190–193]. Проведенный в работе [192] расчет основывался на результатах теоретического исследования электрофизических свойств облученных материалов A_3B_5 , в которых было показано, что изменение свойств материала в процессе облучения может быть описано в терминах концепции локальной электронейтральности. В рамках этой концепции показано, что предельное положение уровня Ферми (F_{lim}) в облученном высокоэнергетическими частицами полупроводнике совпадает с уровнем локальной электронейтральности кристалла (E_{lnl}), который может быть рассчитан теоретически, а это, в свою очередь, позволяет не только проанализировать получаемые экспериментальные результаты, но и априори рассчитать ожидаемые электрофизические параметры облученного полупроводника. Проведя расчет уровня локальной электронейтральности для кристаллов $Cd_xHg_{1-x}Te$, авторы показали, что E_{lnl} находится в зоне проводимости для составов $x < 0,47$ и в верхней половине запрещенной зоны для остальных составов, что и определяет, в конечном итоге, n^+ - или n -тип проводимости облученного материала соответственно. Эффект радиационного воздействия проявляется в компенсации исходной проводимости материала, при этом электронные свойства облученного $Cd_xHg_{1-x}Te$ определяются минимальным энергетическим зазором между $E_{lnl}(x) \cong F_{lim}(x)$ и ближайшим экстремумом в зонном спектре идеального кристалла и изменяются при варьировании состава раствора от материала n^+ -типа проводимости в случае граничного состава $HgTe$ до высокоомных образцов n -типа проводимости в случае $CdTe$.

Насыщение слоевой концентрации электронов при имплантации ионов B^+ наблюдалось и в [194]. Ионы B^+ (а также Ag^+ и Al^+) имплантировались в объемный и эпитаксиальный p -КРТ состава $x = 0,20-0,30$ с $E = 120-140 \text{ кэВ}$ дозами $2 \cdot 10^{11}-2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ сквозь диэлектрик толщиной $0,3 \text{ мкм}$. Измерения проводились в интервале магнитных полей $B = 1-10 \text{ кГс}$. Установлено, что с ростом дозы ионов B^+ уменьшалась эффективная подвижность электронов до $\mu_n = 1,1 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ и росла их слоевая концентрация, которая достигала насыщения $N_s = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ при $D = 1,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Как видно, эти величины насыщения N_s существенно различаются от данных, приведенных в [75, 158, 159]. На зависимости слоевой концентрации электронов от энергии ионов B^+ [56, 75] наблюдается рост от $N_s = 6 \cdot 10^{13}$ до $N_s = 1,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ в интервале энергий $30-150$

кэВ, а при дальнейшем увеличении энергии до 200 кэВ (по данным [157, 170] до $E = 350$ кэВ, в [167] при $E = 100\text{--}200$ кэВ) концентрация электронов остается постоянной.

В работе [75] показано, что если исходный кристалл КРТ обладает плохими электрофизическими параметрами (низкая подвижность дырок $\mu_p < 100 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$) или в нем много структурных дефектов, то максимальный уровень N_s не превышает $4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Это свидетельствует о том, что, хотя радиационные дефекты ответственны за электрическую активность n -типа, дефекты (или примеси), первоначально присутствующие в образце, могут ограничивать уровень концентрации электронов. Поэтому имеющийся разброс литературных данных по величинам насыщения слоевой концентрации от $5 \cdot 10^{13}$ ([158]) до $6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ([159]) в работе [75] объясняется возможным различным качеством исходного КРТ.

Вывод работы [75] о влиянии исходных свойств материала на параметры ионно-имплантированного слоя очень важен. Однако имеющийся в литературе разброс величин N_s можно объяснить также различным подходом к методам определения электрофизических параметров n -слоев. Так, в работе [158] использовалась модель Петрица с двумя проводящими слоями [195] для определения N_s и эффективной подвижности электронов. Следует отметить, что данной моделью, как было строго показано в [196, 197], можно пользоваться только в области слабых магнитных полей, когда можно пренебречь магнитосопротивлением при измерении эффекта Холла в двухслойной системе.

Известно [198, 199], что в узкозонных твердых растворах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ составов $x \approx 0,2$ (при $x < 0,16$ полупроводник становится бесщелевым) наблюдается смешанная проводимость. Поэтому в области слабых магнитных полей коэффициент Холла (R_H) в случае смешанной проводимости $R_H = (p\mu_p^2 - n\mu_n^2) / (p\mu_p + n\mu_n) < 0$, поскольку $n\mu_n^2 > p\mu_p^2$ вследствие того, что отношение подвижностей электронов и тяжелых дырок $\mu_n / \mu_p \approx 10^2 - 10^3$ ($\mu_n = 10^5 - 10^6 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $\mu_p = 10^2 - 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$) в зависимости от температуры [198]. С ростом магнитной индукции, когда начинает выполняться условие сильного поля $\mu_n^2 B^2 > 1$, электроны “замагничиваются” и зависимость $R_H(B)$ меняет знак с отрицательного на положительный. Та же картина наблюдается и в случае наличия n -слоя на поверхности p -КРТ – кинетические коэффициенты сильно зависят от магнитного поля [200, 201], поскольку с ростом B ввиду большой разницы в подвижностях электронов в n -слое и дырок в p -подложке ($\mu_n / \mu_p > 100$ если n -слой не вырожден) магнитосопротивление n -слоя увеличивается быстрее, чем у p -подложки. Поэтому вклад p -подложки в измеряемую э.д.с. Холла с ростом поля становятся все больше и наступает момент, когда поле для электронов n -слоя станет сильным ($\mu_n^2 B^2 > 1$), тогда э.д.с. Холла поменяет знак с отрицательного на положительный и станет определяться только дырочной проводимостью подложки, то есть зависимость постоянной

Холла $R_H(B)$ такой двухслойной системы имеет знакопеременный вид, как и в случае смешанной проводимости однородного материала.

Поскольку n^+ -слой, созданный ионной имплантацией, должен быть сильно неоднороден по глубине, так как радиационные дефекты в КРТ распределены с различной плотностью (раздел 1.1.1), то, вероятнее всего, и подвижность электронов должна сильно изменяться по слою. Эта неоднородность должна приводить к значительной зависимости $R_H(B)$ в ионно-имплантированном КРТ, а значит и величина определяемых параметров (N_s , μ_n) должна зависеть от значения B , при котором проводились измерения. Однако этот вопрос никак не обсуждается в рассматриваемой литературе.

В работах [158, 159] величины магнитных полей не указаны, поэтому сопоставлять их результаты с данными [75], в которой применялись поля с индукцией 2–10 кГс трудно. К тому же в [159] использовалась модель неоднородного слоя без учета проводимости подложки. В [194] из зависимости $R_H(B)$ в интервале $B = 1\text{--}10$ кГс без учета магнитосопротивления определялись отдельно слоевые концентрации и подвижности дырок и электронов.

Однако и в работе [75] не сказано, по какой из моделей определялись параметры n^+ -слоя, а указано только, что использовалась стандартная аппроксимация: фактор рассеяния принимался равным единице и рассматривался один сорт носителей заряда. В работах [168, 170] использовался метод расчета N_s по двухслойной модели, но и в них не указана величина магнитного поля, хотя параметры n -слоя находятся в хорошем согласии с результатами из [75]. Напротив, величины $N_s = (2,5\text{--}4,8) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, полученные в работе [175] методом C-V измерений, близки к данным [159]. Столь большое различие в величинах N_s , полученное из емкостных ([175]) и холловских измерений ([75]), нельзя, по-видимому, объяснять плохим качеством кристаллов КРТ, поскольку в [175] на них изготовили диода с высокими параметрами.

Вероятнее всего, разброс литературных данных для слоевых концентраций электронов в ионно-имплантированном p -КРТ связан с различием в методах измерений и анализе результатов.

Например, в работе [202] в КРТ, имплантированном ионами B^+ ($E = 150$ кэВ, $D = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$) методом холловских измерений при постоянной величине магнитного поля $B = 4$ кГс получили максимальные значения $N_s = (3,0\text{--}6,5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и $n = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. В данной работе также делается вывод, что при дозах ионов B^+ $D > 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ слоевая концентрация электронов выходит на насыщение. Отмечается, что это находится в согласии с [56, 75], но в то же время авторами [202] никак не обсуждается большое расхождение между величинами насыщения $N_s(D)$, полученных ими и в данных работах. Отмечается только, что линейная область зависимости $N_s(D)$ при имплантации бора сдвинута в сторону больших доз, по сравнению с имплантацией тяжелых ионов. Авторы объясняют данный факт тем, что при внедрении легких ионов в решетке создаются преимущественно кластеры дефектов и для образования протяженных дефектом нужны

значительно бóльшие дозы. При имплантации же тяжелых ионов уже при небольших дозах ионов образуются протяженные дефекты, которые способны захватывать междоузельную ртуть. Эффективная подвижность электронов в работе [202] уменьшалась с $(7-8) \cdot 10^3$ до $(1-5) \cdot 10^3$ $\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ при увеличении дозы ионов В^+ с $1 \cdot 10^{12}$ до $1 \cdot 10^{14}$ см^{-2} . Такое поведение подвижности электронов объясняется тем, что в процессе имплантации ионы В^+ занимают все больше междоузельных позиций в решетке КРТ и становятся заряженными рассеивающими центрами, которые уменьшают подвижность носителей заряда. Авторы делают заключение, что по мере роста дозы ионов В^+ подвижность электронов снижается.

Имплантация в КРТ самых легких ионов Н^+ с энергией 200–500 кэВ приводит к насыщению слоевой концентрации электронов при дозах больше, чем 10^{15} см^{-2} [203]. Величина N_s в насыщении принимает значение $(2-5) \cdot 10^{14}$ см^{-2} , а значение объемной концентрации – $1,5 \cdot 10^{18}$ см^{-3} . Область линейной зависимости $N_s(D)$ при имплантации ионов Н^+ и их доза, насыщающая величину N_s , смещена в область больших доз, по сравнению с ионами В^+ , что экспериментально подтверждает выводы работы [165], сделанные на основе каскадной теории.

Рассмотренное ранее утверждение ([165]), что увеличение массы ионов смещает дозу, при которой происходит насыщение N_s , в область меньших доз по отношению к легким ионам, подтверждают и результаты работы [78] по имплантации ионов In^+ ($E = 300$ кэВ, $D = 1 \cdot 10^{12} - 3 \cdot 10^{14}$ см^{-2}) в КРТ p -типа. Насыщение слоевой концентрация электронов происходило при дозах ионов In^+ $10^{12} - 10^{13}$ см^{-2} на уровне $N_s = 5 \cdot 10^{13}$ см^{-2} , который определялся из холловских измерений при $B = 9$ кГс. Видно, что уровень насыщения N_s намного ниже, чем при имплантации ионов В^+ , тогда как максимум объемной концентрации составляет величину $1 \cdot 10^{18}$ см^{-3} , что хорошо согласуется с результатами других авторов. В частности, в работах [79–81], посвященных исследованию процессов радиационного дефектообразования в КРТ, имплантация ионов Ag^+ с энергией 150 кэВ в широком интервале доз $3 \cdot 10^{10} - 1 \cdot 10^{15}$ см^{-2} приводила к линейной зависимости $N_s(D)$ в области доз $D < 10^{11}$ см^{-2} и насыщению слоевой концентрации электронов на уровне $4 \cdot 10^{13}$ см^{-2} при $D = 10^{13}$ см^{-2} . Объемная концентрация в максимуме для доз ионов Ag^+ $10^{12} - 10^{15}$ см^{-2} имела одинаковое значение $1,3 \cdot 10^{18}$ см^{-3} .

Таким образом, в ионно-имплантированном КРТ наблюдается следующая закономерность: при любой массе внедряемых ионов объемная концентрация электронов всегда имеет максимальное значение $n = (1-2) \cdot 10^{18}$ см^{-3} (исключение составляют только данные работы [202], где $n = 1 \cdot 10^{19}$ см^{-3}), тогда как величина насыщения слоевой концентрации изменяется в широких пределах $N_s = 3 \cdot 10^{13} - 6 \cdot 10^{14}$ см^{-2} . Считается, что максимальная степень легирования (n) обусловлена стабилизацией уровня Ферми в зоне проводимости, совпадающим в пределах kT с энергией иони-

зации радиационных дефектов. Различие в максимальных величинах N_s у разных авторов, связанное с отличающимися исходными свойствами кристаллов КРТ и методами определения параметров n -слоев, уже обсуждалось.

По-видимому, в различии данных для N_s имеет место и другая фундаментальная причина. Во-первых, характер радиационного дефектообразования в КРТ, пространственное распределение дефектов зависят от дозы, энергии и массы ионов, температуры имплантации (раздел 1.1.1, 1.1.2), что должно оказывать существенное влияние и на распределение электрически активных дефектов по глубине, а не только на интегральные параметры n^+ -слоя. Во-вторых, различие в значениях дозы насыщения ($D_{\text{sat.}}$), при которой происходит насыщение зависимости $N_s(D)$ на некотором уровне, связано с тем, что полное количество дефектов в кристалле (числа смещений) определяется плотностью ядерных энергетических потерь ионов в области $R_p \pm \Delta R_p$, значительно возрастающим с увеличением массы ионов (в области низких энергий ионов существует также зависимость потерь от E) и, следовательно, с ростом массы внедряемых ионов величина D_{sat} снижается [204–206]. В работах [152, 153] обнаружено насыщение пробега каналированных ионов B^+ при дозе $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ за счет блокирования каналов радиационными дефектами, причем она хорошо коррелирует с дозой $D_{\text{sat.}}$, что, по-видимому, подтверждает модель дефектообразования [165] для ионов с различной массой, поскольку с увеличением массы блокировка каналов протяженными дефектами достигается при меньших дозах.

Постоянство объемной концентрации электронов для ионов с разной массой показывает, что количество дефектов насыщается. Поскольку зависимость $N_s(D)$, без выяснения характера распределения донорных центров по глубине, не отражает истинной картины процесса их накопления, то сравнение величин слоевых концентраций электронов для ионов с различной массой не корректно, поэтому надо сравнивать вид пространственных распределений $n(D)$.

В заключении данного раздела приведем результаты работы [78] по влиянию температуры имплантации ионов In^+ на величину слоевой концентрации электронов. Показано, что имплантация при $T = 77 \text{ К}$ приводит к меньшему значению $N_s = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ по сравнению с имплантацией при комнатной температуре, для которой $N_s = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Авторы связывают это с различным характером процесса дефектообразования для двух температур имплантации, который исследовался методом РОР. При $T = 77 \text{ К}$ образуется большая плотность точечных дефектов, что приводит к существенному снижению концентрации электронов в приповерхностной области, тогда как при комнатной температуре динамический отжиг радиационных нарушений способствует повышению концентрации электронов вблизи поверхности. Аналогичная зависимость N_s от температуры имплантации ионов B^+ наблюдалась в [75].

Таким образом, существует большое различие в экспериментальных данных о величине и дозе насыщения слоевой концентрации электронов при имплантации различных ионов в p -КРТ.

Никак не затрагивается вопрос о влиянии накопления структурных нарушений с ростом дозы ионов на величину насыщения слоевой концентрации электронов.

1.1.4. Механизмы и модели формирования конвертированных *n*-слоев

При облучении ионами кристаллов КРТ наблюдаются разнообразные, сложные явления, относящиеся как к поведению радиационных дефектов, так и примеси. Перечислим некоторые из них.

Условия ионной имплантации и отжига существенным образом влияют не только на интегральные электрофизические характеристики *n*-слоев, но и на распределение носителей заряда по глубине имплантированного образца. В частности, методом ЕВІС обнаружено, что при имплантации ионов В⁺ формируется глубокий (до 5 мкм) *n-p* переход [75, 177] и его глубина растет с увеличением дозы и уменьшения исходной концентрации дырок в подложке [56]. В процессе постимплантационных термообработок отжигаются не только радиационные нарушения кристаллической структуры КРТ, но и снижается слоевая концентрация электронов [75, 158, 162–164, 167, 170], причем кинетика отжига дефектов сильно зависят от дозы ионов ([158]).

При термических отжигах имплантированного КРТ, когда полностью отжигаются радиационные донорные дефекты, его электрические [75, 56, 207, 208] и рекомбинационные свойства [209] могут определяться и внедренными атомами примеси в зависимости от того, какое положение в периодической таблице занимает внедряемый примесный атом [28, 29, 210]. Например, внедренные атомы I группы Ag и Cu [208, 209] и Au [211] проявляют акцепторные свойства, атомы V группы As [62] и P [210] – акцепторные, атомы III группы In – донорные [212, 213]. Однако поведение примеси не всегда совпадает с ожидаемым, в частности, индий наряду с донорными может также проявлять и акцепторные свойства [207, 214]. Данные и об электрической активности имплантированных атомов бора носят противоречивый характер [75, 170, 213, 215]. Облучение ионами КРТ, легированного индием, способствует его радиационно-ускоренной диффузии [216, 217], механизм которой теоретически рассматривается в работе [218]. Внутренние электрические поля, создаваемые при имплантации ионов В⁺, изменяют характер процесса диффузии атомов ртути [219].

Особенности формирования слоев *n*-типа проводимости при радиационно-термических обработках $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в литературе в целом объясняется образованием и взаимодействием с дефектами и примесями междоузельной ртути, как электрически активного донорного центра, то есть наблюдаемые изменения электрофизических параметров ионно-имплантированного КРТ, можно объяснить преимущественным образованием радиационных дефектов в металлической подрешетке HgTe. Эту точку зрения не разделяют авторы работы [183], которые считают, что механизм

конверсии типа проводимости в КРТ при ионной имплантации объясняется образованием антиструктурного теллура, проявляющего донорные свойства (антиструктурный Те – двухкратно ионизированный донор). По мнению авторов [183] природа дефектов донорного типа в ионно-имплантированном КРТ все еще является таинственной загадкой, и существующая гипотеза о том, что смещенные атомы Hg заполняют вакансии и формируется слой с n -типом проводимости не всегда выполняется. Был проведен следующий эксперимент. Имплантация ионов B^+ проводилась в структуры ЖФЭ КРТ p -типа с $x = 0,5$, легированные акцепторной примесью Au. После легирования золотом ЖФЭ КРТ отжигался в парах Hg при $T = 250$ °C для устранения вакансий, то есть имплантация бора проводилась в невакансионный материал и поэтому считается, что в нем нет процесса заполнения вакансий Hg. Формирование слоя с n -типом проводимости при имплантации B^+ объясняется: (а) генерацией ионной бомбардировкой междоузельных атомов Те, I_{Te}^{2-} , (непонятно только, а почему не генерируется и междоузельная ртуть?), которые затем смещают атомы Hg в узлах с образованием I_{Hg}^{++} и антиструктурного теллура Te_{Hg} ; (б) атомы Те замещают атомы Hg с образованием I_{Hg}^{++} , Te_{Hg} и V_{Te}^{++} (тоже не понятно, почему только атомы Те переходят на место Hg и по какому механизму, и причем здесь тогда имплантация, при которой генерируется целый “зоопарк” дефектов (см. раздел 1.1.1.)?). Отметим, что модель формирования дефектов донорного типа в ионно-имплантированном КРТ p -типа за счет антиструктурного Те, предложенная в [183] в литературе нигде больше не обсуждается. Роль антиструктурного теллура, как возможного донора при выращивании ГЭС КРТ МЛЭ обсуждается в [22].

Рассмотрим пространственное распределение концентрации электронов в КРТ, механизмы образования n -слоя и n - p переходов, обусловленных генерацией и диффузией радиационных дефектов, а также роль ртути и исходных свойств материала при различных условиях ионной имплантации и отжига.

Имплантация ионов инертных газов, в частности Ag^+ , дает наиболее характерную картину пространственного распределения донорных центров в p -КРТ, поскольку он не создает примесных уровней, и электрофизические свойства ионно-имплантированного слоя определяются только радиационными электрически активными дефектами. Влияние дозы и энергии ионов на распределение объемной концентрации электронов по глубине n -слоя ($n(z)$) исследовалось в объемном p -КРТ, имплантированном ионами Ag^+ [76, 79–81, 220], и ГЭС КРТ МЛЭ n - и p -типа, имплантированном ионами Ag^+ и N^+ [221].

Образцы объемного p -КРТ состава $x = 0,22$ – $0,30$ имплантировались ионами Ag^+ при плотностях тока (j) ионов $0,001$ – $0,1$ мкА/см² в интервале доз $1 \cdot 10^{11}$ – $1 \cdot 10^{15}$ см⁻² и энергий 50–160 кэВ. На зависимостях $n(z)$ наблюдались явно выраженные максимумы концентрации электронов с $n = (1$ – $2) \cdot 10^{18}$ см⁻³, расположенные на глубине $z > R_p$, причем положение максимумов смещалось в

глубь образца с увеличением дозы и энергии ионов в несколько раз. Так, при дозе ионов Ag^+ $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и энергии 160 кэВ максимум $n(z)$ расположен на глубине 0,35 мкм, что в три раза превышает положение максимума при малых дозах $1 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ [220]. Вместе с увеличением глубины максимума $n(z)$ с ростом дозы ионов Ag^+ был обнаружен значительный спад концентрации электронов вблизи поверхности кристалла на глубине $z < R_p$. Основываясь на данные холловских измерений и метода РОР авторы указывают на два основных фактора, объясняющих такое поведение зависимости $n(z)$: (1) в процессе ионной бомбардировки происходит диффузия междоузельных атомов ртути из области генерации радиационных дефектов вблизи R_p как в глубь полупроводника, так и к его поверхности с последующим их распылением; (2) образовавшиеся в приповерхностной области протяженные дефекты структуры захватывают междоузельные атомы ртути и переводят их в электрически неактивное состояние.

Аналогичная картина наблюдается и в ГЭС КРТ МЛЭ [221]. Структуры ГЭС КРТ МЛЭ n - и p -типа с составом поверхности (x_s) $x_s = 0,36 - 0,40$, толщиной ($d_{\text{вар.}}$) варизонного слоя $d_{\text{вар.}} = 0,5$ мкм и составом рабочего слоя $x = 0,21 - 0,22$ имплантировались ионами Ag^+ и N^+ с $E = 150$ кэВ и $D = 10^{12} - 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Как в структурах n -типа, так и p -типа в приповерхностной области глубиной около 1 мкм сформировался n^+ -слой. В случае внедрения ионов Ag^+ ($E = 150$ кэВ, $D = 10^{15} \text{ см}^{-2}$) максимально высокая концентрация электронов наблюдается на глубине 400 нм, значительно превышающей $R_p(\text{Ag}^+) = 95$ нм. Значение концентрации в максимуме профиля распределения составляет $n = (4 - 5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и значительно уменьшается к поверхности и вглубь образца. Для объемного образца p -КРТ (он имплантировался в аналогичных условиях для сравнения) соответствующий профиль имеет более крутой спад у поверхности и в объеме образца, причем значение концентрации в максимуме распределения $n = 1,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. С увеличением дозы как ионов Ag^+ , так и N^+ происходит сдвиг максимума профиля распределения $n(z)$ вглубь ГЭС КРТ МЛЭ, аналогично тому, что наблюдалось в объемном p -КРТ. Единственное существенное отличие имплантации ионов Ag^+ в ГЭС КРТ МЛЭ по сравнению с имплантацией в объемный материал – меньшее значение концентрации электронов в максимуме распределения $n(z)$ у ГЭС КРТ МЛЭ. С помощью модели, предложенной в [222], которая основана на определяющей роли первичных радиационных дефектов (I_{Hg} и V_{Hg}) и образовании комплексов вторичных электрически активных дефектов, снижение концентрации электронов в ГЭС КРТ МЛЭ авторы [221] объясняют влиянием варизонного слоя повышенного состава, в частности, встроенного электрического поля на процесс миграции первичных радиационных дефектов.

На величину концентрации электронов в n^+ -слое могут влиять как вакансионные радиационные дефекты (V'_{Hg} , V''_{Hg} , V_{Cd}), обладающие акцепторными свойствами [21], которые генериру-

ются в процессе ионной имплантации и по данным метода позитронной аннигиляции, примененного для исследования имплантированного при $T = 100$ и 300 К ионами Al^+ ($E = 320$ кэВ, $D = 3 \cdot 10^{12} - 1 \cdot 10^{14}$ см⁻²) $\text{Hg}_{0,78}\text{Cd}_{0,22}\text{Te}$, являются преимущественно дивакансиями [223], так и равновесные вакансии Hg в исходном КРТ p -типа, концентрация которых зависит от условий отжига (температура, давление паров ртути) и состава $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ [224]. Поскольку коэффициент диффузии вакансионных дефектов существенно меньше коэффициента диффузии междоузельной ртути, то вакансионные дефекты также способствуют снижению концентрации электронов в области $z \leq R_p$. Это предположение было подтверждено в работе [222], в которой методом аннигиляции позитронов показано, что в процессе бомбардировки объемных кристаллов КРТ высокоэнергетическими ионами H^+ с энергией 10 МэВ вводятся дефекты вакансионной природы, которые локализованы в окрестности $R_p(\text{H}^+)$.

Модельные расчеты влияния радиационных дефектов вакансионного типа на профили распределения $n(z)$ выполнены в работах [225–227]. Рассматривалось комплексобразование радиационных донорных дефектов на основе междоузельных атомов ртути (I_{Hg}) и вакансионных радиационных акцепторных дефектов (V_{Hg}), концентрация которых предполагалась значительно меньше полного числа вакансионных дефектов за счет преимущественного образования нейтральных комплексов типа $(\text{V}_{\text{Hg}}\text{V}_{\text{Hg}})^{\times}$ и более сложных комплексов радиационных дефектов. Решалась система дифференциальных уравнений для концентрации междоузельных дефектов, описывающая миграцию первичных радиационных дефектов (I_{Hg} и V_{Hg}) и процесс образования комплексов вторичных, электрически активных дефектов [225, 226]. Для определения концентрации электронов в материале и положение уровня Ферми решалось уравнение электронейтральности в двухзонном приближении с учетом дефектной структуры [227]. Модельные расчеты показали, что сдвиг положения максимума пространственного распределения концентрации электронов $n(z)$ за область $z > R_p$ с увеличением времени (дозы) ионной бомбардировки происходит вследствие миграции подвижных донорных дефектов I_{Hg} в глубь полупроводника. В случае генерации вакансионных радиационных дефектов на глубине равной R_p начинает формироваться минимум у зависимости $n(z)$. Возможно, данной причиной обусловлен минимум концентрации электронов на глубине 0,5 мкм в КРТ, имплантированном ионами Be^+ с энергией 100 кэВ дозой $5 \cdot 10^{13}$ см⁻², так как он лежит в окрестности R_p [53, 157].

Однако авторы работ [53, 157] наличие в зависимости $n(z)$ первого максимума ($n = 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³) на глубине 0,2 мкм связывают с малоподвижными донорными центрами, такими как вакансии Te (V_{Te}) или электрической активацией бериллия, а второй максимум ($n = 1 \cdot 10^{18}$ см⁻³, $z = 0,7$ мкм) и длинный “хвост” с низкой концентрацией электронов ($n = 10^{16} - 10^{17}$ см⁻³), тянущийся вплоть до глубины 2 мкм, обусловлены диффузией междоузельной ртути. Предполагается, что

прямой междоузельный механизм диффузии атомов Hg маловероятен ввиду большого их размера, поэтому для такой диффузии требуется высокая энергия активации. Поскольку столь быстрая диффузия ртути происходит при комнатной температуре ([157]) или в процессе низкотемпературного отжига (100 °С, 8 час [53]), то вероятными механизмами диффузии атомов Hg, для которых требуется низкая энергия активации, могут быть краудионный или междоузельный механизм вытеснения с участием междоузлия и атома в узле. На ускорение процесса диффузии могут влиять и напряжения, которые возникают в решетке при ионной имплантации или росте кристаллов КРТ.

Дальнейшее развитие модели, представленной в [225–227], было продолжено в цикле работ [132, 228–231], в которых представлены результаты теоретического расчета пространственного распределения электрически активных радиационных дефектов в КРТ при воздействии мощных импульсных пучков ионов. Модель, рассмотренная в [228, 229], не учитывала конечность источника вакансий и междоузельных атомов, возможность рекомбинации вакансий и междоузельных атомов, а также образование комплексов на основе вакансий и атомов примеси. В работах [230, 231] модель была дополнена влиянием различных факторов, таких, как нагрев мишени при импульсном ионном облучении, диффузии вакансий и междоузельных атомов, рекомбинации первичных дефектов и комплексообразование на распределение носителей заряда в полупроводнике после воздействия. Был сделан вывод, что формирование профиля концентрации носителей заряда при облучении материала ионными пучками большой мощности – это сложный, многопараметрический процесс. Конечный вид профиля $n(z)$ определяется соотношениями между скоростями процессов диффузии, взаимной рекомбинации и комплексообразования и определяется наиболее быстрым процессом для конкретной компоненты дефектов, которая влияет на формирование профиля концентрации носителей. Подборкой соответствующих параметров модели [230, 231] можно получить хорошее согласие с экспериментом [76].

Имеются как ряд общих закономерностей, так и существенные различия в формировании пространственного распределения радиационных донорных центров в КРТ при традиционных режимах ионной имплантации и при воздействии сильноточных импульсных ионных пучков [132]. Например, в работе [232] было установлено, что в случае имплантации в КРТ состава $x = 0,3$ ионов Cu^+ и W^+ с $E = 55$ и 100 кэВ и $D = 10^{16}–10^{17} \text{ см}^{-2}$ в импульсном режиме с длительностью импульса $0,2$ мс при больших плотностях тока $1–10 \text{ мА/см}^2$ глубина залегания профилей $n(z)$ существенно меньше, чем при обычных режимах ионной имплантации ($j \leq 1 \text{ мкА/см}^2$) при тех же дозах, что объясняется частичным самоотжигом радиационных дефектов донорного типа, которое и приводит к снижению глубины залегания n^+ -слоя. Отмечается, что данные РОР и ВИМС не выявили обеднения поверхности КРТ атомами Hg при импульсной имплантации вплоть до доз $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ и небольшое обеднение ртутью наблюдается в поверхностном слое толщиной более

100 нм с дальнейшим увеличении дозы. При обычных режимах ионной имплантации образование обедненного ртутью поверхностного слоя происходит при $D = 10^{15} \text{ см}^{-2}$.

Проведенный анализ модели радиационного дефектообразования в КРТ, предложенной в работах [225–231], выявил ряд недостатков:

- Модель радиационного дефектообразования содержит ряд параметров, из которых только коэффициенты диффузии первичных радиационных дефектов могут быть оценены из экспериментальных данных [21]. Остальные параметры модели подбирались таким образом, чтобы результат теоретического моделирования соответствовал наблюдаемым экспериментальным данным ([230, 231, 76]). При этом остается открытым вопрос соответствия подобранных значений тем, которые реально описывают процесс дефектообразования. В связи с этим результаты численного моделирования процесса радиационного дефектообразования имеет только качественное совпадение с экспериментальными результатами. Несмотря на то, что получено совпадение в значениях объемной концентрации электронов и динамики изменения профиля распределения электрически активных радиационных дефектов, локализация рассчитанного пространственного распределения объемной концентрации электронов не соответствует той, что наблюдается в эксперименте.

- В процессе радиационного дефектообразования формируется неоднородное распределение электрически активных радиационных доноров, вследствие чего, как в любом неоднородно легированном в полупроводнике, возникает встроенное электрическое поле. В свою очередь это поле должно оказывать влияние на миграцию первичных радиационных дефектов [219, 221]. Однако модели не учитывали влияние встроенного электрического поля на процессы радиационного дефектообразования.

- При моделировании значения коэффициентов, описывающих рекомбинацию на стоках первичных радиационных дефектов и образования комплексов дефектов, являлись константами. В тоже время, известно, что с увеличением дозы имплантированных ионов концентрация структурных нарушений в материале увеличивается (раздел 1.1.1), следовательно, должно уменьшаться время жизни первичных радиационных дефектов, лимитируемое рекомбинацией на структурных нарушениях. Кроме того, динамика накопления комплексов радиационных дефектов приводит к их насыщению. Для учета этого процесса необходимо учесть зависимость коэффициента, характеризующего образование вторичных комплексов радиационных дефектов, от условий комплексообразования.

- Модель рассматривает только процессы радиационного дефектообразования, ограниченные приповерхностной областью и в окрестности проецированного пробега внедряемых ионов и не объясняет экспериментально установленный факт того, что в ионно-имплантированном КРТ *p*-типа формируется глубокий (до 5 мкм) *n-p* переход и его глубина (d_n) растет с увеличением

дозы [56, 75, 177], то есть n - p переход располагается намного глубже, чем имплантированные атомы примеси.

Как известно, формирование n - p переходов в вакансионно-легированных кристаллах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа можно осуществлять диффузионным способом при отжигах в насыщенных парах ртути [30, 117]. Считается, что при отжиге в парах Hg конверсия типа проводимости обусловлена диффузией междоузельных атомов ртути, I_{Hg} , и рекомбинацией их с собственными акцепторами – катионными вакансиями, V_{Hg} . Глубина n - p перехода формируемого диффузией I_{Hg} в $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$ в зависимости от времени отжига может описываться выражением для эффективного коэффициента диффузии междоузельной ртути $D_{\text{Hg}}^* = d_n^2 / t = D_0 \exp(-Q / kT)$, где в температурном интервале $T = 200\text{--}450$ °C величины $D_0 = 4,1 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ и $Q = 0,5$ эВ или при $T = 350\text{--}490$ °C – $D_0 = 0,99 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ и $Q = 1,5$ эВ [233]. В работах [234, 235] рассматривались аналитические модели для d_n^2 / t в нелегированных кристаллах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа в зависимости от исходной концентрации акцепторов N_A (V_{Hg}) и остаточных доноров N_D [234] и концентрации избыточного теллура $C_{\text{ХТе}}$ [235]. Был сделан вывод что величина d_n^2 / t уменьшается с ростом N_A и увеличивается вместе с повышением N_D [234] и $C_{\text{ХТе}}$ [235].

Считается, что и при ионной имплантации КРТ n - p переход формируется за счет генерируемых радиационных донорных дефектов, основными из которых являются междоузельные атомы ртути, причем концентрация I_{Hg} зависит от положения имплантированного элемента в периодической системе [236, 237]. По данным работ [236, 237] элементы II группы Mg и Zn, которые замещают атомы Hg катионной подрешетки, создают (при одинаковой энергии) гораздо бóльшую концентрацию междоузлий Hg, чем элементы VI группы S и Se, замещающие атомы Te анионной подрешетки. Элемент III группы В при имплантации в решетке КРТ занимает в основном междоузельное положение и мало замещают атомы Hg, поэтому бор создает промежуточную между II и VI группами концентрацию I_{Hg} . Ионы бóльшей массы генерируют больше междоузлий Hg. Например, тяжелые ионы $^{66}\text{Zn}^+$ производят больше I_{Hg} , чем ионы $^{28}\text{Mg}^+$ и $^{11}\text{B}^+$ за счет большего числа смещений в каскаде соударений при торможении в решетке КРТ. Легкие ионы B^+ при малых дозах генерируют больше I_{Hg} на один ион (так называемый дозовый фактор ~ 25 %), чем при больших дозах (дозовый фактор ≤ 5 %) и при дозе ионов B^+ $D = 10^{15} \text{ см}^{-2}$ и слоевая концентрация I_{Hg} насыщается на уровне $N_s(I_{\text{Hg}}) \cong 10^{14} \text{ см}^{-2}$. По мнению авторов [236, 237] большая концентрация I_{Hg} в ионно-имплантированном слое является диффузионным источником атомов ртути при дальнейших постимплантационных отжигах, которые диффундируя в объем p -КРТ, формируют глубокий n - p переход либо за счет рекомбинации с акцепторными V_{Hg} в вакансионно-легированном p -КРТ, либо замещают атомы акцепторной примеси, например, быстро диффундирующие атомы I группы Au, которыми легируется p -КРТ в процессе роста, переводя их в

электрически неактивное состояние. В p -КРТ всегда присутствует фоновая донорная примесь или ею он легируется при выращивании, например, атомами III группы In, причем $N_A > N_D$, тогда в области, куда мигрировали междоузельные атомы ртути и скомпенсировали акцепторы ($N_A < N_D$), формируется n - p переход. Данный вывод в [236, 237] был сделан из следующего эксперимента. В легированные в процессе жидкофазной эпитаксии акцепторной примесью Au до концентрации $N_{Au} = (2-5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и затем донорной примесью In до концентрации $N_{In} = (0,5-1,0) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ структуры ЖФЭ КРТ состава $x = 0,2$ и толщиной (d) от 30–50 мкм имплантировались ионами B^+ , Mg^+ , S^+ , Zn^+ , Se^+ с $E = 75-200 \text{ кэВ}$ и $D = 1 \cdot 10^{13}-5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Затем образцы отжигались на воздухе под капсулирующим покрытием ZnS при $T = 140^\circ \text{C}$ в течение 1–11 суток. После отжига методом ВИМС измерялось распределение концентрации атомов Au по глубине. Концентрация атомов Au в приповерхностной области была $N_{Au} = (1-2) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и уменьшалась с ростом глубины. В той области, где концентрация золота достигала величины $N_{Au} = (2-5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, близкой к концентрации N_{In} , считалось, что там сформировался p - n переход. После отжига в течение 24 ч для образцов, имплантированных ионами B^+ , Mg^+ и Zn^+ глубина перехода составляла 6,4, 6,2 и 3,7 мкм соответственно. Для образцов, имплантированных ионами S^+ и Se^+ после отжига в течение 48 ч она была намного меньше – $d_n = 1,0$ и 2,7 мкм соответственно. Большая концентрация атомов Au на поверхности объясняется геттерированием вытесненных из своих узлов быстро диффундирующих атомов золота атомами Hg. Однако все выводы о глубине p - n перехода в работах [236, 237] были сделаны только на основе ВИМС измерений распределения атомов Au после отжига, причем не были приведены ни исходные распределения атомов Au и внедренных атомов примеси сразу после имплантации, ни распределение внедренной примеси после отжига. Не приводились и электрофизические характеристики ионно-имплантированного ЖФЭ КРТ.

Электрофизические измерения ионно-имплантированного КРТ p -типа, в первую очередь дифференциальные холловские измерения наиболее точно определяют положение n - p перехода. Данным методом было установлено, что имплантация в p -КРТ ионов B^+ [202] с энергией 150 кэВ в интервале доз $10^{12}-10^{14} \text{ см}^{-2}$ при низкой плотности тока 0,01 мкА/см² приводит к увеличению глубины n^+ -слоя с ростом дозы. При $D = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ величина $n = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и глубина $d_n = 0,3$ мкм. Когда доза ионов B^+ увеличивается до $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ концентрация электронов вблизи поверхности имеет значение $n = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, а глубина n^+ -слоя – $d_n = 0,5$ мкм. Дальнейший рост дозы до $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ увеличивает глубину n^+ -слоя до 0,6 мкм, а на зависимости $n(z)$ в области проецированного пробега ионов B^+ ($R_p = 0,3$ мкм по данным ВИМС), появляется явно выраженный минимум с $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, тогда как вблизи поверхности и на глубине 0,5 мкм концентрация электронов имеет значение $n = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Авторы работы [202] также объясняют формирование n^+ -слоя

генерацией междоузельной ртути, которая все глубже диффундирует в объем с увеличением дозы. Наличие минимума в области R_p связывается не с вакансионными радиационными дефектами (как в [225]), а с глубокими центрами рекомбинации ([169]), которые уменьшают концентрацию электронов. На глубине $z > R_p$ падает концентрация бора и, следовательно, – концентрация глубоких центров, поэтому величина n возрастает.

Следует отметить, что в работе [203], в которой исследовалась дозовая зависимость распределения $n(z)$ при имплантации ионов B^+ в объемный $Hg_{0,8}Cd_{0,2}Te$ p -типа, в отличие от других работ, где также использовались дифференциальные холловские измерения не обнаружено глубокого n -слоя, тогда как по данным [50] глубина конверсии (d_n) типа проводимости до отжига достигает $d_n = 5 \pm 1$ мкм (B^+ , $E = 150$ кэВ, $D = 1 \cdot 10^{14}$ см²), а после отжига под диэлектриком ZnS (200 нм) при $T = 230$ °C в течение 7 минут она снизилась до $d_n = 0,4$ мкм, а также уменьшилась концентрация электронов с $n = 8 \cdot 10^{18}$ см³ до $n = 7 \cdot 10^{17}$ см³, из чего авторы делают вывод, что, возможно, донорные дефекты отождились и произошла частичная активация атомов бора. Из [54, 56, 75] следует, что при внедрении ионов B^+ ($E = 200$ кэВ, $D = 1 \cdot 10^{14}$ см²) величина $d_n = 1,5$ мкм.

Авторы работы [226], в отличие от [53], полагают, что образование n -слоя за счет вакансий Те невозможно вследствие малой величины их коэффициента диффузии. Сравнение распределений по глубине ионно-имплантированного образца позитроночувствительных и электрически активных дефектов [103] свидетельствует о том, что донорные центры являются дефектами междоузельного типа. Предполагается, что это комплексы на основе междоузельных атомов ртути. В процессе облучения кристаллов p -КРТ состава $x = 0,28–0,30$ пучком протонов [238, 239] ($E = 200–500$ кэВ, $D = 1 \cdot 10^{13}–5 \cdot 10^{15}$ см²) с ростом дозы [238] увеличивается концентрация электронов в окрестности $R_p(H^+, E = 200$ кэВ) = 1,3 мкм и растет глубина “хвоста” распределения $n(z)$ за областью проецированного пробега. При уменьшении плотности ионного тока [239] (увеличения времени имплантации) вблизи $R_p(H^+, E = 300$ кэВ) = 2 мкм происходит размытие пика профиля распределения концентрации электронов и уменьшение величины максимума $n(z)$ в области R_p . Авторы [238, 239] полученные результаты объясняют диффузией радиационных донорных дефектов, наиболее подвижными из которых являются междоузельные атомы Hg, из области максимального дефектообразования, которая находится в окрестности R_p .

На результирующее распределение $n(z)$ большое влияние также оказывает исходная структура кристаллов КРТ (плотность дислокаций, малоугловых границ) [240]. Чем больше протяженных дефектов структуры, тем более резко спадает зависимость $n(z)$ с приближением к поверхности. Это свидетельствует о том, что структурные нарушения могут являться эффективными центрами захвата электрически активных дефектов. Таким образом, как собственные дефекты структуры КРТ, так и образовавшиеся в процессе ионной имплантации структурные нарушения, значительно влияют на результирующее распределение концентрации электронов по глубине.

Глубина n - p перехода зависит и от ионного радиуса примеси [241]. При внедрении ионов в решетку КРТ в приповерхностном слое возникают механические напряжения, которые можно измерить методом Рамановской спектроскопии. Элементы II группы Mg, Ca, Hg и Cd, III группы В и VIII группы Ag имплантировались сквозь ZnS (за исключением Hg и Cd) в ЖФЭ КРТ p -типа состава $x = 0,22$ дозой $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Толщина ZnS (50 и 200 нм) и энергия каждого иона ($E = 140\text{--}360$ кэВ) подбирались таким образом, чтобы величина их проецированного пробега в ЖФЭ КРТ составляла величину $\sim 0,1$ мкм. Постимплантационный отжиг проводился при $T = 150$ °C в течение 1 часа. Глубина n - p перехода определялась из дифференциальных холловских измерений и методом наведенных лазерным лучом токов (Laser Beam Induced Current – LBIC) ([242]). Распределение напряжений по глубине имплантированного слоя измерялось методом лазерной Рамановской спектроскопии с помощью излучения He-Ne лазера на длине волны $\lambda = 632,8$ нм. Глубина n - p перехода после отжига составила: для ионов Ca^+ , Cd^+ и Hg^+ – 1 мкм, Ag^+ – 1,5 мкм, Mg^+ – 3 мкм и В^+ – 5 мкм. В одном из образцов, который имплантировался сначала ионами Ag^+ ($E = 180$ кэВ), а затем ионами В^+ ($E = 40$ кэВ) глубина n - p перехода была всего $d_n = 1$ мкм, что вызвало удивление авторов [241] (этот эффект никак не объясняется). Из величины сдвига Рамановских спектров (по изгибу подложки HgCdTe/CdZnTe) было установлено, что внедренные атомы Hg и Cd создают напряжения растяжения до “+”25 МПа, вследствие их большого ионного радиуса, тогда как атомы с маленьким радиусом В и Mg – сжатия до “–”25 МПа. Тяжелые ионы II группы Hg^+ и Cd^+ генерируют гораздо больше I_{Hg} , чем легкие ионы В^+ и Mg^+ и согласно данным работ [236, 237] глубина n - p перехода должна для тяжелых ионов быть большая, что и предполагалось авторами. Поэтому они сделали заключение, что количество междоузлий Hg не является главным фактором, определяющим глубину n - p перехода, а на нее влияют механические напряжения. В случае внедрения атомов II группы с большим ионным радиусом Hg, Cd и Ca, которые генерируют много I_{Hg} в позиции замещения, либо сами остаются в междоузлиях, возникают напряжения растяжения (объем увеличивается), а в случае имплантации ионов с маленьким радиусом В и Mg, которые могут замещать атомы Hg в решетке (только отмечается, что это противоречит предположению, что бор в основном находится в междоузлиях, поскольку он электрически не активен), возникают напряжения сжатия (объем уменьшается). При этом напряжения растяжения должны ускорять диффузию междоузельных атомов Hg ([242]), но в эксперименте не наблюдается увеличение глубины n - p перехода в случае имплантации ионов Ca^+ , Cd^+ и Hg^+ по сравнению с имплантацией В^+ и Mg^+ . Поэтому рассматривался градиент напряжений вплоть до глубины 1,5 мкм, который оказался в 3–4 раза выше для внедренных атомов Hg и Ca, чем для В и Mg. Отсюда делается вывод что реакция рекомбинации диффундирующих в процессе отжига в объем ЖФЭ КРТ междоузельных атомом Hg с собственными вакансиями $I_{\text{Hg}} + V_{\text{Hg}} \rightleftharpoons \text{Hg}_{\text{Hg}}$ протекает легче,

когда градиент напряжений меньше, как в случае с внедрением ионов V^+ , и поэтому глубина n - p перехода увеличивается.

В рассмотренной работе [241] авторы обошли молчанием интересный экспериментальный результат, что имплантация легких ионов V^+ в уже нарушенную кристаллическую решетку КРТ после предварительной имплантации более тяжелых ионов Ag^+ не привела к увеличению глубины n - p перехода. Атомы Ag имеют ионный радиус почти в 1,5 раза больше, чем атомы Hg , Cd и Ca , но данные о напряжениях, возникающих при имплантации Ag^+ , не приводятся, хотя в литературе уже было много работ, посвященных имплантации ионов Ag^+ в КРТ, которые были рассмотрены выше. Не были проведены эксперименты по зависимости процесса формирования n - p перехода от дозы ионов различной массы, когда с ростом дозы увеличивается количество структурных нарушений (раздел 1.1.1) и возникающие протяженные дефекты частично снимают механические напряжения. Не приводятся данные о механических напряжениях и глубине n -слоя сразу после имплантации, а только после отжига при достаточно высокой температуре 150 °С, который уже сам приводит к уменьшению количества дефектов в КРТ (раздел 1.1.2).

Наряду с использованием дифференциальных холловских измерений и метода EBIC для определения глубины n - p перехода в ионно-имплантированном КРТ применяют и C - V измерения [243, 244]. Отмечается [243], что метод дифференциальных холловских измерений имеет ряд недостатков: он является разрушающим и трудоемким; необходимо снимать тонкие слои с большой точностью; основное предположение [195], что нет поперечных токов между слоями, не всегда справедливо для узкозонных полупроводников. Однако для определения глубины залегания n - p перехода методом C - V измерений также необходимо изготавливать специальные структуры с линейно травленной (в виде клина) ионно-имплантированной поверхностью. В работе [243] с помощью таких структур исследовался p -КРТ с $x = 0,212-0,29$ и исходной концентрацией дырок $(0,8-9) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, имплантированный ионами V^+ с энергией 100 кэВ дозами 10^{13} и 10^{14} см^{-2} . Найдено, что n - p переход располагается на глубине 0,7–1,5 мкм, зависящей от начального значения p , то есть чем меньше исходная концентрация дырок в образце, тем глубже располагается n - p переход. Концентрация электронов в n^+ -слое вблизи поверхности сразу после имплантации имела величину $n = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а после отжига при $T = 70 \text{ °C}$ в течение 24 часов в вакууме она снизилась до $n = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при этом n - p переход стал располагаться ближе к поверхности. Между n - p переходом и подложкой p -типа располагается слой глубиной 1 мкм с пониженной концентрацией дырок $p^- < p$. Аналогичный n^+-p^- - p переход (структура) в p -КРТ, имплантированном ионами V^+ и Al^+ , был обнаружен методом C - V измерений в работе [244].

Методом EBIC определено [56], что при имплантации ионов V^+ в жидкофазный $Hg_{0,78}Cd_{0,22}Te/CdTe$ и $Hg_{0,77}Cd_{0,23}Te/CdTe$ p -типа с энергией 200 кэВ в интервале доз $5 \cdot 10^{13}-3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ n - p переход формируется на глубине 5–20 мкм (n^+ -слой имеет глубину 1 мкм), причем она

увеличивается с ростом дозы и уменьшается с ростом исходной концентрации дырок в подложке p -КРТ. При одной и той же энергии, и дозе ионов B^+ ($E = 200$ кэВ, $D = 3 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$) глубина n - p перехода снижается с 10–15 мкм у образцов с исходной концентрации дырок $(1-2) \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ до 2–4 мкм если концентрация дырок увеличивается до $(5-7) \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. Однако в данной работе методом дифференциальных холловских измерений не подтверждается формирование столь глубоких n - p переходов, какие получены из измерений методом EBIC. При имплантации ионов B^+ с $E = 100$ кэВ и $D = 1 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$ по данным холловских измерений глубина n^+ -слоя с максимумом концентрации электронов в распределении $n(z)$ $n = 1 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ имела значение $d_n = 2$ мкм, тогда как по данным измерений методом EBIC n - p переход располагался на глубине 12 мкм. Одновременно из C - V измерений получена величина концентрации электронов в области n - p перехода, которая имела значение $n^- = 10^{14} - 10^{15}$ см $^{-3}$, хорошо коррелирующее с концентрацией остаточных донорных примесей N_D . Из полученных данных методом EBIC глубины n - p перехода и методом C - V измерений концентрации электронов в его окрестности в [56] делается вывод, что при имплантации ионов B^+ в p -КРТ формируется так называемая n^+-n^- - p структура.

Таким образом, при имплантации ионов B^+ в p -КРТ возможно формирование двух типов структур: n^+-n^- - p и n^+-p^- - p . Процессы формирования структур такого типа на p -КРТ при ионной имплантации и последующем отжиге, роль ртути и примесей в образовании n - p перехода исследовались в работах [55, 57, 245–248].

Явления, происходящие в ионно-имплантированных полупроводниках, такие как перераспределение, сегрегация или геттерирование примесей, могут влиять на процессы формирования n - p переходов (см, например. [34, 35]). Методом ВИМС установлено, что такое поведение проявляет литий (акцептор в подрешетке металла [28, 29]) в КРТ, имплантированном ионами B^+ ($E = 250$ кэВ, $D = 1 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$) [245, 246]. В процессе постимплантационного отжига ($T = 200$ °С, 40 мин) атомы Li из нарушенного приповерхностного слоя быстро диффундируют в объем кристалла КРТ за область n - p перехода на глубину до 5 мкм. При этом Li частично декорирует некоторые дефекты, включая и вакансии ртути. Поэтому в слое, который прилегает к n - p переходу со стороны объема, наблюдается пониженная концентрация дырок $p^- = 2 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$, тогда как в объеме $p = 6,8 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, то есть в образцах p -КРТ, легированных Li (или другими акцепторными примесями) при постимплантационном отжиге формируется n^+-p^- - p структура.

Напротив, [55, 247], в случае если в p -КРТ имеются остаточные донорные примеси на уровне $N_D = 10^{14} - 10^{15}$ см $^{-3}$, а исходная проводимость p -типа обусловлена только вакансиями Hg, то в результате имплантации и отжига создается n^+-n^- - p структура. Например ([55, 247]), в вакансионно легированном КРТ с $p = 9 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$ и $N_D = 2 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, имплантированном при температуре $T = 77$ К ионами B^+ с энергией 200 кэВ и дозой $2 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$, в результате отжига при $T = 200$ °С в

течение 40 мин была сформирована n^+-n^-p структура. Глубина приповерхностного сильнолегированного n^+ -слоя составила $d_n = 1$ мкм с $n = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в максимуме профиля распределения $n(z)$, толщина слаболегированного объемного n^- -слоя доходила до 2 мкм с $n^- = (2-4) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и высокой подвижностью электронов $\mu_n = 1,5 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, типичной как для объемного [249], так и эпитаксиального [250] $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ состава $x = 0,20-0,25$. Столь высокая подвижность электронов, а также время жизни неосновных носителей 4–5 мкс свидетельствуют о хорошем качестве материала n^- -слоя.

На глубину n^+ -слоя существенное влияние оказывает исходная плотность дефектов структуры КРТ, так как от них зависят напряжения между нарушенным ионной бомбардировкой слоем и объемом. Предполагается, что эти напряжения ускоряют диффузию радиационных донорных дефектов, в первую очередь, междоузельной ртути [57, 248] (аналогичное предположение рассматривалось в работах [241, 242]). Высокая исходная плотность дефектов облегчает снятие введенных ионной бомбардировкой напряжений, поэтому n^+ -слой получается менее глубокий и нерезкий, чем в случае малого количества дефектов структуры КРТ.

Итак, в настоящее время общепринятым является следующий механизм формирования $n-p$ переходов в p -КРТ при имплантации и отжиге, впервые предложенный авторами работ [53, 55, 57, 245–248] и который поддерживается в [56]:

- приповерхностная имплантированная область (n^+ -слой) является диффузионным источником как примеси, так и свободных атомов ртути, образовавшихся в каскаде соударений;
- в образцах вакансионного p -типа быстро диффундирующие в процессе постимплантационного отжига в глубь кристалла атомы Hg заполняют вакансии ртути и нейтрализуют их (реакция $\text{I}_{\text{Hg}} + \text{V}_{\text{Hg}} \rightleftharpoons \text{Hg}_{\text{Hg}}$ [241]), при этом проявляются донорные свойства остаточных примесей и формируется глубокий n^- -слой с низкой концентрацией электронов в области $n-p$ перехода, то есть образуется n^+-n^-p структура;
- в легированном акцепторными примесями (Li, Na, As) p -КРТ между n^+ -слоем и объемом формируются резкий $n-p$ переход и обедненная вакансиями ртути p^- -область, то есть образуется n^+-p^-p структура.

Отсутствие глубокой диффузии атомов Hg в легированных акцепторными примесями (As) образцах, в отличие от вакансионного p -КРТ, в [57] объясняется тем, что атомы ртути при данных условиях имплантации и отжига (В^+ , $E = 250 \text{ кэВ}$, $D = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, $T = 200 \text{ }^\circ\text{C}$, $t = 40 \text{ мин}$) не находят свободных вакансий Hg (концентрация $N(\text{V}_{\text{Hg}}) < 10^{15} \text{ см}^{-3}$), с которыми они могут рекомбинировать. Предполагается, что свободная ртуть либо испаряется с поверхности, либо захватывается стабильными дефектами, которые являются электрически неактивными.

Доказательством того, что именно ртуть ответственна за формирование глубокого n - p перехода служил следующий эксперимент [57, 247]. Концентрация остаточных донорных примесей в вакансионном ЖФЭ КРТ с $p = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ определялась на неимплантированной части образца, отожженной в парах Hg при $T = 200 \text{ }^\circ\text{C}$ в течение нескольких часов. Другая часть образца имплантировалась ионами V^+ с энергией 200 кэВ дозой $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, а затем отжигалась с непокрытой поверхностью в атмосфере азота при $T = 200 \text{ }^\circ\text{C}$ в течение 15 мин, в результате глубина n -слоя составила 5 мкм. Совпадение концентрации электронов $n^- = (2-5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ в обеих частях образца, по мнению авторов, подтверждает их гипотезу о роли ртути в формировании n - p перехода по описанному механизму, хотя и замечается, что постимплантационный отжиг был намного быстрее, чем отжиг в парах Hg. Отмечается также, что доза имплантируемых ионов напрямую не влияет на формирование n - p перехода, но от нее зависит ограниченность диффузионного источника атомов Hg для нейтрализации собственных вакансий, хотя экспериментальные данные о дозовых зависимостях глубины n - p перехода не приводятся. Это утверждение также противоречит данным единственной работы [56], где глубина n - p перехода, как уже отмечалось выше, измеренная только методом EBIC, и не подтвержденная с помощью метода дифференциальных холловских измерений, даже без постимплантационного отжига увеличивалась с ростом дозы ионов V^+ в узком интервале $D = 3 \cdot 10^{13} - 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и достигала значения $d_n = 5-20 \text{ мкм}$.

Процесс формирования n^+-n^- - p структур в объемных кристаллах $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ повышенного состава $x = 0,285-0,3$ исследовался при имплантации легких ионов Be^+ [251] и V^+ [252]. С практической точки зрения имплантация ионов Be^+ интересна тем, что с помощью нее впервые были созданы фотодиоды с высокими параметрами на ГЭС КРТ МЛЭ p -типа [253].

Ионы Be^+ имплантировались через ZnS (50 нм) с $E = 200 \text{ кэВ}$ и $D = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ [251], а ионы V^+ – с $E = 130 \text{ кэВ}$ и $D = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ [252]. Постимплантационный отжиг под капсулирующим покрытием ZnS проводился в атмосфере N_2 при $T = 150 \text{ }^\circ\text{C}$ в течение 20–120 мин. Измерения методом ВИМС [251] распределения внедренных атомов Be по глубине как в исходных образцах, так и после отжига в течение 120 мин показало, что он практически не диффундирует при $T = 150 \text{ }^\circ\text{C}$. Проведенный расчет профиля распределения Be методом SRIM дал хорошее совпадение с экспериментальным (ВИМС) профилем. Методом дифференциальных холловских измерений было установлено, что максимум концентрации электронов в профиле распределения $n(z)$ в исходных неотожженных образцах для обоих ионов имел значение $n = (1-2) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, что на порядок выше, чем, например, было получено для аналогичных условий имплантации ионов V^+ в [56] и для Be^+ в [53] (см. выше). В исходных неотожженных образцах сформировался только резкий n^+ - p переход и его глубина составила 0,55 мкм в случае внедрения ионов $\text{V}^+(E = 130 \text{ кэВ})$ и $d_n = 1,5 \text{ мкм}$ для ионов $\text{Be}^+(E = 200 \text{ кэВ})$. Постимплантационный отжиг в обоих случаях привел к

размытию профиля распределения $n(z)$, уменьшению концентрации электронов в максимуме до $n = (1-2) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Глубина n - p перехода в обеих группах образцов увеличилась до $d_n \approx 3 \text{ мкм}$ для времени отжига 20 мин и в дальнейшем с увеличением продолжительности отжига не изменялась. Концентрация электронов в объеме составляла $n^- \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и их подвижность $\mu_n \sim 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Таким образом, из работ [251, 252] можно сделать вывод, что имплантация ионов В^+ и Ве^+ в p -КРТ приводит к практически одинаковым электрофизическим параметрам и глубинам n - p перехода при имплантации и отжиге. Однако и в данных работах не исследовались ни дозовые, ни энергетические зависимости процесса формирования n^+-n^- - p структур.

Не только в объемных кристаллах p -КРТ формируются n^+-n^- - p структуры при постимплантационном отжиге, но и в ГЭС КРТ МЛЭ, как показано в работах [121, 254], в которых гетероэпитаксиальные слои МЛЭ КРТ состава $x = 0,22$ с концентрацией дырок $(6-15) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ имплантировались ионами В^+ с энергией 50 кэВ дозами $10^{13}-10^{14} \text{ см}^{-2}$. Сразу после имплантации ионов В^+ дозой $6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ сформировалась двухслойная структура: n^+ -слой глубиной 0,5–0,7 мкм с концентрацией электронов $2,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и n^- -слой глубиной 2,5 мкм, в котором наблюдался отчетливый градиент концентрации электронов, а величина $n = 5,4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ на порядок превышала фоновый уровень доноров $N_D = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Отмечается, что глубина n^- -слоя увеличивается с ростом дозы, однако дозовые зависимости не приводятся. В процессе постимплантационного отжига при $T = 120^\circ \text{C}$ в течение 4 ч на воздухе сформировалась n^+-n^- - p структура с глубиной n - p перехода 7 мкм и постоянной концентрацией электронов в n^- -слое $n \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (концентрация электронов в n^+ -слое снизилась до $n = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и его глубина не изменилась), близкой к концентрации электронов сразу после роста ГЭС КРТ МЛЭ. Подвижность электронов в n^- -слое имела значение $1,2 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, типичное для $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$. Формирование n^- -слоя при низкотемпературном постимплантационном отжиге авторы [121, 254] объясняют, как и в [187, 247], диффузией в глубь образца высвобожденных из имплантированной нарушенной области междоузельных атомов Hg, что подтверждают численными модельными расчетами уравнений диффузии ртути, взятыми из работы [255].

За основу расчета глубины n - p перехода от времени постимплантационного отжига в [255] был принят механизм формирования n^+-n^- - p структуры, предложенный в [55] и рассмотренный выше. Предполагалось, что диффузия I_{Hg} в объем КРТ p -типа происходит из поверхностного источника, который лимитируется концентрацией генерированных ионной бомбардировкой I_{Hg} , зависящей от режимов имплантации, в первую очередь от дозы ионов, и предполагалось, что концентрация ($C_{\text{I}_{\text{Hg}}}$) междоузельных атомов ртути $C_{\text{I}_{\text{Hg}}} \sim D$. В уравнениях диффузии учитывались

процессы генерации и рекомбинации I_{Hg} и V_{Hg} со своими константами реакций g и k_R соответственно по реакции пар Френкеля $Hg_{Hg} \xrightleftharpoons[k_R]{g} I_{Hg} + V_{Hg}$. Расчеты, выполненные в [255] для зави-

симости от времени глубины n - p перехода, $d_n(t)$, формирующегося за счет диффузии из ограниченного поверхностного источника междоузельных атомов ртути (когда источник полностью истощится, глубина n - p перехода больше не увеличивается), приводят к выражению

$$d_n(t) = \sqrt{\frac{2D_{I_{Hg}} C_{I_{Hg}} t}{N_{V_{Hg}}}}, \text{ где } D_{I_{Hg}} - \text{коэффициент диффузии } I_{Hg}, \text{ зависящий от температуры, } N_{V_{Hg}} -$$

концентрация вакансий Hg в объеме. Обобщенные модели диффузионного формирования n - p перехода в вакансионно-легированном p -КРТ с различными граничными условиями, предполагающими, что на поверхности формируется либо постоянный неограниченный, либо лимитированный диффузионный источник междоузельных атомов Hg (при отжиге в насыщенных парах Hg, ионной имплантации, ионно-лучевом травлении) рассматривались в [256–258]. Разработана компьютерная программа VIPCAD решения диффузионных уравнений для расчета двумерного распределения примеси и дефектов в эпитаксиальных слоях КРТ с учетом “физически корректных моделей” процессов, происходящих при ионной имплантации и реактивном ионном травлении [259].

Метод формирования n^+ - n^- - p переходов в p -КРТ при имплантации ионов Be^+ и B^+ и постимплантационном отжиге получил название “Ion Implantation and Diffusion of the Irradiation-Displaced Mercury Atoms (I^2/DMD)” [57]. Отметим, что технология I^2/DMD формирования n^+ - n^- - p переходов является в настоящее время стандартной при производстве широкоформатных матриц планарных фотодиодов на основе эпитаксиальных слоев КРТ p -типа в фирме “LETI/LIR-Sofradir joint laboratory” (Франция) [67].

Имплантации ионов B^+ в гетероэпитаксиальные слои МЛЭ КРТ p -типа посвящены работы [260, 261]. В [260] ГЭС КРТ МЛЭ с поверхностным широкозонным варизонным слоем различного состава выращивался на подложках GaAs [262], а в [261] – без верхнего варизонного слоя на подложках CdZnTe. Хорошо известно, что в варизонных полупроводниках (полупроводниковые твердые растворы с изменяющимся по координате основным химическим составом называют варизонными полупроводниками) возникает встроенное электрическое поле [263, 264]. Электрические поля заметно влияют на диффузию заряженных примесей в полупроводниках [219, 265–268]. В работе [268] исследовалась диффузия при постимплантационных отжигах внедренных атомов As ($E = 100$ кэВ, $D = 1 \cdot 10^{15}$ см⁻²) в области переменного состава эпитаксиального КРТ. Проведенное решение уравнения электродиффузии с учетом внутреннего электрического

поля показало, что теоретический расчет соответствует наблюдаемым экспериментальным профилям распределения атомов As (ВИМС).

Градиент состава в варизонном слое ГЭС КРТ МЛЭ приводит к координатной зависимости ширины запрещенной зоны материала и к появлению встроенного электрического поля, которое может в значительной степени влиять на миграцию первичных радиационных дефектов и, следовательно, – на окончательное пространственное распределение электрически активных радиационных дефектов. В работе [260] было проведено сравнение экспериментальных и теоретических профилей распределения радиационных донорных центров в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с различным составом верхнего варизонного слоя $x_s = 0,22$ – $0,56$, составом рабочего слоя $x = 0,22$ и толщиной $d_{\text{вар.}} = 1,5$ мкм, имплантированного ионами B^+ с $E = 20$ – 150 кэВ и $D = 1 \cdot 10^{11}$ – $3 \cdot 10^{15}$ см⁻². В теоретических расчетах, выполненных на основе модели, описанной в [222, 231], учитывался градиент состава в области внедрения имплантанта (внедренные атомы бора полностью залегали в варизонном слое). Результаты модельных расчетов имели хорошее согласие с экспериментальными данными, полученными методом дифференциальных холловских измерений, по распределению донорных центров в n^+ -слое, который для всех режимов имплантации полностью располагался в варизонном слое на глубине от 0,3 до 1,0 мкм, причем с ростом дозы и энергии ионов B^+ его глубина увеличивалась, а максимальная концентрация электронов $n = 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³ в профилях распределения $n(z)$ наблюдалась при $E = 150$ кэВ для дозы насыщения $D_{\text{sat.}} = 1 \cdot 10^{14}$ см⁻² только в ГЭС КРТ МЛЭ, у которого варизонный слой отсутствовал ($x_s = 0,22$). Наличие варизонного слоя несколько снижало концентрацию электронов в максимуме распределения $n(z)$. Был сделан вывод о том, что наличие варизонного слоя оказывает влияние на динамику накопления электрически активных дефектов, а на их миграцию влияние незначительно.

Результаты детального исследования электронного транспорта в имплантированном бором вакансионно-легированном ГЭС КРТ МЛЭ p -типа состава $x = 0,231$ приведены в [261]. Ионы B^+ внедрялись с $E = 150$ кэВ и $D = 1 \cdot 10^{14}$ см⁻², постимплантационный отжиг не проводился. Исследования зависимостей постоянной Холла и проводимости от индукции магнитного поля вплоть до $B = 20$ кГс проводились в интервале температур 67–300 К при послойном травлении. Вычисление параметров носителей заряда проводилось с помощью так называемого метода “спектра подвижности”, предложенного в [269], и который вплоть до настоящего времени интенсивно развивался для исследования электрофизических параметров гетероструктур на основе соединений A_3B_5 [270] и $Cd_xHg_{1-x}Te$ [271–277].

Метод “спектра подвижности”, предложенный в [269], не требует никаких предварительных знаний о параметрах изучаемого материала. Он основан на анализе полевых зависимостей постоянной Холла и продольного магнитосопротивления и решении численными методами

уравнений для компонент тензора проводимости $\sigma_{xx}(B)$ и $\sigma_{xy}(B)$, что позволяет определять параметры основных и неосновных носителей заряда в p -КРТ с учетом их парциального вклада в общую проводимость, причем если в материале присутствуют, например, электроны с различной подвижностью, а также тяжелые и легкие дырки, то они проявляются на разных пиках зависимости проводимости от подвижности (в “спектре подвижности” для электронов подвижность отрицательная, дырок – положительная) и амплитуда пика равна парциальной проводимости соответствующего носителя, откуда можно определить их концентрацию. Вследствие сильной зависимости решения от погрешности в исходных данных, точность полученных таким образом параметров невысока. Поэтому иногда для повышения точности результатов “спектра подвижности” используют совместно с методом “многозонной подгонки” в качестве первого приближения [271]. Дальнейшим продолжением метода “спектра подвижности” является метод “количественного спектра подвижности” [272, 273], который позволяет получить более точный вид распределения носителей по подвижности и более точные значения концентрации подвижности носителей заряда, не прибегая к методу “многозонной подгонки”. К основным недостаткам метода “спектра подвижности” применительно к КРТ p -типа следует отнести то, что он не выявляет областей пространственной локализации электронов с разной подвижностью, которые могут быть вызваны различного типа неоднородностями (состава, включениями с разным типом проводимости, инверсионными слоями на поверхности или в объеме и т. п.), проявляющимися в “аномалиях” эффекта Холла [278–280]. То есть, однозначно определить с помощью “спектра подвижности” какими электронами обусловлена, например, знакопеременная зависимость $R_H(B)$ в КРТ p -типа – или это собственные носители однородного полупроводника, или это неоднородности невозможно. Поэтому для отбора исходных образцов p -КРТ по критерию однородности при исследовании ионно-имплантированных n -слоев и однозначного определения пространственного распределения по глубине концентрации и подвижности электронов, а также их изменения при различных радиационно-термических обработках, и чтобы исключить артефакты, вызванные неоднородностями, необходимо развивать методы однозначного определения однородности материала из гальваномагнитных измерений. Достоинство метода “спектра подвижности” заключается в возможности непосредственного “наблюдения” за изменением парциальных интегральных параметров носителей в ионно-имплантированных слоях, в том числе и за электрофизическими свойствами подложки p -типа при последовательных постимплантационных отжигах (если известно, что исследуемые образцы однородны) на одном и том же образце, не прибегая к разрушающим образец дифференциальным холловским измерениям.

Поскольку ионно-имплантированный слой содержит электроны с разной подвижностью, с целью определения профилей распределения носителей заряда метод “спектра подвижности”

должен дополняться дифференциальными холловскими измерениями, что и было сделано в работе [261]. Было установлено что в “спектре подвижности” у имплантированных ионами B^+ ($E = 150$ кэВ, $D = 1 \cdot 10^{14}$ см²) образов ГЭС КРТ МЛЭ наблюдается три пика с разными подвижностями электронов ($T = 80$ К) в n -слое: пик E_1 , соответствующий электронам с низкой подвижностью $\mu_{n1} = 2940$ см²·В⁻¹·с⁻¹ в поверхностном нарушенном слое глубиной до 220 нм; пик E_2 , соответствующий электронам с $\mu_{n2} = 7490$ см²·В⁻¹·с⁻¹ и концентрацией $n = 3 \cdot 10^{18}$ см⁻³ в слое глубиной до $z = 500$ нм и пика E_3 , соответствующий высокоподвижным электронам с $\mu_{n3} = 25640$ см²·В⁻¹·с⁻¹ в слое, примыкающему к n - p переходу, на глубине от 600 до 700 нм. После удаления поверхностного слоя толщиной 800 нм наблюдался только полностью дырочный тип проводимости с концентрацией $p = 3,9 \cdot 10^{16}$ см⁻³ и $\mu_p = 126$ см²·В⁻¹·с⁻¹. В целом результаты данной работы показывают, что в ГЭС КРТ МЛЭ, имплантированных ионами B^+ сформировался резкий n^+ - p переход на глубине 0,7–0,8 мкм, что практически совпадает с глубиной n^+ - p перехода, полученного в [260] для аналогичных режимов имплантации ионов B^+ .

Рассмотрим влияние внедрения ионов с высокой энергией в несколько ГэВ на глубину n - p перехода в КРТ [281]. Ионы $^{129}\text{Xe}^+$ имплантировались при комнатной температуре с энергией 2,96 ГэВ дозой $9,1 \cdot 10^{12}$ см⁻² при потоке ионов $J = 10^9$ см⁻²·с⁻¹ в объемные кристаллы $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$ p -типа толщиной 1 мм (в работе [281] также рассматривается высокоэнергетическая бомбардировка ионами C^+ , O^+ , Kr^+ и электронное облучение). Рассчитанный проецированный пробег ионов Xe^+ (2,96 ГэВ) имел значение $R_p \pm \Delta R_p = 137 \pm 3,5$ мкм. Глубина n - p перехода, измеренная методом EBIC, составляла 184 мкм, что значительно больше величины R_p . Этот эффект аналогичен тому, что наблюдается при обычной ионной имплантации. Авторы объясняют его той же моделью диффузии междоузельной ртути из нарушенной области, что было предложено в [56, 57]. Однако для высокоэнергетического облучения отношение $d_n/R_p \approx 1,3$, тогда как при обычной ионной имплантации это отношение может достигать $d_n/R_p \approx 10$, тем не менее, по абсолютной величине глубина n - p перехода при облучении высокоэнергетическими ионами была на 47 мкм больше, чем проецированный пробег ионов Xe^+ , чего не наблюдается в экспериментах по обычной ионной имплантации (в [56] при имплантации ионов B^+ с энергией 200 кэВ в интервале доз $5 \cdot 10^{13}$ – $3 \cdot 10^{14}$ см⁻², согласно измерениям EBIC, n - p переход формировался на глубине 5–20 мкм при $R_p = 0,42$ мкм). Исходя из того, что отношение d_n/R_p изменяется в обоих видах ионной бомбардировки в пределах одного порядка, авторы [281] делают вывод, что диффузионная длина атомов Hg имеет одинаковый порядок величины при обычной имплантации и высокоэнергетическом облучении. Однако они не учитывают два основных фактора, которые могут влиять на столь глубокую диффузию ртути: – сильное возбуждение электронной подсистемы кристалла и нагрев мишени. При внедрении ионов Xe^+ с $E = 2,96$ ГэВ основные потери энергии являются

ионизационными и электронная тормозная способность для ксенона по данным [281] составляет $(dE/dx)_{el} = 2000 \text{ эВ/Å}$. Как уже обсуждалось выше, при сильном возбуждении электронной подсистемы кристалла должны проявляться эффекты радиационно-стимулированной диффузии ртути. Фактор сильного нагрева мишени тоже может иметь место (этот вопрос не обсуждается в работе). Плотность тока ионов Xe^+ с $E = 2,96 \text{ ГэВ}$ и $J = 10^9 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ составляет величину $j = 0,16 \text{ нА/см}^2$, а плотность мощности пучка ионов, бомбардирующих КРТ, $P = 4,7 \text{ Вт/см}^2$. При типичных режимах ионной имплантации B^+ с $E \leq 150 \text{ кэВ}$ и $j \leq 0,1 \text{ мкА/см}^2$, применяемых при изготовлении фотодиодов и не приводящих к заметному нагреву образца, величина $P \leq 0,015 \text{ Вт/см}^2$, то есть почти в 313 раз меньше, чем при высокоэнергетическом облучении, в процессе которого образец КРТ неизбежно должен был существенно нагреваться, и диффузия ртути термически активироваться.

Таким образом, анализ литературы показывает, что нет экспериментальных данных о процессах формирования n^+-n^- -р структур в КРТ р-типа в зависимости от энергии, дозы и массы ионов, плотности ионного тока, температуры имплантации, температуры постимплантационного отжига. Не рассматривался вопрос о влиянии накопления и пространственное распределение структурных нарушений с ростом дозы ионов различной массы на распределение по глубине электрически активных радиационных донорных дефектов.

Противоречивыми и недостаточными являются данные о формировании n^+-n^- -р структур без постимплантационного отжига. Недостаточными являются экспериментальные доказательства (имеются только работы [57, 247]) того, что именно диффузия атомов Hg ответственна за формирование глубокого n -р перехода. Совершенно остались не исследованными процессы формирования n^+-n^- -р структур в новом, и в настоящее время являющимся базовым материалом для создания широкоформатных матричных фотоприемников – ГЭС КРТ МЛЭ р-типа, в котором при росте *in-situ* можно управлять составом как верхнего варизонного, так и рабочего слоя [22].

1.1.5. Термический отжиг радиационных донорных дефектов и активация примеси

В данном параграфе рассматриваются процессы отжига радиационных донорных центров и электрической активации наиболее часто внедряемых примесей В, In, Р, As, Au.

Классическое использование ионной имплантации с целью формирования n -р переходов в кристаллах КРТ за счет электрической активации внедренной примеси как донорной, так к акцепторной встречает значительные трудности. Главная проблема состоит в том, что радиационные дефекты являются электрически активными донорными центрами (в материале обоих типов проводимости), которые необходимо отжечь в первую очередь, чтоб положение n -р перехода определялось пространственным распределением примеси, а не дефектов. Немаловажную роль

играет и условия отжига, при которых внедренная примесь займет нужное положение в решетке КРТ, например, элементы III группы должны замещать атомы металла, чтоб проявились их донорные свойства, а элементы V группы в подрешетке халькогена являются акцепторами, элементы IV группы проявляют амфотерные свойства [29, 282].

Как правило, для электрической активации примеси в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ необходимы высокие температуры ($T = 300\text{--}500\text{ }^\circ\text{C}$) и длительные времена отжига, и если их проводить в ненасыщенной парами Hg атмосфере, происходит значительная потеря атомов ртути с поверхности кристалла и изменяются его электрофизические параметры [117]. Даже быстрые термические отжики покрытого ZnS(300 нм) объемного p -КРТ под галогенными лампами ($T = 420\text{ }^\circ\text{C}$, $t = 5\text{ с}$), которые применяют в кремниевой технологии, по данным метода позитронной аннигиляции существенно обедняют поверхность атомами Hg, вследствие чего повышается концентрация дырок [283]. Применение специальных защитных мер – капсулирование диэлектриками (параграф 1.1.2), отжиг в насыщенных парах Hg, предотвращающие испарение ртути, значительно усложняет процесс высокотемпературных постимплантационных отжигов. При высоких температурах ($T > 300\text{ }^\circ\text{C}$) происходит либо быстрая диффузия определенного сорта примесей, в частности, In [56, 57, 212], либо она практически не диффундирует в глубь кристалла, например, В [75, 170]. Имплантация быстро диффундирующих примесей затрудняет контроль заданной глубины n - p перехода и не позволяет получать в необходимом случае резкие переходы. Внедрение медленно диффундирующих примесей оставляет n - p переход в области с максимальной плотностью радиационных нарушений, которые не всегда удается полностью отжечь (параграф 1.1.2), что может отрицательно влиять на параметры приборов. Не только примеси, но и собственные точечные дефекты проявляют электрическую активность в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Междоузельная ртуть является быстро диффундирующим донорным дефектом и при низкотемпературных послеростовых отжигах в парах Hg способствует $p \rightarrow n$ конверсии объемных кристаллов и ЖФЭ КРТ, а также гетероэпитаксиальных структур, выращенных методом металлоорганической газофазной эпитаксии (Metal Organic Chemical Vapor Deposition – MOCVD). Кинетика процессов $p \rightarrow n$ и $n \rightarrow p$ конверсии за счет электрически активных собственных точечных дефектов при различных термообработках $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ подробно описана в [117, 284]. Гетероэпитаксиальные нелегированные структуры МЛЭ КРТ сразу после роста, в отличие от структур ЖФЭ КРТ и MOCVD КРТ, обладают проводимостью n -типа с высокими электрофизическими параметрами [22, 262]. Вопрос стабильности ГЭС КРТ МЛЭ n -типа при отжигах под различными покрытиями (АО, ZnS, CdTe) исследовался в работе [285]. Показано, что наиболее эффективным защитным покрытием по сравнению с тонкими слоями CdTe и ZnS, стабилизирующим электрофизические параметры ГЭС КРТ МЛЭ n -типа, при температурах отжигах до $T = 160\text{ }^\circ\text{C}$ является анодный окисел.

В работе [158] было показано, что электрически активные дефекты, созданные малыми дозами ионов B^+ 10^{11} – 10^{12} см^{-2} отжигаются при $T = 100$ – 150 $^{\circ}\text{C}$ в течение 24 ч (в вакууме), тогда как для больших доз 10^{13} – 10^{15} см^{-2} этот же отжиг лишь незначительно уменьшает слоевую концентрацию электронов. Температурная стабильность донорных дефектов изучалась в работе [170]. Отжиг образцов КРТ, имплантированных ионами B^+ с энергией 120 кэВ в интервале доз $1 \cdot 10^{13}$ – $5 \cdot 10^{15}$ см^{-2} проводился при температуре 150, 300 и 500 $^{\circ}\text{C}$ в течение 30 мин под пленкой SiO_2 толщиной 200 нм. В исходном n -слое и отожженном при $T = 150$ $^{\circ}\text{C}$ концентрация электронов составляла $n = 3 \cdot 10^{18}$ см^{-3} . Конверсия имплантированного слоя в p -тип произошла при температуре 300 и 500 $^{\circ}\text{C}$. У некоторых образцов после отжига при $T = 500$ $^{\circ}\text{C}$ снова наблюдался n -тип проводимости. Авторы объясняют это влиянием пленки SiO_2 (капсулирующие свойства ее не исследовались), а не электрической активностью бора, который, по их мнению, связывается в малоподвижные стабильные комплексы, не обладающих электрической активностью, поскольку по данным ВИМС перераспределение атомов бора по глубине не наблюдалось.

Если в работе [170] полный отжиг донорных дефектов произошел при $T = 300$ $^{\circ}\text{C}$, то, напротив, в [75] для этой же температуры n -тип проводимости сохранился. Слойная концентрация электронов $N_s = 2 \cdot 10^{14}$ см^{-2} в имплантированном ионами B^+ ($E = 150$ кэВ, $D = 1 \cdot 10^{14}$ см^{-2}) образце осталась неизменной и после отжига при $T = 100$ $^{\circ}\text{C}$ в течение 1 часа, а затем снизилась до $N_s = 6 \cdot 10^{13}$ и $N_s = 2,5 \cdot 10^{13}$ см^{-2} для температур 200 и 300 $^{\circ}\text{C}$ соответственно. Аналогичные результаты были получены и на образцах, имплантированных ионами Ag^+ и Hg^+ ([75]): электрически активные донорные центры сохранялись после 300 $^{\circ}\text{C}$ отжига, но величина N_s была много ниже, чем в случае имплантации бора. Наиболее важный результат этих экспериментов состоит в том, что если почти все наблюдаемые методами РОР и ПЭМ дефекты структуры отжигаются (параграф 1.1.2), то дефекты донорного типа сохраняются вплоть до $T = 300$ $^{\circ}\text{C}$.

Отметим, что авторы [170, 75] не определяли энергию активации отжига донорных центров в ионно-имплантированных бором слоях на различных стадиях термообработки. В работе [132] показано, что при электронном и протонном облучении КРТ энергия активации отжига радиационных донорных дефектов при температуре 100–130 $^{\circ}\text{C}$ составляет $E_A = 1,4$ – $1,8$ эВ.

С другой стороны, отжиг радиационных дефектов донорного типа может происходить и при меньших температурах. Так в работе [212] показано, что созданный имплантацией ионов Xe^+ ($E = 200$ кэВ, $D = 10^{15}$ см^{-2}) n -слой полностью отжигается под пленкой ZnS в течение 1 часа при $T = 200$ $^{\circ}\text{C}$. Аналогичный отжиг электрически активных дефектов наблюдался и в случае имплантации ионов In^+ в этих же условиях (массы атомов индия и ксенона близки). Отсюда автор делает заключение, что в имплантированных как ионами Xe^+ , так и In^+ исходный n -тип проводимости обусловлен дефектами. Дальнейшее повышение температура отжига существенным образом меняет электрические свойства имплантированного слоя. Выше температуры $T = 250$ $^{\circ}\text{C}$ в случае

имплантации ионов Xe^+ образец сохраняет p -тип проводимости, тогда как в имплантированном ионами In^+ слое начинает снова проявляться $p \rightarrow n$ конверсия, обусловленная электрической активацией индия. Одновременно с началом активации индий при $T = 250^\circ\text{C}$ и выше начинает диффундировать в глубь кристалла. Как предполагается [213], диффузия In происходит по вакансионному механизму с коэффициентом диффузии $D_{\text{In}} = 8 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$.

Применение быстрого термического отжига под покрытием $\text{ZnS}(500 \text{ нм})$ при $T = 380^\circ\text{C}$ длительностью 10 с для электрической активации внедренных атомов индия (In^+ , $E = 320 \text{ кэВ}$, $D = 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$) в $\text{Cd}_{0,7}\text{Hg}_{0,3}\text{Te}$ без его значительного перераспределения по глубине, не дало положительных результатов по активации In , тогда как обычный печной отжиг в парах Hg при $T = 400^\circ\text{C}$ и $t = 1 \text{ ч}$ активировал часть внедренных атомов In , но при этом наблюдалась глубокая диффузия индия в глубь КРТ и около 40 % атомов индия было потеряно за счет испарения с поверхности [286]. По данным РОР быстрый отжиг в двухступенчатом режиме ($380^\circ\text{C}/10 \text{ с} + 440^\circ\text{C}/10 \text{ с}$) восстановил нарушенную имплантацией ионов In^+ кристаллическую решетку. Напротив, по данным [287] быстрый двухступенчатый термический отжиг ($250^\circ\text{C}/100 \text{ с} + 340^\circ\text{C}/30 \text{ с}$) под диэлектриком $\text{ZnS}(300 \text{ нм})$ объемного $p\text{-Hg}_{0,78}\text{Cd}_{0,22}\text{Te}$, имплантированного ионами In^+ с $E = 200 \text{ кэВ}$ и $D = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ активировал 70 % атомов индия.

Один из наиболее интересных результатов, полученный в работе [212], состоит в том, что коэффициент использования индия (f) как донорной примеси (отношение слоевой концентрации электронов к дозе ионов $f = N_s/D$) резко уменьшается с 50 до 3 % с ростом дозы от 10^{13} до 10^{15} см^{-2} при отжиге в парах Hg ($T = 300^\circ\text{C}$, $t = 16 \text{ ч}$). То есть для больших доз имплантированного индия большинство его атомов остается электрически неактивными, тогда как в случае малых доз их активность возрастает. Объяснение этому явлению в [212] не дается, однако в работе [288], в которой исследовались процессы диффузионного легирования КРТ индием, показано, что с увеличением концентрации атомов In эффективность легирования падает за счет компенсации донорных свойств индия (ионизованный атом In в узле Hg , $\text{In}^{\bullet}_{\text{Hg}}$) вакансиями ртути. Степень компенсации $K = [\text{In}^{\bullet}_{\text{Hg}}]/2[V''_{\text{Hg}}]$ (V''_{Hg} –двукратно ионизованная вакансия ртути) стремится к единице если концентрация $[\text{In}^{\bullet}_{\text{Hg}}] > 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Этот эффект обусловлен взаимодействием примесных атомов индия с системой собственных дефектов и носителей заряда, приводящим к самокомпенсации атомов In собственными дефектами, генерируемыми при легировании, а также связыванием индия в соединение In_2Te_3 ([288]).

Если электрическая активация имплантированного индия – хорошо установленный экспериментальный факт, причем процесс активации управляется условиями ионного внедрения и постимплантационного отжига, то активность другой примеси III группы – бора, как было отме-

чено ранее, остается под вопросом [56, 170]. В рассмотренной выше работе [287] имплантированный индий активировался после быстрого двухступенчатого термического отжига, тогда как внедренные атомы бора (B^+ , $E = 200$ кэВ, $D = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$) не проявили электрическую активность ни быстрым, ни при последующем обычном печном отжигах ($200^\circ\text{C}/72 \text{ ч}$).

Однако существует ряд работ, посвященных отжигу КРТ, имплантированном ионами B^+ , в которых, по мнению авторов, получены положительные результаты по электрической активации бора.

Работа [289] – одна из первых, в которой сообщается о частичной активации бора, имплантированного в $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0,2$ и $0,29$) с энергией 100 кэВ в интервале доз $1 \cdot 10^{12} - 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ при лазерном отжиге под пленкой ZnS толщиной $1,2$ мкм. Плотность мощности импульса CO_2 лазера составляла $200 - 300 \text{ Вт/см}^2$, длительность – $0,3$ с. Авторы делают заключение об электрической активации бора на основании монотонного роста N_s у отожженных образцов от $6 \cdot 10^{11}$ до $6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при увеличении дозы ионов B^+ вплоть до $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, тогда как до отжига насыщение слоевой концентрации электронов на уровне $N_s = 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ наступало уже при $D = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Концентрация электронов в отожженных образцах, определенная из $C\text{-}V$ измерений, составила $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Аналогичный отжиг проводился на образцах $n\text{-КРТ}$, имплантированных ионами Ag^+ ($E = 150$ кэВ, $D = 10^{14} \text{ см}^{-2}$). Уменьшение концентрации электронов в случае имплантации Ag^+ до исходного уровня в подложке n -типа, по мнению авторов, подтвердило выводы об электрической активации внедренных атомов бора.

Поиску оптимальных методов защиты поверхности $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа в процессе активационного постимплантационного отжига посвящены работы [290–292]. Структуры ЖФЭ КРТ состава $x = 0,25 - 0,3$ имплантировались ионами B^+ с $E = 250$ кэВ в интервале доз $1 \cdot 10^{12} - 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Как оказалось, сочетание обычного печного ($T = 200^\circ\text{C}$) и быстрого термического ($T = 320^\circ\text{C}$, метод приводится в [215]) отжигов под естественным окислом, выращенным фотохимическим способом ([120]), позволяет решать обе задачи: предотвращать потерю ртути с поверхности и активировать внедренные атомы бора. Низкотемпературный постимплантационный отжиг ([292]) при $T = 200^\circ\text{C}$ в течение $4, 8, 32$ и 16 ч не устраняет полностью дефекты в случае, например, имплантации $D = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ионов B^+ : слоевая концентрация и подвижность электронов практически не изменились по сравнению с исходными значениями $N_s = 1,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и $\mu_n = 5 \cdot 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Однако дифференциальные холловские при измерения показали, что после 16 часового отжига объемная концентрация n уменьшилась, а ее распределение по глубине стало близко к Гауссову. В результате отжига при $T = 200^\circ\text{C}$ возникла аномальная n -область, простирающаяся на глубину до 10 мкм, в которой коэффициент Холла имел сильную зависимость от индукции

магнитного поля, а холловская подвижность была низкая $550 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Эти результаты показали, что в процессе отжига дефекты донорного типа продиффундировали из поверхностного слоя в ненарушенный объем кристалла КРТ, который сильно компенсировался. Однако авторы не отмечают, что это может быть и следствием взаимодействия естественного окисла с поверхностью образца, в результате которого также наблюдается $p \rightarrow n$ конверсия КРТ на большую глубину (раздел 1.1.2). Поскольку в исходном материале для примесей выполнялось условие $N_D - N_A < 0$, где в N_A не входит концентрация вакансий ртути, авторы полагают, что эта область все еще имеет p -тип проводимости и только вследствие того, что подвижность электронов на два порядка больше подвижности дырок наблюдается сильная зависимость коэффициента Холла от индукции магнитного поля. В противоположном случае в материале с $N_D - N_A > 0$ может наблюдаться область n -типа, поскольку большинство вакансий ртути компенсируются точечными дефектами (заряженными или нейтральными), мигрирующими в процессе отжига из приповерхностного нарушенного слоя. В обоих случаях электрические свойства, такие как глубина n - p перехода, тип проводимости “аномальной” области, следующей за имплантированной, зависят от температуры и времени отжига, а также от концентрации смещенных атомов ртути.

Наилучший результат по отжигу дефектов и, как полагают авторы работ [290–292], по активации имплантированного бора был получен при трехступенчатом отжиге: печном – $202 \text{ }^\circ\text{C}/5 \text{ ч}$; быстром – $320 \text{ }^\circ\text{C}/245 \text{ с}$ и снова печном – $202 \text{ }^\circ\text{C}/12 \text{ ч}$. После него значительно уменьшилась плотность дефектов структуры, а подвижность электронов в n -слое была наибольшей $\mu_n = 2 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ (до отжига $\mu_n = 5 \cdot 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$). Распределение бора по глубине в результате такого отжига практически не изменилось. Авторы делают заключение об электрической активации бора на основании того, что аналогичный отжиг неимплантированных образцов ЖФЭ КРТ не изменял исходный p -тип проводимости, тогда как в имплантированных ионами В^+ образцах сохранился n -слой с $N_s = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (до отжига $N_s = 1,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$) и по данным РОР произошло полное восстановление кристаллической структуры. Доказательством того, что наблюдается активность примеси, служит и расположение n - p перехода на глубине около 1 мкм , полученной из метода EBIC и дифференциальных холловских измерений, а форма профиля распределения $n(z)$ совпадала с ВИМС распределением атомов бора ([290, 292]), это же. Эффективность электрической активации (f) атомов бора составляла 3–80 % ([292]) и зависела от дозы ионов В^+ : с увеличением дозы она уменьшалась (дозовые зависимости слоевой концентрации электронов не приводились). Этот результат совпадает с данными работы [212] по активации ионно-имплантированного индия. Быстрый высокотемпературный отжиг необходим для того, чтобы полностью восстановить нарушенную кристаллическую структуру, прежде чем атомы примеси станут (или могут стать) электрически активными. Это показывает, что лишь незначительная часть атомов

бора проявляет донорные свойства до тех пор, пока большинство радиационных дефектов не будет отожжено. Лучшие результаты получены для доз $1 \cdot 10^{13} - 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ионов B^+ , в то время как для доз $D > 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ эффективность легирования падает, поскольку труднее отжечь дефекты. Изготовленные меза-диоды ([292]) на ЖФЭ КРТ состава $x = 0,25$ ($\lambda_c = 7,8 \text{ мкм}$), имплантированным ионами B^+ ($E = 250 \text{ кэВ}$, $D = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$) и отожженном в двухступенчатом режиме $200 \text{ }^\circ\text{C}/58 \text{ ч} + 320 \text{ }^\circ\text{C}/5 \text{ мин}$, имели параметр $R_0A = 7,8 \cdot 10^2 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ и длинную диффузионную полку в обратной ветви ВАХ вплоть до напряжения смещения “–” $0,4 \text{ В}$, которую, как отмечается, не имеют диоды, изготовленные обычной ионной имплантацией, хотя ВАХ диодов, полученных без постимплантационного отжига не приводятся. Авторы [292] полагают, что данные меза-диоды получены за счет полного отжига структурных дефектов и активации имплантированного бора. Отметим, что в литературе эта работа единственная, где сообщается об изготовлении диодов на основе активации имплантированных атомов бора в p -КРТ с высокими параметрами.

Следует отметить, что авторы работ [290–292] делают вывод об электрической активации бора в p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ состава $x = 0,25 - 0,3$ на основе косвенных данных и не проводят сравнительный анализ результатов отжига образцов, имплантированных ионами инертных элементов. Не исследовалась кинетика отжига электрически активных дефектов – зависимость N_s от времени и температуры отжига для разных доз ионов B^+ , по которой можно было бы судить о начале процесса активации бора. Роль естественного окисла, под которым p -КРТ при отжиге конвертирует в n -тип, также не выяснена. Не проводится сравнительный анализ ВАХ диодов, полученных как без постимплантационного отжига, так и с отжигом. Вопрос о возможности активации при отжиге под естественным окислом имплантированных атомов бора в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ длинноволнового ($\lambda_c = 10 - 11 \text{ мкм}$) состава $x \approx 0,22$ не рассматривался.

Другим альтернативным методом постимплантационного активационного отжига является высокотемпературный отжиг в парах ртути [293, 294]. Отличие данных работ по активации имплантированного бора от рассмотренных выше состоит в том, что образцы отжигались без покрытия непосредственно под давлением насыщенных паров ртути. В работе [293] исследования проводились на гетероэпитаксиальных слоях ЖФЭ КРТ с $x = 0,3$, $p = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $\mu_p = 200 - 400 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Доза ионов B^+ с энергией 100 кэВ составляла $1,45 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Отжиг имплантированных и неимплантированных образцов проводился при температуре $240 - 600 \text{ }^\circ\text{C}$ в откачанной кварцевой ампуле с источником паров ртути. Образцы с бором отжигались в течение 30 мин , чтобы он не смог перераспределиться по глубине, а неимплантированные отжигались в течение $20 - 40 \text{ часов}$ для обеспечения конверсии в n -тип всей пленки толщиной 30 мкм . Неимплантированные образцы конвертировали с p - в n -тип при $T < 330 \text{ }^\circ\text{C}$, а при температуре $400 \text{ }^\circ\text{C}$ проводимость p -типа сохранялась. У имплантированных образцов концентрация электронов с ростом

температуры снизилась с $n = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ до минимального значения $n = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при $T = 350 \text{ }^{\circ}\text{C}$, а затем снова начала расти почти до $n = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при $T = 460 \text{ }^{\circ}\text{C}$. Измерения вольт-амперных характеристик показали наличие n - p перехода.

В случае отжига при пониженном давлении паров ртути в области температуры $350 \text{ }^{\circ}\text{C}$ у имплантированных образцов наблюдался p -тип проводимости, а затем при повышении температуры до $500 \text{ }^{\circ}\text{C}$ снова наблюдалась конверсия в n -тип за счет электрической активации бора, причем концентрация электронов была на уровне $n = (2-9) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, что даже больше, чем величина $n = (1-2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, измеренная как в исходных неотожженных образцах, так и после отжига в насыщенных парах ртути. Таким образом, эффективность активации бора при $T = 500 \text{ }^{\circ}\text{C}$ для насыщенного давления составила $f = 10 \%$, а для уменьшенного – $f = 60 \%$ ([294]). Объяснение этого экспериментального результата, по мнению авторов [293], заключается в том, что снижение давления паров ртути способствует росту вакансий Hg, что облегчает атомам бора занять свободные узлы вместо ртути, в которых они становятся электрически активными. Концентрация имплантированного бора есть сумма концентраций бора в узлах Hg и Te: $[B_{\text{impt}}] = [B_{\text{Hg}}] + [B_{\text{Te}}]$. Рост вакансий ртути способствует также переходу бора из теллуровых узлов, в которых он неактивен, в узлы металла по реакции $B_{\text{Te}} + V_{\text{Hg}} \rightarrow B_{\text{Hg}} + V_{\text{Te}}$, поэтому эффективность легирования повышается. Однако и в данных работах нет контрольных экспериментов по отжигу КРТ, имплантированного инертными элементами.

Сравнение результатов отжига p -КРТ с внедренным бором и инертным неоном было проведено в работах [295, 296]. В объемный p -КРТ с $x = 0,21$ имплантировалась доза $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ионов B^+ с энергией 200 кэВ и доза $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ ионов Ne^+ с энергией 320 кэВ . Доза и энергия ионов B^+ и Ne^+ выбиралась из расчета того, что их пробег и количество введенных дефектов в кристалле будут совпадать. Оба имплантированных образца, а также контрольный неимплантированный образец, вырезанный из этого же слитка, отжигались в течение 8 мин погружением в ванну с нагретой до $T = 320 \text{ }^{\circ}\text{C}$ ртутью. Кристаллы помещались в специальную капсулу, в которую проникали пары Hg, но смачивания поверхности КРТ при этом не происходило. Методом РОР было показано [297], что такой отжиг в ртутной ванне почти полностью восстанавливает кристаллическую структуру даже в случае имплантации тяжелых ионов (In^+ , $E = 300 \text{ кэВ}$, $D = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$), а при внедрении ионов B^+ ([122]) структурные нарушения отжигаются полностью. В имплантированном бором образце в результате отжига концентрация электронов снизилась с $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ до $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а подвижность увеличилась до $28000 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ (в исходном образце $\mu_n = 3000 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$). С другой стороны, в образце, имплантированном неоном, после отжига наблюдался p -тип проводимости (до отжига параметры n -слоя у обоих имплантированных образцов совпадали) с высокой концентрацией и низкой холловской подвижностью носителей, определенной

при индукции магнитного поля 2 кГс. Возможно, это связано со смешанной проводимостью, обусловленной только частичным отжигом дефектов донорного типа, поскольку контрольный образец показал, что диффузии ртути в объем кристалла не произошло. Глубокое расположение n - p перехода $d_n = 1,5$ мкм по сравнению с рассчитанным полным пробегом ионов бора (1 мкм) обусловлено возможным каналированием ионов B^+ и донорными комплексами, связанными с атомами бора. Таким образом, в данных работах показано, что бор становится электрически активным в процессе термического отжига при $T = 320$ °C в течение 8 минут в ртутной ванне, но дефекты донорного типа полностью не отжигаются.

Отметим, что в литературе отсутствуют какие-либо данные об электрической активации имплантированных атомов бора в гетероэпитаксиальных слоях МЛЭ КРТ.

Рассмотрим процессы электрической активации имплантированной акцепторной примеси в КРТ n -типа. В работе [211] впервые была показана возможность создания фотодиодов на основе КРТ n -типа при имплантации ионов Au^+ (100 кэВ, 10^{12} – 10^{13} см $^{-2}$) и последующем отжиге при $T = 150$ – 250 °C в 2–40 мин. Авторы [210] проводили эксперименты с активацией имплантированных в n -КРТ акцепторных примесей I группы Ag, Cu и V группы P, As и показали, что для всех этих внедренных элементов постимплантационный отжиг при $T = 200$ – 250 °C в течение 90 мин формирует фоточувствительные p - n переходы с квантовой эффективностью 65–75 %. Не только обычная термообработка, но и лазерный отжиг имплантированных ионами P^+ ($E = 200$ кэВ, $D = 2 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$) образцов позволяет получать слои p -типа проводимости на материале n -типа [289, 298], причем температура поверхности, защищенной ZnS, при мощности импульса CO_2 лазера $P = 200$ Вт/см ^{2} и длительности 0,4 с достигает $T = 380$ °C ([298]). Расчеты показывают [299], что более 90 % внедренных атомов фосфора при отжиге должны связываться в нейтральные комплексы ($P_I P_{Hg}$), а тип проводимости определяется суммарной концентрацией как донорных P_{Hg}^+ и $(P_{Hg} V_{Hg})^+$, так и акцепторных V_{Hg}^{2-} , P_I^- и $(P_{Hg} V_{Hg})^-$ дефектов, а также атомами фосфора, находящимися в узлах подрешетки теллура P_{Te}^- . Быстро диффундирующая междоузельная ртуть повышает концентрацию доноров за область p^+ - n перехода до уровня $n = 1 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, при исходной концентрации электронов в материале $n = (2-4) \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$. Однако в работе [300] авторы выразили сомнение, что в [210, 298] p^+ - n переход формировался за счет активации примеси (фосфора), а не катионными вакансиями, созданными вблизи поверхности в процессе имплантации и отжига, или за счет барьера Шоттки. Действительно, в работах [301, 302] было показано, что быстрый термический отжиг ($T = 100$ – 300 °C, $t = 10$ с) кристаллов n - $Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te$ с нанесенной пленкой золота толщиной 20–50 нм и имплантированных сквозь нее ионами Ag^+ и P^+ с $E = 50$ – 200 кэВ и $D =$

$6,6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ показал, что приповерхностный p -слой и p^+ - n переход с высоким $R_0A = 1\text{--}2 \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ создается вакансиями ртути, а не за счет активации внедренных атомов фосфора.

Для формирования p^+ - n перехода за счет легирования КРТ примесями необходимо выполнения ряда условий [57, 300]: (1) диссоциации комплексов, которые содержат атомы примеси; (2) контролируемой диффузии примеси; (3) отжига радиационных дефектов; (4) устранения доминирующих собственных дефектов и (5) электрической активации имплантированной примеси.

Уже на ранних этапах исследований было установлено, что наиболее перспективным для создания p^+ - n переходов в n -КРТ является использование ионной имплантации As^+ [62, 300]. Электрическая активация внедренных атомов мышьяка с эффективностью до $f = 50 \%$ (доза ионов $\text{As}^+ D = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$) достигается после отжига радиационных дефектов в парах Hg при $T = 400\text{--}500 \text{ }^\circ\text{C}$. При длительном двухступенчатом отжиге $400 \text{ }^\circ\text{C}/4 \text{ ч} + 250 \text{ }^\circ\text{C}/19 \text{ ч}$ внедренные атомы As диффундируют по данным ВИМС на глубину 5 мкм, на этой же глубине по данным дифференциальных холловских измерений и метода ЕВІС обрадуется p^+ - n переход [300]. Контрольные эксперименты с имплантацией криптона, масса которого близка к мышьяку, подтвердили выводы авторов о формировании p^+ - n перехода за счет электрической активации атомов As.

В настоящее время ионная имплантация As^+ успешно применяется для создания планарных p^+ - n фотодиодов в легированных индием гетероструктурах МЛЭ КРТ и ЖФЭ КРТ n -типа с $\lambda_c = 5,1$ и $9,3 \text{ мкм}$ [303], в том числе и в ГЭС КРТ МЛЭ, выращенном на “альтернативной” подложке из Si [304]. Последние достижения в этой области представлены в обзоре [65]. Однако высокие температуры постимплантационного отжига $420\text{--}430 \text{ }^\circ\text{C}$ в парах ртути, требуемые для электрической активации As, изменяют стехиометрию материала [62–64, 303], поэтому развиваются низкотемпературные способы ($T = 120 \text{ }^\circ\text{C}$) активации As при изготовлении широкоформатных матричных вертикально-интегрированных фотодиодов (High Density Vertically Integrated Photodiode – HDVIP) на основе легированных мышьяком структурах ЖФЭ КРТ [305].

С развитием технологии выращивания гетероструктур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ методом МЛЭ, актуальным стал вопрос акцепторного легирования в процессе роста ГЭС КРТ МЛЭ мышьяком, обладающим низким коэффициентом диффузии [306].

Для получения в КРТ примесного p -типа проводимости наряду с мышьяком можно использовать другой элемент V группы – азот, который, замещая теллур, проявляет акцепторные свойства [29]. В работе [307] при выращивании квантовых ям $\text{HgTe}/\text{HgCdTe}$ p -типа методом МЛЭ применялось как легирование азотом из плазменного источника, так и легирование мышьяком с использованием источника арсенида кадмия. В случае легирования азотом была получена более высокая концентрация дырок в квантовых ямах, чем при легировании мышьяком, но квантовый эффект Холла был лучше выражен на структурах, легированных мышьяком и был сделан вывод

о преимуществе легирования As над N при создании квантовых ям. Однако до настоящего времени в литературе отсутствуют какие-либо данные о применении ионной имплантации азота для акцепторного легирования ГЭС КРТ МЛЭ.

Таким образом, из обзора литературы следует, что n^+-p переходы в основном создаются методом ионной имплантации B^+ без постимплантационного отжига, а n^+-n^-p переходы формируются в процессе постимплантационного отжига при $T = 140\text{--}200\text{ }^\circ\text{C}$ имплантированного ионами B^+ p -КРТ. Эти методы применяются для создания широкоформатных матричных фотоприемников на основе гетероэпитаксиальных слоев $Cd_xHg_{1-x}Te$ p -типа, работающих как в средневолновом, так и длинноволновом, вплоть до $\lambda_c = 12\text{ мкм}$ ($x = 0,215$, $T = 77\text{ К}$), диапазонах. Электрическая активация внедренных в p -КРТ атомов бора в настоящее время остается практически не исследованным процессом, в первую очередь, в ГЭС КРТ МЛЭ. Для формирования планарных p^+-n фотодиодов применяют ионную имплантацию As^+ в легированные In гетероэпитаксиальные слои КРТ и высокотемпературный постимплантационный отжиг при $T = 420\text{ }^\circ\text{C}$ в течение нескольких часов для активации внедренных атомов As. Однако длинноволновая граница фоточувствительности этих фотодиодов не превышает $\lambda_c = 9,3\text{ мкм}$, причем созданных только на слоях ЖФЭ КРТ. Легированные In и имплантированные As^+ слои ГЭС КРТ МЛЭ, по данным литературы, применяются только для создания p^+-n фотодиодов средневолнового диапазона.

В литературе обсуждается вопрос о том, какие типы электронно-дырочных переходов обладают лучшими параметрами: n^+-p – на КРТ p -типа, или $p-n$ – на КРТ n -типа [308, 309].

Согласно расчетам, выполненным в [308] для типичных концентраций $N_D = 5 \cdot 10^{14}\text{ см}^{-3}$ для подложки n -типа и $N_A = 5 \cdot 10^{15}\text{ см}^{-3}$ – p -типа, параметр R_0A для p - на n - фотодиодов чуть выше, чем для n^+ - на p - фотодиодов при температурах ниже $T = 77\text{ К}$ из-за более низкого уровня легирования N_A . Однако для длинноволновых ($\lambda_c > 10\text{ мкм}$) фотодиодов, работающих при более высоких температурах, необходимо использовать подложку p -типа. Эти же выводы сделаны и в модельной работе [309]: темновой ток p - на n - фотодиодов в несколько раз ниже, чем у n^+ - на p - фотодиодов, однако удельная обнаружительная способность (D^*) длинноволновых фотодиодов p - на n - сильно уменьшается с повышением температуры с 77 К до 100 К по сравнению с n^+ - на p -фотодиодами.

При выращивании ГЭС КРТ МЛЭ специальными послеростовыми отжигами можно значительно понижать концентрацию дырок в подложке до $p = 3,3 \cdot 10^{14}\text{ см}^{-3}$ и достигать высоких значений параметра $R_0A = 20\text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ ($\lambda_c = 10,6\text{ мкм}$) у n^+ - на p - фотодиодов, изготовленных с помощью имплантации ионов B^+ на данных гетероэпитаксиальных слоях [186]. Более высокое сопротивление p -подложки по сравнению с n -подложкой, влияющим на формирование изображения у

широкоформатных матриц n^+ - на p - фотодиодов, сформированных на основе ГЭС КРТ МЛЭ, которое проявляется в так называемом эффекте “бублика” (темное пятно в центре), можно снизить, формируя высокопроводящий слой n -типа на границе раздела с буферным слоем, разделенным от рабочего p -слоя небольшим барьером из широкозонного “холмика”, тем самым полностью подавляется эффект “бублика” и получаются высокие параметры широкоформатных матричных фотоприемников [189].

Вопросы сравнительного анализа n^+ - p и n^+-n^- - p переходов на фотоэлектрические параметры фотодиодов, созданных на p -КРТ, также рассматриваются в литературе [310, 311]. Модельные расчеты, выполненные в данных работах, показали, что n^+-n^- - p фотодиоды обладают более низкими туннельными токами и, следовательно, бóльшими значениями R_0A и D^* , по сравнению с n^+ - p фотодиодами. Определены оптимальные глубины n^- -слоя в n^+-n^- - p структуре в зависимости от уровня легирования и толщины эпитаксиального слоя p -КРТ для получения максимальных параметров фотоприемников при засветке со стороны подложки. Однако, в литературе нет экспериментальных данных сравнительного анализа резких n^+ - p переход и n^+-n^- - p переходов, сформированных на одном и том же материале при различных режимах ионной имплантации B^+ в одинаковых условиях, например, без постимплантационного отжига, подтверждающих выводы модельных расчетов.

1.2. Ионно-лучевое травление и плазменные обработки p - $Cd_xHg_{1-x}Te$

1.2.1. Свойства конвертированных n -слоев

Ионно-лучевое травление (ИЛТ), ионно-реактивное травление (ИРТ) низкоэнергетическими ионами с энергией 0,2–2,0 кэВ, и плазменные обработки поверхности полупроводниковых пластин (“сухое” травление, глубокая очистка поверхности) с энергией бомбардирующих частиц $E \leq 100$ эВ, являются в настоящее время базовыми технологиями создания приборных структур в микро-нанoeлектронике, в том числе и на $HgCdTe$ [312]. Данные технологии стали применяться при изготовлении многоэлементных фотоприемников на основе объемных кристаллов и гетероэпитаксиальных слоев $Cd_xHg_{1-x}Te$ p -типа, как альтернатива ионной имплантации при формировании n - p переходов [58, 59, 313–322].

В патенте [58] впервые было установлено, что ионно-лучевое травление вакансионно-легированного p -КРТ приводит к $p \rightarrow n$ конверсии типа проводимости и показано что этот эффект можно использовать для создания n - p перехода. Было проведено исследование зависимости глубины d_n , от энергии ионов, плотности тока и времени облучения. Установлено, что зависимость глубины n -слоя от плотности тока ионов близка к корневой, а от времени облучения к линейной.

Автором было предположено, что в процессе ИЛТ в результате распыления приповерхностного слоя в нем происходит генерация избыточных междоузельных атомов ртути, которые диффундируют в глубь кристалла и компенсируют акцепторные дефекты. В патенте [59] метод ИЛТ предложен как способ изготовления многоэлементных фотоприемников на КРТ. В работах [313, 314] с помощью ионно-лучевого травления $\text{Ag}^+(E = 1,2\text{--}1,8 \text{ кэВ})$ в объемных кристаллах p -КРТ состава $x = 0,24$ ([313]) и $x = 0,42$ ([314]) сформированы n - p переходы и исследованы темновые вольт-амперные характеристики фотодиодов. Установлено [313], что основными механизмами, определяющими обратные токи фотодиодов при $T > 110 \text{ К}$ – термоактивационные механизмы, а при $60 < T < 110 \text{ К}$ – межзонное туннелирование и туннелирование через локальные центры. Отмечается, что алогичные механизмы наблюдались у n - p переходов созданных ионной имплантацией ([51]).

В работе [320] сравниваются технологии формирования n - p переходов в вакансионно-легированном ЖФЭ КРТ состава $x = 0,32$ и ГЭС КРТ МЛЭ состава $x_s/x = 0,36/0,31$ методом ионной имплантации и обработкой в CH_4/H_2 плазме с соотношением газов в системе для реактивного ионного травления (Reactive Ion Etching System, RIE) $\text{H}_2 : \text{CH}_4 \approx 5 : 1$. На подготовленную поверхность эпитаксиального КРТ наносится слой пассивирующего диэлектрика ZnS , затем методом фотолитографии и жидкостного травления вскрываются окна в ZnS и фоторезист удаляется. Далее либо проводится ионная имплантация в p -КРТ через вскрытые в ZnS окна (ZnS является маской), либо плазменная обработка поверхности в окнах с целью $p \rightarrow n$ конверсии. После ионной имплантации осуществляется отжиг для формирования глубокого $n^+ - n^- - p$ перехода (раздел 1.1.4). Поскольку маска из ZnS повреждается в процессе ионной имплантации и отжига ее удаляют и заново наносят на подготовленную поверхность КРТ как пассивирующий диэлектрик, а затем методом фотолитографии и жидкостного травления в ZnS вскрывают окна под контакты. В случае плазменной обработки после формирования n - p перехода, глубина которого контролируется временем и режимами плазменного воздействия (ускоряющего потенциала, мощностью), диэлектрик ZnS сохраняет свои пассивирующие свойства, и он впоследствии не удаляется, а во вскрытые окна затем наносят металлические контакты. При оптимальном подборе режимов плазменной обработки травления поверхности КРТ практически не бывает. Методом LBIC установлено, что в процессе плазменной обработки под диэлектриком ZnS происходит латеральная $p \rightarrow n$ конверсии на расстояние около 10 % глубины n - p перехода.

Таким образом, по мнению авторов [315], технология формирования фотодиодов методом обработки в плазме CH_4/H_2 по сравнению с ионной имплантацией гораздо проще. Достигнуты высокие значения токовой чувствительности фотодиодов и R_0A , ограниченного диффузионными токами, однако сравнительный анализ параметров фотодиодов, полученных методом ионной им-

плантации на этом же материале не приводится, только отмечается, что результаты были сопоставимыми с параметрами фотодиодов, полученными ранее в [323] имплантацией ионов V^+ . Сравнение методов создания планарных n - p переходов с помощью ионной имплантации и плазменной обработки p -КРТ проводится в работах [316, 317], только вместо смеси $H_2 : CH_4$, применявшейся в [315], авторы [316, 317] используют только гидрогенизацию обработкой в плазме H_2 без ионно-реактивного травления. В работе [317] утверждается, что именно быстрая диффузия атомов водорода, а не ртути приводит к $p \rightarrow n$ конверсии. Глубина n - p перехода, по данным дифференциальных холловских измерений при гидрогенизации составляла 2–100 мкм в зависимости от мощности плазмы и времени обработки, тогда как при имплантации ионов V^+ с $E = 110$ кэВ и $D = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ величина $d_n = 1,2$ мкм в вакансионно-легированном и $d_n = 1,5$ мкм в легированном золотом $p\text{-Hg}_{0,79}\text{Cd}_{0,21}\text{Te}$ соответственно. Вследствие более низкой концентрации электронов в n -слое средний параметр R_0A у фотодиодов, сформированных плазменной обработкой, составлял величину $R_0A = 50 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$, тогда как у ионно-имплантированных резких n^+ - p переходов – $R_0A = 10 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$. В [318] методом ИЛТ были созданы многоэлементные фотоприемники с высокими параметрами для средневолнового ($\lambda_c = 4,5$ мкм) и длинноволнового ($\lambda_c = 8,9\text{--}9,3$ мкм) диапазонов спектра на ГЭС КРТ МЛЭ при энергии ионов 700 эВ, получаемых из источника Кауфмана, и плотности тока $0,54 \text{ А/см}^2$. Для времени облучения 17 с и специальным охлаждением образца n - p переходы были сформированы на глубине 3 мкм с латеральным расширением под пассивирующий диэлектрик CdTe на расстояние 1,5 мкм. Ионно-реактивное травление в плазме CH_4/H_2 применяется также при создании фоторезисторов на $HgCdTe$ n -типа для вскрытия контактных окон в пассивирующем диэлектрике – анодном окисле с одновременным формированием приповерхностного сильнолегированного n^+ -слоя, который обеспечивает хороший омический контакт к фоточувствительному проводящему слою n -типа [319]. В работе [320] показано, что высокие параметры фотодиодов средневолнового диапазона на $HgCdTe$ можно достигать обработкой в плазме $H_2/CH_4/Ar$. Метод реактивно-ионного травления объемных кристаллов p -КРТ состава $x = 0,21\text{--}0,28$ в плазме H_2/CH_4 и Ar при напряжении на образце 0,3 кВ позволяет получать, в зависимости от режимов, соотношения газов и времени обработки, n - p переходы на глубине 10–200 мкм [321]. В патенте [322] предлагается способ изготовления матрицы фотодиодных элементов с n^+ - p переходами на основе теллурида кадмия-ртути, который включает пассивацию поверхности эпитаксиальным наращиванием диэлектрика теллурида кадмия, фотолитографию, химическое травление площадок в местах расположения n^+ - p -переходов на 2–3 мкм вглубь теллурида кадмия-ртути и ионное легирование или ионную бомбардировку в плазме. Предложенный способ позволяет получить фотодиоды с малыми темновыми токами и высокой квантовой эффективностью, обеспечивающими высокую обнаружительную способность.

Детальные обзоры работ по модификации свойств как вакансионно-легированного, так и легированного различными примесями $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, низкоэнергетическими ионами были сделаны в [288, 306, 324]. Рассмотрим основные эффекты, возникающие при ИЛТ и плазменной обработке объемных кристаллов и гетероэпитаксиальных слоев КРТ.

Не только ионная имплантация, но и бомбардировка поверхности p -КРТ низкоэнергетическими ионами Ag^+ с $E = 1$ кэВ и $D = 10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-2}$ конвертировало ее в n -тип [325]. Формирование n - p перехода подтверждалось данными ЕВІС. Получаемая в процессе ИЛТ глубина n - p перехода может достигать 80 мкм [326]. Бомбардировка ионами Ag^+ с $E = 0,5$ кэВ и $j = 0,3 \text{ мА/см}^2$ поверхности КРТ n -типа с исходной концентрацией электронов $7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ в течение 80 мин приводит к увеличению концентрации электронов в приповерхностном слое толщиной 1 мкм до $4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, при этом на порядок уменьшалось время жизни [327]. В работе [328] изучалось влияние облучения пучком ионов Ag^+ с энергией 100–150 эВ на распределение концентрации электронов по глубине конвертированного слоя. За сравнительно короткое время 2–3 мин при ионных плотностях тока 0,5–0,8 мкА/см² формируются глубокие (более 10 мкм) n -слои, состоящие из двух областей: приповерхностной глубиной до 100 нм с высокой концентрацией электронов и объемного n -слоя с $n = 2 \cdot 10^{15} - 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и высокой подвижностью электронов $\mu_n > 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Рассматривается модель быстрой диффузии металлических ионов вдоль протяженных дефектов структуры, сопровождаемая аннигиляцией вакансий металла (V_{Hg}). В работах [329, 330] сообщается о формировании n^+-n^-p структуры в процессе ИЛТ эпитаксиальных слоев p -КРТ ионами Ag^+ с энергией 1,2 кэВ, причем глубина n - p перехода увеличивалась до 15 мкм с ростом дозы (времени облучения t). Глубина конвертированного слоя зависела также от исходной концентрации нескомпенсированных акцепторов ($N_A - N_D$). При облучении образцов с $p = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ глубина n -слоя не превышала 0,5 мкм, тогда как при меньших исходных концентрациях дырок глубина $d_n \sim t^{1/2}$. Предложенный механизм [331] $p \rightarrow n$ конверсии в результате ИЛТ p -КРТ заключается в генерации междоузельных атомов ртути на поверхности, их диффузии в глубь кристалла и рекомбинации с вакансиями ртути – собственными дефектами акцепторного типа. Формирующийся в результате ИЛТ n -тип проводимости определяется фоновыми донорами примесями и собственными дефектами донорного типа. Вывод о существовании последних делается на основе пропорциональности величин концентрации электронов n в конвертированном слое и концентрации дырок $p = N_A - N_D$, имевшейся в исходном материале.

Формирование глубоких конвертированных n -слоев с $d_n = 40 - 385$ мкм (использовались как дифференциальные холловские измерения, так и метод ЕВІС) в объемном p -КРТ состава $x = 0,20 - 0,23$ при ионной бомбардировке Ag^+ ($E = 0,2 - 1,0$ кэВ, $j = 0,3 - 1 \text{ мА/см}^2$) в течение 10–30 мин.

в работе [332] объясняется диффузионной моделью. Авторами [332] было предложено рассматривать совокупность уравнений для диффузии как I_{Hg} , так и V_{Hg} . При численном решении системы таких уравнений подбором параметров удалось достичь хорошего совпадения расчетного профиля, образующегося n - p перехода, с экспериментальным. Этим, на взгляд авторов, было подтверждено, что именно диффузионная модель лучше всего описывает распространение процесс $p \rightarrow n$ конверсии при ИЛТ p -КРТ. Наблюдаемые значения коэффициента диффузии I_{Hg} при ИЛТ $D_{\text{Hg}} \geq 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ на несколько порядков превышали экспериментальные значения коэффициента быстрой диффузии ртути при температурах отжига 225–500 °С. Причина ускорения диффузии междоузельной ртути при ИЛТ объясняется чрезвычайно большой концентрации атомов Hg в поверхностном источнике, которая намного превышает соответствующую концентрацию в равновесных условиях термического отжига даже при значительно высших температурах. Поэтому концентрация вакансий в конвертированной области мала, рекомбинации I_{Hg} и V_{Hg} здесь не происходит, а средняя длина пробега атомов междоузельной ртути значительно увеличивается, что и предопределяет их сверхбыструю диффузию. В [333] эти же авторы превышение значений D_{Hg} при ИЛТ над его значениями для термического отжига в парах ртути объясняли малыми значениями энергии миграции междоузельной ртути, менее 0,2 эВ. Это было экспериментально проверено при исследовании влияния температуры ($T = 100\text{--}330 \text{ K}$) образца $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ на глубину $p \rightarrow n$ конверсии в процессе ИЛТ Ar^+ ($E = 0,75 \text{ кэВ}$, $j = 0,6 \text{ мА/см}^2$, $t = 20 \text{ мин.}$) [334]. Было установлено, что $p \rightarrow n$ конверсия является термически активационным процессом, а глубина конверсии экспоненциально уменьшается при понижении температуры, причем при $T < 100 \text{ K}$ конверсии вообще не наблюдалось. Из Аррениусовских экспериментальных зависимостей $d_n(T)$ было найдено, что энергия активации миграции I_{Hg} имеет значение $0,12 \pm 0,03 \text{ эВ}$, которая хорошо согласуется с теоретическими оценками, сделанными из первых принципов в [335]. Кроме того в [334] экспериментально было показано, что при комнатной температуре $p \rightarrow n$ конверсия происходит непосредственно в процессе ИЛТ и прекращается после его окончания.

Полностью избежать радиационных повреждений кристаллической решетки КРТ при ионно-лучевом травлении не удастся (параграф 1.1.1 [89]), к тому же этот процесс сопровождается как распылением самого материала, так и нарушением стехиометрии [312]. Радиационные нарушения в виде хаотичных дислокаций и дислокационных петель диаметром $\sim 40 \text{ нм}$ были выявлены методом ПЭМ в подвергнутых ионно-лучевому травлению кристаллах КРТ в работе [336]. Было показано, что дислокации расположены на определенной глубине от поверхности (50 нм) и релаксируют на протяжении 3–4 недель. Столь долговременная релаксация структурных дефектов в КРТ после ИЛТ должна сказываться и на стабильности электрофизических свойств конвертированных слоев.

Вопрос стабильности сформированных ионно-лучевым травлением n -слоев в вакансионно-легированном $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа встал после наблюдения в [337] релаксации их электрофизических параметров после ИРТ в плазме в H_2 и Ag на протяжении нескольких недель при хранении образцов в нормальных условиях. Авторы [337] предположили, что междоузельная ртуть, образованная при ИРТ, в процессе диффузии нейтрализует не только вакансии ртути, но и образует нейтральные комплексы X с акцепторными примесями A (в частности с As): $\text{I}_{\text{Hg}} + A \rightarrow X$. Нейтральные комплексы X в свою очередь могут захватывать еще один атом Hg , образуя, таким образом однозарядный донорный комплекс $(\text{I}_{\text{Hg}} X)^+$. Энергия связи этих комплексов маленькая, поэтому эти донорные комплексы являются нестабильными и в процессе сохранения, даже при комнатной температуре они распадаются, что и предопределяет релаксацию проводимости. В работе [337] численно решалась система одномерных уравнений диффузии (аналогично [332]) со своими константами, зависящими от температуры, и учитывающих как генерацию I_{Hg} в процессе ИЛТ, так и их распыление с поверхности, и миграцию в объем кристалла с последующей аннигиляцией с V_{Hg} . Наилучшее совпадение модельных расчетов и эксперимента получено в допущении наличия двух типов ловушек с концентрациями порядка 10^{16} и 10^{15} см^{-3} и свободными энергиями образования около 500 и 600 мэВ соответственно. Коэффициент диффузии междоузельных атомов ртути составил при $T = 300 \text{ К}$ $D(\text{I}_{\text{Hg}}) \approx 4 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$. Данная модель формирования фронта $p \rightarrow n$ конверсии позже была развита и с учетом латеральной диффузии I_{Hg} из локальной области поверхности, подвергаемой ИЛТ [338].

Временная стабильность электрофизических свойств в вакансионно-легированных и легированных различными примесями (Cu , Au , As , Sb , Se , In) объемных кристаллах КРТ, ЖФЭ КРТ и ГЭС КРТ МЛЭ, подвергнутых ИЛТ, интенсивно исследовалась в последние годы [288, 339–346]. В данных работах экспериментально подтвержден факт существования кратковременной (до года) релаксации электрических параметров n^+n^-p структур, сформированных ИЛТ в вакансионно-легированном $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, при хранении в нормальных условиях, и определены основные закономерности кинетики ее протекания в зависимости от технологического происхождения образцов. Обобщенный вывод данных работ о механизме долговременной релаксации электрофизических параметров КРТ после ионно-лучевого травления и последующих термических отжигах заключается в следующем [288, 343, 346]:

– процесс релаксации электрических характеристик является термически активированным. Релаксация связана с перестройкой дефектно-примесной системы, происходящей в условиях прекращения пересыщения кристалла атомами междоузельной ртути. Релаксация при комнатной температуре не приводит к реконверсии типа проводимости обратно в p -тип, однако такая реконверсия возможна при изохронном отжиге конвертированного материала, при этом механизмы релаксации при комнатной температуре и при изохронном отжиге могут отличаться.

- наибольшие времена релаксации наблюдаются в легированном изовалентной примесью $\text{Se-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, что может быть объяснено укрепляющим влиянием Se на химическую связь в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ и уменьшением уровня неконтролируемого донорного фона в присутствии селена;
- легирование кристалла индием стабилизирует донорный фон, ускоряет процесс релаксации и оказывает содействие получению более однородных параметров фотодиодов;
- после кратковременной (до года) релаксации параметров у сформированных n^+-n^-p структур, при дальнейшем (более 10 лет) хранении образцов при комнатной температуре их параметры сохраняются неизменными, что позволяет использовать метод ИЛТ для изготовления фотодиодов;
- механизм релаксации концентрации электронов n^- -слоя в вакансионно-легированном КРТ связан с распадом донорных комплексов и центров, образованных при ИЛТ междоузельной ртутью с неконтролируемыми акцепторными примесями I и V группы (Cu, Ag, Au, As и Sb), причем кинетика релаксации концентрации электронов в каждом конкретном случае определяется типом доминирующей акцепторной примеси и, таким образом, зависит от технологии роста КРТ;
- концентрация электронов в n^- -слое в первый момент после ионного травления определяется суммой концентраций неконтролируемых доноров (или собственных донорных дефектов – антиструктурный Te для ГЭС КРТ МЛЭ), специально введенных донорных примесей и донорных комплексов и центров, образованных в процессе ИЛТ. После релаксации комплексов и центров концентрация электронов в n^- -слое определяется суммой концентраций неконтролируемых доноров (или собственных донорных дефектов – антиструктурный Te для ГЭС КРТ МЛЭ) и (или) специально введенных донорных примесей.
- электронная проводимость в сильнолегированном поверхностном n^+ -слое связана с образованием при ионном травлении донорных центров и комплексов междоузельной ртути с неконтролируемыми акцепторными примесями I и V группы, аналогично n^- -слою. Релаксация электрических параметров нарушенного n -слоя связана с распадом донорных центров и комплексов на основе I_{Hg} ;
- дополнительный механизм электронной проводимости в нарушенном n^+ -слое связан с образованием при ионном травлении донорных дефектов путем захвата I_{Hg} ядрами дислокаций. В этом случае релаксация электрических параметров происходит через нейтрализацию этих донорных дефектов, когда они встраиваются в решетку кристалла, вызывая переползание дислокаций.
- начальная концентрация донорных центров в ГЭС КРТ МЛЭ состава $x = 0,2-0,3$, формирующихся при ионно-плазменном травлении из-за радиационных нарушений, а также динамика их распада в ходе старения образцов (релаксации) определяются составом твердого раствора.

Значение подвижности носителей в слоях после релаксации также зависит от состава ГЭС КРТ МЛЭ ([346]).

1.2.2. Механизмы формирования n -слоев

Важнейшим свойством ионно-лучевого травления p -КРТ является то, что глубина n - p перехода существенно зависит от состава материала. В работах [347–350] исследовалось влияние состава $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа на глубину $p \rightarrow n$ конверсии при ИЛТ Ar^+ ($E = 0,06\text{--}0,8$ кэВ, $j = 0,05\text{--}0,3$ мА/см², $t = 5\text{--}20$ мин.) в объемных кристаллах КРТ с $x = 0,16\text{--}0,28$, ([347]), ГЭС КРТ МЛЭ состава $x_s/x = 0,40/0,22$ ([348]) и ЖФЭ КРТ с $x = 0,28\text{--}0,55$ 9 ([349, 350]). Для всех типов образцов ([347–350]) общим является то, что с ростом состава КРТ глубина конвертированного слоя существенно уменьшалась. В [348] у ГЭС КРТ МЛЭ с $p = 1,4 \cdot 10^{16}$ см⁻³ со стравленным верхним варизонным слоем глубина $d_n \approx 10$ мкм, тогда как для этой же гетероструктуры, у которой верхний варизонный слой присутствовал, при тех же режимах ИЛТ величина $d_n \approx 5$ мкм. Увеличение концентрации дырок в исходном ГЭС КРТ МЛЭ также приводило к снижению глубины d_n . В [350] для ЖФЭ КРТ с $x = 0,50\text{--}0,55$ при обработке нейтрализованным пучком ионов аргона n -слой не сформировался вовсе. В [347, 350] полагают, что с ростом состава x , во-первых, снижается поверхностная концентрация диффузионного источника I_{Hg} , поскольку падает доля высвобожденных в процессе ИЛТ атомов Hg, и, во-вторых, увеличивается величина встроенного электрического поля в n - p переходе на границе конвертированного слоя и объема p -КРТ, тормозящего диффундирующие заряженные донорные I_{Hg} . Оба эти эффекта снижают глубину $p \rightarrow n$ конверсии с ростом состава. В работе [347] глубина конвертированного слоя подчинялась диффузионному закону $d_n \propto \sqrt{\frac{jt}{e[V_{\text{Hg}}]}}$, тогда как в [349] величина d_n была пропорциональна толщине стравленного слоя и, следовательно, зависимость $d_n(t)$ от времени обработки t была линейная. С другой стороны, в работе [321] в процессе травления в плазме Ar (180 Вт, 300 В) толщина стравленного слоя линейно зависела от времени травления, тогда как глубина n - p перехода увеличивалась пропорционально $t^{0,52}$. Авторы [349] придерживаются предположения о том, что источником I_{Hg} при ИЛТ является стравленный с поверхности КРТ слой материала. По их оценкам, для КРТ с $x = 0,28$ только один междоузельный атом ртути диффундирует в кристалл при удалении с поверхности 48000 атомов Hg, а для состава $x = 0,48$ – 144000 атомов Hg, поэтому с ростом состава глубина n - p перехода уменьшается, поскольку уменьшается поверхностная концентрация свободной ртути, мигрирующей в объем.

Авторы [349] не единственные, кто наблюдал линейную зависимость $d_n(t)$. Измеренная методом ЕВІС линейная зависимость глубины n - p перехода от времени ИЛТ и плотности ионного тока ($j = 0,14$ и $0,54$ мА/см²) наблюдалась также в [351, 352] в ГЭС КРТ МЛЭ с $x = 0,21$ – $0,33$ и широкозонным пассивирующим слоем на поверхности для коротких времен обработки $t = 25$ – 350 с. Авторы [351, 352] считают, что в начале процесса ИЛТ генерация I_{Hg} на поверхности образца находится в ненасыщенных условиях, поэтому $d_n \propto \frac{jt}{e[V_{Hg}]}$. Отмечается также, что при более длительных обработках, когда глубина n - p перехода становится достаточно большой ($d_n > 4$ мкм), ее рост начинает подчиняться диффузионному закону. Другое объяснение результатов, полученных в [352] дается в работе [288], в которой был проведен модельный расчет влияния встроенного электрического поля в варизонном слое ГЭС КРТ МЛЭ со ступенчатым распределением профиля состава на процесс миграции заряженных дефектов I_{Hg} . Показано, что глубина конверсии должна подчиняться линейному закону. Результаты расчета в [288] и экспериментальных данных, взятых из [352] хорошо совпадают между собой. Поскольку на поверхности ГЭС КРТ МЛЭ в [352] есть широкозонный слой, и, следовательно, встроенное электрическое поле, то линейная зависимость $d_n(t)$ может быть объяснена моделью, предложенной в [288].

Модель того, что именно междоузельная ртуть ответственна за процесс формирования n -слоя при ИЛТ вакансионно-легированного p -КРТ была предложена в ранней работе [353], в которой сравнивались процессы ИЛТ и отжиг под анодным окислом, который также приводит к $p \rightarrow n$ конверсии за счет образования свободной ртути на границе раздела АО–КРТ при отжиге (параграф 1.1.2). В работе [234] было показано, что как при ИЛТ, так и при отжиге p -КРТ под АО глубина $d_n^2 \propto t$. В дальнейшем [354] эта модель была дополнена тем, что для глубокой $p \rightarrow n$ конверсии в процессе ИЛТ, при которой происходит аннигиляция I_{Hg} и V_{Hg} , зависимость глубины n - p перехода от времени облучения $d_n^2 \propto t$ (доминирует диффузия), а в случае маленьких глубин d_n , когда есть ловушки для захвата междоузельной ртути, $d_n \propto t$ (доминирует захват).

Как было отмечено выше, полностью избежать радиационных повреждений кристалла КРТ при ионно-лучевом травлении не удастся, к тому же этот процесс сопровождается как распылением самого материала, так и полимерных масок ([312]), что создает определенные трудности в его использовании для изготовления многоэлементных фотоприемников по планарной технологии. Поэтому начали развиваться альтернативные ИЛТ более "мягкие" и селективные методы формирования n -слоев на p -КРТ, в частности, реактивно-ионное травление. Использование более "мягкого" воздействия на поверхность жидкофазного эпитаксиального p -Hg_{0,7}Cd_{0,3}Te [355] методом ИРТ в плазме $H_2 : CH_4 \approx 5 : 1$ с подводимой мощностью 100 Вт в течение 2 мин позволяет получать, по данным "спектра подвижности", высококачественные объемные n -слои с низкой

концентрацией $n = (1,5-3,0) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и высокой подвижностью электронов $\mu_n = (4-6) \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, а также поверхностные n^+ -слои с $n = (7-9) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $\mu_n = 1,5 \cdot 10^3 - 1,5 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Глубина n - p перехода по данным жидкостного травления и метода LBIC составила $d_n = 2,0 \pm 0,5$ мкм. Данным методом ИРТ авторами [355] в дальнейшем были получены на ЖФЭ КРТ с $x = 0,30-0,31$ матричные фотоприемники средневолнового диапазона с высокими параметрами [356]. В работе [357] ионно-реактивное травление в течение 2 мин в плазме $\text{CH}_4 : \text{H}_2 = 1 : 3$ с плотностью мощности $0,4 \text{ Вт/см}^2$ использовалось для исследования методами “спектр подвижности” и дифференциального эффекта Холла параметров конвертированных слоев как в вакансионно-легированном, так и легированном атомами Au ЖФЭ КРТ p -типа с $x = 0,23$ и $x = 0,31$. Независимо от типа легирования ЖФЭ КРТ на “спектрах подвижности” четко наблюдались пики от “поверхностных” электронов с $N_s = (7-10) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $\mu_n = (2-3) \cdot 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ для обоих составов и более высокие пики “объемных” электронов с $N_s = (7-8) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu_n = (2,1-2,6) \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ у образцов с $x = 0,31$ и с $N_s = (5-10) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu_n = (4-8,7) \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ у образцов с $x = 0,23$. Несколько меньшая подвижность “объемных” электронов была в вакансионно-легированном ЖФЭ КРТ по сравнению с образцами, легированными Au. Авторы [357] полагают, что тонкий поверхностный n -слой с низкой подвижностью электронов образован радиационными нарушениями, генерированными в процессе ИРТ, а объемный n -слой глубиной $d_n = 4$ мкм с высокой подвижностью носителей сформирован за счет диффузии донорных центров с поверхности в глубь образца, поскольку экспериментальный профиль распределения концентрации электронов хорошо описывался функцией $n(d, t) = n_s \operatorname{erfc} \left(\frac{d}{2\sqrt{Dt}} \right)$, где d – расстояние от поверхности, $D = 1,41 \cdot 10^{-10} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, $n_s = 5,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. В процессе обработки ЖФЭ КРТ p -типа с $x = 0,31$ методом ИРТ в плазме CH_4/H_2 при подаче смещения на подложку 180 В и плотности мощности $0,4 \text{ Вт/см}^2$ в течение 1 мин поверхность образца стравливается на глубину около 0,2 мкм, а глубина n - p перехода, измеренная методом LBIC составила $\sim 1,5$ мкм [358]. Обработка жидкофазного $\text{Hg}_{0,7}\text{Cd}_{0,3}\text{Te}$ p -типа в плазме H_2/CH_4 с добавлением Ag приводит к дополнительному физическому распылению и нарушению поверхности, а также обеднению ее атомами Hg, но мало влияет как на электрофизические параметры объемного n -слоя и глубину n - p перехода [359], так и на параметры изготовленных методом ИРТ фотодиодов ([320]).

Процесс $p \rightarrow n$ конверсии, произошедшей в результате ИРТ p -КРТ, является обратимым. В работе [360] показано, что формирующийся в легированном атомами As эпитаксиальном p - $\text{Hg}_{0,69}\text{Cd}_{0,31}\text{Te}$ n -слой в результате реактивно-ионного травления в плазме CH_4/H_2 в течение 30 мин, полностью реконвертируется в p -тип после отжига в кварцевой запаянной трубе со ртутью при температуре 200°C в течение 17 ч, причем исходная концентрация и подвижность дырок в

материале восстанавливается. Авторы [360] прямо не указывают на возможный механизм формирования n -слоя в процессе ИРТ, но во введении отмечают, что в легированном акцепторными примесями p -КРТ, когда вакансии ртути заполняются в процессе послеростового отжига в парах Hg, может быть дополнительный механизм $p \rightarrow n$ конверсии, чем диффузия высвобожденных I_{Hg} , которая ответственна за формирование n -слоя в вакансионно-легированном материале.

В работе [361], так же как и [317] утверждается, что именно быстрая диффузия атомов водорода, а не междоузельной ртути приводит к $p \rightarrow n$ конверсии как в вакансионно-легированном, так и в легированном Au жидкофазном p -Hg_{0,69}Cd_{0,31}Te в процессе ИРТ. Обработка проводилась в плазме метана с дейтерием $^2H_2/CH_4$ в течение 2–22 мин при плотности мощности 0,2 Вт/см². Дейтерий выбран был вместо водорода для большей чувствительности метода ВИМС, с помощью которого определялось его распределение по глубине. Было установлено, что дейтерий быстро диффундирует в объем КРТ. В приповерхностной области глубиной около 0,5 мкм его концентрация была на 2–3 порядка больше, чем в объеме вплоть до глубины 4 мкм. Согласно предположениям авторов [361], атомы дейтерия (водорода), благодаря своим малым размерам, в процессе ИРТ быстро диффундируют и связываются с другими дефектами решетки, что приводит к $p \rightarrow n$ конверсии типа проводимости. В частности, предполагалось, что в приповерхностной области КРТ, в которой по данным ВИМС существует высокая концентрация атомов ^2H и для которой характерна повышенная концентрация и низкая подвижность электронов ([355, 357]), электрофизические свойства материала определяются комплексами, состоящими из водорода, связанного на радиационных дефектах решетки, а также с I_{Hg} . В объеме КРТ n -слой формируется за счет нейтрализации атомами водорода присутствовавших в кристалле акцепторов (собственных или примесных), и n -тип проводимости образца определяется остаточными донорными примесями. Однако результаты, полученные в [361], противоречат данным работы [321], в которой наибольшая глубина $p \rightarrow n$ конверсии была получена практически для одинаковых условий плазменной обработки в аргоне, а не в плазме водорода или метана. Таким образом, вопрос о механизме $p \rightarrow n$ конверсии в процессе ИРТ Cd_xHg_{1-x}Te p -типа в плазме Ar и H₂ остается открытым.

Одним из самых дискутируемых вопросов в литературе, посвященной ионно-лучевому травлению КРТ, является вопрос о механизмах конверсии и образования источника ртути на поверхности. Для рассмотрения вопроса радиационного дефектообразования в твердом растворе кадмий-ртуть-теллур в первую очередь необходимо знать пороговые энергии образования первичных дефектов (E_d) для каждого из компонентов Cd, Hg и Te. Эти пороговые энергии для КРТ не должны сильно отличаться от энергии термической активации дефектообразования. В теоретической работе [362] для Hg_{0,8}Cd_{0,2}Te из первых принципов рассчитывались термические энергии активации (E_a) в константах реакций образования точечных дефектов. Были получены следующие значения энергии активации дефектов для подрешетки HgTe: для вакансии ртути $E_a(V_{Hg})$

$= 2,09$ эВ; междоузлий ртути $E_a(I_{\text{Hg}}) = 1,21$ эВ; антиструктурного теллура $E_a(\text{Te}_{\text{Hg}}) = 3,12$ эВ; вакансий теллура $E_a(V_{\text{Te}}) = 1,47$ эВ; междоузлий теллура; $E_a(I_{\text{Te}}) = 3,37$ эВ. Отметим, что энергия $E_a(V_{\text{Hg}}) = 2,09$ эВ хорошо соответствует энтальпии образования вакансий ртути $2,2$ эВ, приведенной в [282], где также есть данные по энтальпии образования вакансий кадмия – $4,7$ эВ. В работе [363] приведены пороговые энергии смещения для Cd и Te, полученные из экспериментов по облучению электронами кристаллов CdTe: $E_d(\text{Cd}) = 5,8$ эВ и $E_d(\text{Te}) = 7,8$. Как видно из приведенных данных, самая маленькая энергия дефектообразования у междоузельной ртути. По данным [362] экспериментальная энергия связи в бинарном соединении HgTe составляет $0,81$ эВ, а для CdTe – $1,1$ эВ.

В работе [364] приводятся несколько иные данные для связи HgTe – $0,48$ эВ и для связи CdTe – $0,94$ эВ. В твердом растворе $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$ энергия связи HgTe меньше, чем в бинарном соединении. Это подтверждается экспериментами по физическому распылению поверхности: выход атомов Hg и Te больше при ионном травлении поверхности $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$ по сравнению с выходом ртути и теллура из HgTe. При низкоэнергетической ($E = 0,6\text{--}3$ кэВ) ионной (Ne^+ , Ar^+ , Xe^+) бомбардировки поверхности КРТ с плотностью тока $4,5$ мкА/см² скорость распыления поверхности составляет $10\text{--}90$ Å/мин при угле падения пучка 49° к нормали. Атомы соединения начинают распыляться с глубины $2\text{--}3$ атомных слоя. На это тратится небольшая доля энергии падающих ионов. Основная часть энергии иона теряется в каскадах упругих столкновений с атомами решетки, которые ион испытывает несколько сотен раз, при этом генерируются вакансии и междоузельные атомы, преимущественно пары Френкеля $I_{\text{Hg}}\text{--}V_{\text{Hg}}$. Если энергия, переданная атому кристалла при упругом столкновении, оказывается меньше пороговой энергии, необходимой для выбивания его из узла, то атом начинает колебаться около положения равновесия, затрачивая энергию на нагрев окружающей решетки. В конечном итоге, в теплоту переходит и значительная часть энергии, переданной смещенным атомам (как правило, более 90 % всей внесенной ионами в кристалл энергии превращается в теплоту [33, с. 33]). Более интенсивное распыление атомов Hg с поверхности КРТ приводит к увеличению доли Cd [364]. Однако в данной работе не обсуждаются вопросы механизма конверсии КРТ при ионном распылении поверхности.

Механизмам образования источника ртути и конверсии типа проводимости при ионно-лучевом травлении как вакансионно-легированного, так и легированного различными примесями $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа посвящен цикл работ [365–368].

В [365] отмечается, что конверсию типа проводимости $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ при ИЛТ связывают с рекомбинацией собственных дефектов – вакансий ртути и междоузельных атомов ртути, генерируемых в процессе бомбардировки и диффундирующих в глубь кристалла. Наиболее характерной особенностью такой конверсии является значительная глубина конверсии (порядка сотен

мкм за десятки минут), т.е. наблюдающаяся сверхбыстрая диффузия ртути (ускорение диффузии ртути составляет $\sim 10^3$ раз по отношению к отжигу в парах Hg). Однако, механизм наблюдающегося гигантского ускорения диффузии ртути до сих пор до конца не выяснен. Авторами [365] основные закономерности $p \rightarrow n$ конверсии в вакансионно-легированном КРТ объяснены в рамках традиционных представлений о химической диффузии ртути. Эти закономерности связаны с особенностями дефектообразования в $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$ при ИЛТ, когда генерируются высокоподвижные I_{Hg} и малоподвижные V_{Hg} , с одной стороны, и образуется высокая концентрация электронно-дырочных пар, эффективно экранирующих электрическое поле дефектного слоя, с другой стороны. Высокая скорость конверсии при ионной бомбардировке по сравнению со скоростью конверсии при отжиге в парах ртути связана с тем, что вблизи поверхности бомбардируемого кристалла создается множество неравновесных междоузельных атомов ртути. Эффект существенно зависит от величины электрического поля, возникающего у внешней границы конвертированного слоя, поэтому с увеличением состава и, соответственно, ширины запрещенной зоны следует ожидать заметного уменьшения скорости $p \rightarrow n$ конверсии. В КРТ, подвергнутом ионной бомбардировке рассматривается модель трех зон. Прилегающий к поверхности слой 1 толщиной порядка глубины проникновения ионов образуется в результате многократно повторяющихся процессов плавления и кристаллизации и содержит значительное количество дефектов. Его внешняя часть в самом начале бомбардировки быстро обедняется ртутью вследствие ее испарения в вакуум. Однако, затем этот обедненный слой препятствует интенсивному оттоку Hg к поверхности, поскольку химическая диффузия Hg протекает тем медленнее, чем больше ее недостаток в кристалле. В итоге внутренняя часть дефектного слоя (1) содержит достаточно много ртути, которая в результате удара иона попадает в междоузлия и затем проникает вглубь кристалла, создавая там диффузионный слой (2). Внутренняя часть кристалла (ядро 3) сохраняет свою дефектную структуру неизменной. Источником диффузии междоузельных атомов ртути является так называемый “тепловой клин” (см., например [33, с. 96], где “перегретая” область, возникающая в результате торможения иона получила название “теплого” или “термического” пика, характерное время существования которого $10^{-11} - 10^{-12}$ с – время диссипации теплоты. Образование “теплого” пика можно рассматривать только для внедрения ионов большой массы, когда в треке образуется большое количество смещенных атомов). Авторы [365] считают, что в момент внедрения иона и непосредственно после него, когда температура “теплого клина” еще высока, в области локального разогрева возникают колоссальные градиенты практически всех макроскопических физико-химических параметров: концентрации дефектов, температуры, электрического потенциала, давления. Это сильно усложняет описание диффузионных процессов. Минимальный объем кристалла, подвергшийся расплавлению и дальнейшей рекристаллизации в результате проникновения иона с $E = 1$ кэВ по оценке авторов [365] составляет $\sim 10^{-19}$ см³. Однако

за время существования “теплового клина” $(2-3) \cdot 10^{-12}$ с дефекты успевают совершить не более одного скачка на межатомное расстояние, поэтому учитывается только диффузия I_{Hg} из остывшей области локального возбуждения. Таким образом, процесс образования избытка ртути связан с диффузией неравновесных дефектов типа I_{Hg} из зоны остывшего теплового клина. Это и объясняет высокие скорости конверсии типа проводимости. Квадрат толщины конвертированного слоя пропорционален дозе облучения и обратно пропорционален исходной концентрации вакансий, как и для химической диффузии в парах Hg. При этом эффект практически не зависит от энергии иона, поскольку трудно ожидать, что площадь острия “теплового клина” как-то связана с количеством выделившегося тепла. В области фронта диффузии Hg концентрация V_{Hg} резко снижается, создавая четкую границу раздела зоны диффузии и ядра кристалла. Однако, если в отожженном слое (при химической диффузии в парах Hg) концентрация V_{Hg} понижается до конечного значения, соответствующего равновесию с паровой фазой, то в зоне диффузии бомбардируемого кристалла вакансий нет. Этим объясняется заметное улучшение качества материала n -типа после бомбардировки ионами низких энергий и высокие характеристики n - p переходов, создаваемых этим методом.

В дальнейшем в работе [366] авторы доработали модель “теплового клина”. Был рассмотрен механизм образования источника Hg с высокой концентрацией, обеспечивающей ускоренную диффузию Hg при ионно-лучевом травлении p -КРТ. Для количественной оценки концентрации избыточной ртути в источнике и определения граничного условия в уравнениях диффузионной кинетики проведено моделирование релаксации дефектов в подрешетке Hg, образовавшихся в области “теплового клина” вследствие удара иона, с учетом двукратно заряженных междоузельных атомов I_{Hg}'' и вакансий ртути V_{Hg}'' , а также нейтральных бивакансий ртути. Показано, что релаксация дефектов длится $\sim 10^{-9}$ с, так что они не успевают прийти в равновесие за время остывания теплового клина ($\sim 10^{-12}$ с). Поэтому при $\sim 10^{-9}$ с сохраняется значительный избыток подвижных атомов I_{Hg}'' , часть из которых за это время успевает проникнуть в глубь кристалла. Там они аннигилируют с вакансиями Hg или же образуют донорные комплексы с примесными акцепторами, вызывая конверсию типа проводимости. В самом дефектном слое после релаксации преобладают неравновесные бивакансии, а количество V_{Hg}'' на два порядка меньше, поскольку они, будучи заряженными отрицательно, взаимодействуют с I_{Hg}'' гораздо сильнее, чем бивакансии. Проведенный на основании полученного выражения для концентрации I_{Hg}'' в источнике и концентрации избыточного теллура в дефектном слое расчет зависимости глубины конверсии типа проводимости в вакансионно-легированном p -HgCdTe ($x \approx 0,2$) от дозы ионов аргона достаточно

хорошо согласуется с большинством известных экспериментальных данных, приведенных в литературе.

В легированном акцепторными примесями As [367], Au и Ag [368] p -КРТ механизм формирования n -слоя отличается от механизма, рассмотренного для вакансионно-легированного материала ([365,366]). Основные закономерности формирования n -слоя в легированном As p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ([365]) при ионно-лучевом травлении объяснены в рамках представлений о химической диффузии междоузельной ртути в этом материале, источником которой является “тепловой клин”. Концентрация междоузельной ртути в источнике при плотности тока $j \sim 10^{-4} \text{ А/см}^2$ составляет величину $[\text{I}_{\text{Hg}}] \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$, которая на много порядков превышает ее значение в равновесии с жидкой ртутью при той же температуре ($[\text{I}_{\text{Hg}}] \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$ [365]). Показано, что $p \rightarrow n$ конверсия при ИЛТ обусловлена образованием донорных комплексов типа “мышьяк в подрешетке Te–междоузельный атом ртути”, которое должно доминировать при энергии связи комплекса $\Delta H_c > 0,6$ эВ. При этом концентрация электронов в n -слое соответствует концентрации легирующей примеси мышьяка в твердом растворе. Этот факт подтвержден результатами исследования профиля распределения концентрации электронов в эпитаксиальных пленках $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}:\text{As}$, подвергнутых ионно-лучевому травлению: характеристики диффузии Hg (глубина n -слоя, скорость его продвижения в объем образца) в случае легированного материала аналогичны характеристикам для вакансионно-легированного p -КРТ. В случае легирования атомами I группы Au и Ag [368] предложен механизм конверсии, базирующийся на процессах квазихимического взаимодействия атомов примеси и собственных дефектов. Он включает быструю диффузию атомов междоузельной ртути из поверхностного источника большой концентрации, образуемого при ионном травлении, и вытеснение ими атомов примеси из катионной подрешетки в междоузлия, так что атомы Ag или Au переходят из акцепторного состояния в донорное. Показано, что структура дефектов конвертированного слоя нестабильна и его проводимость быстро релаксирует. Наиболее вероятным механизмом релаксации при комнатной температуре является распад пересыщенного раствора примеси. Реконверсия обратно в p -тип, наблюдаемая при высоких температурах, вероятно, связана с диффузией атомов примеси в конвертированный слой из неконвертированного объема образца или микровключений примеси.

В рассмотренных работах [365–368] авторы никак не рассматривают механизм формирования сильнолегированного n^+ -слоя в n^+-n^-p структуре, которая неизбежно формируется при ИЛТ и ИРТ ([329, 330]).

Конверсия типа проводимости ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с $x_s/x = 0,35/0,23$ в процессе ИЛТ исследовалась в работе [369]. Бомбардировка ионами аргона с $E = 500$ эВ и $j = 0,3 \text{ мА/см}^2$ длительностью 12 мин приводило к $p \rightarrow n$ конверсии типа проводимости на глубину 5 мкм. После уда-

ления широкозонного слоя ИЛТ приводило к конверсии на всю толщину образца, что свидетельствовало об уменьшении скорости конверсии с ростом состава. Релаксацию n^+-n^-p структуры после ИЛТ (Ag^+ , $E = 0,5$ кВ, $j = 0,1\text{--}0,2$ мА/см², $t = 20$ мин) наблюдалось в как в вакансионно-легированном, так и легированном As ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с $x_s/x = 0,30/0,22$, [370]. Измеренная концентрация электронов сразу после ионной обработки составляла $n \approx 10^{17}$ см⁻³. После выдержки при комнатной температуре в течение 5–6 месяцев концентрация снизилась до $n = (1\text{--}3) \cdot 10^{15}$ см⁻³.

Высокую начальную концентрацию электронов авторы объясняют возможной электрической активацией в процессе ИЛТ специфических нейтральных примесей, например, кислорода, присутствующих в ГЭС КРТ МЛЭ, которых нет в объемном и ЖФЭ КРТ. К сожалению, авторы не приводят пространственных распределений концентрации электронов сразу после имплантации (отмечают только, что глубина n^+ -слоя была около 2 мкм) и после старения, что затрудняет интерпретацию полученных результатов об области локализации слоя с максимальной релаксацией проводимости. Эффект релаксации проводимости после ИЛТ, наблюдался и в ГЭС КРТ МЛЭ n -типа с $x_s/x = 0,50/0,22$ и $x_s/x = 0,50/0,30$, как нелегированного (сразу после роста), так и легированного In [371]. Режимы ИЛТ и старения были аналогичны [370]. Концентрация электронов в ГЭС КРТ МЛЭ сразу после ИЛТ во всех образцах имела значение $(1,0\text{--}7,2) \cdot 10^{17}$ см⁻³, после старения, в нелегированных образцах она снизилась до $n = (2,2\text{--}5,8) \cdot 10^{15}$ см⁻³ в образцах с низкой исходной концентрацией электронов $4,8 \cdot 10^{12}\text{--}2,2 \cdot 10^{15}$ см⁻³. В сильнолегированных In образцах с исходной концентрацией $1,3 \cdot 10^{16}\text{--}1,1 \cdot 10^{17}$ см⁻³ после старения уровень легирования вернулся к исходному значению. Авторы делают вывод, что окончательная характеристика структур ГЭС КРТ МЛЭ с использованием метода ИЛТ возможна только после релаксации введенных дефектов.

Из анализа литературы по ионно-лучевому и ионно-плазменному травлению $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа следует, что такие обработки приводят к формированию n^+-n^-p структуры непосредственно во время воздействия ионов на поверхность образца при комнатной температуре. Все авторы объясняют это тем, что на поверхности КРТ под действием низкоэнергетических ионов генерируется междоузельная ртуть, которая диффундирует в объем кристалла и заполняет вакансии ртути, в случае вакансионно-легированного КРТ, либо связывается в донорные комплексы с акцепторной примесью в легированном КРТ, в результате этого формируется n^- -слой высокого качества. Его глубина зависит только от режимов травления (плотность тока при ИЛТ, плотность мощности при ИРТ и времени) и не зависит от энергии ионов. Как было рассмотрено в разделе 1.1.4, формирование n^+-n^-p структуры в p -КРТ происходит также при постимплантационном отжиге ионно-имплантированного p -КРТ, где диффузионным источником междоузельных атомов ртути является приповерхностный нарушенный слой. Формирующийся при этом объемный n^- -

слой также обладает высоким качеством. Принципиальным отличием n^+-n^-p структур, сформированных методами ионного травления и ионной имплантации, заключается в величине концентрации электронов в сильнолегированном приповерхностном n^+ -слое: при ионной имплантации она на порядок выше, и его глубина зависит от энергии внедряемых ионов, тогда как при ИЛТ энергия ионов не влияет на глубину n^+ -слоя. Этот вопрос не обсуждается в литературе.

Ни в одной работе не приведено сравнительного анализа процессов формирования n^+-n^-p структуры на одних и тех же исходных образцах КРТ при ионной имплантации и ионно-лучевым и плазменным обработкам и нет ответа на главный вопрос: почему при ионной имплантации глубокий n^- -слой формируется только при отжиге, а при низкоэнергетическом ионном и плазменном травлении – сразу в процессе обработки? Не были проведены эксперименты по плазменному травлению p -КРТ в инертной среде без подачи напряжения смещения на образец при различной плотности тока ВЧ-разряда, чтобы установить порог радиационного дефектообразования. Требуется своего экспериментального подтверждения модель формирования n^- -слоя за счет быстрой диффузии атомов Hg при ИЛТ. Необходимы детальные исследования влияния состава верхнего варизонного слоя на процессы формирования n^+-n^-p структур при ионно-лучевом травлении ГЭС КРТ МЛЭ p -типа.

1.3. Лазерное облучение кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Используемые в инфракрасных тепловизионных системах матричные фотоприемники на основе КРТ [69] в реальных условиях их применения могут подвергаться воздействию мощных импульсов лазерного ИК-излучения с целью ослепления или повреждения [70].

Хорошо известно, что импульсный лазерный отжиг полупроводников приводит к существенным изменениям их структурных, оптических и электрофизических свойств [35, 372–374]. Уже ранние исследования лазерного облучения фотоприемников на основе кристаллов КРТ показали, что под воздействием нагрева CO_2 -лазером ($\lambda = 10,6$ мкм) с разной плотностью мощности меняются их фотоэлектрические характеристики [375, 376]. В работе [377] была установлена пороговая плотность мощности ($P_{\text{п}}$) непрерывного излучения CO_2 -лазера 450 Вт/см^2 , при которой поверхность объемного $\text{Cd}_{0,21}\text{Hg}_{0,79}\text{Te}$ расплавляется, что хорошо согласуется с выводами [375], а при меньших плотностях мощности создаются дефекты донорного типа. Напротив, было установлено, что в случае облучения кристаллов КРТ n -типа состава $x \approx 0,2$ импульсами рубинового ($\lambda = 0,694$ мкм, $P \approx 10^6 \text{ Вт/см}^2$) и неодимового ($\lambda = 1,06$ мкм, $P \approx 10^4 \text{ Вт/см}^2$) лазеров [378–380] на поверхности формируется p -слой с концентрацией дырок $10^{16}–10^{18} \text{ см}^{-3}$, что позволяет с помо-

щью лазерного облучения формировать p^+-n переходы [381]. В кристаллах p -КРТ после импульсного воздействия неодимового лазера возрастает дырочная проводимость [382], как предполагается, за счет образования пар Френкеля, в которых подвижные междоузельные атомы Hg при остывании кристалла успевают захватываться на стоки и перейти в нейтральное состояние, а малоподвижные акцепторные дефекты – вакансии Hg определяют рост концентрации дырок, а в n -КРТ наблюдается инверсия типа проводимости и образование p - n перехода ([378]). Однако исследование методом РОР состава монокристаллов $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$ после воздействия импульсами рубинового лазера ($\tau_i = 20\text{--}30$ нс, $W = 0,03\text{--}0,3$ Дж/см²) показало [383, 384], что содержание атомов ртути в приповерхностной области глубиной до 20 нм с ростом энергии существенно уменьшается, и этот эффект лазерного отжига аналогичен термическому отжигу материала ([383]). В работе [385] методами Оже-спектроскопии и РОР было установлено, что при импульсном облучении кристаллов КРТ неодимовым лазером на длине волны 0,53 мкм происходит обеднение атомами Hg приповерхностного слоя на глубину до 100 нм. Концентрации атомов Hg минимальна не на поверхности, а на глубине порядка 18–30 нм. Напротив, распределение компонентов в ЖФЭ КРТ с $x = 0,2$, полученное также методом Оже-спектроскопии [386] после облучения неодимовым лазером, содержит участки с повышенной концентрацией атомов Hg по сравнению с концентрацией в объеме и существенно уменьшенной концентрацией атомов Cd. В работе [387] после облучения кристаллов КРТ с $x = 0,2$, YAG/Nd³⁺-лазером ($\lambda = 1,06$ мкм, $P = 3,2 \cdot 10^3$ Вт/см²) наблюдалось обеднение атомами Hg непосредственно на самой поверхности и обогащение ими на глубине порядка 200 нм.

В работах [388, 389] было показано, что при воздействии излучения неодимового лазера на длине волны 0,53 мкм с длительностью импульса 10 нс и плотностью энергии 2–50 мДж/см² на объемные кристаллы n - и p -КРТ образуются дефекты донорного типа, приводящие к конверсии кристаллов p -типа в n -тип, и образованию слоя с n^+ -типом проводимости в кристаллах n -типа, аналогично тому, что происходит при ионной имплантации в КРТ, что никак не согласуется с результатами работ [378–382].

Выводы работ [383–385] об обеднении поверхности КРТ атомами Hg подтверждаются модельными расчетами, выполненными в [390–394], которые показывают, что облучение кристаллов КРТ рубиновым лазером на длине волны 0,69 мкм и неодимовым лазером на длине волны 0,53 и 1,06 мкм приводит к расплавлению, рекристаллизации поверхности, а также интенсивному испарению с нее атомов ртути. Обеднением поверхности ртутью и образованием более широкого приповерхностного слоя объясняется эффект сдвига максимума спектра фотопроводимости кристаллов $n\text{-Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$ в коротковолновую область после облучения импульсами рубинового лазера с плотностью мощности $6 \cdot 10^6$ Вт/см² [395, 396]. При плотностях мощности ру-

бинового лазера выше пороговой $P_{\text{п}} = 8 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$ ($\tau_{\text{и}} = 20 \text{ нс}$, $E_{\text{п}} = 0,16 \text{ Дж/см}^2$) в приповерхностной области глубиной порядка 1 мкм происходит плавление материала, сопровождающееся распадом соединения, перераспределением компонентов и изменением морфологии поверхности, в которой увеличивается плотность дислокаций [397]. Напротив, в работе [398] численным моделированием установлено, что порог плавления $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$ при облучении импульсами рубинового лазера длительностью 20 нс составляет величину $E_{\text{п}} = 30\text{--}40 \text{ мДж/см}^2$ ($P_{\text{п}} = 1,5 \cdot 10^6\text{--}2,0 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$), и при $P > 5,5 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$ коэффициент отражения поверхности уменьшается в два раза, что, по мнению авторов, связано с интенсивным испарением и кипением расплавленного слоя, приводящим к разрушению поверхности. В случае облучения неодимовым лазером ($\lambda = 1,06 \text{ мкм}$, $\tau_{\text{и}} = 10 \text{ нс}$), пороговая плотность мощности, при которой происходит плавление поверхности КРТ с $x = 0,21$ составляет величину $(2\text{--}3) \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$ и толщина перекристаллизованного слоя с ростом $P_{\text{п}}$ изменяется в интервале $0,04\text{--}0,52 \text{ мкм}$ [399].

Лазерное облучение КРТ применяется в практических целях для исследования его воздействия на параметры фотоприемников, для активации внедренной примеси, при скрайбировании многоэлементных фотоприемных структур. В работе [399] установлено, что при плотности мощности $(2\text{--}3) \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$, при которой происходит плавление и перекристаллизация поверхности, за счет уменьшения скорости поверхностной рекомбинации и увеличения эффективного времени жизни носителей наблюдается рост чувствительности и обнаружительной способности фоторезисторов. Облучение неодимовым лазером и лазером на молекулах азота ($\lambda = 0,334 \text{ мкм}$) небольшой мощности $P \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/см}^2$ в квазинепрерывном режиме существенно увеличивает темновые токи фотодиодов, изготовленных на основе p -КРТ методом ионной имплантации [400], что приводит к их деградации. Тем не менее, с помощью импульсного лазерного отжига возможно достичь электрической активации имплантированных в КРТ n -типа атомов As и сформировать p - n переходы [401]. Лазерное скрайбирование успешно применяется для создания мозаичных фотоприемников на основе ГЭС КРТ МЛЭ без потерь изображения в информации за счет уменьшения ширины зоны повреждения до 8 мкм, что не влияет на близлежащие фоточувствительные элементы [402].

Лазерное облучение существенно изменяет и оптические характеристики КРТ. Обнаружены дисперсия показателя преломления и нелинейное поглощение излучения лазера на углекислом газе в кристаллах КРТ [403–405]. Величина коэффициента поглощения излучения CO_2 -лазера ($\lambda = 10,6 \text{ мкм}$) в объемном $n\text{-Cd}_{0,21}\text{Hg}_{0,79}\text{Te}$ в интервале температур $180\text{--}250 \text{ К}$ возрастает с ростом плотности мощности падающего излучения уже при малых $P = (0,2\text{--}32) \cdot 10^{-3} \text{ Вт/см}^2$, в то время как для кристаллов КРТ с составом $x = 0,25$ аналогичный эффект не наблюдался вплоть

до $P = 10^6$ Вт/см². Предполагается ([405]), что возрастание коэффициента поглощения для квантов с энергией $\hbar\omega < E_g$ при увеличении интенсивности излучения обусловлено оптическими переходами через энергетические уровни в запрещенной зоне. Наблюдаемый ярко выраженный динамический эффект Бурштейна – Мосса в кристаллах n -Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te при облучении мощными импульсами CO₂-лазера ($\lambda = 10,6$ мкм, $\tau_n = 200$ нс, $P_{\text{изл}} = 5 \cdot 10^6$ Вт) в зависимости от интенсивности излучения в интервале $T = 100$ – 200 К позволяет разделить поглощение, связанное с межзонными переходами и поглощение, обусловленное переходами из валентной зоны в хвосты плотности состояний зоны проводимости, которые образованы дефектами кристалла различной природы [406]. В работе [407] обнаружен скачок отражения облученной неодимовым лазером поверхности Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te и послеимпульсная релаксация коэффициента отражения при больших плотностях мощности, существенно превышающих порог плавления. Предполагается, что в результате плавления поверхности на стадии рекристаллизации происходит перераспределение компонентов КРТ с образованием слоистой структуры, в которой ртуть оттесняется к поверхности, с последующим диффузионным выравниванием состава в процессе остывания.

Лазерное ИК-излучение с энергией кванта, превышающей ширину запрещенной зоны материала ($\hbar\omega > E_g$), поглощается в КРТ в тонком поверхностном слое толщиной порядка 1 мкм и при высокой интенсивности излучения вызывает сильный его разогрев. При плотности мощности, не вызывающей плавление (сублимации) материала, в нем могут происходить процессы дефектообразования, которые приводят к изменению концентрации и подвижности носителей заряда вплоть до инверсии типа проводимости, и кроме того, могут влиять на время жизни основных и неосновных носителей заряда. При высокой интенсивности ($P > 2$ МВт/см²) излучение создает высокую концентрацию электронно-дырочных пар (электронно-дырочную плазму) и электронная подсистема разогревается [408]. Энергия излучения, поглощенная электронной подсистемой, либо передается (частично) фононной подсистеме полупроводника за счет электрон-фононного взаимодействия, либо уносится из системы путем излучательной рекомбинации. Механизм передачи поглощенной энергии решетке кристалла при лазерном облучении имеет ряд особенностей. С помощью лазерного излучения можно ионизировать до 10 % атомов кристаллической решетки, при этом может возникнуть разность температур между электронной подсистемой и решеткой, вызывающая “текучесть” материала при температуре ниже температуры плавления кристалла (фазовый переход второго рода) или понижение температуры плавления. Исследованию механизмов передачи энергии от электронной подсистемы решетке посвящено множество работ, ссылки на которые можно найти в [372, 408–410]. Установлено, что такая передача происходит за интервалы времени порядка 10^{-11} с. Это означает, что модель так называемого

“теплового отжига”, в которой предполагается мгновенная передача лазерного излучения решетке, достаточно хорошо описывает процессы в полупроводниках при длительностях импульса излучения $\tau_{\text{и}} > 10^{-9}$ с.

Гетероэпитаксиальные слои КРТ в отличие от объемных кристаллов, обладают гораздо меньшей толщиной рабочего слоя и выращиваются на подложках из широкозонного материала (GaAs, CdZnTe). Отличительной особенностью ГЭС КРТ МЛЭ по сравнению с ЖФЭ КРТ и объемным КРТ является наличие верхнего и нижнего широкозонных варизонных слоев, между которыми располагается рабочий поглощающий слой. Эти особенности гетероэпитаксиальных слоев КРТ должны сказываться и на свойствах, облученных мощными лазерными импульсами структур. В частности, необходимы более детальные исследования воздействия мощного излучения CO₂-лазера в области фундаментального поглощения для структур ГЭС КРТ МЛЭ с рабочим составом $x = 0,21-0,22$ и его влияние на электрофизические параметры материала. В литературе отсутствуют экспериментальные данные по электрофизическим свойствам гетероэпитаксиальных слоев после воздействия мощных импульсов коротковолнового лазерного ИК-излучения неодимового лазера. Совершенно не исследовано пространственное распределение электрически активных дефектов в ГЭС КРТ МЛЭ и ЖФЭ КРТ, генерированных лазерным ИК-излучением и не установлена их природа. Большой интерес представляет также исследование влияния воздействия на электрофизические и оптические параметры гетероэпитаксиальных слоев КРТ более длинноволнового лазерного ИК-излучения, по сравнению с излучением неодимового лазера, например, фтор-дейтериевого лазера (DF-лазера) на длине волны 4 мкм, для которого излучение будет практически полностью поглощаться на большей глубине в верхнем варизонном слое ГЭС КРТ МЛЭ, по сравнению с коротковолновым ИК-излучением неодимового лазера, и его воздействие на объемный рабочий слой, возможно, будет развиваться по другим механизмам.

1.4. Заключение, постановка задачи

В изложенном литературном обзоре показано, что радиационные донорные дефекты определяют исходный n -тип проводимости p -КРТ, как имплантированного ионами различной химической природы, так и подвергнутого ионно-лучевому травлению и плазменной обработке. Полагается, что основными радиационными донорными дефектами в КРТ, генерированными ионной бомбардировкой, являются междоузельные атомы ртути и дефектно-примесные комплексы на их основе. Электрическая активность атомов имплантированной примеси, как донорной (В, In) так и акцепторной (Р, As), начинает проявляться только в результате постимплантационного отжига электрически активных донорных дефектов при высокой ($T = 300-500$ °С) температуре в атмосфере насыщенных паров ртути. Выявлен ряд закономерностей при ионной имплантации,

таких как насыщение дозовых зависимостей слоевой и объемной концентрации электронов, а также уровня структурных нарушений. Установлено, что радиационные дефекты в КРТ обладают большой подвижностью и мигрируют во время имплантации в глубь кристалла, формируя приповерхностный сильнолегированный n^+ -слой с максимумом концентрации электронов $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, который смещается за область проецированного пробега ионов с ростом их дозы. Установлено, что в p -КРТ, имплантированного ионами B^+ , в процессе постимплантационного отжига при температуре 200°C формируется n^+-n^-p переход, в котором глубокий слаболегированный n^- -слой с концентрацией электронов $10^{14}\text{--}10^{15} \text{ см}^{-2}$ и их высокой подвижностью $\sim 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, как предполагается, образуется за счет диффузии из имплантированной нарушенной области смещенных атомов ртути, заполняющих собственные вакансии – акцепторы, и при этом электрофизические свойства n^- -слоя определяются остаточными донорными примесями (модель “Bubulac”).

Показано, что процесс формирования глубокого конвертированного слоя при ионно-лучевом травлении кристаллов p -КРТ носит диффузионный характер. Рассмотрены вопросы воздействия мощных импульсов лазерного излучения CO_2 -лазера ($\lambda = 10,6 \text{ мкм}$), рубинового ($\lambda = 0,694 \text{ мкм}$) и неодимового ($\lambda = 1,06 \text{ мкм}$) на электрофизические, оптические параметры и свойства поверхности объемных кристаллов КРТ и ЖФЭ КРТ.

Вместе с тем остается ряд вопросов, требующих дополнительных исследований, поскольку они недостаточно освещены в литературе, либо данные по которым противоречивы или отсутствуют:

- дискуссионным остается вопрос о локализации максимума радиационных нарушений в ионно-имплантированном КРТ при исследовании методом электроотражения. Для его разрешения необходима разработка альтернативной методики оптического отражения для измерения пространственного распределения радиационных нарушений, не требующей применения электролита;

- противоречивыми являются экспериментальные данные о величине и дозе насыщения слоевой концентрации электронов при имплантации различных ионов в p -КРТ, что может быть вызвано как неоднородностью по электрофизическим свойствам исходных образцов, так и методом измерения параметров конвертированного слоя. Поэтому необходима разработка методики измерения электрофизических параметров p -КРТ для однозначного выбора однородных по своим свойствам образцов для исследований. Не изучался вопрос о влиянии накопления и пространственного распределения структурных нарушений с ростом дозы ионов различной массы на величину насыщения слоевой концентрации электронов и на распределение по глубине электрически активных радиационных донорных дефектов;

- противоречивыми и недостаточными являются данные о формировании n^+-n^-p структур

без постимплантационного отжига. Отсутствуют экспериментальные данные о процессах формирования n^+-n^- - p структур в КРТ p -типа в зависимости от энергии, дозы и массы ионов, плотности ионного тока, температуры имплантации, температуры постимплантационного отжига. Отсутствуют прямые экспериментальные доказательства того, что именно диффузия атомов Hg ответственна за формирование глубокого n - p перехода. Совершенно остались не исследованными процессы формирования n^+-n^- - p структур в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа при ионной имплантации;

- не исследовалась кинетика отжига электрически активных дефектов – зависимость N_s от времени и температуры отжига для разных доз ионов B^+ , по которой можно было бы судить о начале процесса активации бора. Не определена энергия активации отжига донорных центров в ионно-имплантированных слоях при различных температурах. Не исследовалась возможность активации при отжиге под анодным окислом имплантированных атомов бора в $Cd_xHg_{1-x}Te$ длинноволнового ($\lambda_c = 10\text{--}11$ мкм) состава $x \approx 0,22$. Отсутствуют какие-либо данные об электрической активации имплантированных атомов бора в гетероэпитаксиальных слоях МЛЭ КРТ. Не рассматривался вопрос о применении ионной имплантации азота для акцепторного легирования ГЭС КРТ МЛЭ;

- кроме Оже-спектроскопии нет других прямых экспериментальных доказательств того, что при отжигах КРТ под анодным окислом каким-либо образом меняется состав поверхности, по которому можно судить о реакциях, проходящих на границе раздела АО-КРТ, а также о механизме образования диффузионного источника ртути. Нет количественного анализа увеличения содержания ртути на границе раздела методом РОР. Не исследована кинетика формирования n -слоя и его электрофизические свойства. Не определена энергия активации диффузии ртути. Не исследованы капсулирующие свойства АО на структурах ГЭС КРТ МЛЭ;

- нет данных о капсулирующих свойствах низкотемпературного плазмохимического SiO_2 , который применяется для формирования границы-раздела в фотоприемных структурах;

- отсутствуют экспериментальные данные сравнительного анализа резких n^+-p переход и n^+-n^- - p переходов, сформированных на ГЭС КРТ МЛЭ при различных режимах ионной имплантации B^+ без постимплантационного отжига, подтверждающих выводы модельных расчетов. Не проводится сравнительный анализ ВАХ диодов, полученных как без постимплантационного отжига, так и с отжигом;

- не приведено сравнительного анализа процесса формирования n^+-n^- - p структуры на одних и тех же исходных образцах КРТ при ионной имплантации и ионно-лучевым и плазменным обработкам и нет ответа на главный вопрос: почему при ионной имплантации глубокий n^- -слой формируется только при отжиге, а при низкоэнергетическом ионном и плазменном травлении

сразу в процессе обработки? Не были проведены эксперименты по плазменному травлению p -КРТ в различной среде без подачи напряжения смещения на образец при различной плотности тока ВЧ-разряда, чтобы установить порог радиационного дефектообразования. Требуется своего экспериментального подтверждения модель формирования n^- -слоя за счет быстрой диффузии Hg при ионно-лучевом травлении. Необходимы детальные исследования влияния состава верхнего варизонного слоя на процессы формирования n^+n^-p структур при ионно-лучевом травлении ГЭС КРТ МЛЭ p -типа.

– не исследовано воздействие мощного излучения CO_2 -лазера в области фундаментального поглощения для структур ГЭС КРТ МЛЭ с рабочим составом $x = 0,21\text{--}0,22$ и его влияние на электрофизические параметры материала. Отсутствуют экспериментальные данные по электрофизическим свойствам ГЭС КРТ МЛЭ после воздействия мощных импульсов коротковолнового лазерного ИК-излучения неодимового лазера. Совершенно не исследовано пространственное распределение электрически активных дефектов в гетероэпитаксиальных слоях генерированных лазерным ИК-излучением и не установлена их природа. Большой интерес представляет также исследование влияния воздействия на электрофизические и оптические параметры гетероэпитаксиальных структур КРТ более длинноволнового лазерного ИК-излучения, по сравнению с излучением неодимового лазера, например, фтор-дейтериевого лазера ($\lambda \approx 4$ мкм), для которого излучение будет практически полностью поглощаться на большей глубине в верхнем варизонном слое ГЭС КРТ МЛЭ, по сравнению с коротковолновым ИК-излучением неодимового лазера.

Поэтому задача настоящей работы заключается в исследовании:

– в исследовании закономерностей процессов накопления, миграции и аннигиляции радиационных донорных дефектов при ионной имплантации p -КРТ в зависимости от энергии, дозы и массы ионов, плотности ионного тока, температуры имплантации, температуры постимплантационного отжига, исходных электрофизических свойств и состава верхнего варизонного слоя ГЭС КРТ МЛЭ;

– в исследовании влияния накопления и пространственного распределения структурных нарушений при ионной имплантации на величину насыщения слоевой концентрации электронов и распределение по глубине радиационных донорных центров;

– в изучении процессов формирования n^+n^-p структур в объемных кристаллах КРТ и ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с различным составом верхнего варизонного слоя при ионной имплантации, ионно-лучевом травлении и плазменной обработке, а также временной стабильности электрофизических свойств ионно-имплантированных слоев в гетероэпитаксиальных структурах МЛЭ КРТ и термической стабильности вольт-амперных характеристик фотодиодов на их основе;

- в построении модели процессов *in-situ* формирования n^+-n^- - p структур в p -КРТ при ионной имплантации и экспериментальная проверка модели, а также проверке гипотезы “Bubulac” о роли смещенных атомов ртути в формировании n^- -слоев при постимплантационных отжигах;
- в исследовании кинетики постимплантационного отжига электрически активных донорных дефектов в ионно-имплантированных бором слоях p -КРТ и определении энергии активации отжига донорных центров в зависимости от режимов имплантации ионов В⁺;
- в установлении механизма образования диффузионного источника атомов ртути и определении энергии активации их диффузии, а также исследовании кинетики формирования n -слоя и его электрофизических свойств при отжигах p -КРТ под анодным окислом;
- в исследовании процессов низкотемпературной ($T \leq 250$ °С) электрической активации имплантированных атомов бора и азота в ГЭС КРТ МЛЭ с использованием маскирующих покрытий при отжигах;
- в разработке физических основ процессов управляемого формирования n - p переходов радиационно-термическими методами с целью создания широкоформатных матричных фотоприемников на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с высокими параметрами;
- в исследовании воздействия мощного импульсного лазерного ИК-излучения в широком спектральном диапазоне от коротковолнового до длинноволнового на свойства поверхности, электрофизические и оптические параметры гетероэпитаксиальных слоев КРТ, а также установлении природы и пространственного распределения электрически активных дефектов, генерируемых лазерным излучением;
- в разработке на основе трехзонной модели для гальваномагнитных коэффициентов метода однозначного определения параметров электронов, легких и тяжелых дырок в p -КРТ, исключающего математическую подгонку и позволяющего определять пространственную однородность электрофизических параметров исходных образцов КРТ p -типа и их состав.

Глава 2. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

2.1. Объекты исследования и их подготовка

Объектами исследований являлись объемные монокристаллы $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, гетероэпитаксиальные структуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, выращенные методами жидкофазной эпитаксии в ГИРЕДМЕТе (г. Москва) [22] на подложках CdZnTe (ЖФЭ КРТ) и молекулярно-лучевой эпитаксии в ИФП СО РАН им. А. В. Ржанова, (г. Новосибирск) [23] на подложках GaAs (ГЭС КРТ МЛЭ).

Структура гетероэпитаксиальных слоев ЖФЭ КРТ и ГЭС КРТ МЛЭ с типичным профилем состава приведена на рисунках 2.1–2.2.

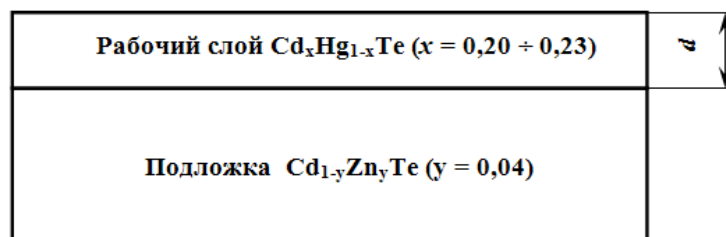


Рисунок 2.1 – Структура ЖФЭ КРТ. Между подложкой и эпитаксиальным слоем находится область переменного состава толщиной ~ 5 мкм. Толщина рабочего слоя 20–40 мкм.

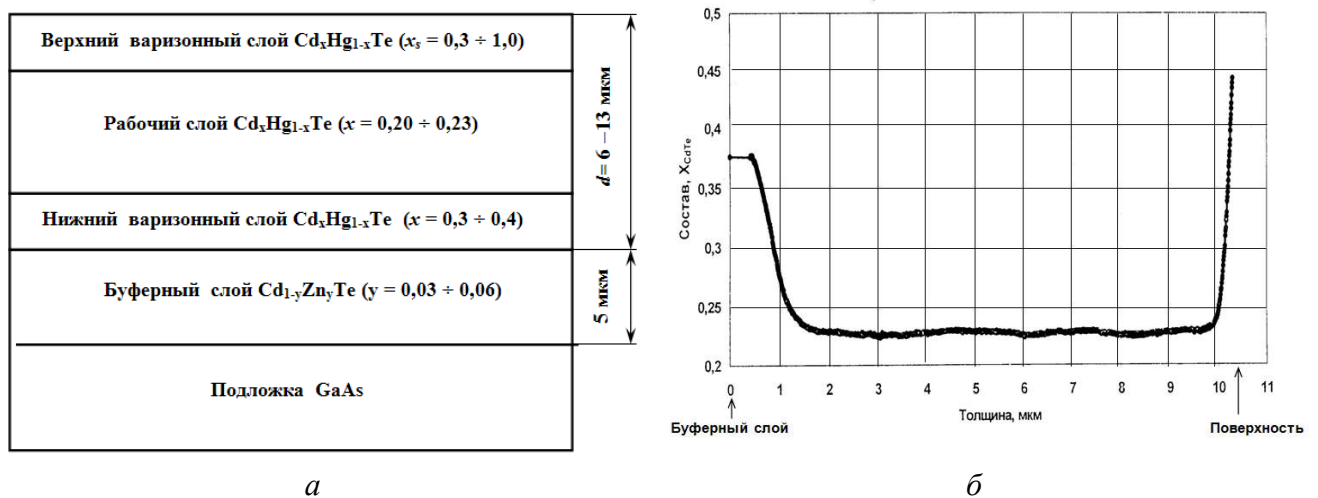


Рисунок 2.2 – Структура (а) и типичный профиль состава (б) ГЭС КРТ МЛЭ.

Объемные кристаллы КРТ и структуры ЖФЭ КРТ имели состав $x = 0,20-0,3$, но в основном в экспериментах использовались образцы состава $x = 0,21-0,22$. Гетероэпитаксиальные слои КРТ, выращенные методом МЛЭ, имеют верхний широкозонный слой переменного состава (варизонный слой), в котором состав обычно уменьшается от $x_s = 0,3-0,6$ на поверхности до $x = 0,2-0,3$ в рабочем слое. Толщина варизонного слоя, как правило, составляла $d_{\text{вар.}} = 0,3-0,6$ мкм. В ряде специальных случаев он выращивался толщиной $d_{\text{вар.}} = 1,5$ мкм.

Объемные кристаллы КРТ и ЖФЭ КРТ вакансионно легировались до концентрации дырок $4 \cdot 10^{15} - 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и подвижность дырок в них составляла величину $400 - 600 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ при температуре 77 К (в дальнейшем все параметры будут приводиться для данной температуры). Сразу после роста структуры ГЭС КРТ МЛЭ имеют *n*-тип проводимости с типичной концентрацией электронов $5 \cdot 10^{14} - 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и их подвижностью $5 \cdot 10^4 - 1 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, и для получения вакансионного *p*-типа проводимости с концентрацией дырок в интервале $5 \cdot 10^{15} - 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ они отжигаются в инертной атмосфере с низким давлением паров ртути при температуре до 230 °С в течение 1–3 суток [23].

Объемные кристаллы $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ подвергались химико-механической полировке на глубину до 100 мкм для удаления нарушенного слоя, а затем проводилось химико-динамическое травление на глубину 10 мкм в полирующем травителе на основе бром-этанол-этиленгликоля. Образцы ЖФЭ КРТ *p*-типа травились химико-динамическим способом на глубину до 3 мкм. Образцы ГЭС КРТ МЛЭ не травились, а только обезжиривались в ацетоне.

В ряде экспериментов с отжигами на поверхности образцов КРТ в электролите на основе 0,1 н. КОН в смеси этиленгликоль-вода 9:1 при плотности тока $0,3 \text{ мА/см}^2$ в гальваностатическом режиме выращивался анодный окисел (АО) толщиной 100–200 нм. Также использовалась пленка SiO_2 толщиной до 300 нм, нанесенная пиролитическим методом при $T = 100 \text{ °С}$ [9, с. 204].

Особенностью всех экспериментов по исследованию электрофизических свойств формируемых *n*-слоев и распределение в них носителей заряда по глубине в зависимости от различных условий радиационно-термических обработок является то, что каждая зависимость снималась с одного исходного образца КРТ, поделенного после подготовки поверхности на необходимое число частей размером не менее $5 \times 5 \text{ мм}$. Это было сделано с целью исключить влияние разброса исходных свойств КРТ на результаты экспериментов.

Имплантация ионов $^4\text{He}^+$, $^{11}\text{B}^+$, $^{14}\text{N}^+$, $^{19}\text{F}^+$, $^{31}\text{P}^+$, $^{40}\text{Ar}^+$, $^{75}\text{As}^+$, $^{84}\text{Kr}^+$, $^{131}\text{Xe}^+$ проводилась на промышленных ускорителях “Везувий-5”, “Днепр-М” и SCI 218 “Balzers”. Поскольку в данных установках не предусмотрено принудительное охлаждение держателей образцов, особое внимание было уделено поддержанию температуры образца в процессе облучения на уровне комнатной. Поэтому имплантация ионов с энергией 10–360 кэВ в интервале доз $1 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ проводилась при плотности тока $j \leq 0,02 \text{ мА/см}^2$. В процессе такой ионной бомбардировки температура образца, контролируемая термопарой, не превышала 27 °С. При внедрении больших доз $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ионов B^+ и Xe^+ с энергией 135 кэВ плотность тока составляла $0,1 \text{ мА/см}^2$, поэтому образец объемного КРТ нагревался до $T = 50 \text{ °С}$, что не является критичным для КРТ. Повышение плотности тока до $0,5 \text{ мА/см}^2$ при энергии 135 кэВ приводило к нагреву образца уже до $T = 100 - 110 \text{ °С}$ и такие плотности тока не использовались.

Эксперименты по определению влияния повышенной температуры имплантации на свойства n -слоев проводились с помощью специально изготовленной печки с резистивным нагревателем из тантала, позволяющей регулировать и контролировать температуру образца с точностью $1\text{ }^{\circ}\text{C}$. Нагрев мишени вплоть до $T = 275\text{ }^{\circ}\text{C}$ проводился в камере установки перед включением пучка ионов. Для низкотемпературной имплантации был изготовлен специальный медный полый цилиндр с внутренней заглубленной цилиндрической полостью, на дно которой теплопроводящей пастой приклеивался образец КРТ. Через цилиндр прокачивался жидкий азот, который подавался по медным патрубкам, введенным в камеру через вакуумные вводы. Температура образца в процессе имплантации контролировалась медь-константановой термопарой, которая при полном охлаждении показывала $T = 80\text{ K}$.

Наряду с ионной имплантацией также исследовалось воздействие на поверхность КРТ плазмы ВЧ разряда водорода или инертных газов в качестве активирующей радиации, а также проводилось ионно-лучевое травление ионами Ar^+ .

Установка для обработки образцов КРТ в плазме включала в себя высоковакуумную камеру ($8 \cdot 10^{-8}$ мм. рт. ст.) с системой откачки форвакуумным и турбомолекулярным насосами, УВЧ-генератор с частотой $40,56\text{ МГц}$, кварцевый реактор с блоком контроля температуры и систему напуска газов. Обработка в плазме непокрытых образцов КРТ осуществлялась при плотности тока $4\text{--}10\text{ мкА/см}^2$ без подачи напряжения смещения на мишень. В отсутствие специального подогрева образца температура контролировалась с помощью индикатора из сплава Вуда с нанесенными на него рисками, края которых оплавляются при $T = 67\text{ }^{\circ}\text{C}$. Для максимальной мощности ВЧ-разряда ($j = 10,5\text{ мкА/см}^2$) оплавления рисок не наблюдалось, то есть нагрев КРТ непосредственно от воздействия плазмы по крайней мере не превышал $T = 67\text{ }^{\circ}\text{C}$. Ряд экспериментов проводился при температуре образца 100 и $150\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Ионно-лучевое травление ионами Ar^+ с энергией $0,5\text{--}1\text{ кэВ}$ в течение $1\text{--}20$ минут при плотности тока $0,1\text{--}0,3\text{ мА/см}^2$ осуществлялось как на установке с диодной системой “IB-3” фирмы ЕИКО (Япония), так и на установке ионного травления “IM/Sid” фирмы SECON (Австрия) с источником Кауфмана, в которой источник плазмы удален от образца и ускоряющее напряжение прикладывается на промежуточный сетчатый электрод. В обеих установках столик, на котором закрепляется образец, охлаждается проточной водой (расчет температуры образца КРТ при ионной имплантации Ar^+ и ионно-лучевом травлении Ar^+ приводится в разделе 5.1.2).

Длительные термические отжиги образцов КРТ проводились в атмосфере азота при температуре $100\text{--}300\text{ }^{\circ}\text{C}$ в течение $24\text{--}72\text{ ч}$. Термообработка длительностью $10\text{--}120\text{ с}$ осуществлялись в специально изготовленной печи для быстрого отжига. Печь представляла собой кварцевую трубу с двумя температурными зонами. Нагрев образцов со скоростью $50\text{ }^{\circ}\text{C/с}$ осуществлялся в первой зоне, которая располагалась между плоским графитовым излучателем, изготовленным в

виде меандра и кремниевым отражателем. Излучатель находился во внешней кварцевой трубе, продуваемой большим потоком азота, предотвращающего горение графита. Токовводы были выполнены из молибдена. Нагрев графита контролировался термопарой, связанной с блоком управления, который регулировал и стабилизировал пропускаемый ток в зависимости от заданной температуры. При токе 30 А излучатель нагревался до $T = 1200$ °С. Образец КРТ крепился на специальном держателе между двумя кремниевыми пластинами. Контроль температуры образца осуществлялся точечной безынерционной хромель-алюмелевой термопарой, соединенной с самописцем. Образец, нагретый под излучателем до требуемой температуры, быстро перемещался во вторую стационарную зону, которая имела такую же температуру. После выдержки во второй зоне в течение заданного времени образец охлаждался в потоке сжатого воздуха.

Также проводилось облучение гетероэпитаксиальных структур КРТ мощными импульсами ИК-излучения CO₂-лазера, твердотельного неодимового лазера и химического фтор-дейтериевого лазера. Описание методик экспериментов по лазерному облучению будет дано в главе 6.

2.2. Гальваномагнитные методы

2.2.1. Метод дифференциального эффекта Холла

Исследования параметров n -слоев на p -КРТ, полученных в результате ионной имплантации, плазменной обработки, ионно-лучевого травления и отжига под анодным окислом, проводились методом дифференциальных холловских измерений. Известно [131], что определение исходных параметров основных носителей у некоторых кристаллов p -КРТ методом эффекта Холла неоднозначно ввиду наличия у них знакопеременной зависимости постоянной Холла $R_H(B)$, связанной с большим различием подвижностей электронов и дырок $b = \mu_n / \mu_p \gg 1$ [15]. Знакопеременность $R_H(B)$ в образцах КРТ может быть обусловлена рядом причин ([200, 201, 278–280]): (1) возникновением конвертированного поверхностного слоя; (2) присутствием включений, либо каналов с n -типом проводимости в матрице p -типа; (3) сильной неоднородностью состава; (4) смешанной проводимостью в объеме с участием в ней наряду с дырками зонных электронов.

Учитывая данную особенность кристаллов p -КРТ, на основе двухзонной модели был разработан метод определения подвижности и концентрации зонных электронов безотносительно того обладает зависимость $R_H(B)$ знакопеременным, либо знакоположительным характером, что позволяет находить собственную концентрацию и, следовательно, состав x , который хорошо согласуется с величиной состава, определяемой по спектрам оптического пропускания. Данный метод позволил отбирать для исследований однородные по свойствам объема и поверхности кри-

сталлы и гетероэпитаксиальные слои, поскольку "аномалии" зависимости $R_H(B)$, связанные с другими каналами электронной проводимости, им сразу выявлялись. Наряду с этим на основе трехзонной модели разработан способ определения концентрации и подвижности электронов, легких и тяжелых дырок в области смешанной проводимости, не требующий применения методов подгонки для вычисления параметров трех сортов носителей из экспериментальных зависимостей кинетических коэффициентов от магнитного поля. Данные методы описываются в разделе 2.2.2.

Исследование формирующихся n -слоев проводилось только на таких исходных образцах p -КРТ, для которых заведомо выполнялось условие $R_H(B) > 0$, чтобы избежать неоднозначной интерпретации наличия отрицательного значения R_H в области малых магнитных полей $B < 1$ кГс, которое могло быть связано как с наличием конвертированных n -слоев, так и с влиянием смешанной проводимости в объеме, а также неоднородностями материала по объему и по площади. Поэтому для исследования $p \rightarrow n$ конверсии, по разработанному методу отбирались заведомо однородные по своим электрофизическим параметрам исходные образцы p -КРТ. Следует особо подчеркнуть данный выбор исходных образцов, поскольку в рассмотренной литературе по ионной имплантации p -КРТ это условие никак не выделялось (см. раздел 1.1.3), а оно оказалось одним из наиболее важных факторов при исследовании n -слоев методом дифференциальных холловских измерений.

Для холловских измерений использовался специально разработанный держатель образцов с прижимными контактами из бериллиевой бронзы, что исключало процедуру пайки контактов к образцам индием, вносящую искажения в процесс травления. Контактное соединение к поверхности образца осуществлялась путем прижимания четырех столбиков из облуженной индием медной проволоки диаметром 0,8 мм, припаянной с одного конца к пружине из бериллиевой бронзы. Давление контактов было подобрано таким образом, чтобы они не разрушали образец и не отходили от него в жидком азоте. Как показали испытания, при многократном термоциклировании до 50 раз при охлаждении образца КРТ с прижимными контактами в жидком азоте и отогревании его до комнатной температуры он не испытывал никаких механических повреждений. Через образец пропускался стабилизированный ток 1 или 10 мА. Измерения проводились при двух направлениях магнитного поля и тока. Величина индукции магнитного поля при работе с n -слоем выбиралась $B = 0,09\text{--}1,0$ кГс из области линейной зависимости э.д.с. Холла от B (обоснование дано в разделе 1.1.3). Проводимость образца с n -слоем и без него измерялась в отсутствие магнитного поля. Определение параметров n -слоя после каждого травления поверхности проводилось при одном и том же расположении контактов.

Удаление тонких слоев КРТ осуществлялось групповым химико-динамическим травлением одновременно всей серии исследуемых образцов в 0,05–1 % растворе брома в диметилформамиде с последующей промывкой в чистом диметилформамиде. Данный травитель обладает

хорошей стойкостью, что позволяло использовать его в течение всего довольно длительного цикла измерений без снижения скорости каждого шага травления n -слоя, который контролировался по времени. Определение глубины травления осуществлялось в процессе послойного травления на спутниковом образце по высоте ступеньки (половина спутникового образца маскировалась), которая измерялась либо на интерферометре МИИ-4, либо на профилометре “Dektak-8” (Япония) по окончании травления. Ошибка измерений глубины ступеньки не превышала 5 % (при глубине < 3 мкм). Снятие больших слоев (10–100 мкм) контролировалось микрометром с 10 % точностью. Величина скорости травления варьировалась в пределах 0,002–0,05 мкм/с в зависимости от концентрации брома в диметилформамиде. Образцы наклеивались резиновым клеем (он не растворяется в диметилформамиде) на групповую фторопластовую кассету и помещались в наклонный вращающийся с постоянной скоростью стакан с травителем. По окончании травления кассета с образцами промывалась в чистом диметилформамиде.

Для исходного образца p -КРТ с n -слоем и после каждого шага травления определялись значения слоевого коэффициента Холла (R_s) и слоевой (поверхностной) проводимости (σ_s) по методу Ван-дер-Пау [411, с. 86, 87]. За глубину n -слоя (n - p перехода) принималась суммарная толщина удаленного материала перед последним шагом травления, когда э.д.с. Холла меняла знак с отрицательного на положительный при малых величинах магнитного поля $B < 0,1$ кГс. Как уже отмечалось в разделе 1.1.3, при определении параметров n -слоя на p -КРТ необходимо учитывать шунтирующее влияние подложки, так как сопротивления n - p перехода недостаточно для изоляции слоев. При исследовании параметров конвертированного слоя методом Ван дер Пау как при установке контактов на поверхность с n -слоем, так и при пайке к торцам подложки не было обнаружено никакого различия в результатах измерений, что позволяло нам пренебречь сопротивлением n - p перехода. Отсутствие выпрямляющего n - p перехода на большой площади (5×5 мм) образца проверялось также прямым способом путем изготовления контактов к p -подложке и n -слою, и измерению вольтамперной характеристики, которая была омической.

Расчет слоевого коэффициента Холла для n -слоя (R_{sn}) с учетом наличия проводящей подложки [195–197] выполнялся по следующей формуле:

$$R_{sn} = \frac{R_s \sigma_s^2 - R_{sp} \sigma_{sp}^2}{(\sigma_s - \sigma_{sp})^2}, \quad (2.1)$$

где R_{sp} и σ_{sp} слоевые коэффициент Холла и проводимость соответственно для подложки p -типа. Величина поверхностной проводимости n -слоя $\sigma_{sn} = \sigma_s - \sigma_{sp}$ уменьшается при травлении.

Определение слоевой концентрации электронов и их эффективной подвижности проводилось по формулам

$$N_s = \frac{1}{eR_{sn}}, \quad \mu_{n \text{ эфф.}} = R_{sn} \sigma_{sn}. \quad (2.2)$$

На основе экспериментальных значений N_s для каждого шага травления находилось распределение слоевой концентрации электронов по глубине n -слоя. Определение объемной концентрации (n) и подвижности электронов (μ_n) в стравленном слое осуществлялось по формулам, приведенным в монографии [31, с. 217]. Расчет объемной концентрации электронов проводился дифференцированием сглаженных зависимостей $N_s(z)$. Толщина стравливаемого в каждом шаге слоя составляла 0,025–10 мкм и выбиралась таким образом, чтобы изменение поверхностной проводимости превышало 10 % от предыдущего значения для исключения возможной ошибки определения величин $\Delta\sigma_s$ и ΔR_s , которая по оценке при многократном (до 10 раз) измерении на одном и том же образце для разного расположения контактов была меньше 10 %. За эталон брались величины σ_s и R_s , полученные для данного образца классическим методом измерения эффекта Холла при соотношении сторон холловской структуры для длины (l) и ширины (a) $l/a \geq 10$, что исключает влияние геометрии образца на измеряемые параметры [412].

2.2.2. Метод определения параметров электронов, легких и тяжелых дырок в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Определение параметров основных и неосновных носителей заряда необходимо для исследования фотоэлектрических параметров $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа, в первую очередь, диффузионной длины электронов [413–415], которая определяет эффективную площадь сбора генерированных светом носителей в матричных фотоприемниках на основе ГЭС КРТ МЛЭ с малым размером пикселя ([189, 309]). Существующий бесконтактный метод измерения подвижности электронов в p -КРТ по магнитолевой зависимости коэффициента отражения (Γ) СВЧ-излучения ($f = 36$ ГГц) при модуляции магнитным полем на частоте 1 кГц ($d|\Gamma|/dB$) и фотовозбуждении модулированным светом [416–418] решает задачу только частичной характеристики материала – определение подвижности электронов из выражения

$$\mu_n = \frac{1}{\sqrt{3} B_{\max}}, \quad (2.3)$$

где $B_{\max}$ – значение индукции магнитного поля в максимуме полевой зависимости производной $d|\Gamma|/dB$, однако концентрация электронов остается неизвестной. Поэтому актуальной остается проблема определения параметров всех трех типов носителей заряда в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа – элек-

тронов, легких и тяжелых дырок непосредственно из холловских измерений без фотовозбуждения, которое применяется как фотоэлектромагнитных методах ([414–415]), так и СВЧ-методе ([416–418]).

Как было отмечено в разделе 1.1.4, однородность образцов p -КРТ по своим электрофизическим параметрам играет ключевую роль в определении наличия конвертированного n -слоя на поверхности образца и измерении его параметров. Присутствие локальных неоднородностей в исходных образцах приводит к “аномалиям” в зависимости $R_H(B)$ и проводимости от индукции магнитного поля $\sigma(B)$ (магнитосопротивления) [419–421]. В случае полностью однородного образца зависимость постоянной Холла от поля и магнитосопротивление определяются в p -КРТ только зонными электронами, легкими и тяжелыми дырками, что позволяет по вычисленной собственной проводимости n_i определить состав x и сравнить его с величиной состава, полученной из оптических измерений, которые должны совпадать. Для неоднородного образца величины состава, полученные из собственной концентрации и оптических измерений сильно различаются.

Сложность однозначного определения параметров всех трех сортов носителей заряда – электронов, легких и тяжелых дырок из холловских измерений обусловлена тем, что в области смешанной проводимости для узкозонных полупроводников A_3B_5 [412] и A_2B_6 , [422] характерна сильная зависимость кинетических коэффициентов от индукции магнитного поля из-за большой величины отношения подвижностей электронов и тяжелых дырок, так как их эффективные массы сильно различаются (более, чем в сто раз). Согласно [423] в КРТ с $x = 0,20$ эффективная масса электронов $m_e^* = 0,006m_0$ и тяжелых дырок $m_{HH}^* = 0,78m_0$ (m_0 – масса свободного электрона).

Знакопеременная зависимость $R_H(B)$ в области смешанной проводимости используется в некоторых методах определения концентрации и подвижности основных и неосновных носителей в p -КРТ из двухзонной модели для гальваномагнитных коэффициентов [424–429]. В работе [425] такая зависимость $R_H(B)$ использовалась для определения концентрации и подвижности электронов и дырок при температуре $T = 77$ К только для образцов p -КРТ составов $0,18 \leq x \leq 0,186$ и при температуре $T \geq 100$ К – для образцов с составом $x = 0,216$. Причем применялся метод подгонки теоретической зависимости $R_H(B)$ для случая смешанной проводимости и экспериментальной кривой. Аналогичная процедура подгонки применялась в работе [428] для определения подвижности электронов в p - $Hg_{1-x}Cd_xTe$ состава $x \approx 0,2$ и при температуре $T = 100–300$ К. В ней теоретическая зависимость $R_H(B)$ и проводимость σ при $B = 0$ описывались выражениями:

$$eR_H = \frac{p - b^2n + B^2b^2\mu_p^2(p - n)}{(p + bn)^2 + B^2b^2\mu_p^2(p - n)^2}, \quad b = \frac{\mu_n}{\mu_p}, \quad \sigma = e\mu_p(p + nb). \quad (2.4)$$

Однако определение n и μ_n по знакопеременной зависимости $R_H(B)$ дает удовлетворительные результаты только при довольно высокой концентрации электронов ($n \geq 10^{13} \text{ см}^{-3}$), т. е. в

узкой области составов некомпенсированных полупроводников (для $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ $0,18 \leq x \leq 0,19$). В случае $n < 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (для $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ это соответствует $x > 0,19$) оценка n и μ_n становится очень грубой, поскольку вкладом дырочной проводимости в зависимость $R_H(B)$ в области слабых магнитных полей пренебрегать уже нельзя. Оценка параметров материала на основе температурной зависимости $R_H(T)$ [429] требует некоторых существенных ограничений модели, в частности, надо предполагать, что отношение подвижностей $b = \mu_n / \mu_p$ не зависит от T .

Определение параметров трех типов носителей заряда электронов, легких и тяжелых дырок требует привлечения более сложной трехзонной модели [425, 430–439]. При этом задача решается двумя способами. В первом [425, 430, 434, 436, 438, 439] – проводится математическая подгонка экспериментальной и теоретической магнитополевых зависимостей коэффициента Холла а также проводимости при $B = 0$ по шести параметрам – концентрациям n , p_l , p_h и подвижностям μ_n , μ_l , μ_h электронов, легких и тяжелых дырок соответственно. Очевидно, что время подгонки и ее сходимость сильно зависят от выбора начальных значений параметров, который в данном случае носит произвольный характер. Во втором способе [431, 435] совместно используются магнитополевые зависимости удельного сопротивления (ρ) и постоянной Холла. Параметры трех сортов носителей заряда вычисляются из сильно упрощенной системы уравнений, что приводит к неоднозначности в выборе физически существующего решения. При определении параметров носителей на основе измерения компонент тензора проводимости $\sigma_{xx}(B)$, $\sigma_{xy}(B)$ также применяется метод подгонки [432, 433, 437].

В данной главе описывается способ определения параметров электронов, легких и тяжелых дырок в p -КРТ, не требующий использования методов подгонки, в основе которого, как и в [431], лежит решение системы уравнений для магнитополевых зависимостей постоянной Холла и проводимости. Наряду с этим получены выражения для нахождения параметров электронов и легких дырок, основанных на измерении дифференциального магнитосопротивления.

В трехзонной модели с учетом парциальной проводимости σ_n , σ_l , σ_h электронов, легких и тяжелых дырок соответственно согласно [440, с. 318] магнитополевые зависимости проводимости $\sigma(B)$ и постоянной Холла $R_H(B)$ имеют вид:

$$\sigma(B) = \frac{(a^2 + B^2 c^2)}{a}, \quad R_H(B) = \frac{c}{(a^2 + B^2 c^2)}, \quad (2.5)$$

$$\text{где } a = \frac{\sum \sigma_i}{(1 + \mu_i^2 B^2)}; \quad c = \frac{\sum s_i \sigma_i \mu_i}{(1 + \mu_i^2 B^2)}; \quad i = h, l, n; \quad s_h, s_l = +1, s_n = -1.$$

В области магнитных полей $B = 0\text{--}50 \text{ кГс}$ для тяжелых дырок выполняется условие

$$\mu_h^2 B^2 \ll 1. \quad (2.6)$$

Из зависимостей (2.5) с учетом (2.6) для подвижностей μ_n , μ_l , μ_h получим уравнения

$$\sigma_0 \mu_n^5 + x_1 \mu_n^4 - x_3 \mu_n^3 - x_2 \mu_n^2 + x_4 \mu_n + x_5 = 0, \quad (2.7)$$

$$\sigma_0 \mu_l^5 + x_1 \mu_l^4 - x_3 \mu_l^3 + x_2 \mu_l^2 + x_4 \mu_l - x_5 = 0, \quad (2.8)$$

$$x_4 \mu_h - x_5 = 0, \quad (2.9)$$

где коэффициенты x_1, x_2, x_3, x_4, x_5 являются корнями системы пяти линейных уравнений

$$x_1 + B_j^2 x_2 - \alpha_j B_j^2 x_3 - \alpha_j B_j^4 x_4 + B_j^2 x_5 = \sigma_0 \alpha_j, \quad (2.10)$$

$$\alpha_j = R_H(B_j) \sigma(B_j), \quad j = 1, 2, \dots, 5,$$

$$\sigma_0 = \sigma_n + \sigma_l + \sigma_h = e(n\mu_n + p_l \mu_l + p_h \mu_h). \quad (2.11)$$

Система (2.10), в которую подставляются экспериментальные значения проводимости σ_0 при $B = 0$ и по пять значений $R_H(B_j)$ и $\sigma(B_j)$ для пяти разных величин индукции магнитного поля, решается любым известным способом, например, методом Гаусса [441]. Отметим, что зависимость $R_H(B)$ может и не быть знакопеременной, как это требуется в методах [424–427].

Подвижности электронов и легких дырок находятся из полиномов пятой степени (2.7) и (2.8) после отделения положительных корней по методу Горнера и последующим уточнением с любой заданной точностью методом половинного деления ([441]). Уравнение (2.7) имеет два положительных корня, а уравнение (2.8) – три (теорема Декарта). Единственными положительными корнями, которые имеют физический смысл (удовлетворяют условию $\mu_h < \mu_l < \mu_n$, и исходным зависимостям $\sigma(B)$ и $R_H(B)$ при обратной подстановке), являются максимальный корень уравнения (2.7) и средний по величине – из (2.8). Проводимость (а затем концентрация согласно (2.11)) каждого сорта носителей окончательно определяется из соотношений

$$\sigma_h = \frac{x_4}{\mu_n^2 \mu_l^2}, \quad \sigma_n = \frac{x_2 - x_1 \mu_n^2 - x_5 \mu_n^{-2}}{\mu_n (\mu_n^2 - \mu_l^2)}, \quad \sigma_l = \sigma_0 - \sigma_h - \sigma_n. \quad (2.12)$$

В области температур, при которых происходит вымораживание электронов зоны проводимости, для определения параметров легких и тяжелых дырок требуется измерить σ_0 и по три значения $\sigma(B_j)$ и $R_H(B_j)$. Эти данные подставляются в следующие уравнения:

$$x_1 + B_j^2 x_2 - \alpha_j B_j^2 x_3 = \sigma_0 \alpha_j, \quad j = 1, 2, 3; \quad (2.13)$$

$$\sigma_0 \mu_l^3 - x_1 \mu_l^2 - x_3 \mu_l + x_2 = 0, \quad x_3 \mu_h - x_2 = 0, \quad (2.14)$$

решив которые аналогично (2.7)–(2.10) окончательно имеем концентрации p_h и p_l из

$$\sigma_h = x_3 \mu_l^{-2}, \quad \sigma_l = \sigma_0 - \sigma_h. \quad (2.15)$$

В области смешанной проводимости некомпенсированного узкозонного полупроводника p -типа, в котором выполняются условия $b = \mu_n / \mu_p \gg 1$ и $N_D / N_A \ll 1$, если не учитывать наличие легких дырок, задача определения концентрации и подвижности неосновных носителей – электронов и основных носителей – дырок решается измерением σ_0 и двух значений $\sigma(B_j)$ и $R_H(B_j)$, как это показано на рисунке 2.3, где приведен качественный вид экспериментальных зависимостей $\sigma(B)$ и $R_H(B)$ для КРТ p -типа, у которого в области слабых магнитных полей ($B \leq 1$ кГс) для электронов выполняется условие сильного, а для дырок – слабого поля [198]:

$$\mu_p^2 B^2 \ll \mu_n^2 B^2 \sim 1. \quad (2.16)$$

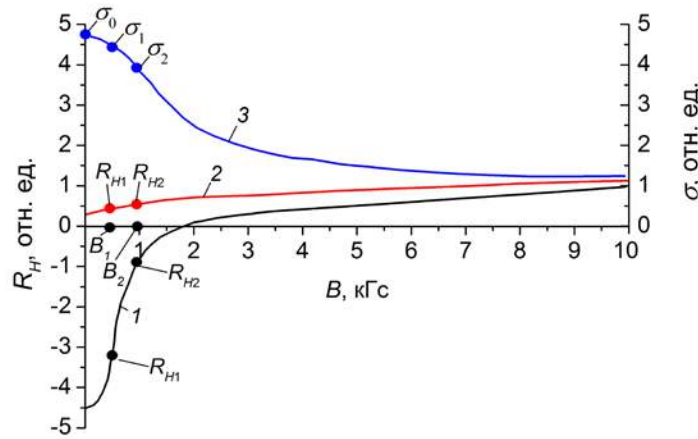


Рисунок 2.3 – Качественный вид экспериментальных зависимостей постоянной Холла R_H (1, 2) и проводимости σ (3) от индукции магнитного поля для p -КРТ.

Тогда из (2.5) получим систему уравнений

$$\left[\sigma_p^2 - \sigma_p \sigma(B) \right] \mu_n^2 B^2 + \sigma_0 \Delta \sigma(B) = 0, \quad (2.17)$$

$$\frac{R_H(B) \sigma(B)}{\Delta \sigma(B)} = \frac{1}{\mu_n^2 B^2} \left(\frac{\mu_p}{\sigma_n} - \frac{\mu_n}{\sigma_p} \right) + \frac{\mu_p}{\sigma_n}, \quad (2.18)$$

где $\sigma_0 = \sigma_n + \sigma_p$ – проводимость кристалла вне магнитного поля; $\Delta \sigma(B) = \sigma_0 - \sigma(B)$ – изменение проводимости в магнитном поле, которое имеет вид

$$\Delta \sigma(B) = \frac{\sigma_n \sigma_p \mu_n^2 B^2}{\sigma_0 + \sigma_p \mu_n^2 B^2}. \quad (2.19)$$

Решение системы уравнений (2.17), (2.18) относительно $\sigma_p, \sigma_n, \mu_p, \mu_n$ можно получить если брать параметры $R_H(B)$, $\sigma(B)$ и $\Delta \sigma(B)$ при двух значения B ($B_1 < B_2$, см. рисунок 2.3) в области

слабых полей:

$$\sigma_p = \frac{\sigma_2 \Delta \sigma_1 B_2^2 - \sigma_1 \Delta \sigma_2 B_1^2}{\Delta \sigma_1 B_2^2 - \Delta \sigma_2 B_1^2}, \quad (2.20)$$

$$\sigma_n = \sigma_0 - \sigma_p, \quad (2.21)$$

$$\mu_p = \frac{R_{H2} \sigma_2 \Delta \sigma_1 B_2^2 - R_{H1} \sigma_1 \Delta \sigma_2 B_1^2}{\Delta \sigma_1 \Delta \sigma_2 (B_2^2 - B_1^2)} \sigma_n, \quad (2.22)$$

$$\mu_n = -\frac{a}{2} + \sqrt{\frac{a^2}{4} + \frac{a \mu_p \sigma_p}{\sigma_n}}, \quad (2.23)$$

где

$$a = \frac{\Delta \sigma_1 \Delta \sigma_2 (B_2^2 - B_1^2)}{\sigma_p (R_{H1} \sigma_1 \Delta \sigma_2 - R_{H2} \sigma_2 \Delta \sigma_1) B_1^2 B_2^2}. \quad (2.24)$$

Концентрация электронов и дырок находятся по известным соотношениям $n = \sigma_n / (e \mu_n)$, $p = \sigma_p / (e \mu_p)$.

Для проверки справедливости соотношений (2.20)–(2.24) мы провели определение концентрации и подвижности электронов в объемных кристаллах $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ состава $0,195 \leq x \leq 0,220$ при $T = 77$ К. Результаты приведены в таблице 2.1.

Параметр $x_{\text{проп}}$ определялся по спектрам пропускания при комнатной температуре на основе зависимости $E_g(x, T)$ [442]. Зависимости $R_H(B)$ и $\sigma(B)$ исследовались методом Ван-дер-Пау в переменном магнитном поле $0 \leq B \leq 10$ кГс. Для расчетов величин $\sigma_p, \sigma_n, \mu_p, \mu_n$ использовались значения $R_H(B)$, $\sigma(B)$ для слабых магнитных полей: $B_1 = 0,6$ кГс и $B_2 = 1,0$ кГс, где наблюдаются наибольшие изменения постоянной Холла и проводимости, как показано на рисунке 2.3.

Параметр $x(n_i)$ определялся по зависимости $n_i(x, T, E_g)$ [443], где ширина запрещенной зоны $E_g(x, T)$ рассчитывалась по формуле, приведенной в [442]. Как видно из таблицы 2.1, величины $x(n_i)$ находятся в хорошем согласии со значениями $x_{\text{проп}}$, что, на наш взгляд, свидетельствует о высокой однородности образцов. Интересно отметить, что для $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($p \leq 10^{16} \text{ см}^{-3}$) знакопеременный вид зависимости $R_H(B)$ характерен для образцов с $x \leq 0,210$ и подвижностью электронов $\mu_n > 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Полученные значения подвижности электронов находятся в хорошем согласии с данными для μ_n в $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ [15, 422, 429] и $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ [425].

В таблице 2.2 приведены концентрация и подвижность электронов, легких и тяжелых дырок в зависимости от температуры, измеренные в объемном $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ различного состава $x = 0,200, 0,205, 0,210, 0,220$ по методу, описанному для трехзонной модели согласно выражениям (2.7–2.12) в области смешанной проводимости, и в области вымораживания электронов согласно

(2.13–2.15) при $B_j \leq 10$ кГс. Состав x определялся по спектрам оптического пропускания.

Таблица 2.1

Экспериментальные значения концентраций и подвижностей носителей заряда в объемных кристаллах $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при $T = 77$ К

№ образца	$x_{\text{проп}} \pm \pm 0,001$	Вид* $R_H(B)$	$p, \text{см}^{-3}$	$\mu_p, \text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	$n, \text{см}^{-3}$	$\mu_n, \text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	$x(n_i) \pm \pm 0,001$	$b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$
1	0,195	1	$6,6 \cdot 10^{15}$	460	$8,0 \cdot 10^{12}$	$1,5 \cdot 10^5$	0,193	326
2	0,196	1	$3,6 \cdot 10^{15}$	730	$7,6 \cdot 10^{12}$	$1,6 \cdot 10^5$	0,196	226
3	0,199	1	$4,4 \cdot 10^{15}$	900	$2,1 \cdot 10^{12}$	$1,3 \cdot 10^5$	0,201	144
4	0,200	2	$1,8 \cdot 10^{16}$	550	$6,5 \cdot 10^{11}$	$7,3 \cdot 10^4$	0,200	133
5	0,200	1	$5,4 \cdot 10^{15}$	910	$1,8 \cdot 10^{12}$	$1,4 \cdot 10^5$	0,201	154
6	0,206	2	$1,9 \cdot 10^{16}$	270	$4,1 \cdot 10^{11}$	$5,4 \cdot 10^4$	0,202	200
7	0,207	1	$7,4 \cdot 10^{15}$	830	$2,0 \cdot 10^{11}$	$4,4 \cdot 10^5$	0,210	530
8	0,208	1	$3,5 \cdot 10^{16}$	750	$1,0 \cdot 10^{12}$	$2,0 \cdot 10^5$	0,206	267
9	0,213	2	$8,2 \cdot 10^{15}$	820	$3,1 \cdot 10^{11}$	$6,4 \cdot 10^4$	0,207	78
10	0,218	2	$5,4 \cdot 10^{15}$	690	$1,0 \cdot 10^{11}$	$1,2 \cdot 10^5$	0,215	474
11	0,220	2	$6,9 \cdot 10^{15}$	780	$5,1 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^5$	0,217	141

Примечание.* Цифры 1 и 2 указывают на виды кривых для $R_H(B)$, представленных на рисунке 2.3.

Измерения постоянной Холла и магнитосопротивления проводились методом классического эффекта Холла в интервале магнитных полей $B = 0 - 50$ кГс на образцах размером $10 \times 1 \times 0,7$ мм в области температур $T = 20 - 125$ К.

На рисунке 2.4 приведена температурная зависимость собственной концентрации $n_i = \sqrt{np_h}$ в объемном $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ различного состава $x = 0,200, 0,210, 0,22$, рассчитанной как по данным таблицы 2.2 (кривые 1 а, 2 а, 3 а), так и по соотношениям (2.20)–(2.24) для двухзонной модели (кривые 1 б, 2 б, 3 б). Здесь же для сравнения приведена расчетная зависимость $n_i(T)$ согласно [442, 443] (кривые 1 с, 2 с, 3 с).

Из рисунка 2.4 видно, что зависимость $n_i(T)$, полученная из двухзонной модели лежит несколько ниже, чем зависимость $n_i(T)$ из трехзонной модели, поскольку последняя учитывает наличие легких дырок и более точно позволяет определить подвижность тяжелых дырок и их концентрацию, тогда как в двухзонной модели измеряется некоторая эффективная подвижность легких и тяжелых дырок, которая несколько выше “истинной” подвижности тяжелых дырок, как это можно видеть из данных, приведенных в таблицах 2.1 и 2.2, поэтому несколько ниже получается величина концентрации дырок и, следовательно, собственная концентрация.

Таблица 2.2

Экспериментальные значения концентраций и подвижностей электронов, легких и тяжелых дырок в объемных кристаллах $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при различных температурах

Параметр	x	$T, \text{ K}$								
		125	110	100	90	77	60	45	30	20
$p_h \cdot 10^{-16},$ см^{-3}	0,200	—	4,2	—	2,5	2,0	1,5	0,92	0,28	0,073
	0,205	5,6	—	2,2	1,8	1,4	1,2	0,62	3,3	0,14
	0,210	2,2	1,5	1,2	1,1	1,1	0,91	0,67	0,32	0,092
	0,220	2,3	1,7	1,4	1,3	0,90	0,86	0,85	—	—
$\mu_h \cdot 10^{-2},$ $\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	0,200	—	1,8	—	2,9	3,6	4,4	5,5	6,7	6,2
	0,205	1,2	—	2,2	2,7	3,3	3,8	4,3	3,6	2,1
	0,210	1,5	2,3	2,8	3,2	3,4	4,2	4,5	3,5	2,5
	0,220	1,5	1,9	2,1	2,3	3,4	3,3	2,1	—	—
$p_l \cdot 10^{-12},$ см^{-3}	0,200	—	14	—	8,0	5,5	4,3	1,5	0,32	0,096
	0,205	52	—	23	19	11	5,7	1,1	0,38	0,067
	0,210	19	14	9,0	8,9	4,9	1,2	0,94	0,20	0,042
	0,220	14	10	6,5	5,1	2,8	1,7	0,69	—	—
$\mu_l \cdot 10^{-4},$ $\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	0,200	—	0,99	—	1,3	1,7	2,3	4,3	7,0	6,6
	0,205	0,47	—	0,65	0,74	1,2	1,9	4,7	6,4	8,0
	0,210	0,46	0,60	0,91	1,0	1,6	2,9	3,8	5,4	5,0
	0,220	0,64	0,74	0,95	1,1	1,4	2,1	3,5	—	—
$n \cdot 10^{-12},$ см^{-3}	0,200	—	22	—	3,7	0,74	0,015	—	—	—
	0,205	73	—	7,4	2,9	0,40	—	—	—	—
	0,210	35	11	3,9	0,98	0,12	—	—	—	—
	0,220	14	3,6	1,1	0,39	0,036	—	—	—	—
$\mu_n \cdot 10^{-5},$ $\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	0,200	—	0,66	—	0,85	1,1	1,4	—	—	—
	0,205	0,59	—	0,97	1,0	1,5	—	—	—	—
	0,210	0,45	0,59	0,66	0,84	1,1	—	—	—	—
	0,220	0,46	0,57	0,65	0,74	1,1	—	—	—	—
$(\mu_n/\mu_h) \cdot 10^{-2}$	0,200	—	3,6	—	3,0	3,1	3,2	—	—	—
	0,205	4,9	—	4,4	3,8	4,5	—	—	—	—
	0,210	3,0	2,6	2,4	2,6	3,2	—	—	—	—
	0,220	3,1	3,0	3,1	3,2	3,2	—	—	—	—

Данные таблицы 2.2 для отношения подвижностей электронов и тяжелых дырок μ_n/μ_h практически не зависит от температуры, что соответствует предположению, высказанному в работе

[429]. Подтверждается также, что и в области азотных температур величина $b = \mu_n/\mu_h$ не соответствует представлению о доминирующей роли рассеяния на заряженных центрах, поскольку, как хорошо видно из таблицы 2.2, для соотношения подвижностей и эффективных масс электронов и тяжелых дырок имеет место неравенство $b \gg \sqrt{m_h^*/m_n^*} \approx 10$, которое ранее было установлено

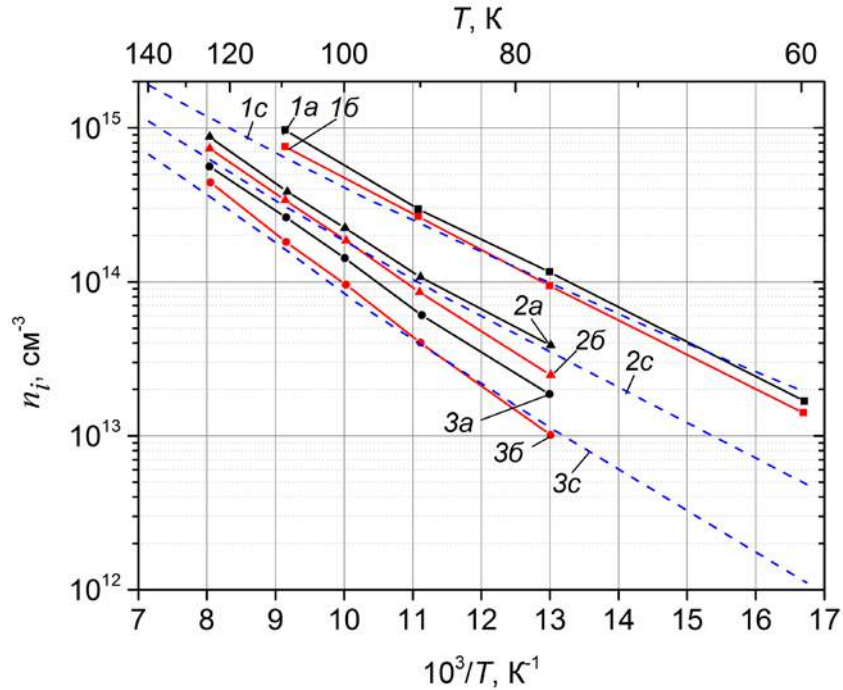


Рисунок 2.4 – Температурная зависимость собственной концентрации n_i в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ различного состава x : 1, а, б, с – 0,200; 2, а, б, с – 0,210; 3, а, б, с – 0,220. Кривые: 1 а, 2 а, 3 а – трехзонная модель; 1 б, 2 б, 3 б – двухзонная модель; 1 с, 2 с, 3 с – расчет согласно [442, 443].

для области гелиевых температур в бесщелевом КРТ [198, 199].

Как показали модельные расчеты, относительная ошибка самих вычислений подвижностей и концентраций носителей заряда из соотношений (2.7–2.12), связанная с использованием ограничивающего условия (2.6), составляет сотые доли процента.

2.2.3. Методы дифференциального магнитосопротивления и “спектра подвижности”

В некомпенсированном узкозонном полупроводнике A_2B_6 p -типа коэффициент поперечного магнитосопротивления

$$\beta(B) = \frac{\sigma_0 - \sigma(B)}{\sigma(B)} = \frac{\Delta\sigma(B)}{\sigma(B)} \quad (2.25)$$

и зависимость $R_H(B)$ с ростом магнитного поля стремятся к насыщению при некотором значении

$B = B_{\text{нас}}$, как это видно из рисунка 2.5, на котором представлены экспериментальные зависимости $R_H(B)$ и $\beta(B)$ для образца в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с $x = 0,210$ при $T = 77$ К с параметрами, приведенными в таблице 2.2.

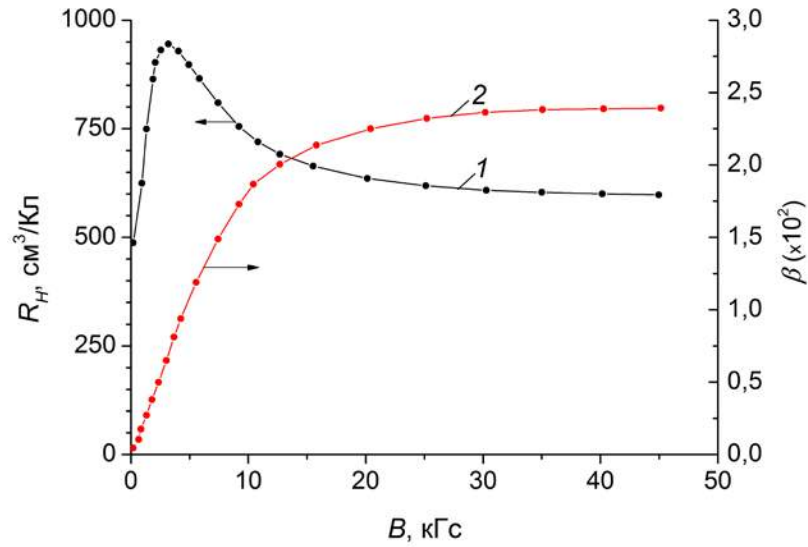


Рисунок 2.5 – Зависимость коэффициента Холла от индукции магнитного поля (1) и магнитосопротивление (2) для образца в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с $x = 0,210$ при $T = 77$ К с параметрами, приведенными в таблице 2.2.

Легко показать, что выполняются следующие соотношения для изменения проводимости и магнитосопротивления при насыщении:

$$\Delta\sigma(B_{\text{нас}}) = \sigma_n + \sigma_l = \sigma_h\beta(B_{\text{нас}}), \quad \sigma(B_{\text{нас}}) = \sigma_h, \quad (2.26)$$

то есть магнитосопротивление узкозонного полупроводника p -типа обусловлено только электронами и легкими дырками. Отметим, что величина B всюду удовлетворяет условию (2.6), а магнитное “вымораживание” тяжелых дырок наблюдается при $B \gg B_{\text{нас}}$ [425]. С учетом (2.26) параметры тяжелых дырок находятся из следующих соотношений:

$$\mu_h = \frac{R_H(B_{\text{нас}})\sigma_0}{1 + \beta(B_{\text{нас}})}, \quad p_h = \frac{\sigma(B_{\text{нас}})}{e\mu_h}. \quad (2.27)$$

Из рисунка 2.5 видно, что насыщение зависимостей $R_H(B)$ и $\beta(B)$ практически наступает при $B_{\text{нас}} = 40$ кГс и для определения параметров тяжелых дырок можно пользоваться соотношениями (2.27). Таким образом, величина подвижности μ_h завышается в $1 + \beta(B_{\text{нас}})$ раз, если при ее определении не учитывать магнитосопротивление в насыщении.

Концентрацию и подвижность электронов и легких дырок можно определять, дополнительно измеряя дифференциальное магнитосопротивление $d\beta(B)/dB$, которое описывается следующим выражением:

$$\begin{aligned}
\frac{d\beta(B)}{dB} &= \frac{2B[(a_3 + 2a_4B^2)\sigma_0^2 + (a_4a_1 - a_3a_2)B^4]}{(\sigma_0^2 + a_1B^2 + a_2B^4)^2}, \\
a_1 &= (\sigma_0 - \sigma_n)^2\mu_n^2 + (\sigma_0 - \sigma_l)^2\mu_l^2, \\
a_2 &= (\sigma_h\mu_n\mu_l)^2, \\
a_3 &= \sigma_n(\sigma_0 - \sigma_n)\mu_n^2 + \sigma_l(\sigma_0 - \sigma_l)\mu_l^2, \\
a_4 &= \sigma_h(\sigma_n + \sigma_l)\mu_n^2\mu_l^2.
\end{aligned} \tag{2.28}$$

Зависимость $d\beta(B)/dB$ имеет два максимума. Первый из них при $B = B_1$ обусловлен электронами, а второй при $B = B_2$ – легкими дырками. Величина магнитосопротивления (2.25) имеет при B_1 и B_2 значения β_1 и β_2 соответственно. Параметры μ_n, μ_l, σ_n и σ_l вычисляются из простых соотношений:

$$\begin{aligned}
\mu_l &= \frac{1}{B_2\sqrt{3}}, \quad \mu_n = \frac{1}{B_1\sqrt{3}} + \mu_l; \\
\sigma_n &= \frac{x_1y_2 - x_2y_1}{z_1y_2 - z_2y_1}, \quad \sigma_l = \frac{x_1z_2 - x_2z_1}{z_2y_1 - z_1y_2}, \\
x_i &= \sigma_0\beta_i[1 + (\mu_n^2 + \mu_l^2)B_i^2 + (\mu_n\mu_lB_i^2)^2], \\
y_i &= (1 + 2\beta_i + \mu_n^2B_i^2)\mu_l^2B_i^2, \\
z_i &= (1 + 2\beta_i + \mu_l^2B_i^2)\mu_n^2B_i^2, \quad i = 1, 2.
\end{aligned} \tag{2.30}$$

Если же на производной наблюдается только один пик, вызванный либо электронами ($j=n$), либо легкими дырками ($j=l$), то концентрация носителей может быть получена из следующего соотношения (при $\beta_j = \beta(B_j)$):

$$n_j = \frac{1}{e \cdot \mu_j} \cdot \frac{\beta\sigma_j(1 + \mu_j^2B_j^2)}{(1 + 2\beta_j)\mu_j^2B_j^2}, \quad j = n, l. \tag{2.31}$$

При применении этой методики для уточнения положения максимума на первой производной необходимо измерять вторую производную: $\frac{d^2\beta}{dB^2}$.

Отметим, что формула (2.29) для μ_n имеет вид, аналогичный выражению (2.3) для определения подвижности электронов методом СВЧ-отражения, но с поправкой на подвижность легких дырок. Рассчитанное согласно (2.28) дифференциальное магнитосопротивление для образца $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с $x = 0,210$ при $T = 77$ К приведено на рисунке 2.6.

Из рисунка 2.6 видно, что с помощью методики дифференциального магнитосопротивления возможно определение параметров электронов и легких дырок из соотношений (2.29)–(2.30) при экспериментальном наблюдении обоих максимумов.

Параметры тяжелых дырок можно определить из выражений (2.27) в сильных магнитных полях, насыщающих магнитосопротивление.

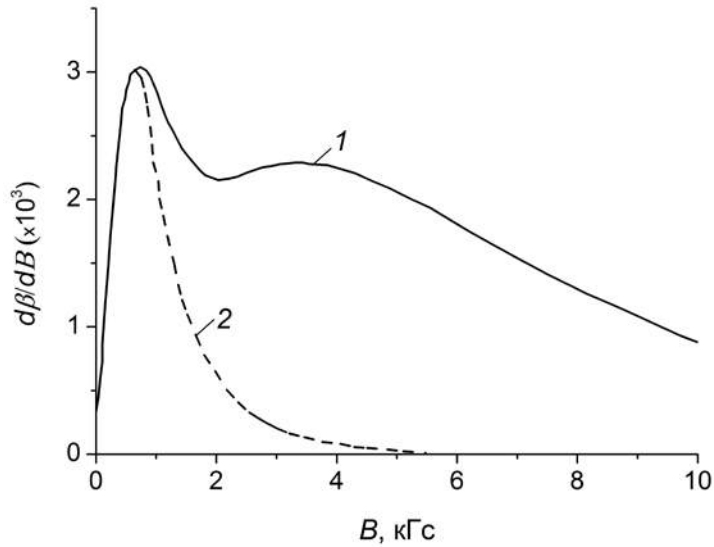


Рисунок 2.6 – Зависимость дифференциального магнитосопротивления для $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с $x = 0,210$ при $T = 77$ К с параметрами, приведенными в таблице 2.2: 1 – учет наличия электронов и легких дырок; 2 – вклад только одних электронов.

В методе “спектра подвижности” (см. раздел 1.1.4) непрерывное распределение носителей по подвижности описывает некоторая функция $s(\mu)$, с помощью которой компоненты тензора проводимости $\sigma_{xx}(B)$ и $\sigma_{xy}(B)$ определяются в виде [269]:

$$\sigma_{xx}(B) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{s(\mu) \cdot d\mu}{1 + \mu^2 \cdot B^2}, \quad \sigma_{xy}(B) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{s(\mu) \cdot \mu \cdot B \cdot d\mu}{1 + \mu^2 \cdot B^2}. \quad (2.32)$$

Функцию $s(\mu)$ можно найти следующим образом:

$$s(\mu) = \sum_{i=1}^n \sigma_i \cdot \delta(\mu - \mu_i), \quad (2.33)$$

где σ_i – проводимость носителей с подвижностью μ_i , $\delta(\mu - \mu_i)$ – дельта-функция.

Мы провели сравнительный анализ метода дифференциального магнитосопротивления (ДМ) и СП+МП на объемных образцах КРТ p -типа разного состава и уровня легирования. Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 2.7. Образец 1 (0,8 мм × 0,7 мм × 10 мм) помещался в криостат 2, охлаждаемый жидким азотом, и имел шесть индиевых контактов: два токовых, два потенциальных, с которых снимался сигнал магнитосопротивления U_σ и два контакта для измерения эффекта Холла. Криостат находился между полюсами электромагнита 3 с изменяемой индукцией магнитного поля 0–1 Тл.

Для измерения дифференциального магнитосопротивления использовался следующий способ [444]: на постоянное магнитное поле накладывалось слабое переменное поле: $B = B^{\sim} \cdot \sin \omega t$. Тогда измеряемый сигнал U_σ можно разложить в ряд Тейлора, ограничившись двумя первыми членами:

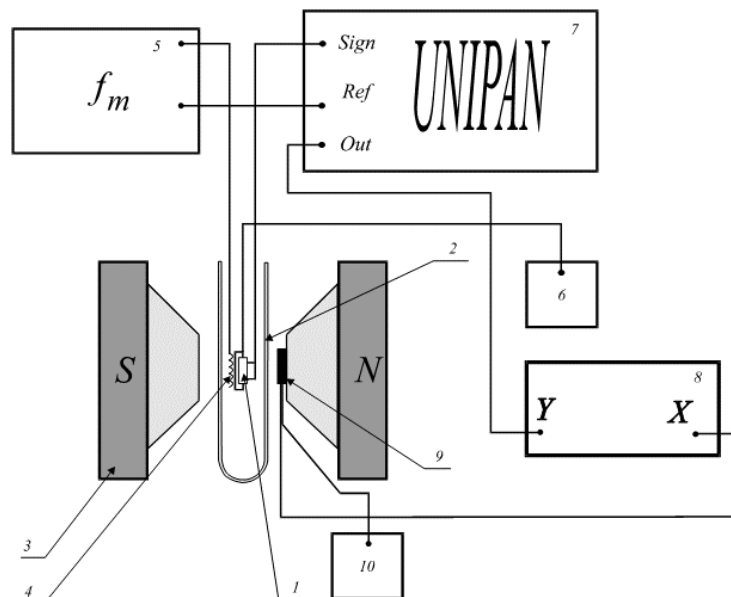


Рисунок 2.7 – Экспериментальная установка: 1 – образец, 2 – криостат, 3 – электромагнит, 4 – модуляционная катушка, 5 – генератор переменного тока, 6 – источник постоянного тока, 7 – фазовый детектор, 8 – записывающее устройство, 9 – датчик Холла, 10 – источник тока для датчика Холла.

$$V = V_{\text{const}} + B \cdot \sin \omega t \cdot \frac{dU_{\sigma}}{dB}, \quad (2.34)$$

где второй член пропорционален первой производной. Модуляция по магнитному полю осуществлялась с помощью катушки 4, расположенной непосредственно рядом с образцом, через которую пропусклся переменный ток от генератора тока 5. Через образец пропусклся постоянный ток от источника 6. Переменный сигнал регистрировался синхронным детектором 7 на частоте модуляции и подавался на Y-координату самописца 8. Величина магнитного поля измерялась датчиком Холла 9, питающегося от источника тока 10. Сигнал с датчика подавался на X-координату самописца.

В таблице 2.3 представлены параметры носителей заряда, полученные разными методами для трех объемных образцах КРТ *p*-типа при температуре 77 К методами СП+МП и ДМ. В методе ДМ для образца 2 расчет концентрации электронов и легких дырок велся по формулам (2.29) и (2.30), а для образцов 1 и 3 – по формулам (2.29) и (2.31).

На рисунке 2.8 приведены магнитосопротивление β и коэффициент Холла R_H в зависимости от магнитного поля для этих образцов. Через экспериментальные точки проведены теоретические кривые, построенные по параметрам, полученным по методу СП+МП.

Из рисунка 2.8, б видно, что образец № 3 вследствие меньшего состава и более высокой

Таблица 2.3

Концентрация и подвижность электронов, легких и тяжелых дырок,
полученные методами ДМ и СП+МП

Номер образца	Состав x	Метод	$\mu_n \cdot 10^{-5},$ $\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	$\mu_l \cdot 10^{-4},$ $\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	$\mu_h,$ $\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	$n,$ см^{-3}	$p_l,$ см^{-3}	$p_h,$ см^{-3}
1(с12)	0,22	СП+МП	0,9	1,80	370	$2,9 \cdot 10^{10}$	$3,4 \cdot 10^{12}$	$7,8 \cdot 10^{15}$
		ДМ	—	1,70	—	—	$4,0 \cdot 10^{12}$	—
2(с89)	0,21	СП+МП	1,07	1,50	330	$1,7 \cdot 10^{11}$	$4,6 \cdot 10^{12}$	$8,9 \cdot 10^{15}$
		ДМ	1,11	1,50	—	$1,5 \cdot 10^{11}$	$2,9 \cdot 10^{12}$	—
3(і105)	0,20	СП+МП	1,10	1,10	350	$1,7 \cdot 10^{12}$	$3,7 \cdot 10^{13}$	$2,9 \cdot 10^{16}$
		ДМ	1,15	—	—	$2,2 \cdot 10^{12}$	—	—

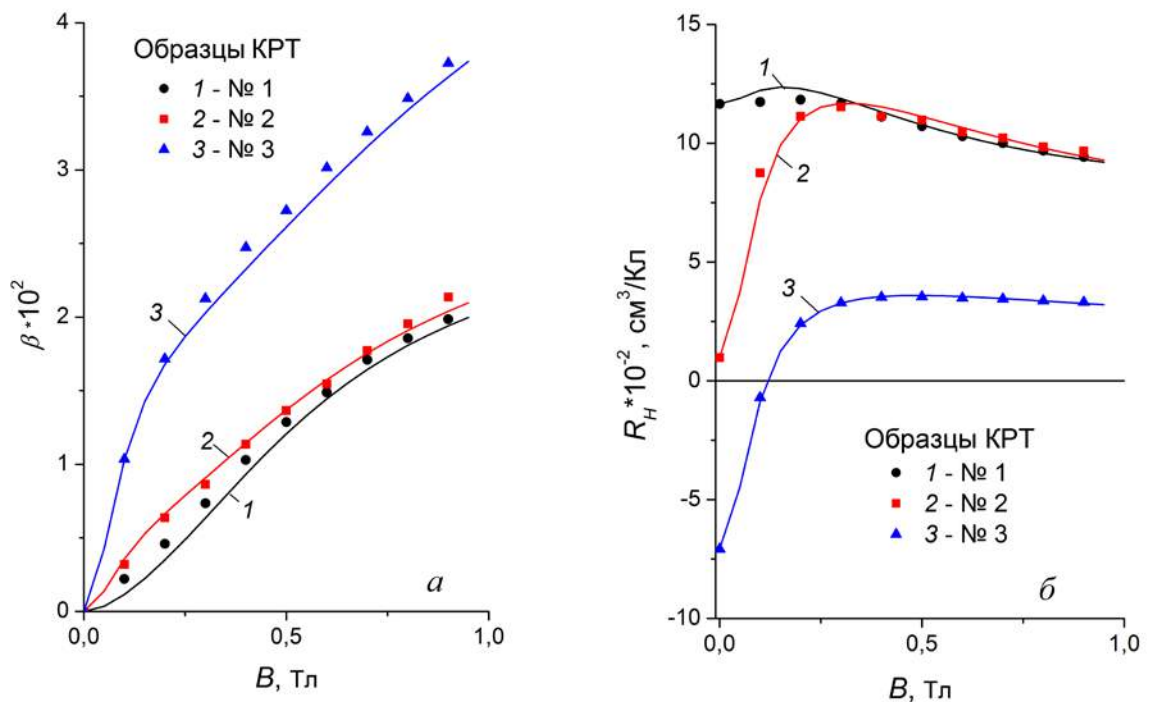


Рисунок 2.8 – Зависимость от индукции магнитного поля: a – коэффициента магнито-сопротивления (β); b – коэффициента Холла (R_H) образцов КРТ разного состава (таблица 2.3). Через экспериментальные точки проведены подгоночные кривые.

концентрации электронов имеет знакопеременную зависимость $R_H(B)$ и большее магнитосопротивление, чем образцы № 1 и № 2. Для образцов № 1 и № 2 зависимость $R_H(B)$ остается всюду знакоположительной, что также говорит о более низкой концентрации электронов в этих образцах. Для всех трех образцов наблюдается максимум на зависимости $R_H(B)$, который обусловлен наличием легких дырок.

Производные магнитосопротивления по магнитному полю (нормированные на максимальное значение) приведены на рисунке 2.9. Из рисунка 2.9, *а* видно, что образец № 1 имеет один пик от легких дырок с подвижностью $\mu_l = 1,8 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ (знак носителей определяется из R_H). Для этого образца пик на производной, обусловленный электронами, из-за малой их концентрации не виден на фоне пика от легких дырок.

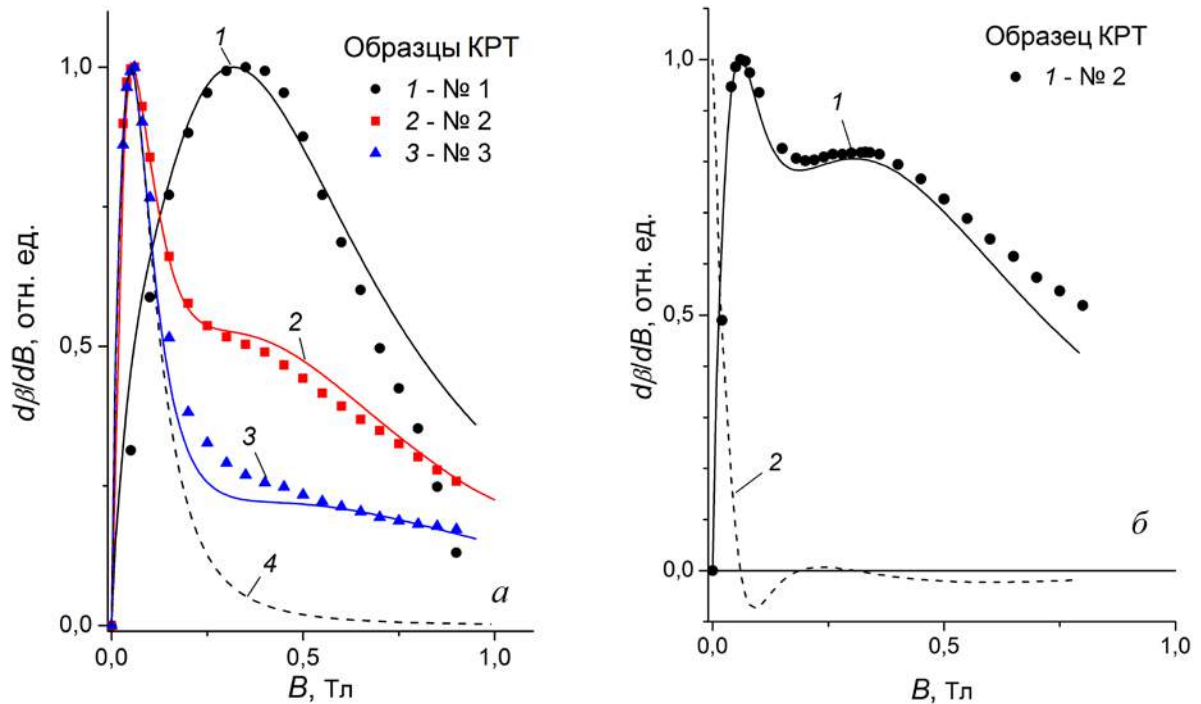


Рисунок 2.9 – Зависимость $d\beta/dB$ от индукции магнитного поля: *а* – образцы № 1–№ 3 из таблицы 2.3. Для сравнения методов ДМ и СП+МП сплошными линиями проведены теоретические кривые, рассчитанные по параметрам из СП+МП. Для образца № 2 пунктиром построена теоретическая производная (кривая 4) без учета легких дырок; *б* – образец № 2 при $T = 73 \text{ К}$. Сплошной линией проведена теоретическая кривая, рассчитанная по параметрам из СП+МП. Для уточнения положения максимумов пунктиром построена вторая производная (кривая 2) магнитосопротивления по магнитному полю. Концентрации и подвижности электронов, легких и тяжелых дырок: $n = 7,3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $\mu_n = 1,12 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $p_l = 3,2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $\mu_l = 1,7 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $p_h = 8,6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\mu_h = 350 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$.

Для образца № 3 измеренная зависимость $d\beta/dB$ от B имеет четко выраженный максимум, обусловленный электронами с подвижностью $\mu_n = 1,15 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, и слабо различимый максимум от легких дырок с подвижностью $\mu_l = 1,1 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Для образца № 2 вследствие более низкой концентрации электронов производная магнитосопротивления по магнитному полю наряду с максимумом от электронов с подвижностью $\mu_n = 1,11 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, имеет также более четко выраженный максимум, обусловленный легкими дырками с подвижностью $\mu_l = 1,7 \cdot 10^4$

$\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Используя концентрации и подвижности носителей, полученные по методу СП+МП, были рассчитаны теоретические зависимости производной от индукции магнитного поля, которые также приведены на рисунке 2.9, а. Видно, что они хорошо соответствуют особенностям экспериментальных данных для каждого образца. Кроме того, для образца № 2 была рассчитана теоретическая магнитополевая зависимость производной без учета легких дырок (кривая 4 на рисунке 2.9, а). Как и следовало ожидать, на ней отсутствует максимум в области средних значений индукции магнитного поля.

На рисунке 2.9, б приведена магнитополевая зависимость производной магнитосопротивления для образца № 2 при температуре $T = 73 \text{ К}$. При понижении температуры электроны вымораживаются быстрее, чем легкие дырки, и вследствие этого пик от легких дырок выражен более отчетливо. Параметры образца приведены в подписи к рисунку. Пунктирной линией здесь приведена вторая производная магнитосопротивления (кривая 2), позволяющая определить положение максимумов первой производной более точно.

Результаты измерений были также обработаны по методу "спектра подвижности". Полученные спектры для всех образцов приведены на рисунке 2.10.

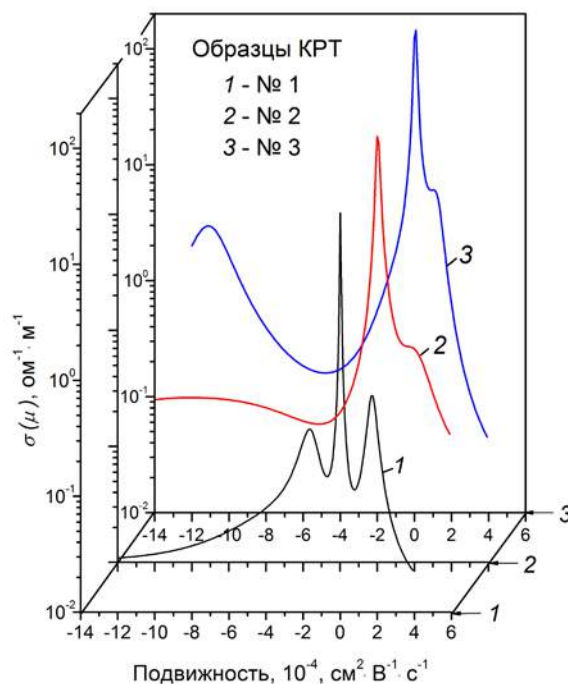


Рисунок 2.10 – “Спектры подвижности” при температуре 77 К образцов КРТ разного состава (таблица 2.3). По оси абсцисс отложена подвижность (для электронов – отрицательная), по оси ординат – проводимость. Номера образцов соответствуют номерам координатных осей.

По оси абсцисс отложена подвижность (для электронов она отрицательная), а по оси ординат – проводимости. Яркий выраженный центральный пик для всех трех образцов соответствует

основным носителям – тяжелым дыркам. Как видно из рисунка 2.10, образцы № 2 и № 3 с более низким составом, то есть с меньшей шириной запрещенной зоны, имеют четко выраженное наличие высокоподвижных электронов зоны проводимости ($\mu_n \sim 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$), в то время как для образца № 1 с $x = 0,22$ этот сорт электронов не разрешается “спектром подвижности” из-за малой концентрации. Самый правый пик соответствует легким дыркам. Уточненные с помощью многозонной подгонки параметры приведены в таблице 2.3. Аналогичные пики электронов, легких и тяжелых дырок наблюдались на спектрах подвижности, измеренных в работе [445] на гетероэпитаксиальных слоях МЛЭ КРТ p -типа с $x = 0,224$.

В то же время на спектре подвижности для образца № 1 виден пик, соответствующий электронам с малой подвижностью. Расчеты показывают, что концентрация таких носителей $n_2 = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, а подвижность $\mu_{n2} = 1,8 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Природа этих носителей неясна. Возможно, это носители в приповерхностной области образца или носители, участвующие в проводимости по примесной зоне.

Таким образом, можно сделать вывод, что метод дифференциального магнитосопротивления является наглядным физическим методом. Он хорошо применим в таких полупроводниковых соединениях, как $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа, в которых подвижность разного сорта носителей сильно отличается друг от друга по величине. Концентрация и подвижность носителей заряда определяется из простых соотношений, и совпадает с данными, полученными с помощью более сложных методов.

2.3. Структурные и оптические методы

2.3.1. Резерфордовское обратное рассеяние

Процессы накопления радиационных дефектов при ионном облучении и изменение состава поверхности при отжигах исследовались с помощью резерфордовского обратного рассеяния ионов He^+ . Теория метода РОР описана в монографии [73]. Радиационные повреждения анализировались из каналированных спектров РОР (раздел 1.1.1). Состав КРТ определялся по выходу обратно рассеянных атомами Cd , Hg , Te α -частиц из неориентированных спектров. Метод наиболее информативен при определении содержания самой тяжелой компоненты – ртути. Если в результате радиационно-термических обработок произошло обеднение или обогащение поверхности КРТ ртутью, то изменение поверхностной концентрации атомов Hg можно определить из приводимого в [73, 108, 109] выражения:

$$\Delta N_s(\text{Hg}) = \frac{N_{\text{Hg}} \cdot \Delta A_{\text{Hg}} \cdot \Delta E}{N \cdot H_{\text{Hg}} [e_0]_{\text{Hg}}}, \quad (2.35)$$

где: N – полная концентрация атомов в КРТ ($\sim 2,96 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$); N_{Hg} – концентрация атомов Hg ($\sim 1,18 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ для $x = 0,2$); $[e_0]_{\text{Hg}}$ – сечение торможения атомов Hg, которое для начальной энергии ионов He^+ 1,8 и 2,3 МэВ при угле рассеяния 135° имеет значения $261,4 \cdot 10^{-15}$ и $206,3 \cdot 10^{-15} \text{ эВ} \cdot \text{см}^2$ соответственно; ΔE – разрешение анализатора по энергии частиц (эВ/канал); ΔA_{Hg} – разность интегральных выходов частиц, обратно рассеянных атомами Hg, для образцов с различным содержанием ртути; H_{Hg} – выход частиц, обратно рассеянных атомами Hg (высота “полки” спектра РОР от ртути).

В методе РОР глубина анализируемого слоя зависит от массы атомов мишени и зондирующих частиц, начальной энергии ионов (E_0), угла падения пучка на поверхность образца по отношению к нормали и отсчитываемого от направления падения угла расположения детектора (θ), регистрирующего выход рассеянных частиц. В данной работе при исследовании КРТ методом РОР использовались два режима $E_0 = 1,8 \text{ МэВ}$, $\theta = 135^\circ$ и $E_0 = 2,3 \text{ МэВ}$, $\theta = 166^\circ$, для которых тормозная способность имеет значения соответственно 770 и 601 кэВ/мкм при нормальном падении пучка ионов He^+ .

Источником ионов He^+ служил электростатический ускоритель типа Ван де Граафа “TUR 0,5/200”. Он позволял плавно изменять энергию ионов от 0,3 до 2,3 МэВ. Монохроматичность пучка по энергии была высокой (разброс $< 1 \text{ кэВ}$), которая обеспечивалась магнитным анализатором энергии ускоренных частиц. Диафрагмы, коллимирующие пучок после его поворота магнитам на угол 95° , обеспечивали угловую расходимость не более $0,02^\circ$, площадь сечения пучка на мишени составляла 1 мм^2 . Плотность тока ионов He^+ составляла 1 мкА/см^2 . Образцы облучались интегральной дозой 10^{-16} см^{-2} для набора средней статистической величины выхода обратно рассеянных частиц $(2-3) \cdot 10^3$ отсчетов на канал.

При снятии каналированных спектров РОР образцы ориентировались с помощью гониометра. Точность ориентации образцов в направлении наилучшего каналирования имела значение $0,05^\circ$. Спектры измерялись одним из трех поверхностно-барьерных кремниевых детекторов, установленных под углами 96° , 135° и 166° . Обработка спектров РОР велась с помощью ЭВМ.

В методе РОР вначале измеряются энергетические спектры частиц, входивших в кристалл в направлении наилучшего каналирования и лишь затем – в направлении, исключаяющим его. Такая последовательность накопления спектров связана с тем, что в первом режиме скорость введения радиационных нарушений зондирующими ионами почти на два порядка меньше, чем

во втором. Использование ионов He^+ с энергией 2 МэВ не позволяет определять количество радиационных нарушений в КРТ, расположенных на глубине больше 1 мкм, для чего необходимо проводить послойное стравливание поверхности. Однако повторный анализ предыдущего места образца исключен ввиду его повреждения пучком ионов, а ориентация в новом месте затруднена из-за блочной структуры объемных кристаллов КРТ, что дает неоднозначные результаты.

2.3.2. Исследование пространственного распределения структурных нарушений методом оптического отражения

Для исследования распределения радиационных повреждений по глубине имплантированных образцов КРТ был выбран метод оптического отражения при энергиях больших E_g (видимая и ближняя ультрафиолетовая область спектра), который чувствителен к структурным нарушениям [446]. Известно, что в этой области в спектрах отражения наблюдаются пики, связанные с переходами в различных точках зоны Бриллюэна и, в частности, наиболее острые – дублет пиков E_1 и $E_1 + \Delta_1$, связанных соответственно с межзонным переходом $\Lambda_{4,5} \rightarrow \Lambda_6$ в направлении $\langle 111 \rangle$ зоны Бриллюэна и межзонным переходом $\Lambda_6 \rightarrow \Lambda_6$ из валентной зоны, отщепленной за счет спин-орбитального взаимодействия [13]. Энергетическое положение и форма пиков несут информацию о составе и структурном совершенстве кристалла.

Наиболее распространенным методом контроля дублета E_1 , $E_1 + \Delta_1$ является метод модуляционной спектроскопии – электроотражение (раздел 1.1.1), который считается более чувствительным к изменению приповерхностных свойств полупроводника чем, например, метод непосредственного измерения спектров отражения ([446]). Однако необходимость применения электролита и образование анодного окисла на поверхности в процессе измерения не позволяют применить его в качестве бесконтактного неразрушающего метода контроля. Кроме того, существенное влияние величины неоднородности электрического поля в полупроводнике всегда ставит под сомнение полученные результаты.

Измерения спектров отражения производились на спектрофотометре Specord UV-VIS с помощью двух специально изготовленных одинаковых приставок на отражение. Угол падения света на образец был выбран близким к нормальному (8°). Спектры отражения снимались относительно неселективного алюминиевого зеркала с коэффициентом отражения $\approx 91\%$. Для повышения чувствительности измерений применялся “растянутый” диапазон измерений 80–100 % со смещением нуля. Точность отсчета волнового числа по нониусу шкалы составляла 20 см^{-1} , т.е. $\Delta\lambda \approx 0,5 \text{ нм}$ в области 500 нм.

Типичный вид дублета E_1 , $E_1 + \Delta_1$ в спектре отражения монокристаллического $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ показан на рисунке 2.11.

Энергетическое положение пиков E_1 , $E_1 + \Delta_1$ монотонно зависит от состава: значение более острого пика E_1 меняется от 2,08 эВ для HgTe до 3,31 эВ для CdTe. Это позволяет, зная калибровочную кривую $E_1(x)$ определять состав твердого раствора $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ [447]. По существующим в литературе экспериментальным зависимостям $E_1(x)$ нами была выбрана калибровочная кривая, привязанная по абсолютному значению к имевшимся у нас эталонным образцам, а также к данным электроотражения и эллипсометрии для свежесколотой поверхности кристалла КРТ с $x = 0,214$. Данная калибровочная зависимость $E_1(x)$ применялась для определения состава поверхности и его изменения по глубине образцов, подвергнутых радиационно-термическим воздействиям. Толщина анализируемого слоя определяется глубиной проникновения света в материал и составляет ≈ 50 нм. Послойное травливание проводилось аналогично процедуре, применявшейся в методе дифференциальных холловских измерений. В нашем случае точность определения x для КРТ с $x \approx 0,2-0,3$ оценивается величиной $\Delta x = \pm 0,003$.

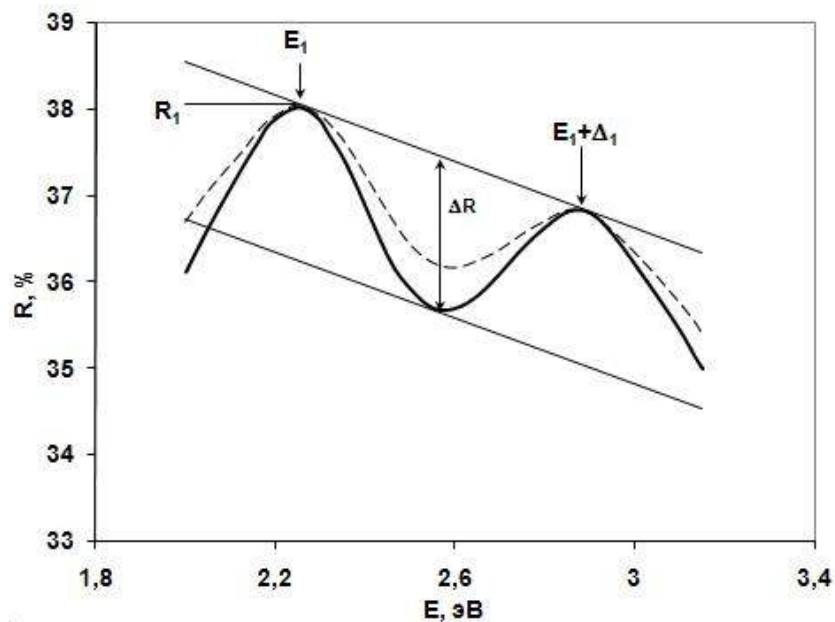


Рисунок 2.11 – Дублет пиков отражения E_1 , $E_1 + \Delta_1$ в спектре отражения $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с $x \sim 0,2$. “Резкость” пиков оценивается параметром $Q = \Delta R/R_1(E_1)$.

Поскольку отражение внутри фундаментальной полосы поглощения слабо чувствительно к внутренним электрическим полям, то в спектрах отражения, полученных от ионно-имплантированных образцов КРТ можно измерять не уширение пика E_1 , а величину изменения ΔR в области дуплета E_1 , $E_1 + \Delta_1$. Пунктирной линией на рисунке 2.11 показано изменение формы дуплета, происходящее при увеличении дефектности кристаллической структуры (например, в результате имплантации тяжелых ионов). Видно, что введение радиационных дефектов приводит к уширению пиков и “размытию” дуплета E_1 , $E_1 + \Delta_1$. Уширение пика E_1 при имплантации кристаллов успешно используется в методе электроотражения при изучении распределения радиационных

дефектов по глубине [96]. Мерой уширения пика E_1 при этом является параметр уширения Γ . В случае непосредственного измерения дублета пиков отражения нет необходимости, на наш взгляд, представлять дублет в виде суперпозиции двух пиков и вычислять отдельно их полуширины. Мерой “размытия” дублета при увеличении дефектности кристаллической структуры может служить легко определяемый параметр “резкости” пиков $Q = \Delta R/R_1(E_1)$, где R_1 – величина коэффициента отражения в пике E_1 , ΔR – величина провала между пиками (см. рисунок 2.11). Заметим, что такой способ оценки резкости пиков автоматически учитывает изменение величины отражения и наклона пиков, возникающее при появлении рассеяния. Измеряя спектры оптического отражения на ионно-имплантированных образцах при послойном травлении, можно определить пространственное распределение нарушений кристаллической структуры, которое характеризует зависимость $Q(z)$.

Для исследования структуры поверхности имплантированных различными дозами ионов B^+ образцов КРТ использовалась дифракция быстрых электронов на отражение (электроннограф “ЭМР-100”). Пространственное распределение имплантированных атомов примеси исследовалось методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС, установка “MIQ 256” фирмы Riber) и методом SRIM-2013.

Выводы по главе 2

На основе трехзонной модели для гальваномагнитных коэффициентов разработан метод определения концентрации и подвижности электронов, легких и тяжелых дырок в p -КРТ в области смешанной проводимости и обоих сортов дырок – при низких температурах, не требующий специальных методов подгонки параметров. Он позволяет определять собственную концентрацию и, следовательно, – величину состава x , а также оценивать пространственную однородность электрофизических параметров исходных образцов КРТ p -типа.

Получены соотношения для нахождения параметров электронов и легких дырок на основе измерения дифференциального магнитосопротивления. Проведено экспериментальное сравнение методов дифференциального магнитосопротивления и “спектра подвижности”.

Выведено соотношение для определения концентрации и подвижности тяжелых дырок с учетом магнитосопротивления в состоянии насыщения полевой зависимости.

Показана возможность оценки структурного совершенства приповерхностной области ионно-имплантированного КРТ на основе измерения величины провала между пиками E_1 и $E_1 + \Delta_1$ в спектрах оптического отражения.

Глава 3. ИОННАЯ ИМПЛАНТАЦИЯ В ОБЪЕМНЫЕ КРИСТАЛЛЫ И ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -ТИПА

В данной главе рассматриваются основные вопросы ионной имплантации в узкозонные твердые растворы $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа, которые недостаточно освещены в литературе, либо данные по которым противоречивы или отсутствуют. Анализ литературы показал, что в процессе ионной имплантации электрически активные дефекты накапливаются до определенного уровня насыщения, который, как считается, практически не зависит от дозы, энергии и массы ионов. В то же противоречивыми являются экспериментальные данные о величине и дозе насыщения слоевой концентрации электронов при имплантации различных ионов в p -КРТ, что может быть вызвано как неоднородностью по электрофизическим свойствам исходных образцов, так и методом измерения параметров конвертированного слоя. Не изучался вопрос о влиянии накопления и пространственного распределения структурных нарушений в конвертированном слое с ростом дозы ионов различной массы на величину насыщения слоевой концентрации электронов и на распределение по глубине электрически активных радиационных донорных дефектов, что затрудняет понимание закономерностей процессов радиационного дефектообразования в КРТ.

Формирование слоя с n -типом проводимости в процессе ионной бомбардировки КРТ p -типа является сложным многоступенчатым процессом. При это распределение внедренных атомов примеси по глубине и распределение донорных центров резко отличается друг от друга. В настоящее время общепринятым является следующий механизм формирования n - p переходов в ионно-имплантированном КРТ p -типа при постимплантационных отжигах (так называемая “модель Vubulac” ([53, 55, 57, 245–248]): а) приповерхностная сильнолегированная область (n^+ -слой) является диффузионным источником как примеси, так и свободных атомов ртути, образовавшихся в каскаде соударений ионов с решеткой; б) в КРТ вакансионного p -типа быстро диффундирующие в глубь кристалла атомы Hg заполняют вакансии ртути и нейтрализуют их, при этом проявляются донорные свойства остаточных примесей и образуется глубокий n^- -слой с низкой концентрацией. В то же время противоречивыми и недостаточными являются данные о формировании n^+-n^- - p структур без постимплантационного отжига. Отсутствуют экспериментальные данные о процессах формирования n^+-n^- - p структур в КРТ p -типа в зависимости от энергии, дозы и массы ионов, плотности ионного тока. Совершенно остались не исследованными процессы формирования n^+-n^- - p структур в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа при ионной имплантации.

Настоящая глава посвящена исследованию:

– влияния накопления и пространственного распределения структурных нарушений в p -КРТ при ионной имплантации на величину насыщения слоевой концентрации электронов и распределение по глубине радиационных донорных дефектов;

– закономерностей процессов накопления, миграции и аннигиляции радиационных донорных дефектов при ионной имплантации в зависимости от энергии, дозы и массы ионов, плотности ионного тока, состава верхнего варизонного слоя ГЭС КРТ МЛЭ;

– процессов формирования n^+n^-p структур в ионно-имплантированных объемных кристаллах КРТ и ГЭС КРТ МЛЭ с различным составом верхнего варизонного слоя.

В результате проведенных исследований предложена модель *in situ* формирования n^+n^-p структур в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа в процессе имплантации легких ионов B^+ .

3.1. Пространственное распределение имплантированной примеси (B, N, As)

Формирование слоя с n -типом проводимости в процессе ионной бомбардировки КРТ p -типа является сложным многоступенчатым процессом. При этом распределение внедренных атомов примеси по глубине и распределение донорных центров резко отличается друг от друга. Для анализа пространственного распределения электрически активных радиационных дефектов, генерированных при различных режимах ионной имплантации, необходимо их сопоставление с профилем распределения внедренных атомов примеси, в первую очередь, бора. Как было отмечено в обзоре литературы (раздел 1.1.3), в ней отсутствуют экспериментальные данные о пробегах ионов в ГЭС КРТ МЛЭ. Рассмотрим пространственное распределение внедрённых атомов бора по глубине ГЭС МЛЭ КРТ, измеренное методом вторичной ионной масс-спектропии (ВИМС). Состав гетероструктуры (рисунок 2.2) имел значение $x_s = 0,35$ у поверхности и $x = 0,22$ в объеме, толщина варизонного слоя ($d_{\text{вар.}}$) составляла 0,6 мкм при толщине пленки $d = 9$ мкм. Имплантация ионов B^+ проводилась с энергией 50, 100, 150, 180, 300 и 360 кэВ, дозой $5 \cdot 10^{14}$ и $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Экспериментальные профили внедренных атомов бора сравнивались с профилями распределения, рассчитанными методом SRIM-2013.

На рисунке 3.1 представлены распределения концентрации имплантированных атомов бора по глубине. Видно, что концентрация атомов бора (N_B) в максимуме составляет $N_B = (3-4) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ при дозе $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ и $N_B = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ при дозе $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Видно, что за областью проецированного пробега ионов бора R_p профили имеют форму, близкую к гауссовой. Для энергии 360 кэВ величина R_p составляет всего лишь около 0,7 мкм, а правый фронт распределения $N_B(z)$ (z – глубина) тянется на глубину $z \sim 1$ мкм. При энергиях ионов B^+ до 150 кэВ глубина распространения правого фронта не превышает 0,8 мкм, а величина $R_p \leq 0,35$ мкм. Отметим, что профили распределения внедренных атомов бора, представленные на рисунке 3.1 (сплошные кривые 1–6), в максимуме (в окрестности R_p) хорошо совпадают с профилями $N_B(z)$, рассчитан-

ными методом SRIM-2013 (пунктирные кривые 1–6). Расчет велся с учетом распределения состава по глубине исходя из десятислойной аппроксимации варизонного слоя. Небольшое различие наблюдается на конце правого фронта распределения – на экспериментальных профилях $N_B(z)$ при энергиях 50–300 кэВ (кривые 1–5) он несколько глубже. Для энергии 360 кэВ экспериментальные и расчетные профили $N_B(z)$ (кривые 6) практически совпадают.

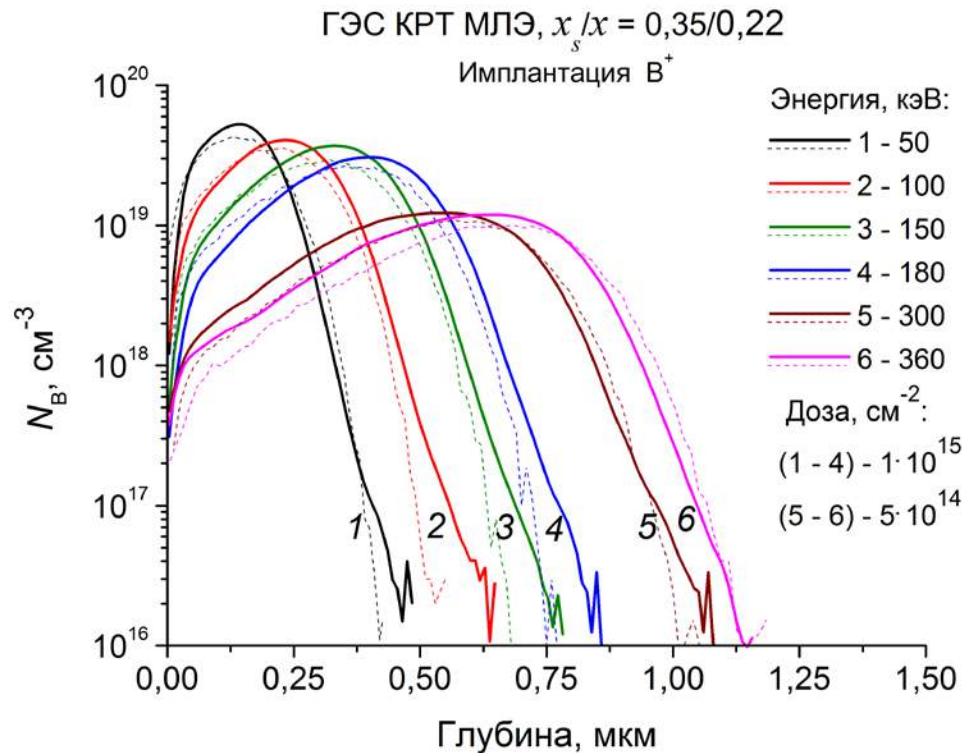


Рисунок 3.1 – Распределение по глубине концентрации атомов бора N_B (ВИМС, сплошные линии) в ГЭС КРТ МЛЭ ($x_s/x = 0,35/0,22$, $d_{\text{вар.}} = 0,6$ мкм), имплантированного ионами B^+ при энергии: 1 – 50; 2 – 100; 3 – 150; 4 – 180; 5 – 300; 6 – 360 кэВ. Доза: 1, 2, 3, 4 – $1 \cdot 10^{15}$; 5, 6 – $5 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$. Пунктирными линиями показаны соответствующие профили распределения атомов бора, рассчитанные методом SRIM-2013.

В таблице 3.1 приведены величины среднего проецированного пробега R_p и его среднеквадратичного отклонения (страгглинг) ΔR_p внедренных атомов бора, полученные из экспериментальных кривых (1–6) на рисунке 3.1 и рассчитанные методом SRIM-2013.

Для сравнения, в таблице 3.1 приведены взятые из работы [152] теоретические величины R_p и ΔR_p распределения имплантированного бора в $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$, рассчитанные по теории ЛШШ с потенциалом Мольера (см. [33, с. 39]).

Из таблицы 3.1 видно, что величины R_p и ΔR_p ионов B^+ , полученные методом ВИМС и SRIM-2013, хорошо согласуются между собой, тогда как теория ЛШШ дает более высокие значе-

Таблица 3.1

Величины проецированного пробега R_p и страгглинга ΔR_p внедренных атомов бора в ГЭС КРТ МЛЭ ($x_s/x = 0,35/0,22$), измеренные методом ВИМС и рассчитанные методом SRIM-2013, а также – по теории ЛШШ в $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$ [152]

E , кэВ	Метод ВИМС		Метод SRIM-2013		Теория ЛШШ ([152])	
	R_p , мкм	ΔR_p , мкм	R_p , мкм	ΔR_p , мкм	R_p , мкм	ΔR_p , мкм
50	0,1420	0,0841	0,1401	0,0707	0,1126	0,1006
100	0,2331	0,1098	0,2011	0,0915	0,2337	0,1635
150	0,3313	0,1392	0,2836	0,1193	0,3551	0,2121
180	0,4034	0,1566	0,3311	0,1335	0,4268	0,2366
300	0,5439	0,2260	0,5059	0,1792	0,7021	0,3127
360	0,6388	0,2483	0,5837	0,1939	0,8325	0,3417

ния пробега и страгглинга при энергии $E > 100$ кэВ. Отметим, что при расчете методом SRIM-2013 различие в величинах R_p и ΔR_p ионов B^+ при изменении состава $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в интервале $x = 0,20\text{--}0,35$ составляет менее 1%.

На рисунке 3.2 приведены экспериментальные профили распределения имплантированных при энергии 135 кэВ атомов бора в объемном КРТ состава $x = 0,21$ в интервале доз $1 \cdot 10^{13}\text{--}3 \cdot 10^{16}$ см^{-2} .

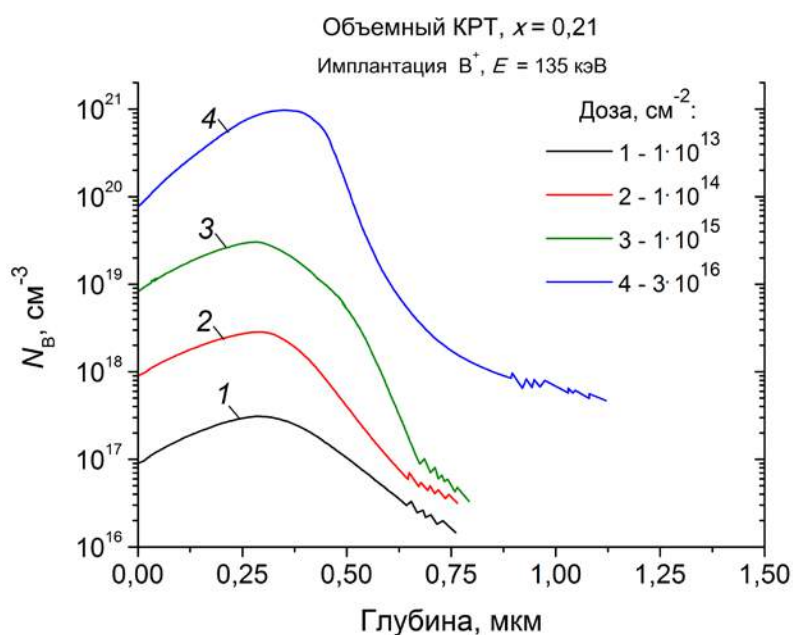


Рисунок 3.2 – Распределение по глубине атомов бора N_B (ВИМС) в объемном КРТ состава $x = 0,21$, имплантированном ионами B^+ с энергией 135 кэВ дозой: 1 – $1 \cdot 10^{13}$; 2 – $1 \cdot 10^{14}$; 3 – $1 \cdot 10^{15}$; 4 – $3 \cdot 10^{16}$ см^{-2} .

Из рисунка 3.2 видно, что профили распределения бора в интервале доз $1 \cdot 10^{13} - 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ (кривые 1–3) имеют практически одинаковое значение $R_p \pm \Delta R_p = 0,290 \pm 0,172 \text{ мкм}$ (расчет методом SRIM-2013 дает величину $R_p \pm \Delta R_p = 0,2582 \pm 0,1122 \text{ мкм}$), тогда как профиль для очень большой дозы $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (кривая 4) имеет значительную асимметрию с максимумом на глубине 0,36 мкм, и “хвост” распределения атомов бора тянется вплоть до глубины 1,1 мкм, тогда как для доз в интервале $1 \cdot 10^{13} - 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ он заканчивается на глубине 0,75 мкм. Такое уширение профиля атомов бора при больших дозах внедрения, по-видимому, связан с процессом диффузионного перераспределения примеси в процессе ионной имплантации вследствие возникновения больших напряжений несоответствия в области торможения ионов бора из-за высокой их концентрации $N_B \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$, что всего лишь 30 раз меньше концентрации собственных атомов в решетке КРТ ($N_{\text{КРТ}} = 3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$).

Распределения по глубине внедренных в объемные кристаллы КРТ атомов азота ($E = 300 \text{ кэВ}$, $D = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$) и мышьяка ($E = 100 \text{ кэВ}$, $D = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$), измеренные методом ВИМС, показано на рисунке 3.3. Для сравнения здесь же приведены рассчитанные методом SRIM-2013 профили распределения атомов N и As.

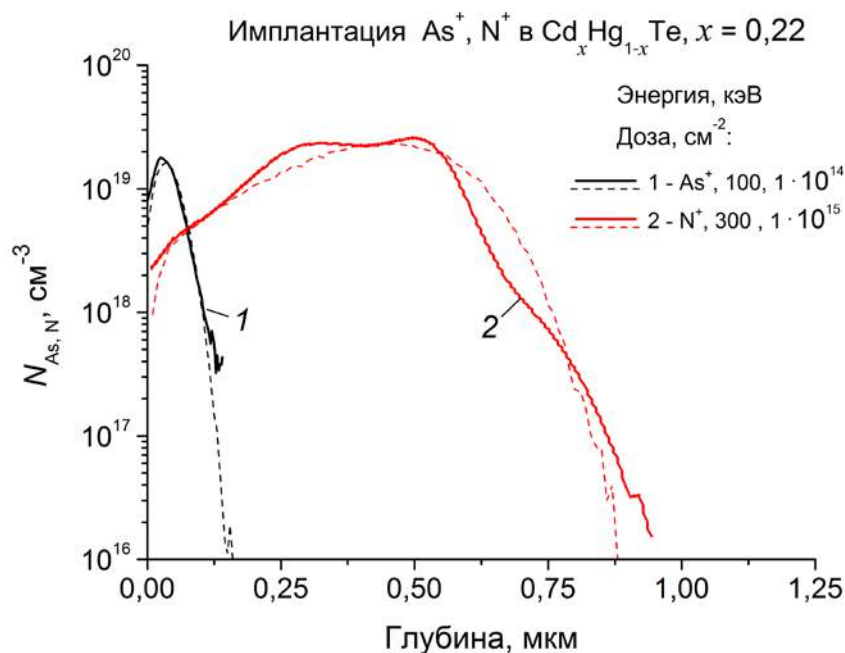


Рисунок 3.3 – Распределение по глубине концентрации атомов мышьяка и азота $N_{\text{As}, \text{N}}$ (ВИМС, сплошные линии) в объемном КРТ ($x = 0,22$), имплантированном ионами: 1 – As^+ с энергией 100 кэВ дозой $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$; 2 – N^+ с $E = 300 \text{ кэВ}$ и $D = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Пунктирными линиями показаны соответствующие профили распределения атомов As и N, рассчитанные методом SRIM-2013.

Из рисунка 3.3 видно, что экспериментальные и расчетные распределения атомов As и N

по глубине хорошо согласуются между собой. Некоторая “деформация” профиля распределения атомов азота по сравнению с профилем бора (см. рисунок 3.1), вероятнее всего, связана с перераспределением азота в процессе ионной имплантации за счет радиационно-ускоренной диффузии. Как будет показано далее азот, в отличие от бора, является быстро диффундирующей примесью в КРТ.

Таким образом, установлено, что при внедрении очень больших доз ионов $B^+ \sim 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, близких к пределу растворимости в решетке КРТ, происходит радиационно-стимулированная диффузия атомов бора в объем кристалла. При дозах ионов $B^+ 1 \cdot 10^{13} - 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ их пространственное распределение определяется только процессами торможения ионов в решетке КРТ, что подтверждается хорошим согласием экспериментальных профилей распределения внедренных атомов бора, измеренных методом ВИМС, и расчетных профилей, полученных с помощью метода SRIM-2013.

3.2. Электрофизические свойства ионно-имплантированного n -слоя

Рассмотрим, как влияют доза, масса, энергия и плотность тока имплантируемых ионов на интегральные электрофизические параметры n -слоев в объемных кристаллах и гетероэпитаксиальных структурах $Cd_xHg_{1-x}Te$ p -типа, а также влияние на эти параметры состава верхнего варизонного слоя переменного состава в ГЭС КРТ МЛЭ.

3.2.1. Влияние дозы и массы ионов

Зависимости слоевой концентрации и эффективной подвижности электронов от дозы ионов B^+ и N^+ , представленные на рисунке 3.4, исследовались как на объемных образцах КРТ, так и на ЖФЭ КРТ одного состава, но с различной исходной концентрацией дырок. Это было сделано, во-первых, с целью проверки правильности выбранной модели расчета величин слоевой концентрации и эффективной подвижности электронов по формулам (2.1), (2.2) и, во-вторых, определить возможную связь исходных свойств образцов p -КРТ и электрофизических параметров n -слоя. Например, для образца ЖФЭ КРТ № 3 (рисунок 3.4) толщиной 30 мкм и объемного КРТ № 4, имеющего толщину 810 мкм, при дозе $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ получены близкие значения $N_s = 1,06 \cdot 10^{14}$ и $1,01 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, $\mu_{n \text{ эфф.}} = 5670$ и $5350 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ у образцов 3 и 4 соответственно. Если же не учитывать проводимость подложки, то для эпитаксиальной пленки мы бы имели $N_s = 1,12 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, $\mu_{n \text{ эфф.}} = 5550 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, а для объемного КРТ $N_s = 2,96 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, $\mu_{n \text{ эфф.}} = 3080 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Как видно, для ЖФЭ КРТ № 3 нет существенного различия, по какой из двух моделей рассчитывать величины N_s и $\mu_{n \text{ эфф.}}$, тогда как для объемного образца расхождение значительно.

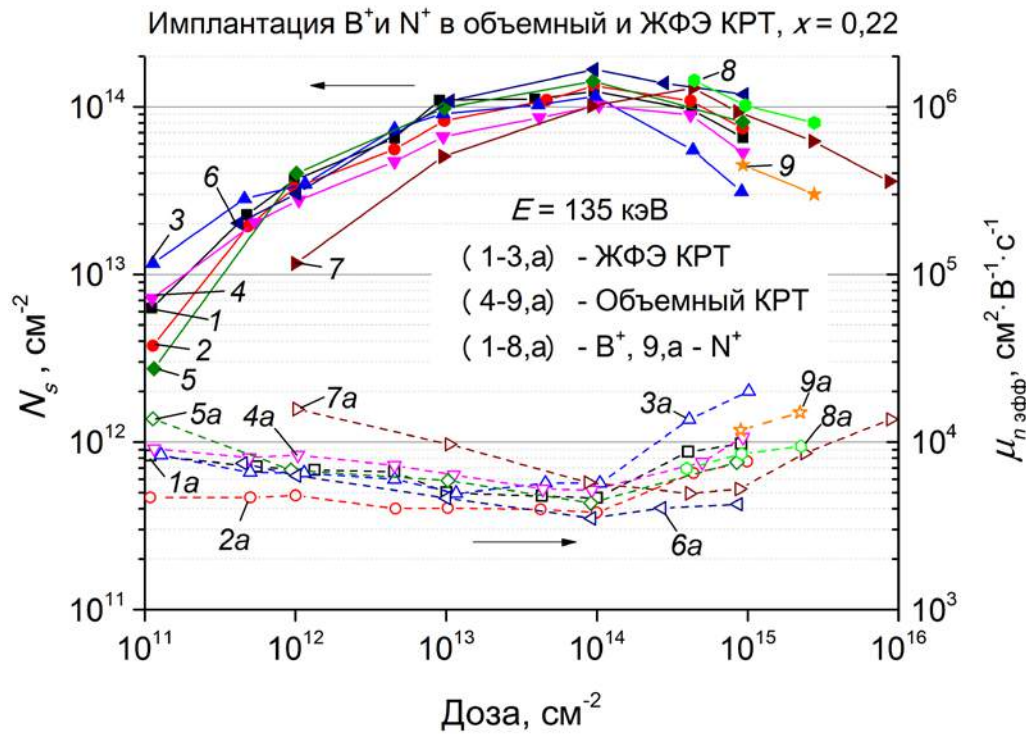


Рисунок 3.4 – Зависимость слоевой концентрации N_s и эффективной подвижности электронов $\mu_{n \text{ эфф.}}$ от дозы ионов B^+ (1–8,a) и N^+ (9, a), имплантированных с энергией 135 кэВ в ЖФЭ КРТ (1–3, a) и объемный КРТ (4–9, a) p -типа с составом $x = 0,22$ и различной исходной концентрацией дырок: 1 – $4,5 \cdot 10^{16}$; 2 – $1,1 \cdot 10^{17}$; 3 – $9,1 \cdot 10^{15}$; (4–7) – $(6,2\text{--}6,8) \cdot 10^{15}$; 8, 9 – $1,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Но в то же время и для вычисления параметров n -слоев, созданных на гетероэпитаксиальных слоях КРТ (если, конечно, глубина n -слоя значительно меньше толщины пленки), учет шунтирующего влияния подложки необходим. Так, исходная слоевая проводимость ЖФЭ КРТ № 2 в пять раз больше, чем у ЖФЭ КРТ № 3, поэтому величины N_s для обоих методов расчета у нее отличаются друг от друга уже на 30 %.

Величина индукции магнитного поля (B) также сильно влияет на результаты определения параметров n -слоя. Качественное объяснение этому приведено в разделе 1.1.3. Количественное же подтверждение дано в таблице 3.2, в которой приведены величины N_s и $\mu_{n \text{ эфф.}}$, полученные при разных значениях B для объемного КРТ, имплантированного ионами B^+ и Ag^+ . Из таблицы 3.2 видно, что для каждой дозы слоевая концентрация и эффективная подвижность электронов, измеренные при $B \leq 1 \text{ кГс}$, практически совпадают между собой, тогда как измерение при величине поля 3 и 5 кГс уже существенно завышает величину N_s и занижает $\mu_{n \text{ эфф.}}$, причем это различие сильнее для n -слоя с большей подвижностью электронов (в данном случае для дозы $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ионов B^+). Поэтому в данной работе параметры имплантированных n -слоев в объемных кристаллах и гетероэпитаксиальных слоях КРТ определялись в области значений индукции магнитного поля $B \leq 1 \text{ кГс}$, при которых для электронов выполняется условие слабого поля $\mu_n B \ll 1$.

Таблица 3.2

Слоевая концентрация N_s и эффективная подвижность электронов $\mu_{n \text{ эфф.}}$, измеренные при разных значениях индукции магнитного поля в объемном КРТ p -типа ($x=0,22$, $p=5,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\mu_p=710 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$), имплантированного ионами В^+ и Аг^+ с энергией 150 кэВ

Параметр	Ионы	Доза, см^{-2}	B , кГс				
			0,3	0,6	1,0	3,0	5,0
$N_s \cdot 10^{-13}$, см^{-2}	В^+	$1 \cdot 10^{13}$	7,0	7,0	7,0	7,3	7,9
	В^+	$1 \cdot 10^{14}$	10,4	10,9	11,6	12,8	13,7
	В^+	$3 \cdot 10^{14}$	10,8	10,8	11,0	12,1	13,2
	В^+	$1 \cdot 10^{15}$	7,0	7,3	8,1	10,3	11,4
	Аг^+	$1 \cdot 10^{15}$	3,0	–	3,1	3,6	4,0
$\mu_{n \text{ эфф.}} \cdot 10^{-3}$, $\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	В^+	$1 \cdot 10^{13}$	6,1	6,1	6,1	5,8	5,4
	В^+	$1 \cdot 10^{14}$	5,7	5,4	5,2	4,6	4,3
	В^+	$3 \cdot 10^{14}$	4,9	4,9	4,8	4,4	4,1
	В^+	$1 \cdot 10^{15}$	7,0	6,7	6,0	4,8	4,3
	Аг^+	$1 \cdot 10^{15}$	6,6	–	6,3	5,3	4,9

Анализ зависимостей $N_s(D)$, приведенных на рисунке 3.4 и в таблице 3.2, показывает, что для всех образцов, имплантированных ионами В^+ с энергией 135 и 150 кэВ во всем интервале доз $1 \cdot 10^{11} - 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, слоевая концентрация электронов с ростом дозы увеличивается, причем в интервале малых доз $1 \cdot 10^{11} - 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ – линейно, затем достигает максимума $N_s^{\text{max}} = (1,0 - 1,7) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ при $D = (1 - 5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и начинает монотонно уменьшаться. Спад N_s наблюдается и для объемного образца № 9 с ростом дозы ионов N^+ от $1 \cdot 10^{15}$ до $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, причем отметим, что образцы 8 и 9 это один и тот же кристалл КРТ, части которого имплантировались ионами В^+ и N^+ . Линейный рост зависимости $N_s(D)$ в области малых доз $10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-2}$ имплантируемых в объемный КРТ ионов В^+ , Аг^+ , Cu^+ , Ag^+ , In^+ , а затем ее насыщение на различном уровне $N_s^{\text{max}} = 10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-2}$ при $D = 1 \cdot 10^{14} - 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ в зависимости массы ионов наблюдался в [76].

Исходные свойства образцов дают некоторый разброс в величинах N_s , отличающееся для одной и той же дозы ионов В^+ (образцы имплантировались в одинаковых условиях) в 1–3 раза, но хотя явной зависимости N_s от исходной концентрации дырок не наблюдается, вид дозовой зависимости у всех образцов одинаковый. При этом рост слоевой концентрации электронов в интервале доз $1 \cdot 10^{11} - 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, когда N_s достигает максимума при $D > 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, подтверждает

данные по имплантации ионов работ [56, 75, 167, 170] для величины $N_s = (1-2) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ в максимуме и отличается от результатов работ [175, 202], в которых приводится максимальное значение $N_s = (3,0-6,5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Однако в отличие от приводимых нами данных, литературные данные для доз ионов B^+ , при которых величина N_s достигает максимума (насыщения), лежат в интервале $D = 1 \cdot 10^{13} - 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. При анализе таблицы 3.2 и рисунка 3.4 отмечалось, что максимум N_s достигается в интервале доз $(1-5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, поэтому для краткости эту область доз ионов B^+ мы будем называть $D(N_s^{\text{max}})$.

Существенное снижение слоевой концентрации электронов в КРТ p -типа, имплантированном большими дозами ионов B^+ ($D > 10^{14} \text{ см}^{-2}$) ранее не описывалось в литературе (считается, что величина N_s достигает насыщения и дальше не изменяется [56, 75, 76, 202]) и нами наблюдалось впервые (лишь в работе [75] указывалось, что незначительное уменьшение N_s , по-видимому, имеет место при дозе ионов B^+ $D > 10^{15} \text{ см}^{-2}$).

Из рисунка 3.4 видно, что в интервале доз $1 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ у всех образцов (у образца № 7 при $D = 5 \cdot 10^{14} - 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$) величина N_s монотонно снижается в 1,3–3 раза. Одновременно со снижением слоевой концентрации наблюдается увеличение эффективной подвижности электронов при $D > 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Таким образом, поведение подвижности электронов в n -слое также не укладывается в существующие представления о том, что она не изменяется при насыщении N_s ([75]), или уменьшается с ростом дозы ([202]). Действительно, величина $\mu_{n \text{ эфф.}}$ в интервале доз $1 \cdot 10^{11} - 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ снижается, но не так сильно, как растет N_s , и достигает минимума $\mu_{n \text{ эфф.}} = (3,5-6,8) \cdot 10^{-3} \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ (что очень хорошо совпадает с данными работы [75] $\mu_{n \text{ эфф.}} = (3,5-6,8) \cdot 10^{-3} \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$) при $D = 5 \cdot 10^{13} - 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, а затем увеличивается. В таблице 3.2 для дозы $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ионов B^+ и Ar^+ $\mu_{n \text{ эфф.}}$ больше, чем для меньших доз ионов B^+ .

В отличие от объемных кристаллов КРТ и гетероэпитаксиальных структур ЖФЭ КРТ зависимость слоевой концентрации электронов от дозы ионов B^+ , имплантированных в ГЭС КРТ МЛЭ с верхним варизонным слоем, имеет совершенно другой характер. На рисунке 3.5 представлены зависимости слоевой концентрации и эффективной подвижности электронов от дозы ионов B^+ , имплантированных с энергией 100 кэВ в объемный p -КРТ и ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с составом $x_s/x = 0,45/0,225$. Из рисунка 3.5 видно, что при имплантации ионов B^+ в объемный p -КРТ дозой насыщения N_s на уровне 10^{14} см^{-2} является величина $D = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, а дальнейший рост дозы до 10^{15} см^{-2} приводит к существенному снижению слоевой концентрации с $1,08 \cdot 10^{14}$ до $6,8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, что хорошо согласуется с данными, приведенными на рисунке 3.4. Напротив, в имплантированном ионами B^+ с энергией 100 кэВ ГЭС КРТ МЛЭ в интервале доз $1 \cdot 10^{14} - 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ величина $N_s = (7-8) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ гораздо ниже величины насыщения $N_s \approx 10^{14} \text{ см}^{-2}$, характерной для объемного КРТ. Интересно отметить, что и эффективная подвижность электронов в объемном КРТ выше,

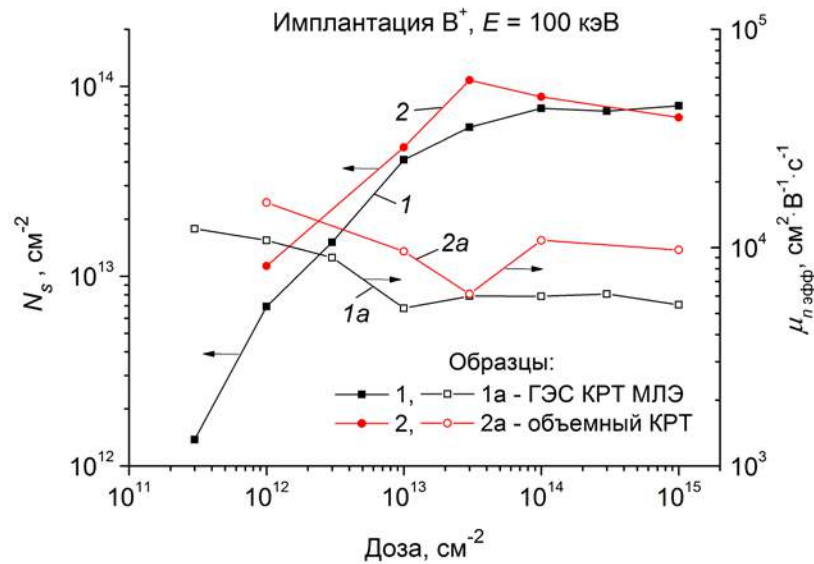


Рисунок 3.5 – Зависимость слоевой концентрации N_s (1, 2) и эффективной подвижности электронов $\mu_{n\text{эфф}}$ (1a, 2a) в ГЭС КРТ МЛЭ (1,a) и объемном КРТ (2,a) от дозы ионов B^+ , имплантированных с энергией 100 кэВ. Состав: объемного КРТ – $x = 0,220$; ГЭС КРТ МЛЭ – $x_s = 0,45$, $x = 0,225$, $d_{\text{вар}} = 0,4$ мкм.

по сравнению с ГЭС КРТ МЛЭ. То есть наличие варизонного слоя в ГЭС КРТ МЛЭ существенно меняет динамику накопления радиационных дефектов донорного типа в данном материале.

Насыщение слоевой концентрации электронов в объемном КРТ и ГЭС КРТ МЛЭ с составом $x_s/x = 0,40/0,22$ на уровне $N_s = (3-4) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ при имплантации ионов N^+ ($E = 150$ кэВ, $D = 1 \cdot 10^{12} - 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$) было обнаружено в работе [221], однако различие в величине N_s между объемным и эпитаксиальным материалом установлено не было, хотя приведенные в [221] величины слоевой концентрации хорошо согласуются с данными рисунка 3.4 для имплантации ионов N^+ в объемный КРТ (кривая 9 на рисунке 3.4). Влияние варизонного слоя различного состава в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа на формирование конвертированных слоев при ионной имплантации будет рассматриваться далее в разделе 3.3.

Снижение слоевой концентрации электронов в объемном КРТ и ЖФЭ КРТ при больших дозах ионов B^+ , превышающих дозу $D(N_s^{\text{max}})$, можно, по-видимому, объяснить накоплением вблизи поверхности кристалла с увеличением дозы протяженных дефектов (раздел 1.1.1), которые захватывают и нейтрализуют электрически активные радиационные дефекты (междоузельную ртуть), что, как предполагается [79, 81], происходит в случае имплантации более тяжелых ионов Ag^+ . Не исключена возможность и компенсирующего действия дефектов акцепторной природы (V_{Hg} , V_{Cd}), которые могут накапливаться в приповерхностной области, поскольку их подвижность намного ниже подвижности междоузельной ртути. Однако, как было отмечено в разделе 1.1.3, существующих в литературе данных по накоплению и распределению радиационных

дефектов в КРТ, имплантированном ионами B^+ ([98]), недостаточно, чтобы понять и объяснить эффект снижения N_s без взаимосвязи пространственного распределения структурных нарушений и донорных центров, а также ответить на вопрос о том, где в основном располагаются стоки для электрически активных дефектов: на глубине $z < R_p$, в окрестности R_p или за область проецированного пробега ионов.

Рост эффективной подвижности электронов в области больших доз ионов B^+ может быть обусловлен как снижением концентрации заряженных рассеивающих центров вблизи поверхности (но при этом одновременно должно расти рассеяние носителей на дефектах), так и увеличением вклада в $\mu_{n\text{эфф.}}$ более глубокой области, где на распределениях $n(z)$ и $\mu_n(z)$ наблюдается спад объемной концентрации и увеличение подвижности электронов [202].

Если верно предположение, что наблюдаемое уменьшение слоевой концентрации электронов при дозах ионов B^+ , превышающих дозу $D(N_s^{\text{max}})$, связано с нейтрализацией электрически активных дефектов структурными нарушениями, то увеличение массы имплантируемых ионов должно приводить к еще большему снижению N_s в этом интервале доз, поскольку с ростом массы ионов количество дефектов увеличивается. Действительно, из таблицы 3.2 и рисунка 3.4 видно, что одни и те же исходные образцы, которые имплантировались ионами B^+ , Ag^+ и N^+ одинаковыми дозами $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, в случае внедрения ионов Ag^+ и N^+ имеют в 2–2,5 раза меньшую величину N_s . Этот эксперимент показал, что даже небольшое увеличение массы ионов в области доз, превышающих дозу $D(N_s^{\text{max}})$ для ионов B^+ , приводит к значительному уменьшению слоевой концентрации электронов, что не согласуется с результатами работ [158, 159, 161–166], в которых величина N_s не зависела от массы внедряемых ионов. Зависимости $N_s(M)$ и $\mu_{n\text{эфф.}}(M)$ для объемного p -КРТ, имплантированного ионами различной массы приведена на рисунке 3.6.

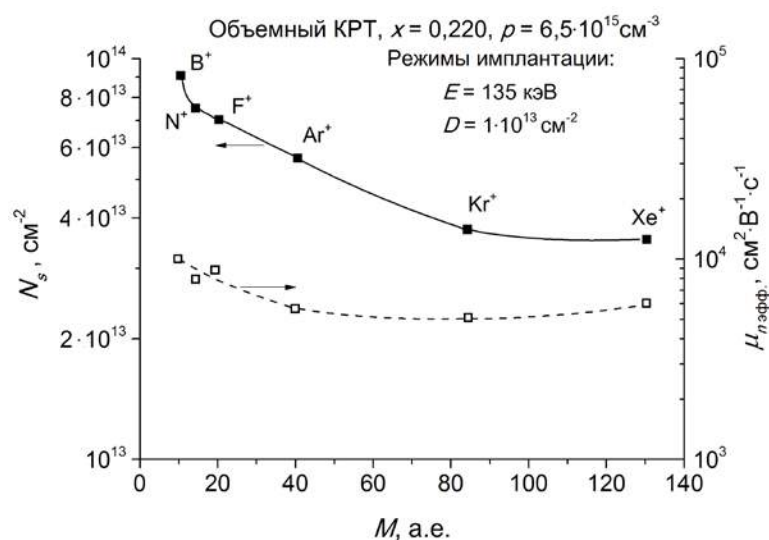


Рисунок 3.6 – Зависимость слоевой концентрации N_s и эффективной подвижности электронов $\mu_{n\text{эфф.}}$ в объемном КРТ p -типа с составом $x = 0,22$ от массы ионов (B^+ , N^+ , F^+ , Ag^+ , Kr^+ , Xe^+), имплантированных с энергией 135 кэВ дозой $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

Выбор дозы ионов B^+ , N^+ , F^+ , Ar^+ , Kr^+ и He^+ , равной $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, был обусловлен тем, что для ионов B^+ максимум слоевой концентрации электронов при данной дозе и энергии 135 кэВ еще не достигается (рисунки 3.4 и 3.5). Поэтому предполагалось, что увеличение массы имплантируемых в объемный p -КРТ ионов дозой меньше $D(N_s^{\max})$ для ионов B^+ , должно приводить и такому же снижению величины N_s , как и увеличение дозы ионов бора. Действительно, на представленной на рисунке 3.6 зависимости $N_s(M)$ наблюдается монотонное уменьшение слоевой концентрации электронов при увеличении массы ионов вплоть до Kr^+ , а затем N_s остается практически постоянной. Как видно из сравнения рисунков 3.4 и 3.6 для ионов N^+ при дозе $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ величина изменения N_s существенно меньше по отношению к ионам B^+ , чем в случае больших доз. Только ионы Kr^+ и He^+ при дозе $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ уменьшают слоевую концентрацию электронов до величины $4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, эквивалентной уровню N_s , достигаемому при дозах ионов N^+ $(1-3) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Зависимость эффективной подвижности электронов от массы ионов более слабая, чем у слоевой концентрации. Начиная с имплантации ионов Ar^+ она уже не уменьшается и остается на уровне $6 \cdot 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, который ниже среднего уровня $\mu_{n \text{ эфф.}}$ ($10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$), полученного для больших доз ионов B^+ (рисунок 3.4).

Таким образом, полученные результаты показывают, что увеличение массы ионов, имплантируемых дозой, которая меньше дозы $D(N_s^{\max})$ для ионов B^+ , приводит к такому же эффекту снижения слоевой концентрации электронов от максимального уровня $N_s^{\max} = (1-2) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, как и внедрение больших доз ионов B^+ .

В таблице 3.3 приведены параметры n -слоя в зависимости от дозы ионов с сильно различающейся массой: $^{11}B^+$ и $^{131}Xe^+$.

Таблица 3.3

Зависимость слоевой концентрации N_s и эффективной подвижности электронов $\mu_{n \text{ эфф.}}$ от дозы ионов $^{11}B^+$ и $^{131}Xe^+$ в объемном КРТ p -типа ($x=0,218$, $p = 6,8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\mu_p = 600 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$), имплантированных с энергией 135 кэВ

Параметр*	Ионы	Доза, см^{-2}					
		$1 \cdot 10^{12}$	$1 \cdot 10^{13}$	$1 \cdot 10^{14}$	$1 \cdot 10^{15}$	$3 \cdot 10^{15}$	$1 \cdot 10^{16}$
$N_s, \text{см}^{-2}$	$^{11}B^+$	$1,2 \cdot 10^{13}$	$5,1 \cdot 10^{13}$	$1,0 \cdot 10^{14}$	$9,3 \cdot 10^{13}$	$6,2 \cdot 10^{13}$	$3,5 \cdot 10^{13}$
	$^{131}Xe^+$	$1,7 \cdot 10^{13}$	$1,3 \cdot 10^{13}$	$1,0 \cdot 10^{13}$	$7,0 \cdot 10^{12}$	$3,3 \cdot 10^{12}$	$8,0 \cdot 10^{11}$
$\mu_{n \text{ эфф.}}, \text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	$^{11}B^+$	$1,6 \cdot 10^4$	$9,8 \cdot 10^3$	$5,1 \cdot 10^3$	$5,6 \cdot 10^3$	$8,4 \cdot 10^3$	$1,4 \cdot 10^4$
	$^{131}Xe^+$	$4,8 \cdot 10^3$	$4,5 \cdot 10^3$	$6,3 \cdot 10^3$	$8,2 \cdot 10^3$	$1,3 \cdot 10^4$	$2,0 \cdot 10^4$

Примечание *: данные получены при $V = 1 \text{ кГс}$.

Анализ таблицы 3.3 показывает, что увеличение массы ионов в 12 раз для больших доз

$1 \cdot 10^{15}$, $3 \cdot 10^{15}$ и $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ привело к снижению слоевой концентрации электронов в 13, 19 и 44 раза соответственно по сравнению с имплантацией ионов B^+ . С другой стороны, из рисунка 3.4 следует, что в случае имплантации ионов N^+ , масса которых в 1,4 больше, при дозах $1 \cdot 10^{15}$ и $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ величина N_s соответственно в 2 и 3 раза меньше, чем для ионов B^+ . Отметим, что в случае имплантации азота, который является акцепторной примесью в КРТ, на столь значительное снижение слоевой концентрации электронов по сравнению с внедрением бора (донора), может быть еще обусловлено и влиянием компенсации азотом радиационных донорных центров, которые были генерированы в процессе его имплантации. Акцепторные свойства азота мы рассмотрим в разделе 4.5.2.

Из приведенных экспериментальных данных (рисунок 3.6, таблица 3.3), по-видимому, можно сделать вывод, что при имплантации ионов дозой $D > 10^{13} \text{ см}^{-2}$ достижимый уровень слоевой концентрации электронов тем ниже, чем больше масса ионов. Это условие должно выполняться, по крайней мере, для всех ионов с массой $M \geq 11 \text{ а.е.}$ и связано оно, вероятнее всего, с накоплением структурных дефектов.

Предполагаемую связь между величиной N_s и степенью разупорядочения кристаллической структуры в КРТ, имплантированном ионами с различной массой, качественно подтверждают исследования спектров оптического отражения. На рисунке 3.7 представлена зависимость параметра Q (раздел 2.3.2) от дозы ионов B^+ и Xe^+ для образца объемного КРТ, имплантированного совместно с образцом из таблицы 3.3.

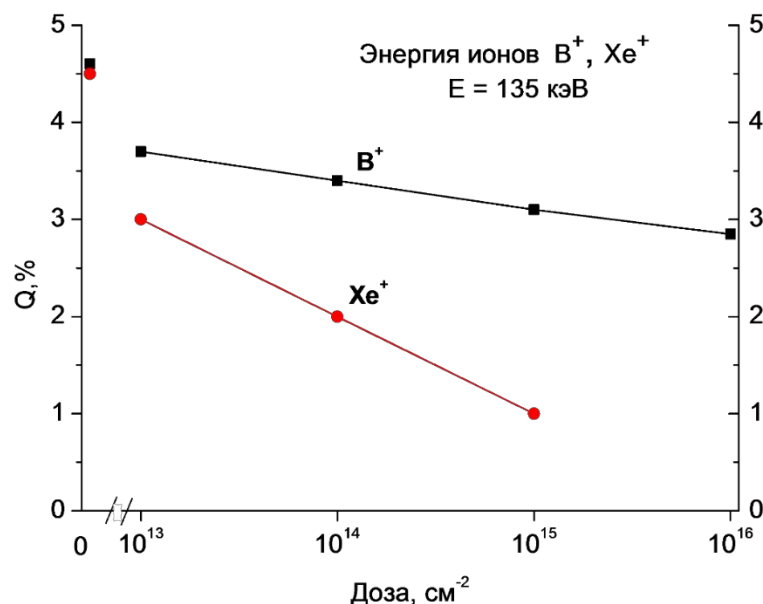


Рисунок 3.7 – Зависимость параметра Q от дозы ионов B^+ и Xe^+ , имплантированных с энергией 135 кэВ в объемный КРТ с составом $x = 0,22$.

Из рисунка 3.7 видно, что степень разупорядочения поверхности, которую характеризует резкость пиков отражения $Q = \Delta R/R_1(E_1)$ (рисунок 2.11), увеличивается как с ростом дозы ионов,

так и их массы: во всем исследованном интервале доз $1 \cdot 10^{13}$ – $1 \cdot 10^{16}$ см^{-2} величина параметра Q для ионов Xe^+ меньше, чем для B^+ (при дозе ионов Xe^+ $1 \cdot 10^{16}$ см^{-2} спектры не удалось измерить из-за большого рассеяния).

Анализ рисунка 3.7 показывает, что имплантация больших доз ионов B^+ $1 \cdot 10^{15}$ – $1 \cdot 10^{16}$ см^{-2} и средних доз ионов Xe^+ $1 \cdot 10^{13}$ см^{-2} дают близкие значения параметра Q , что, по-видимому, приводит к одинаковой степени разупорядочения кристалла вблизи поверхности, по крайней мере, на глубине зондирования около 300 нм. Слоевые концентрации электронов, как видно из таблицы 3.3, для данных доз ионов B^+ и Xe^+ также имеют близкие значения, что, на наш взгляд, косвенно подтверждает наличие нейтрализации электрически активных дефектов при накоплении структурных нарушений.

3.2.2. Влияние энергии ионов B^+ и Xe^+

Рассмотрим влияние одного из важнейших параметров ионной имплантации – энергии, от которой зависят пространственное распределение внедренной примеси (раздел 3.1) и количество образующихся дефектов. Напомним, что по данным литературы электрофизические свойства имплантированного слоя не зависят от энергии ионов B^+ в интервале 150–300 кэВ.

На рисунке 3.8 представлены зависимости параметров n -слоя от энергии ионов B^+ в интервале $E = 15$ –150 кэВ для различных доз.

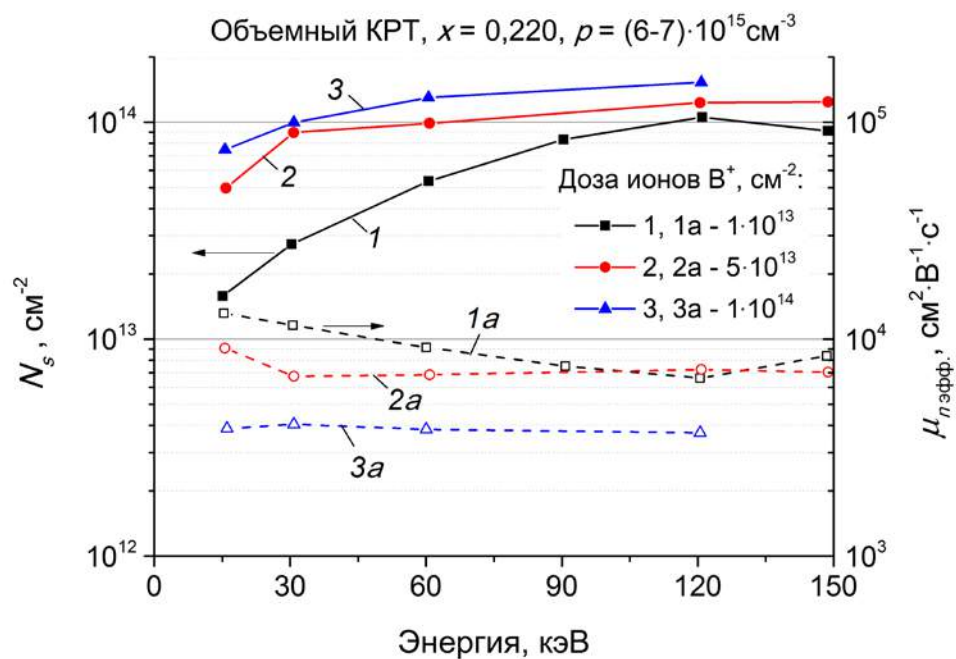


Рисунок 3.8 – Зависимость слоевой концентрации N_s и эффективной подвижности электронов $\mu_{n,\text{эфф.}}$ от энергии ионов B^+ , имплантированных в объемный КРТ с составом $x = 0,22$ различными дозами: 1 – $1 \cdot 10^{13}$; 2 – $5 \cdot 10^{13}$; 3 – $1 \cdot 10^{14}$ см^{-2} .

Выбор среднего интервала доз $1 \cdot 10^{13}$ – $1 \cdot 10^{14}$ см^{-2} обусловлен тем, что при больших дозах начинают сказываться эффекты снижения зависимости $N_s(D)$ в области энергий $E > 100$ кэВ, которые могли исказить полученные результаты для зависимости $N_s(E)$. Как видно из рисунка 3.8, слоевая концентрация электронов растет при увеличении энергии, и наиболее сильная зависимость $N_s(E)$ наблюдается при имплантации самой маленькой дозой $1 \cdot 10^{13}$ см^{-2} . Для нее в области $E = 120$ – 150 кэВ произошло даже некоторое уменьшение слоевой концентрации электронов. Увеличение дозы приводит к более высокому уровню N_s при $E = 15$ кэВ и быстрому его росту в интервале энергий 15 – 60 кэВ до значений N_s , близких к максимальному. Эффективная подвижность электронов наиболее быстро уменьшается с ростом энергии при дозе $1 \cdot 10^{13}$ см^{-2} , а для дозы $1 \cdot 10^{14}$ см^{-2} эта зависимость слабая.

С ростом энергий проецированный пробег ионов B^+ увеличивается (см. рисунок 3.1), поэтому из общих соображений следовало ожидать непрерывного увеличения N_s с ростом энергии ионов за счет повышения глубины n -слоя. Конечно, это должно выполняться при условии постоянства объемной концентрации, о чем свидетельствует слабая зависимость подвижности от энергии для доз $5 \cdot 10^{13}$ и $1 \cdot 10^{14}$ см^{-2} , а также результаты работ [79, 81] по имплантации в КРТ ионов Ar^+ с энергиями 50 и 150 кэВ. Однако практически достигнутый максимум у $N_s(E)$ в интервале энергий ионов B^+ 60 – 150 кэВ для доз $5 \cdot 10^{13}$ и $1 \cdot 10^{14}$ см^{-2} и снижение слоевой концентрации при $E > 120$ кэВ для дозы $1 \cdot 10^{13}$ см^{-2} не укладывается в данное представление, что, по-видимому, свидетельствует о более сложном характере распределения концентрации носителей заряда по глубине n -слоя, полученного при внедрении ионов B^+ с разной энергией.

В случае же имплантации ионов Xe^+ дозой $1 \cdot 10^{13}$ см^{-2} , для которой параметры n -слоя в зависимости от энергии приведены в таблице 3.4 вместе с данными для ионов B^+ , наблюдается непрерывный рост слоевой концентрации электронов во всем интервале энергий 15 – 150 кэВ, обусловленного, вероятнее всего, ростом глубины n -слоя.

Таблица 3.4

Зависимость слоевой концентрации N_s и эффективной подвижности электронов $\mu_{n \text{ эфф.}}$ от энергии ионов B^+ и Xe^+ , имплантированных дозой $1 \cdot 10^{13}$ см^{-2} в объемный КРТ p -типа ($x = 0,224$, $p = 6,4 \cdot 10^{15}$ см^{-3} , $\mu_p = 700$ $\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$)

Параметр*	Ионы	Энергия, кэВ					
		15	30	60	90	120	150
N_s , см^{-2}	B^+	$1,6 \cdot 10^{13}$	$2,8 \cdot 10^{13}$	$5,4 \cdot 10^{13}$	$8,4 \cdot 10^{13}$	$1,1 \cdot 10^{14}$	$9,1 \cdot 10^{13}$
	Xe^+	$6,0 \cdot 10^{12}$	$7,1 \cdot 10^{12}$	$7,6 \cdot 10^{12}$	$8,6 \cdot 10^{12}$	$1,2 \cdot 10^{13}$	$2,1 \cdot 10^{13}$
$\mu_{n \text{ эфф.}}$, $\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	B^+	$1,5 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^4$	$9,2 \cdot 10^3$	$7,6 \cdot 10^3$	$6,9 \cdot 10^3$	$8,1 \cdot 10^3$
	Xe^+	$4,8 \cdot 10^3$	$5,2 \cdot 10^3$	$6,3 \cdot 10^3$	$7,9 \cdot 10^3$	$5,6 \cdot 10^3$	$6,1 \cdot 10^3$

Примечание *: данные получены при $V = 1$ кГц.

Уровень N_s для ионов Xe^+ меньше, чем при имплантации ионов B^+ с такой же энергией (данные получены для одного исходного образца), а подвижности сильно различаются только при энергиях 15–60 кэВ.

Поскольку проецированные пробеги ионов Xe^+ и B^+ имеют близкие значения в интервале энергий 120–160 и 15–30 кэВ соответственно, то можно предположить, что и близкие величины $N_s = (1,2\text{--}2,8) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ для обоих ионов при данных энергиях также обусловлены совпадением глубины n -слоев. Однако наблюдаемое сильное различие в подвижностях электронов указывает на то, что и при возможном совпадении объемной концентрации электронов и глубины n -слоев количество вводимых дефектов при бомбардировке ионами Xe^+ намного больше за счет более высоких потерь энергии на упругие столкновения у ксенона по сравнению с бором. Расчеты показывают [140], что в КРТ при близких величинах R_p (0,03 мкм) для ионов B^+ и Xe^+ с энергиями 15 и 150 кэВ соответственно, бор на упругие столкновения теряет около 5 кэВ, тогда как ксенон – 80 кэВ. Поэтому корректнее было бы сравнивать электрофизические свойства n -слоев при одинаковой для ионов B^+ и Xe^+ полной энергии, выделенной в упругих столкновениях, что должно создавать приблизительно равное число смещенных атомов в КРТ, а значит и количество дефектов. Но для этого дозу ионов B^+ необходимо повысить в 15–16 раз (с $1 \cdot 10^{13}$ до $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$). Такой эксперимент мы обсудим в дальнейшем.

Сравнение зависимостей слоевой концентрации электронов от энергии ионов B^+ в ГЭС КРТ МЛЭ и в объемном КРТ p -типа приведено на рисунке 3.9. Выбор дозы $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ был обусловлен тем, что при данной дозе ионов B^+ слоевая концентрации электронов в области больших энергий в объемном материале достигает насыщения (рисунок 3.5).

Из рисунка 3.9 видно, что у ГЭС КРТ МЛЭ слоевая концентрация электронов ниже, чем в объемном КРТ во всем диапазоне энергий ионов B^+ . Этот же эффект наблюдался и при сравнении дозовых зависимостей слоевой концентрации электронов в объемном материале и ГЭС КРТ МЛЭ (рисунок 3.5). Существуют две характерные области энергии 50–100 и 100–175 кэВ, в которых величина N_s у обоих образцов растет с увеличением энергии с разной скоростью: у ГЭС КРТ МЛЭ в первой области скорость изменения зависимости $N_s(E)$ в 1,5 выше, чем у объемного КРТ. Как следует из вставки на рисунке 3.9 при небольшой энергии 50 кэВ внедренный бор целиком лежит в варизонном слое ГЭС КРТ МЛЭ (кривая 1 на вставке рисунка 3.9), обедненном атомами ртути, тогда как в объемном КРТ состав x постоянен по всему ионно-имплантированному слою. Поэтому количество генерированных донорных центров, предположительно, междоузельных атомов ртути, в ГЭС КРТ МЛЭ в этом случае должно быть меньше, чем в объемном образце, следовательно, и величина N_s при $E = 50$ кэВ в пленке почти в два раза ниже.

Во второй области с ростом энергии от 100 до 175 кэВ слоевая концентрация электронов у объемного КРТ увеличивается незначительно, всего с $1,1 \cdot 10^{14}$ до $1,45 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, то есть факти-

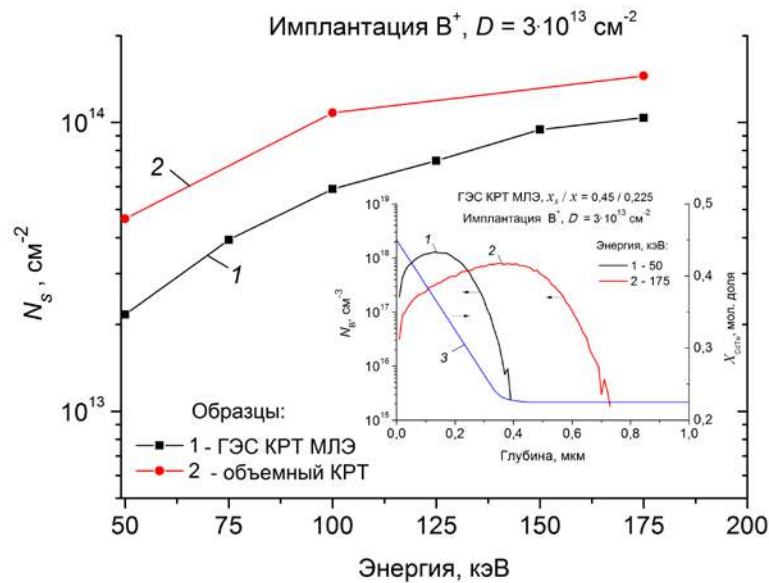


Рисунок 3.9 – Зависимость слоевой концентрации электронов N_s в ГЭС КРТ МЛЭ (1) и объемном КРТ (2) p -типа от энергии ионов B^+ , имплантированных дозой $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Состав: объемного КРТ – $x = 0,220$; ГЭС КРТ МЛЭ – $x_s = 0,45$, $x = 0,225$, $d_{\text{вар}} = 0,4 \text{ мкм}$. Вставка – рассчитанное методом SRIM-2013 распределение атомов бора N_B , имплантированного дозой $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ с энергий 50 (1) и 175 (2) кэВ и профиль состава ГЭС КРТ МЛЭ X_{CdTe} в верхнем варизонном слое (3).

чески она достигла насыщения, тогда как в гетероэпитаксиальном КРТ величина N_s изменилась гораздо сильнее с $5,9 \cdot 10^{14}$ до $1,04 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, что близко к величине насыщения для объемного КРТ. Внедренный в ГЭС КРТ МЛЭ бор при $E = 100 \text{ кэВ}$ ($R_p = 0,23 \text{ мкм} < d_{\text{вар}}$) все еще большей своей частью находится в варизонном слое, но уже с меньшим составом, чем у поверхности. С ростом энергии до 175 кэВ, ($R_p \approx d_{\text{вар}} = 0,4 \text{ мкм}$) фронтом профиль распределения $N_B(z)$ (кривая 2 на вставке рисунка 3.9) своим правым полностью располагается уже в рабочем слое. Поскольку составы рабочего слоя у пленки ($x = 0,225$) и объемного образца ($x = 0,220$) практически одинаковые, то и величины N_s у них при $E = 175 \text{ кэВ}$ близки.

Из приведенного анализа влияния дозы, массы и энергии ионов на электрофизические параметры имплантированного КРТ p -типа видно, что слоевая концентрация и подвижность электронов, разупорядочение поверхности существенным образом зависят от условий ионной бомбардировки, и нами обнаружено, что величина N_s в объемном КРТ и ЖФЭ КРТ уменьшается с накоплением дефектов, тогда как электрофизические свойства ионно-имплантированного ГЭС КРТ МЛЭ с верхним варизонным слоем существенно отличаются от свойств объемного и жидкофазного материала, что, на наш взгляд, обусловлено влиянием поверхностного слоя повышенного состава.

3.2.3. Влияние плотности тока ионов V^+

Важнейшим параметром ионной имплантации является плотность тока. От нее зависит как скорость набора дозы ионов, так и динамика накопления радиационных дефектов. Слишком большие плотности тока приводят к разогреву мишени (см. раздел 5.1.2), а значит – к перераспределению внедряемой примеси и отжигу радиационных дефектов непосредственно в процессе имплантации. Твердый раствор $Cd_xHg_{1-x}Te$ является термически нестабильным материалом, поэтому для проведения ионной имплантации в данный материал желательно использовать плотности тока, не превышающие $0,2 \text{ мкА/см}^2$. Как нами было установлено непосредственным измерением температуры имплантируемой мишени, при таких плотностях тока нагрев образца не превышает $10\text{--}20^\circ\text{C}$. Более высокие плотности тока приводят к заметному нагреву КРТ (при плотности тока $0,4 \text{ мкА/см}^2$ образец нагревается до $50\text{--}60^\circ\text{C}$).

В литературе отсутствуют исследования влияния плотности тока при обычной ионной имплантации (высокоинтенсивная импульсная ионная имплантация в КРТ рассматривалась в [228, 231, 232]) на электрофизические свойства объемных кристаллов и гетероэпитаксиальных слоев КРТ. В данном параграфе рассматривается влияние плотности тока ионов V^+ в широком диапазоне значений на параметры имплантированного ГЭС КРТ МЛЭ с различным составом и толщиной верхнего варизонного слоя.

Для проведения экспериментов были специально выращены гетероэпитаксиальные структуры МЛЭ КРТ p -типа с различным составом поверхности. Исходные параметры ГЭС КРТ МЛЭ при температуре 77 К сразу после роста (n -тип) и после отжига (p -тип) представлены в таблице 3.5, профиль распределения состава приведен на рисунке 3.10.

Таблица 3.5

Параметры исходных структур ГЭС КРТ МЛЭ

Номер структуры	Состав поверхности (x_s) и рабочего слоя (x), x_s / x	Толщина варизонного слоя, мкм	Толщина общая d , мкм	Концентрация $n, p, \text{см}^{-3}$		Подвижность $\mu_n, \mu_p, \text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	
				n -тип, n	p -тип, p	n -тип, μ_n	p -тип, μ_p
040420	0,225/0,225	0	10,7	$1,8 \cdot 10^{14}$	$8,1 \cdot 10^{15}$	$4,7 \cdot 10^4$	480
040423	0,330/0,225	1,6	10,1	$1,7 \cdot 10^{14}$	$8,1 \cdot 10^{15}$	$6,1 \cdot 10^4$	500
040421	0,490/0,221	1,8	10,9	$2,2 \cdot 10^{14}$	$5,0 \cdot 10^{15}$	$5,9 \cdot 10^4$	560
040422	0,560/0,225	1,6	10,7	$4,0 \cdot 10^{13}$	$6,5 \cdot 10^{15}$	$5,6 \cdot 10^4$	500

Анализ распределения состава в приповерхностном слое ГЭС КРТ МЛЭ (рисунок 3.10) показывает, что для структуры № 040420 варизонный слой отсутствует, а для остальных структур

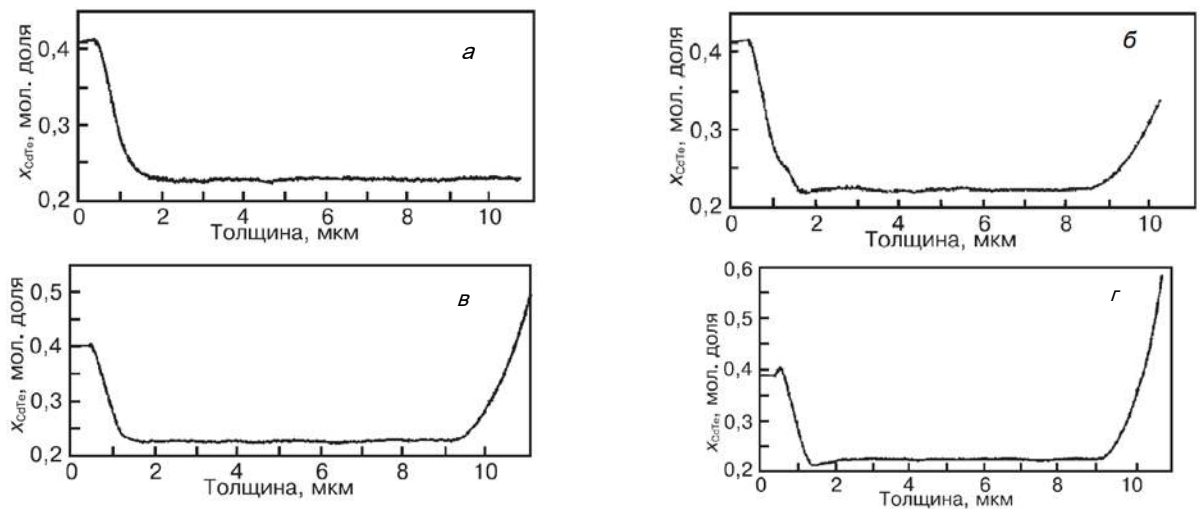


Рисунок 3.10 – Профиль распределения состава x_{CdTe} в ГЭС КРТ МЛЭ. Состав поверхности x_s : *a* – 0,22; *б* – 0,33; *в* – 0,49; *г* – 0,56. Толщина пленки отсчитывается от границы с буферным слоем CdTe.

состав поверхности меняется в интервале $x_s = 0,33\text{--}0,56$, и толщина варизонного слоя составляет 1,6–1,8 мкм. Причем градиент состава в варизонном слое линейно увеличивается к поверхности материала. Состав рабочего слоя всех структур ГЭС КРТ МЛЭ имеет значение $x = 0,221\text{--}0,225$. В первом эксперименте (рисунок 3.11) имплантация ионов B^+ в ГЭС КРТ МЛЭ ($x_s = 0,45$, $d_{\text{вар}} = 0,4$ мкм, см. вставку на рисунке 3.9) проводилась с энергией 100 кэВ дозой $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, при этом плотность тока изменялась примерно в два раза и составляла 0,012, 0,023, 0,045 и 0,091 мкА/см², а время имплантации – 4157, 2058, 1068 и 526 с соответственно.

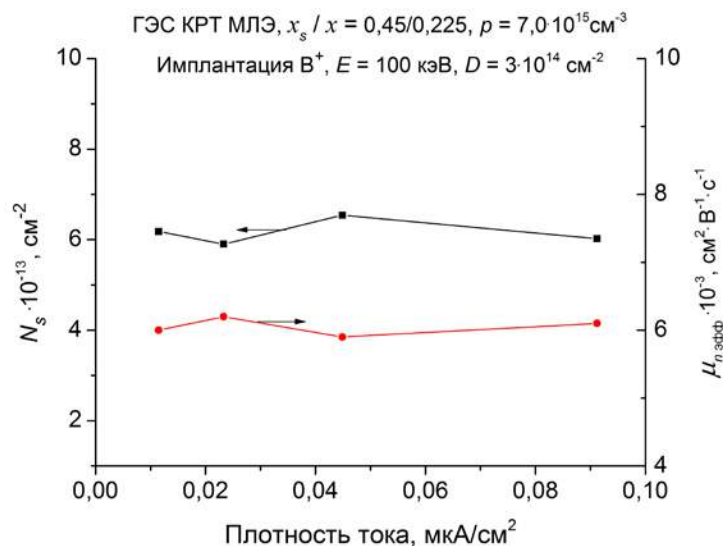


Рисунок 3.11 – Зависимость слоевой концентрации N_s и эффективной подвижности электронов $\mu_{n,\text{эфф}}$ в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа ($x_s / x = 0,45 / 0,225$, $d_{\text{вар}} = 0,4$ мкм.) от плотности тока ионов B^+ , имплантированных с энергией 100 кэВ дозой $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Профиль состава верхнего варизонного слоя показан на вставке рисунка 3.9.

Во втором эксперименте, результаты которого приведены на рисунке 3.12, ионы B^+ имплантировались с $E = 100$ кэВ и $D = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ в ГЭС КРТ МЛЭ с различным составом x_s : 0,22; 0,33; 0,49 и 0,56 (таблица 3.5, рисунок 3.10). Плотность тока варьировалась на порядок и имела значение 0,0017, 0,017, и 0,175 мкА/см², время наборы дозы составляло 2722, 273 и 27 с соответственно.

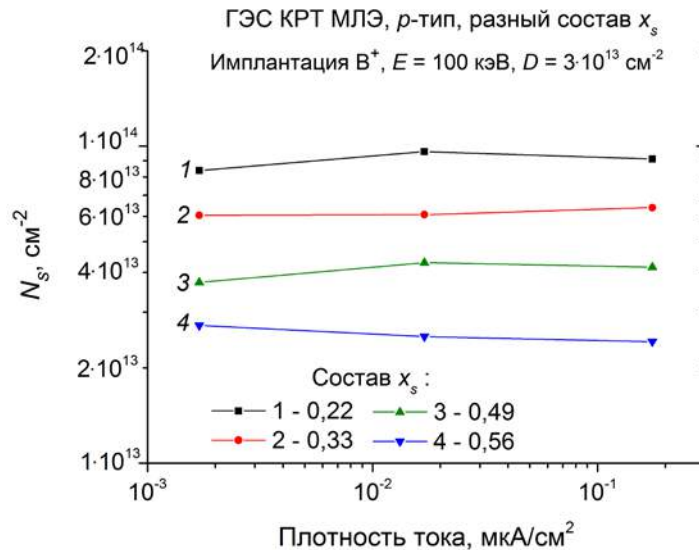


Рисунок 3.12 – Зависимость слоевой концентрации N_s в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с различным составом поверхности x_s от плотности тока ионов B^+ , имплантированных с энергией 100 кэВ дозой $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Состав x_s : 1 – 0,22; 2 – 0,33; 3 – 0,49; 4 – 0,56. Параметры ГЭС КРТ МЛЭ приведены в таблице 3.5, профили составов представлены на рисунке 3.10.

Из рисунков 3.11 и 3.12 видно, что электрофизические параметры n -слоя у всех образцов ГЭС КРТ МЛЭ практически не меняются во всем исследованном диапазоне плотностей тока. То есть скорость набора дозы (время имплантации) не оказывает существенное влияние на количество генерированных электрически активных донорных дефектов, что само по себе является несколько неожиданным результатом. Более подробно данный эффект мы обсудим при рассмотрении пространственного распределения донорных центров в ГЭС КРТ МЛЭ (см. раздел 3.3).

3.2.4. Влияние состава верхнего варизонного слоя МЛЭ

гетероэпитаксиальных структур $Cd_xHg_{1-x}Te$

Важно отметить, что состав верхнего варизонного слоя ГЭС КРТ МЛЭ (рисунок 3.12) оказывает существенное влияние на величину слоевой концентрации электронов: с ростом x_s величина N_s значительно уменьшается, причем зависимость $N_s(x_s)$, как показано на рисунке 3.13, имеет вид, близкий к линейному.

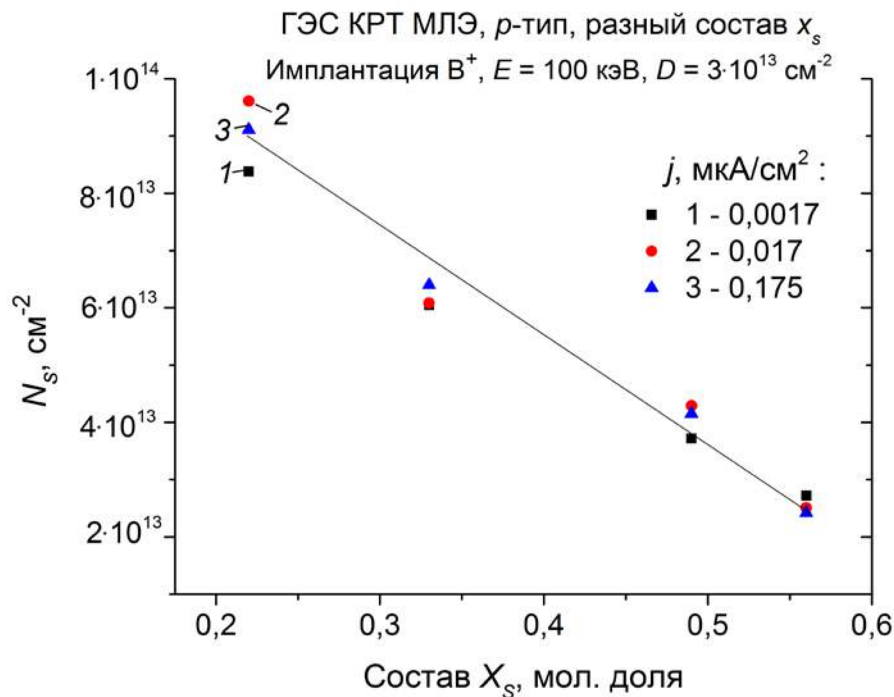


Рисунок 3.13 – Зависимость слоевой концентрации N_s от состава поверхности x_s ГЭС КРТ МЛЭ p -типа, имплантированного ионами B^+ с энергией 100 кэВ дозой $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ при различных плотностях тока j : 1 – 0,0017; 2 – 0,017; 3 – 0,175 мкА/см^2 .

Далее рассмотрим влияние дозы и энергии ионов B^+ на электрофизические параметры ГЭС КРТ МЛЭ с различным составом поверхности (рисунок 3.10). Ранее приведенные результаты по сравнению имплантации ионов B^+ в объемный КРТ и ГЭС КРТ МЛЭ с варизонным слоем толщиной 0,4 мкм (см. рисунки 3.5 и 3.9) отличаются от дальнейшего рассмотрения тем, что толщина варизонного слоя 1,6–1,8 мкм у образцов ГЭС КРТ МЛЭ с различным составом x_s (см. таблицу 3.5 и рисунок 3.10) заведомо больше полного пробега ионов B^+ при всех используемых энергиях в интервале 25–150 кэВ, то есть все внедренные атомы бора локализованы непосредственно в широкозонном слое переменного состава и не проникают в рабочий слой с постоянным составом.

На рисунке 3.14 представлены зависимости слоевой концентрации носителей заряда N_s от дозы и энергии ионов бора. Как видно из рисунка 3.14, *а*, при увеличении дозы ионов B^+ в интервале $1 \cdot 10^{11}$ – $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ наблюдается монотонное возрастание N_s для всех составов поверхности, а затем картина кардинально меняется. Для образцов с составом $x_s = 0,22$ – $0,33$ величина N_s достигает максимума (насыщения) и начинает снижаться в интервале доз $3 \cdot 10^{13}$ – $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, причем более заметно у образца без варизонного слоя, а у ГЭС КРТ МЛЭ с $x_s = 0,49$ – $0,56$ слоевая концентрация продолжает монотонно возрастать. Монотонное возрастание слоевой концентрации электронов происходит и с ростом энергии ионов B^+ (рисунок 3.14, *б*), однако в интервале энергий 100–150 кэВ рост N_s существенно замедляется для всех составов поверхности.

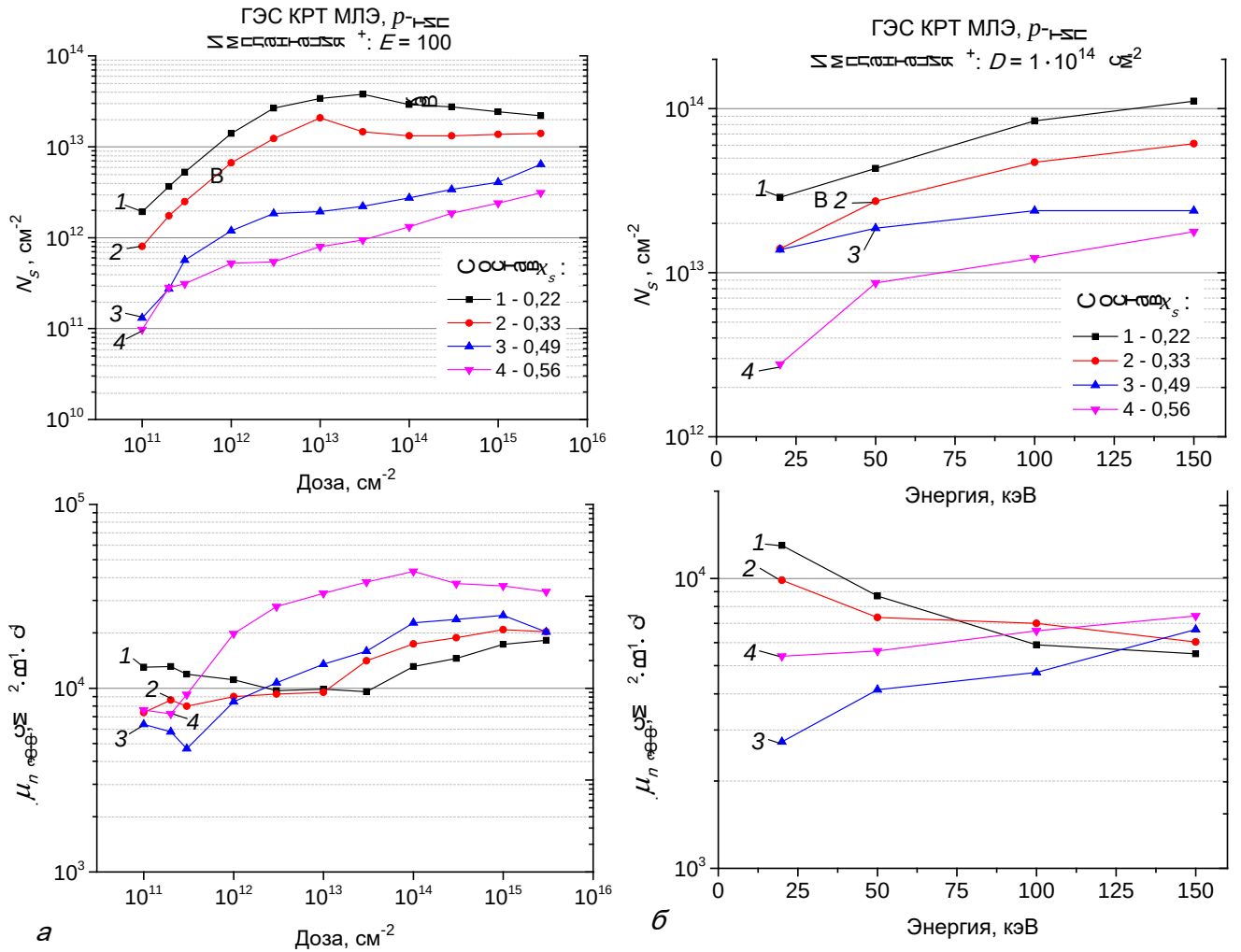


Рисунок 3.14 – Зависимость слоевой концентрации N_s и эффективной подвижности электронов $\mu_{n\text{эфф.}}$ от дозы (а) и энергии (б) ионов B^+ , имплантированных в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с различным составом x_s . Режимы имплантации: а – $E = 100$ кэВ; б – $D = 1 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$.

Из рисунка 3.14 также видно, что при одной и той же дозе или энергии ионов бора величина N_s тем ниже, чем выше состав поверхности. В разделе 3.2.1. было показано, что в имплантированных ионами бора объемных кристаллах и жидкофазных эпитаксиальных пленках p -КРТ после насыщения зависимости $N_s(D)$ при дозах $3 \cdot 10^{14} - 1 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$ происходит значительное ее снижение с ростом дозы ионов B^+ . Возможное объяснение этого эффекта заключается в нейтрализации радиационных донорных дефектов при захвате их на стоки, которыми являются структурные нарушения решетки КРТ, генерируемые при больших дозах внедряемых ионов.

Очевидно, что при ионной имплантации ГЭС КРТ МЛЭ с различным составом варизонного слоя внедрение ионов бора (если толщина варизонного слоя значительно больше проецированного пробега ионов R_p) происходит в область материала, где состав для каждой гетероэпитаксиальной структуры различается, поэтому будет различаться и соотношение генерируемых первичных радиационных дефектов в металлических подрешетках CdTe и HgTe. В первую очередь

в зависимости от состава поверхности существенно меняется количество генерируемых радиационных донорных центров на основе междоузельной ртути от которой зависит динамика образования вторичных электрически активных дефектов. В материале с низким составом поверхности $x_s = 0,22-0,33$ (кривые 1 и 2 на рисунке 3.14, а) эффект насыщения, а затем и снижения N_s аналогичен данному эффекту, наблюдаемому при имплантации объемных кристаллов КРТ и ЖФЭ КРТ МЛЭ p -типа состава $x = 0,22$.

В отличие от слоевой концентрации, эффективная подвижность электронов при малых дозах и энергиях самая большая у образца без варизонного слоя с $x_s = 0,22$ (кривая 1 на рисунке 3.14, а, б), несмотря на то, что величина N_s у него также наибольшая, а при высоких дозах и энергиях ситуация меняется на обратную. В целом для образца ГЭС КРТ МЛЭ с $x_s = 0,22$ виды дозовой и энергетической зависимостей $\mu_{n \text{эфф.}}$ аналогичны таким же зависимостям у объемного КРТ и ЖФЭ КРТ (см. рисунки 3.4 и 3.8): а) при дозе насыщения наблюдается минимум эффективной подвижности электронов, а затем с увеличением дозы происходит ее рост; б) с ростом энергии наблюдается монотонное уменьшение $\mu_{n \text{эфф.}}$. Похожее поведение зависимостей $\mu_{n \text{эфф.}}(D)$ и $\mu_{n \text{эфф.}}(E)$ наблюдается и у ГЭС КРТ МЛЭ с $x_s = 0,33$ (кривая 2 на рисунке 3.14, а, б). Повышение состава поверхности до $x_s = 0,49-0,56$ кардинальным образом меняет характер зависимостей $\mu_{n \text{эфф.}}(D)$ и $\mu_{n \text{эфф.}}(E)$ (кривые 3 и 4 на рисунке 3.14, а, б): а) с ростом дозы в интервале $3 \cdot 10^{12}-1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ эффективная подвижность электронов монотонно увеличивается и достигает максимума, а затем с дальнейшим увеличением дозы до $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ $\mu_{n \text{эфф.}}$ незначительно уменьшается; б) с ростом энергии наблюдается монотонное увеличение $\mu_{n \text{эфф.}}$. Возможное объяснение такого поведения $\mu_{n \text{эфф.}}$ состоит в том, что в ионно-имплантированном ГЭС КРТ МЛЭ с варизонными слоями переменного состава, также, как и в объемном КРТ и ЖФЭ КРТ p -типа, при различных режимах внедрения ионов V^+ формируются n -слои с низкой и высокой подвижностью электронов, каждый из которых дает свой вклад в интегральные характеристики в зависимости от глубины. Данный эффект будет обсуждаться при рассмотрении пространственного распределения донорных центров в ионно-имплантированном ГЭС КРТ МЛЭ.

3.3. Особенности формирования конвертированных n -слоев при накоплении радиационных дефектов в процессе ионной имплантации $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

На процесс накопления радиационных дефектов при ионной имплантации полупроводников в первую очередь влияет доза имплантируемых ионов любой массы и энергии, поскольку с ростом дозы все больше атомов внедренной примеси и первичных радиационных дефектов накапливается в области $R_p \pm \Delta R_p$, в которой происходит максимальное энерговыделение при торможении ионов.

С увеличением энергии ионов при фиксированной дозе меняется соотношение потерь энергии в упругих (ядерных: S_n , кэВ/мкм) и неупругих (электронных: S_e , кэВ/мкм) столкновениях, причем оно сильно зависит как от массы атомов имплантируемой мишени, так и массы внедряемых ионов [31, 33]. Твердый раствор $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ состоит из тяжелых элементов ^{112}Cd , ^{127}Te и ^{200}Hg . При имплантации мишеней, состоящих из элементов с большой атомной массой, тяжелыми ионами ($M \geq 27$ а. е.) потери энергии в упругих столкновениях превышают неупругие для всех энергий внедряемых ионов от низких до высоких ([33]), поэтому процессы радиационного дефектообразования в данном случае будут в основном определяться величиной ядерных потерь, зависящей от массы иона. При имплантации легких ионов ($^4\text{He}^+$, $^{11}\text{B}^+$, $^{14}\text{N}^+$) ситуация кардинально меняется: электронные потери превышают ядерные во всем диапазоне энергий, применяемых при ионной имплантации в КРТ, и отношение S_e / S_n увеличивается с ростом энергии. Расчеты, выполненные в работе [152] для ионов $^{11}\text{B}^+$, имплантированных в объемные кристаллы $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$, показывают, что с ростом энергии с 10 до 300 кэВ отношение S_e / S_n увеличивается больше чем на порядок с 1,25 до 17,19. Поэтому характер пространственного распределения радиационных донорных дефектов в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа существенно должен зависеть как от режимов ионной имплантации, так и массы внедряемых ионов.

В данном разделе рассмотрим, как влияют доза, масса, энергия и плотность тока внедряемых ионов, состав и исходная концентрация дырок в объемных кристаллах и гетероэпитаксиальных структурах КРТ p -типа на процессы формирования конвертированных n -слоев непосредственно в процессе ионной имплантации при комнатной температуре без постимплантационного отжига. Основным методом исследования n -слоев являлись дифференциальные холловские измерения в слабых магнитных полях с учетом тех особенностей в выборе исходных образцов КРТ p -типа и определении глубины n -слоя, которые обсуждались в разделе 2.2.1.

Профили распределения радиационных донорных центров сопоставлялись с пространственным распределением внедренной примеси либо измеренным методом вторичной ионной масс-спектрометрии, либо рассчитанным методом SRIM-2013. Для исследования структурных нарушений в приповерхностной области, генерированных ионной бомбардировкой, использовались методы резерфордского обратного рассеяния, дифракции быстрых электронов на отражение и метод дифференциального оптического отражения (раздел 2.3.2).

3.3.1. Влияние дозы и массы ионов на пространственное распределение донорных дефектов и структурных нарушений

Первой особенностью ионной имплантации, установленной нами, является то, что при им-

плантации ионов B^+ в объемный КРТ и ЖФЭ КРТ p -типа в интервале доз $3 \cdot 10^{13} - 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ происходит насыщения слоевой концентрации электронов на уровне $N_s^{\max} = (1,0 - 1,7) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ а дальнейший рост дозы приводит к существенному снижению величины N_s . Напротив, в имплантированном ионами B^+ ГЭС КРТ МЛЭ с верхним широкозонным слоем переменного состава величина $N_s^{\max} = (7 - 8) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и она никогда не достигает предельного значения 10^{14} см^{-2} , характерного для объемного КРТ.

Второй особенностью имплантации ионов B^+ , показанной на рисунке 3.15, является монотонный рост глубины n -слоя с увеличением дозы в обоих типах материала КРТ, но в объемном КРТ наблюдается гораздо более глубокое расположение n - p перехода (на несколько мкм) по сравнению с ГЭС КРТ МЛЭ с типичным профилем состава, показанном на вставке.

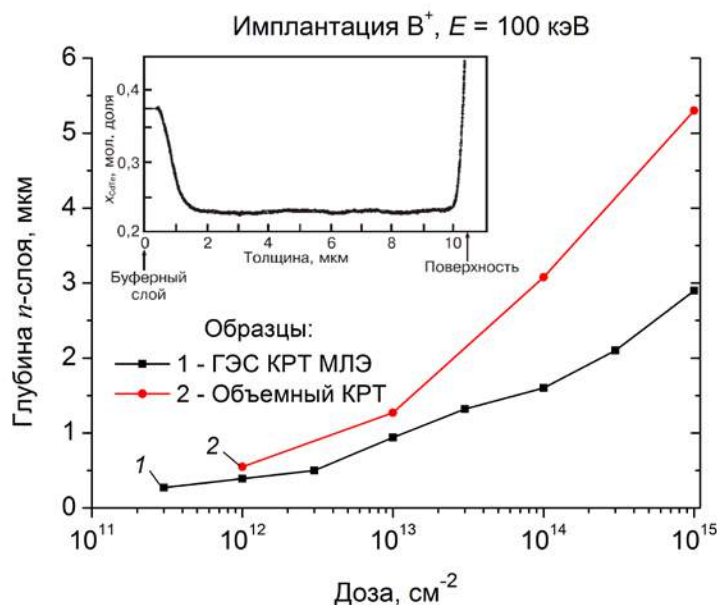


Рисунок 3.15 – Зависимость глубины n -слоя в ГЭС КРТ МЛЭ (1) объемном КРТ (2) от дозы ионов B^+ , имплантированных с энергией 100 кэВ. Состав: объемного КРТ – $x = 0,220$; ГЭС КРТ МЛЭ – $x_s = 0,45$, $x = 0,225$, $d_{\text{вар}} = 0,4 \text{ мкм}$. Вставка – распределение состава по толщине образца ГЭС КРТ МЛЭ.

Глубокие n - p переходы в кристаллах КРТ, сформированные имплантацией ионов B^+ , наблюдались как в ранних [56, 57, 247], так и в недавних исследованиях по имплантации бора [252] и бериллия [251], однако во всех этих работах проводились постимплантационные отжиги. Поэтому модель формирования глубоких n - p переходов в КРТ, предложенная в работах [53, 55, 57, 245–248] (раздел 1.1.4) требует развития и уточнения в случае, когда постимплантационные отжиги не проводятся. Как видно из рисунка 3.15, при энергии ионов B^+ 100 кэВ и дозах $10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-2}$ n - p переходы на глубине 3–5 мкм в объемном КРТ и 2–3 мкм в ГЭС КРТ МЛЭ формируются непосредственно в процессе имплантации без последующего отжига. Отметим, что n - p переходы

располагаются намного глубже, чем полный пробег ионов бора, который при максимальной использованной нами энергии 360 кэВ составляет величину 1,2 мкм (см. рисунок 3.1).

Очевидно, что эти две особенности формирования n -слоев заключаются в характере пространственного распределения радиационных донорных дефектов, которые генерируются в процессе ионной имплантации непосредственно во всей области проникновения ионов от поверхности до конца их полного пробега, а затем эти донорные центры как мигрируют вглубь кристалла, так и формируются в различные нейтральные или заряженные примесно-дефектные комплексы, максимальная концентрация которых должна лежать в области наибольшего энерговыделения при торможении ионов окрестности $R_p \pm \Delta R_p$.

3.3.1.1. Имплантация в объемные кристаллы $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Как было отмечено ранее, в области малых доз ионов $1 \cdot 10^{11} - 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ слоевая концентрации электронов практически линейно возрастает с увеличением дозы (рисунок 3.4). Подобная зависимость $N_s(D)$ характерна для образования при ионной бомбардировке стабильных дефектов, включающих пары Френкеля – вакансии и междоузельные атомы. При больших дозах наблюдается насыщение зависимости $N_s(D)$. Принято считать, что насыщение N_s является следствием закрепления уровня Ферми вблизи уровня радиационных дефектов, расположенного внутри зоны проводимости [163, 166, 191–193] (раздел 1.1.3). При этом можно было бы ожидать, что кроме насыщения зависимости $N_s(D)$ при соответствующих дозах внедряемых ионов должно стабилизироваться и распределение по глубине имплантированного слоя объемной концентрации электронов $n(z)$, обусловленных образованием электрически активных радиационных дефектов. Однако, как видно из рисунка 3.16, стабилизации распределения $n(z)$ по глубине с ростом дозы ионов B^+ , имплантируемых в объемный КРТ с энергией 135 кэВ, не наблюдается. С увеличением дозы ионов B^+ величина n растет и профиль распределения объемной концентрации электронов смещается в глубь образца, при этом в области насыщения зависимости $N_s(D)$ при дозе $1 \cdot 10^{13} - 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ (кривые 3 и 4 на рисунке 3.16) величина концентрации электронов в максимуме распределения $n(z)$ составляет $(2-3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Как мы уже отмечали в методике гальваномагнитных измерений (раздел 2.2.1), способ определения глубины n -слоя при смене знака э.д.с. Холла с отрицательного на положительный при величине индукции магнитного поля 0,1 кГс является наиболее чувствительным, и он принципиально отличается от других работ, в которых также использовался метод дифференциальных холловских измерений, но при больших величинах индукции магнитного поля (2–10 кГс). Измерения при сильных магнитных полях не позволяют “видеть” тонкие n -слои (по сравнению с p -подложкой) с низкой концентрацией и высокой подвижностью электронов из-за большого маг-

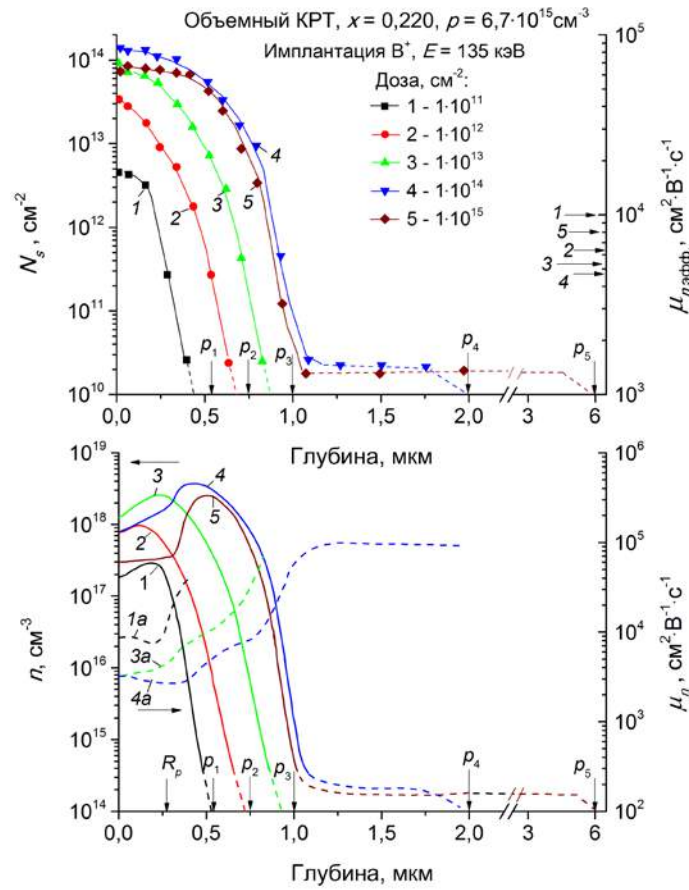


Рисунок 3.16 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s , концентрации n и подвижности электронов μ_n (1а–4а) в объемном p -КРТ с составом $x = 0,220$, имплантированном ионами B^+ с энергией 135 кэВ. Доза: 1 – $1 \cdot 10^{11}$; 2 – $1 \cdot 10^{12}$; 3 – $1 \cdot 10^{13}$; 4 – $1 \cdot 10^{14}$; 5 – $1 \cdot 10^{15}$ см^{-2} . $\mu_{n \text{ эфф.}}$ – эффективная подвижность электронов. R_p – проецированный пробег ионов B^+ . p_1 – p_5 – глубина n -слоя.

нитосопротивления n -слоя по сравнению с p -объемом КРТ. Горизонтальными линиями на рисунке 3.16 (и на всех последующих рисунках) показан “хвост” распределения носителей заряда, в котором электроны имеют небольшую концентрацию $n^- = 10^{14}$ – 10^{15} см^{-3} и высокую подвижность $\mu_n \geq 10^5$ $\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ (величина μ_n в n^- -слое приводится на рисунках). Сразу отметим, что в “хвосте” экспериментальные точки на распределении слоевой концентрации электронов по глубине и пунктирные (либо сплошные) линии на зависимости $n(z)$ показывают средние значения слоевой и объемной концентрации электронов. По мере травления “хвоста” измеряемая методом Ван дер Пау величина $\sigma_{sn} = \sigma_s - \sigma_{sp}$ начинает все больше флуктуировать (наиболее это заметно на толстых объемных образцах КРТ, и наименее – на тонких гетероэпитаксиальных слоях), поскольку σ_s становится сопоставимой с σ_{sp} , поэтому разброс вычисляемых значений N_s в “хво-

сте" был, как правило, на объемном p -КРТ в пределах 10^{10} – 10^{11} см^{-2} , и, соответственно, в пределах порядка был разброс величин объемной концентрации электронов ($n^- = 10^{14}$ – 10^{15} см^{-3}).

Аналогичные дифференциальные холловские измерения имплантированных слоев, проведенные на гетероэпитаксиальных структурах ЖФЭ и МЛЭ КРТ для которых влияние p -подложки незначительно (параграф 3.2.1), показали, что в "хвосте" концентрация электронов имеет, как правило, значение $(2\text{--}6) \cdot 10^{14}$ см^{-3} , как и у объемных образцов КРТ.

Из приведенного на рисунке 3.16 распределения концентрации свободных носителей заряда по глубине можно объяснять вид дозовой зависимости $N_s(D)$ в случае имплантации ионов В^+ (см. рисунок 3.4): а) увеличение слоевой концентрации электронов в интервале доз $1 \cdot 10^{11}$ – $1 \cdot 10^{14}$ см^{-2} обусловлен ростом как объемной концентрации (n^+) вблизи поверхности в окрестности проецированного пробега ионов, так и глубины сильнолегированного n^+ -слоя, которая при дозе $D(N_s^{\text{max}})$ достигает максимального значения 1 мкм; б) снижение величины N_s при больших дозах $D > 1 \cdot 10^{14}$ см^{-2} обусловлено значительным падением объемной концентрации электронов вблизи поверхности на глубине $z < R_p$, но при этом величина максимума распределения $n(z)$ на глубине $z > R_p$ практически не меняется. Физический механизм данных процессов обусловлен накоплением, миграцией, захватом на стоки и нейтрализацией электрически активных радиационных дефектов донорного типа.

Смещение максимума распределения концентрации электронов за область R_p на глубину 0,3–0,4 мкм наблюдалось в работах [79, 81] при имплантации ионов Ag^+ с энергией 150 кэВ ($R_p = 0,095$ мкм) дозой $D > 1 \cdot 10^{12}$ см^{-2} (дозы, при которой зависимость $N_s(D)$ достигала максимума). Из рисунка 3.16 видно, что максимум $n(z)$ для обеих доз ионов В^+ $1 \cdot 10^{14}$ и $1 \cdot 10^{15}$ см^{-2} находится на расстоянии $z = (1,6\text{--}2)R_p$ и в целом глубина n^+ -слоя с ростом дозы до $1 \cdot 10^{15}$ см^{-2} не увеличивается, что явилось несколько неожиданным для нас.

Снижение объемной концентрации электронов вблизи поверхности наблюдалось ранее только в работах [79, 81] при бомбардировке КРТ большими дозами $D > 1 \cdot 10^{13}$ см^{-2} ионов Ag^+ , что, по мнению авторов, приводило к насыщению (но не снижению) зависимости $N_s(D)$ на уровне $4 \cdot 10^{13}$ см^{-2} . Наконец, в имплантированных ионами В^+ кристаллах КРТ формирование глубокого n^- -слоя между сильно легированным n^+ -слоем и p -объемом, так называемая n^+-n^- - p структура наблюдалось ранее только после отжига [57, 247], но в то же время глубокие n - p переходы методом ЕВИС обнаружены были и в неотожженных образцах, а глубина их росла вместе с дозой [75].

Таким образом, три обнаруженные нами особенности характеризуют пространственное распределение дефектов донорного типа в p -КРТ при увеличении дозы ионов В^+ , начиная с дозы $D(N_s^{\text{max}})$: (1) снижение почти на порядок концентрации электронов в приповерхностной области;

Из неориентированных спектров РОР для исходных кристаллов КРТ и кристаллов, имплантированных ионами V^+ с энергией 100 кэВ большой дозой $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ (кривые 1' и 5' на рисунке 3.17) видно, что в интервале каналов 260–270 наблюдается выраженное плато, обусловленное отражением ионов He^+ от наиболее тяжелых атомов в материале – атомов ртути. Из вида каналированных спектров РОР (кривые 1–5 на рисунке 3,17) следует, что заметное деканалирование начинается при дозе $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, а при дозах $1 \cdot 10^{14}$ и $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ наблюдается характерный для протяженных дефектов излом спектров в интервале каналов $N_k = 260–270$. Аморфный слой при дозе $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ не образовался, что характерно для ионной имплантации в КРТ (раздел 1.1.1).

Анализ спектров РОР показал, что имплантация ионов V^+ привела к сильному разупорядочению поверхностного слоя на глубине порядка 0,1 мкм. Однако в отличие от имплантации ионов Ag^+ в кристаллы КРТ [79, 81, 222], заметного обеднения поверхности атомами ртути не произошло. Поэтому объяснить спад концентрации электронов вблизи поверхности за счет увеличения числа вакансий ртути из данных РОР, представленных рисунке 3.17, по-видимому, нельзя. В работе [222] из анализа каналированных спектров РОР было получено, что при имплантации ионов Ag^+ ($E = 50–150 \text{ кэВ}$, $D = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$) концентрация радиационных нарушений кристаллической структуры КРТ начинает уменьшаться только на глубине почти в два раза превышающей проецированный пробег ионов ($R_p(Ag^+, 150 \text{ кэВ}) = 0,095 \text{ мкм}$). В работах [87, 88] в имплантированных ионами Ag^+ ($E = 200–360 \text{ кэВ}$, $D = 10^{13}–10^{16} \text{ см}^{-2}$) эпитаксиальных слоях КРТ эти нарушения структуры методом ПЭМ были идентифицированы как дислокационные петли, причем были обнаружены две области с разными дислокационными петлями. В приповерхностной области глубиной до 50 нм наблюдаются большие дислокационные петли вакансионного типа, причем их диаметр увеличивался пропорционально росту дозы ионов Ag^+ . Вторая, более глубокая область, содержит мелкие петли междоузельного типа.

О значительном росте количества дефектов в приповерхностном слое, начиная с дозы ионов V^+ $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, свидетельствуют данные дифракции быстрых электронов ($E = 75 \text{ кэВ}$) на отражение, представленные на рисунке 3.18. Анализ рисунка 3.18 показывает, что при дозе $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (рисунок 3.18, б) уже растет общий диффузный фон (для дозы $1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ вид электронограммы был аналогичным рисунку 3.18, а), который усиливается и сопровождается размытием рефлексов с увеличением дозы до $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ (рисунок 3.18, в). Внедрение $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ионов V^+ (рисунок 3.18, г) приводит к еще большему усилению диффузного фона, характеризующего сильное разупорядочение поверхности. При этом вокруг основных (111) рефлексов, свидетельствующих, что кристаллическая структура все еще сохраняется, появились дополнительные рефлексы,

обусловленные, по-видимому, отражением от структуры с другим межплоскостным расстоянием. Возможно, они связаны с перестройкой структуры поверхности за счет некоторого обеднения ее ртутью при внедрении большой дозы ионов B^+ , но этого изменения стехиометрии недостаточно, чтобы зафиксировать его методом ROP (рисунок 3.17).

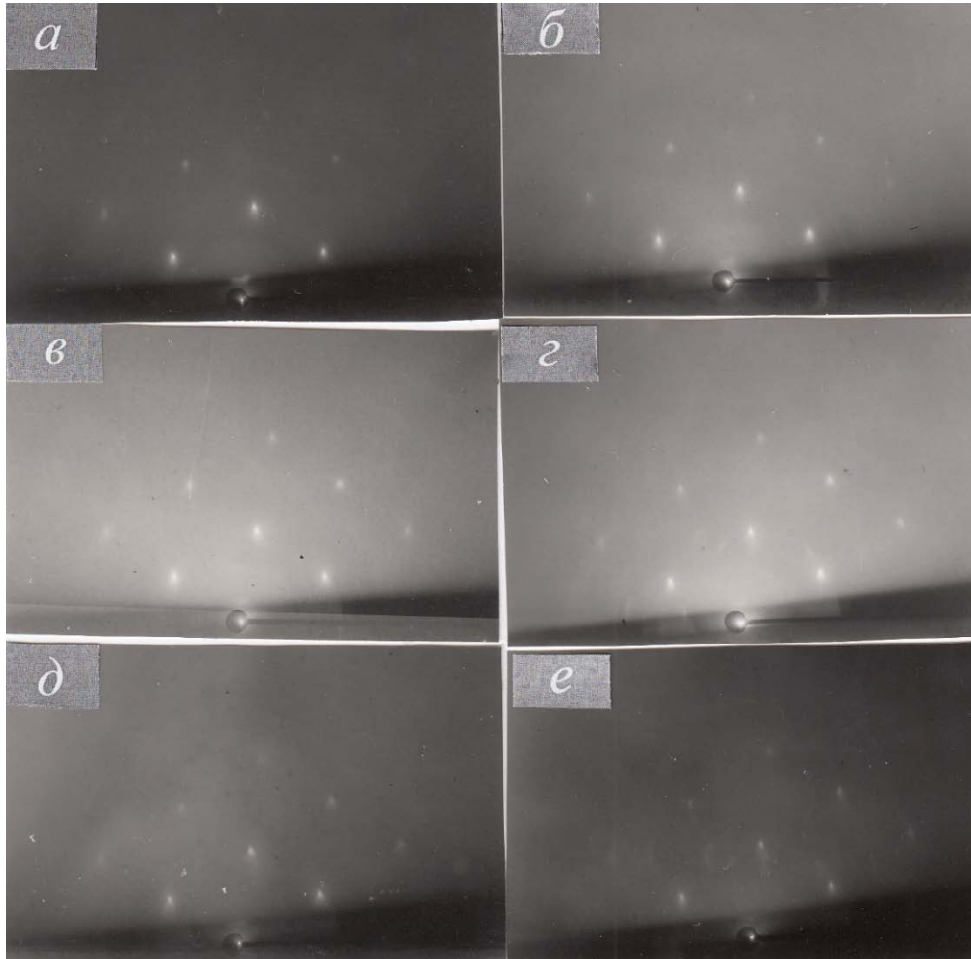


Рисунок 3.18 – Электронограмма поверхности объемного КРТ с составом $x = 0,220$: неимплантированная (*a, d*); имплантированная (*б, в, г, е*) ионами B^+ с энергией 135 кэВ. Доза: *б* – $1 \cdot 10^{13}$; *в* – $1 \cdot 10^{14}$; *г, е* – $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. *a* – исходный образец, *д, е* – после отжига под SiO_2 в течение 1 ч при температуре 250 °С.

Отжиг при 250 °С в течение 1 ч под пленкой SiO_2 исходного и имплантированного ионами B^+ дозой $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ (рисунок 3.18, *е*) образцов показал, что, во-первых, сама процедура отжига в таких условиях не нарушает первоначальную структуру поверхности (рефлексы стали даже резче), и, во-вторых, нарушенный ионной бомбардировкой поверхностный слой восстановил свою кристаллическую структуру, но в то же время дополнительные рефлексы сохранились.

Рассмотрим, как ведет себя распределение донорных дефектов по глубине при внедрении больших доз ионов с энергией 135 кэВ и сильно различающейся массой: B^+ и He^+ .

В случае имплантации ионов B^+ (рисунок 3.19) пространственное распределение объемной концентрации электронов в интервале доз $1 \cdot 10^{12}$ – $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ имеет те же характерные особенности при увеличении дозы, что и рассмотренные нами для рисунка 3.16: а) смещение максимума распределения $n(z)$ с $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ на глубину $z > R_p$; б) снижение концентрации электронов вблизи поверхности; в) прекращение роста глубины n^+ -слоя при дозе $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ и ее снижение с

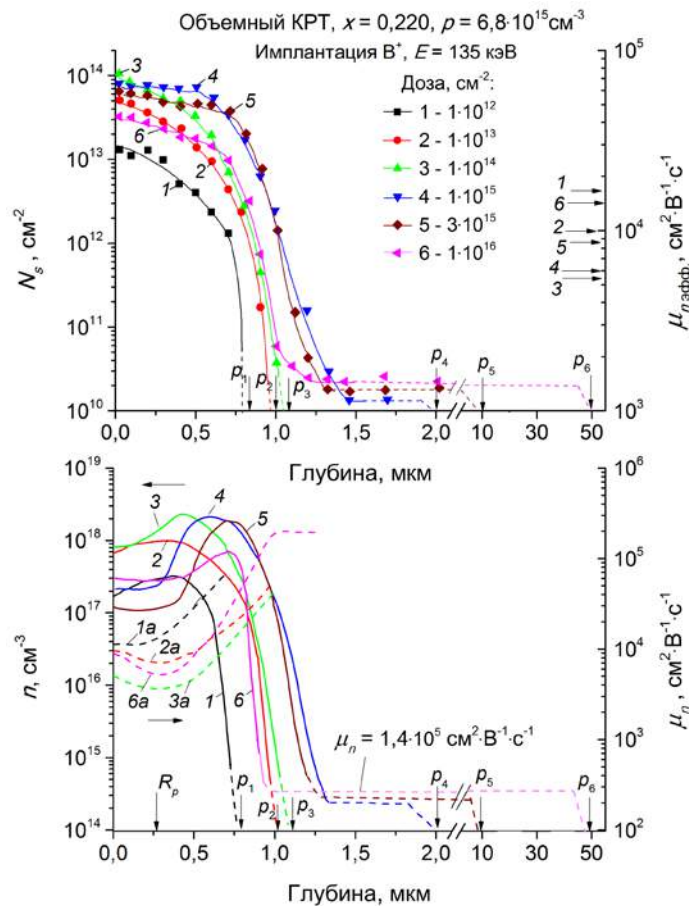


Рисунок 3.19 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s , концентрации n и подвижности электронов μ_n (1а–3а, 6а) в объемном p -КРТ с составом $x = 0,220$, имплантированном ионами B^+ с энергией 135 кэВ. Доза: 1 – $1 \cdot 10^{12}$; 2 – $1 \cdot 10^{13}$; 3 – $1 \cdot 10^{14}$; 4 – $1 \cdot 10^{15}$; 5 – $3 \cdot 10^{15}$; 6 – $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. μ_n эфф. – эффективная подвижность электронов. R_p – проецированный пробег ионов B^+ . p_1 – p_6 – глубина n -слоя.

дальнейшим увеличением дозы до $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$; г) формирование n^+n^-p структуры и рост глубины n^- -слоя. Некоторое различие по дозам ионов B^+ на рисунках 3.16 и 3.19 (на рисунке 3.16 рост глубины n^+ -слоя прекратился при дозе $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, на рисунке 3.19 – при дозе $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$) связано, по-видимому, с индивидуальными свойствами различных образцов КРТ, возможно, исходным совершенством кристаллической структуры (хотя по составу и электрофизическим параметрам

они близки), но это не меняет общих для них рассматриваемых закономерностей процессов формирования n -слоя в зависимости от дозы внедряемых ионов бора. Наиболее глубокий до 50 мкм n -слой образовался при дозе $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ионов B^+ .

Одновременно произошло значительное снижение величины n в максимуме распределения $n(z)$, а n^+ -слой стал в целом располагаться ближе к поверхности, чем даже при дозе $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. В отличие от меньших доз, набор дозы $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ велся большей плотностью тока ионов B^+ (время имплантации 2 часа), что привело к нагреву образца, но температура не превышала 60 °С. Как будет показано в дальнейшем, имплантация при повышенной до 100 °С температуре стимулирует формирование n^+-n^-p структуры при меньших дозах ионов B^+ , когда в обычных условиях n -слой не образуется. Однако ни уменьшение глубины n^+ -слоя, ни значительный спад объемной концентрации электронов при этом не наблюдаются.

В случае, представленном на рисунке 3.19, сильное уменьшение концентрации электронов и глубины n^+ -слоя при дозе $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ связано, по-видимому, с образованием в нем большого количества протяженных дефектов, которые начинают геттерировать и нейтрализовать малоподвижные электрически активные дефекты, ответственные за формирование n^+ -слоя, что в конечном итоге уменьшает его глубину. Возможно, стоком для них является не только приповерхностный нарушенный слой глубиной $z < R_p$, но и область, находящаяся вблизи R_p , в которой, во-первых, происходит торможение ионов за счет упругих потерь и, следовательно, генерируется максимальное количество первичных радиационных дефектов, и, во-вторых, наблюдается наибольшая концентрация атомов бора, способного связываться с дефектами в малоподвижные нейтральные комплексы. Действительно, при дозе ионов B^+ $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ концентрация атомов бора на глубине $z = R_p$ составляет по данным ВИМС $3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (кривая 3 на рисунке 3.2), а максимум концентрации электронов $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для данной дозы (рисунки 3.16 и 3.19) наблюдается на глубине $z = 2R_p$, тогда как в слое $0 < z < R_p$ величина $n = (2-3) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. В то же время при дозе $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ на глубине $z = R_p$ находятся как максимум концентрации атомов бора $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (кривая 1 на рисунке 3.2), так и максимум концентрации электронов $(1-3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Из этих данных видно, что с ростом концентрации атомов бора все меньше электрически активных дефектов сохраняется вблизи R_p , которые, по-видимому, связываются в нейтральные примесно-дефектные комплексы. При достижении некоторой пороговой концентрации атомов бора, дефектов и, возможно, благодаря возникающему внутреннему электрическому полю за счет отрицательно заряженных дефектов акцепторного типа (V_{Hg}), часть малоподвижных положительно заряженных донорных дефектов притягивается обратно к области R_p , захватывается и нейтрализуется стоками. Поэтому с ростом дозы ионов B^+ n -слой перестает расширяться в глубь

образца и “закрепляется” на определенном уровне или даже сдвигается снова в сторону поверхности. Однако дефекты донорного типа – междоузлия ртути, которые в основном были генерированы при внедрении больших доз ионов B^+ не в окрестности проецированного пробега, а ионами бора, проникшими дальше в кристалл на глубину $z > R_p + \Delta R_p$ (то есть расположенными в “хвосте” полного пробега, составляющего 0,75 мкм при энергии 135 кэВ (см. рисунок 3.2)), остаются свободными за счет удаленности области их генерации от основных стоков, и, следовательно, они способны быстро диффундировать в глубь кристалла.

Оценка коэффициента диффузии подвижных дефектов донорного типа по времени облучения дает значение 10^{-8} – 10^{-9} см²/с, а малоподвижных – 10^{-12} см²/с. За счет быстрой диффузии подвижных донорных дефектов, незахваченных на стоки, происходит формирование глубокого n^- -слоя при внедрении больших доз ионов B^+ .

При внедрении небольших доз ионов B^+ , когда еще концентрация электрически активных и структурных дефектов маленькая, основная масса дефектов донорного типа участвует в формировании поверхностного сильнолегированного n^+ -слоя, а для образования слаболегированного “хвоста” их количества еще недостаточно, чтобы компенсировать акцепторы (V_{Hg}) и сформировать n^- -слой в объеме кристалла.

Подтверждением того, что в окрестности R_p сосредоточено основное количество примесно-дефектных комплексов, являющихся центрами рассеяния носителей заряда, служит наличие минимума подвижности электронов в данной области (рисунки 3.16 и 3.19). Несмотря на то, что при больших дозах ионов B^+ максимум заряженных центров рассеяния смещен за область R_p , на этой глубине начинается рост подвижности, достигающей величины $\mu_n \geq 10^5$ см²·В⁻¹·с⁻¹ в “хвосте” распределения, которую электроны обычно имеют в КРТ n -типа. Видно, что подвижность в слое $0 < z < R_p$ уменьшается с ростом дозы до 10^{14} см⁻², а затем снижение прекращается. Это, по-видимому, связано с уменьшением вклада в рассеяние заряженных центров и увеличением вклада дефектов и примесей, которые уравнивают друг друга. Из вида распределения подвижности носителей по глубине становится понятной и дозовая зависимость эффективной подвижности, показанная стрелками $\mu_{n\text{эфф.}}$ на рисунках 3.16 и 3.19, а также на рисунке 3.4. Увеличение ее при больших дозах ионов B^+ обусловлено вкладом электронов с большой подвижностью в n^- -слой, глубина которого растет вместе с дозой.

Таким образом, полученные данные о структуре поверхности и распределении дефектов донорного типа в кристаллах КРТ p -типа, имплантированных различными дозами ионов B^+ , на наш взгляд, свидетельствуют, что существуют, по крайней мере, три области стока для электрически активных радиационных дефектов: (1) приповерхностный нарушенный слой глубиной $z < R_p$, содержащий протяженные дефекты; (2) окрестность $R_p \pm \Delta R_p$ с максимальной концентрацией

примесно-дефектных комплексов; (3) объем кристалла, в который диффундируют незахваченные поверхностными стоками подвижные донорные дефекты и формируют n^- -слой.

Насколько эффективен каждый из перечисленных стоков в зависимости от массы внедряемых ионов демонстрирует рисунок 3.20, на котором показано распределение носителей заряда по глубине в объемном p -КРТ, имплантированном ионами Xe^+ .

Учитывая то, что это тот же самый исходный образец, который имплантировался ионами B^+ (рисунок 3.19), видно, какое большое различие наблюдается в зависимостях $n(z)$ при бомбардировке КРТ легкими (B^+) и тяжелыми (Xe^+) ионами. В случае имплантации ионов Xe^+ с ростом дозы наблюдается большое снижение концентрации электронов как вблизи поверхности, так и в

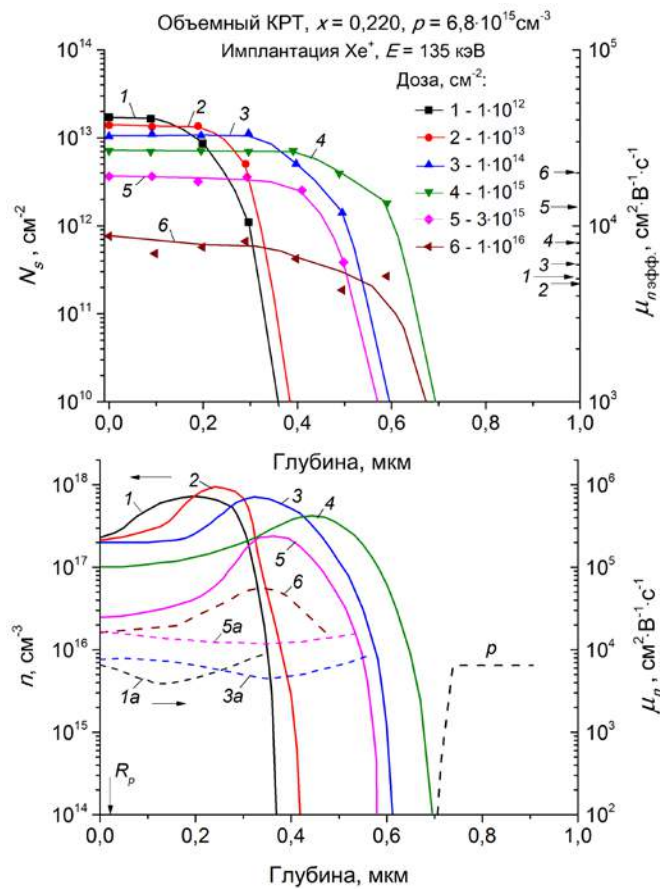


Рисунок 3.20 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s , концентрации n и подвижности электронов μ_n (1а, 3а, 6а) в объемном p -КРТ с составом $x = 0,220$, имплантированном ионами Xe^+ с энергией 135 кэВ. Доза: 1 – $1 \cdot 10^{12}$; 2 – $1 \cdot 10^{13}$; 3 – $1 \cdot 10^{14}$; 4 – $1 \cdot 10^{15}$; 5 – $3 \cdot 10^{15}$; 6 – $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. μ_n эфф. – эффективная подвижность электронов. R_p – проецированный пробег ионов Xe^+ .

максимуме распределения $n(z)$, а также существенное уменьшение глубины n^+ -слоя при дозах $3 \cdot 10^{15}$ и $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (кривые 5 и 6 на рисунке 3.20) и, самое главное, ни при какой дозе вплоть до

$1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (заметим, что она также набиралась при повышенной температуре подложки) не сформировалась n^+-n^-p структура.

При внедрении в КРТ инертных атомов ксенона, в отличие от все наблюдаемые эффекты связаны только с накоплением большого количества структурных нарушений вблизи поверхности с ростом дозы (рисунок 3.7). Отсутствие слабелегированного n^- -слоя при имплантации тяжелых ионов, по-видимому, обусловлено закреплением подвижных донорных дефектов на крупных структурных нарушениях кристаллической решетки, образующихся в гораздо большей степени, чем при имплантации легких ионов.

Подтверждением этому является вид представленных на рисунке 3.21 распределений носителей заряда по глубине в объемном p -КРТ, имплантированном легкими, но с различающимися массами, ионами $^4\text{He}^+$ и $^{11}\text{B}^+$ с энергией 140 кэВ дозой $1 \cdot 10^{14} - 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Для ионов гелия приведено расчетное значение $R_p(\text{He}^+) = 0,72 \text{ мкм}$, взятое из работы [153].

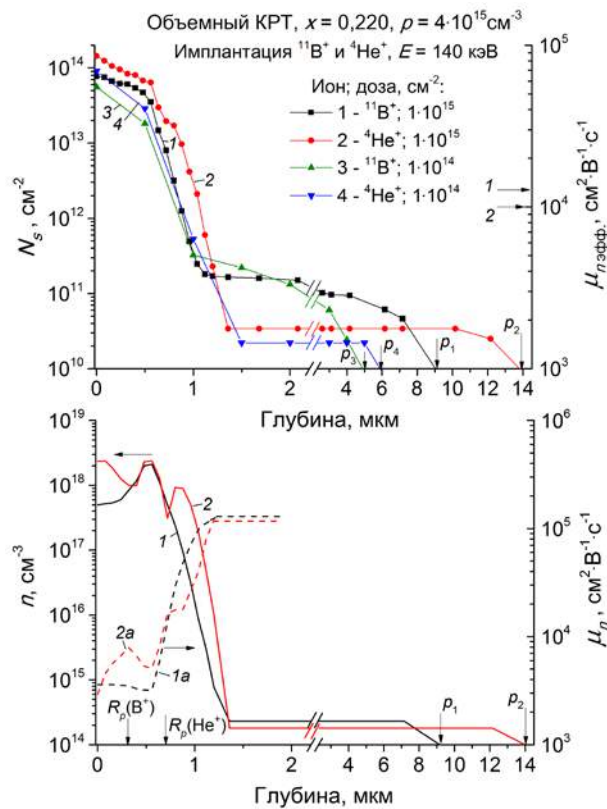


Рисунок 3.21 – Распределение по глубине слоевой концентрации $N_s(1-4)$, концентрации $n(1, 2)$ и подвижности электронов $\mu_n(1a, 2a)$ в объемном КРТ с составом $x = 0,22$, имплантированном ионами $^{11}\text{B}^+$ (1,а, 3) и $^4\text{He}^+$ (2,а, 4) с энергией 140 кэВ дозой: 1, 2 – $1 \cdot 10^{15}$; 3, 4 – $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. R_p – проецированный пробег ионов. p_1-p_4 – глубина n -слоя.

Из рисунка 3.21 видно, что имплантация ионов $^{11}\text{B}^+$ и $^4\text{He}^+$ привела к формированию в объемном КРТ n^+-n^-p структуры, причем с ростом дозы обоих ионов глубина n^- -слоя увеличивается. Рост глубины n^- -слоя с увеличением дозы ионов бора на рисунке 3.21 (кривые 1 и 3) происходит

в соответствии с данными, приведенными на рисунке 3.16, но только с несколько большей глубиной n - p перехода для ионов $^{11}\text{B}^+$ на рисунке 3.21 по сравнению с рисунком 3.16 для соответствующих доз, связанной с более низкой исходной концентрацией дырок $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ у данного образца p -КРТ, чем у образца на рисунке 3.16, у которого $p = 6,7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Эксперименты по влиянию исходной концентрации дырок на формирование n^+ - n^- - p структуры будут обсуждаться далее. Отметим, что имплантация более легких ионов $^4\text{He}^+$ дала большее значение исходной величины слоевой концентрации электронов по сравнению внедрением ионов $^{11}\text{B}^+$ для соответствующих доз. Экспериментальные величины N_s для дозы ионов $^4\text{He}^+$ и $^{11}\text{B}^+$ $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ получены с большим шагом травления 0,5–1 мкм только с целью определения глубины n - p перехода, поэтому расчет распределения объемной концентрации и подвижности электронов по глубине для этой дозы не проводился. Из рисунка 3.21 (кривые 3 и 4) видно, что в данном случае глубина n - p перехода составила величину 5 и 6 мкм для ионов $^{11}\text{B}^+$ и $^4\text{He}^+$ соответственно.

В случае имплантации большой дозы $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ионов $^4\text{He}^+$ (кривая 2 на рисунке 3.21) глубина n^- -слоя составляет 14 мкм, тогда как для ионов бора она намного меньше – 9 мкм. Если верна модель формирования n^+ - n^- - p структуры в p -КРТ после низкотемпературного постимплантационного отжига, предложенная в [57] (раздел 1.1.4), то очевидно, что в случае имплантации ионов $^{11}\text{B}^+$ снижение глубины n^- -слоя обусловлено меньшим по сравнению с внедрением ионов $^4\text{He}^+$ количеством диффундирующих в глубь кристалла и заполняющих собственные вакансии междоузельных атомов ртути, источником которых является приповерхностная сильнолегированная n^+ -область.

Структурные (протяженные) дефекты в приповерхностной способны геттерировать и нейтрализовать дефекты донорного типа. Аннигиляции подвижных дефектов донорного типа способствуют также вакансионные дефекты [222], генерируемые в имплантированном слое, это приводит к спаду концентрации электронов на глубине $z \leq R_p$. Действительно, спад концентрации электронов у поверхности вплоть до глубины, равной $R_p(\text{B}^+)$ после внедрения бора гораздо больше, чем в случае имплантации гелия (кривые 1 и 2 на рисунке 3.21). Более тяжелые атомы бора по сравнению с гелием создают больше крупных структурных нарушений, которые накапливаются с ростом дозы ионов, тем самым обуславливают захват и нейтрализацию электрически активных дефектов донорного типа (междоузельную ртуть). Это подтверждают и данные по подвижности электронов. Как видно из рисунка 3.21, подвижность электронов в окрестности R_p для ионов бора гораздо меньше, чем для ионов гелия (кривые 1а и 2а) несмотря на то, что в данной области концентрация электронов (заряженных центров рассеяния) в том и другом случае примерно одинаковая и имеет значение $n \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$. По видимому, дополнительный вклад в сниже-

ние подвижности электронов в случае имплантации бора вносят структурные дефекты, максимальное количество которых генерируется в области торможения ионов – окрестности проецированного пробега.

Из данных по распределению слоевой концентрации по глубине видно, что с ростом дозы ионов $^{11}\text{B}^+$ на порядок (кривые 1 и 3 на рисунке 3.21) не привел к заметному росту глубины n^+ -слоя, в то время, как в случае имплантации гелия (кривые 2 и 4) произошло его расширение. Это факт и указывает на то, что рост дозы более тяжелых ионов бора приводит к накоплению структурных нарушений – стоков малоподвижных примесно–дефектных комплексов донорного типа, ответственных за формирование сильнолегированного n^+ -слоя. Более подвижные донорные дефекты (междоузельная ртуть), не успевшие аннигилировать в окрестности R_p , диффундируют в глубь кристалла КРТ и формируют n^- -слой, который расширяется с ростом дозы ионов (увеличивается концентрация смещенных атомов ртути) и уменьшением их массы (уменьшается концентрация дефектов–стоков для подвижных доноров).

Таким образом, как и при обсуждении результатов по имплантации ионов бора различными дозами, представленными на рисунке 3.19, можно сделать вывод, что за формирование n^- -слоя ответственны быстро диффундирующие донорные дефекты, которые генерируются в конце пробега ионов бора и гелия, поскольку они создаются в менее нарушенной области (подвижность электронов в данной области резко увеличивается) и не успевают аннигилировать на стоках.

Профиль концентрации $n(z)$ для гелия (кривая 2 на рисунке 3.21) имеет два максимума: первый – на глубине $z < R_p(\text{He}^+)$ с $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, равной предельному значению концентрации электронов (эффект насыщения концентрации [222]), второй – за областью проецированного пробега ионов $^4\text{He}^+$ с меньшей концентрацией электронов. Аналогичные профили концентрации электронов с двумя максимумами наблюдались в [239] в случае имплантации ионов H^+ . Наличие минимума в окрестности R_p , как показывают расчеты, сделанные в работе [222], можно объяснить генерацией в данной области электрически активных комплексов акцепторной природы – дефектов на основе вакансий ртути, которые компенсируют радиационные доноры на основе междоузельной ртути.

Таким образом, стоки – структурные нарушения, количество которых сильно зависит от массы внедряемых ионов, захватывают и нейтрализуют электрически активные дефекты донорного типа, что существенно влияет как на глубину сильнолегированного n^+ -слоя, так и распределение концентрации электронов в нем, а также – на глубину слаболегированного n^- -слоя.

В случае имплантации ионов легких ионов B^+ в объемные кристаллы КРТ p -типа с составом $x = 0,22$, в которых исходная концентрация дырок не выше 10^{16} см^{-3} , формирование $n^+ - n^- - p$

структуры, как это видно из приведенных данных на рисунках 3.16, 3.19 и 3.21, происходит при дозах, превышающих дозу $D(N_s^{\max}) = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

На рисунке 3.22 представлены пространственные распределения концентрации электронов в объемном p -КРТ, имплантированного ионами различной массы B^+ , N^+ , F^+ , Ar^+ , Kr^+ , Xe^+ с энергией 135 кэВ дозой $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, которая меньше дозы $D(N_s^{\max})$ для самых легких ионов B^+ .

Из рисунка 3.22 видно, что с увеличением массы ионов концентрация электронов вблизи поверхности уменьшается, а максимум зависимости $n(z)$, начиная с имплантации ионов F^+ , смещается за область R_p . Хотя самая большая глубина конвертированного слоя наблюдается при

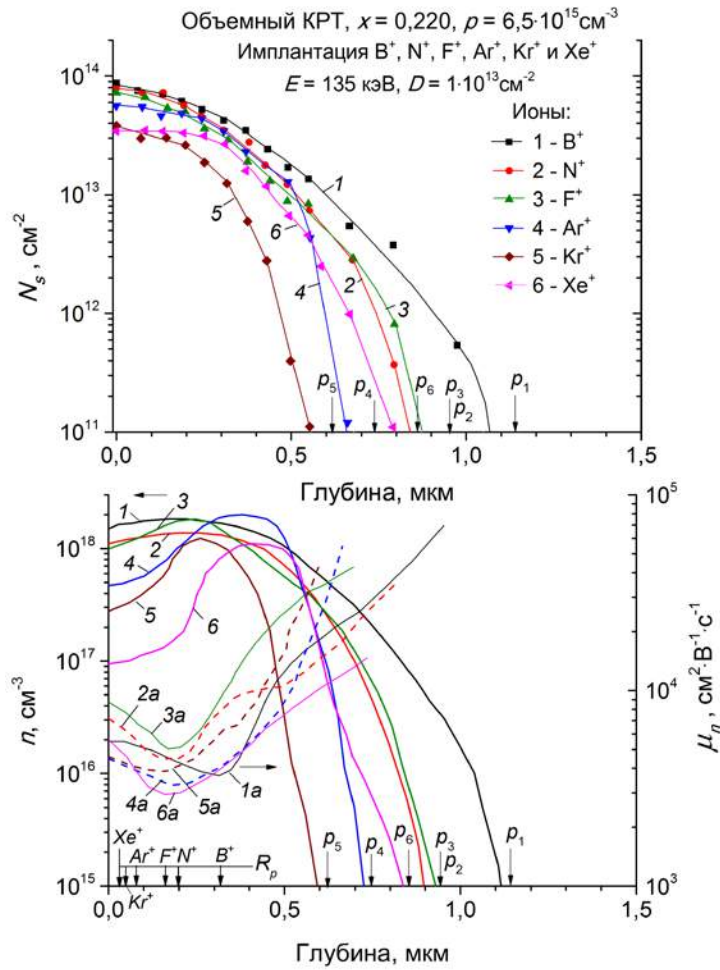


Рисунок 3.22 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s , концентрации n и подвижности электронов μ_n (1а–6а) в объемном p -КРТ с составом $\chi = 0,220$, имплантированном ионами с различной массой: 1 – B^+ ; 2 – N^+ ; 3 – F^+ ; 4 – Ar^+ ; 5 – Kr^+ ; 6 – Xe^+ с энергией 135 кэВ дозой $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. R_p – проецированный пробег ионов. p_1 – p_6 – глубина n -слоя.

внедрении ионов B^+ (кривая 1 на рисунке 3.22), отношение глубины n^+ -слоя к величине проецированного пробега для них самое маленькое, а наибольшее – для ионов Xe^+ . Величина n в максимуме распределения $n(z)$ практически одинаковая для всех ионов и равна $(1-2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, поэтому

из-за снижения концентрации электронов вблизи поверхности происходит в основном уменьшение величины N_s с ростом массы. Для криптона и ксенона большого различия в величине слоевых концентраций электронов нет потому, что разупорядочение поверхности уже в случае бомбардировки ионами Kr^+ велико, поэтому для более тяжелых ионов Xe^+ дальнейшее снижение объемной концентрации электронов вблизи поверхности на фоне максимума $n = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в величине слоевой концентрации не столь заметно.

Таким образом, при имплантации в КРТ ионов с различной массой наблюдается прямая связь между величиной N_s , объемной концентрацией электронов в максимуме распределения $n(z)$ и вблизи поверхности со степенью разупорядочения последней. Накопление дефектов в поверхностном слое с ростом массы ионов, которое характеризуется размытием пиков отражения – параметром Q , приведенным на рисунке 3.23, для объемного КРТ, имплантированного ионами B^+ , Ar^+ , Kr^+ и Xe^+ .

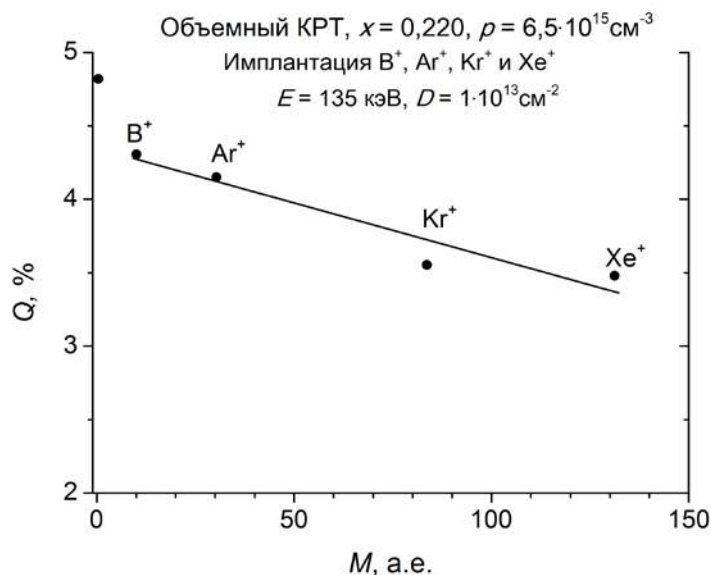


Рисунок 3.23 – Зависимость параметра Q в объемном КРТ p -типа с составом $x = 0,22$ от массы ионов (B^+ , Ar^+ , Kr^+ , Xe^+), имплантированных с энергией 135 кэВ дозой $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

Если бы структурные дефекты, создаваемые вблизи поверхности, а также примесно-дефектные комплексы, сосредоточенные в окрестности $R_p \pm \Delta R_p$, не являлись нейтрализующими стоками для радиационных дефектов донорного типа, то, по-видимому, наблюдался бы непрерывное повышение слоевой концентрации электронов ввиду увеличения глубины n^+ -слоя вместе с ростом дозы. Однако при этом объемная концентрация электронов в максимуме профиля распределения оставалась бы постоянной на уровне 10^{18} см^{-3} для любого типа ионов. Поэтому, на наш взгляд, правильнее было бы использовать термин “насыщение объемной концентрации электронов”, которое является фундаментальной характеристикой самого материала КРТ, а для вели-

чины N_s , которая, как мы видели из обзора литературы и наших результатов, имеет разное значение для различных режимов ионной имплантации и масс ионов, термином “насыщение” не пользоваться.

Из приведенных на рисунках 3.19 и 3.20 экспериментальных данных видно, что величина насыщения $n \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ достигается при меньших дозах ионов Xe^+ , чем B^+ . Это объясняется высказанным авторами работы [165] предположением (раздел 1.1.3) о преимущественной генерации в каскаде соударений точечных дефектов при внедрении легких ионов и больших кластеров дефектов –при внедрении тяжелых. Пространственное распределение радиационных нарушений также зависит от дозы и массы ионов (раздел 1.1.1), но для ионов B^+ оно не имеет надежно установленной в литературе зависимости, которую мы сейчас рассмотрим.

В работах [99, 109] показано, что проецированный пробег ионов B^+ и глубина максимума радиационных нарушений совпадают. Однако существующие единственные дозовые зависимости пространственного распределения радиационных нарушений в имплантированных ионами B^+ кристаллах КРТ [98] не позволяют однозначно связать распределения электрически активных и структурных дефектов, поскольку с ростом дозы глубина нарушенного слоя практически не менялась.

На рисунке 3.24 представлено распределение радиационных дефектов по глубине КРТ в зависимости от дозы ионов B^+ , полученное методом оптического отражения при послойном травлении.

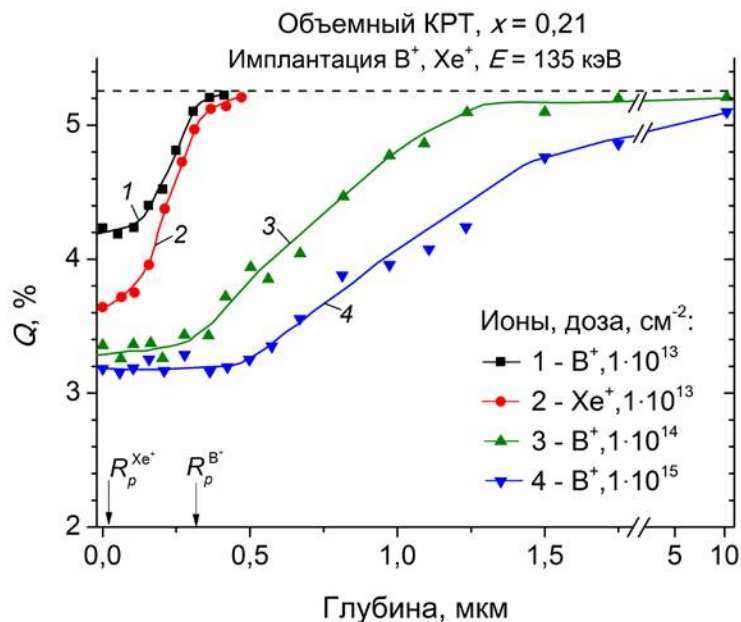


Рисунок 3.24 – Распределение по глубине параметра Q в объемном КРТ p -типа с составом $x = 0,21$, имплантированном ионами B^+ (1, 2, 4) и Xe^+ (2) с энергией 135 кэВ дозой: 1, 2 – $1 \cdot 10^{13}$; 3 – $1 \cdot 10^{14}$; 4 – $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. R_p – проецированный пробег. Пунктиром обозначен параметр Q исходного образца.

Из рисунка 3.24 видно, что с ростом дозы внедряемых ионов V^+ увеличивается как количество дефектов в приповерхностном слое $0 < z < R_p$, так и глубина натрушенного слоя. При больших дозах $1 \cdot 10^{14} - 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ уменьшение количества дефектов, происходит за область R_p , а сами они проникают на глубину $z > 1 \text{ мкм}$ (кривые 3 и 4 на рисунке 3.24). Сопоставление пространственных распределений электрически активных дефектов (рисунки 3.16 и 3.19) и структурных нарушений (рисунок 3.24) для одинаковых доз ионов V^+ , имплантированных в КРТ с энергией 135 кэВ, показывает однозначную связь между глубиной n^+ -слоя и толщиной нарушенного слоя только для больших доз. При небольшой дозе ионов V^+ $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ n^+ -слой расположен глубже, чем основная масса дефектов, то есть электрически активные дефекты (I_{Hg}), генерируемые на ранних стадиях ионной бомбардировки, успевают мигрировать в объем кристалла быстрее, чем сформируются там структурные дефекты.

Полученные данные о распределении радиационных нарушений в кристалле подтверждают, на наш взгляд, предположение, что с накоплением структурных дефектов в области $z < R_p$ продвижение n^+ -слоя в объем вначале замедляется, а потом прекращается из-за захвата радиационных донорных дефектов на стоки и их нейтрализации.

Бомбардировка поверхности КРТ ионами He^+ небольшой дозой $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, как видно из рисунка 3.24, по сравнению с легкими ионами V^+ приводит к разупорядочению структуры в гораздо бóльшей степени, а глубина сильно нарушенного слоя почти на порядок превышает проецированный пробег ионов He^+ ($R_p = 0,03 \text{ мкм}$). В этом нет ничего неожиданного, так как из измерений каналированных спектров РОР известно, что при имплантации тяжелых ионов (In^+ , Hg^+) глубина нарушенного слоя значительно превышает величину R_p [72] и увеличивается с дозой [90]. Однако приведенные на рисунке 3.25 распределения дефектов по глубине в зависимости от дозы ионов He^+ , имплантированных в КРТ с энергией 135 кэВ, показывают, что нарушения располагаются гораздо глубже, чем получено в работе [90] для близких по массе ионов Ip^+ , но внедренных с еще бóльшей энергией 320 кэВ.

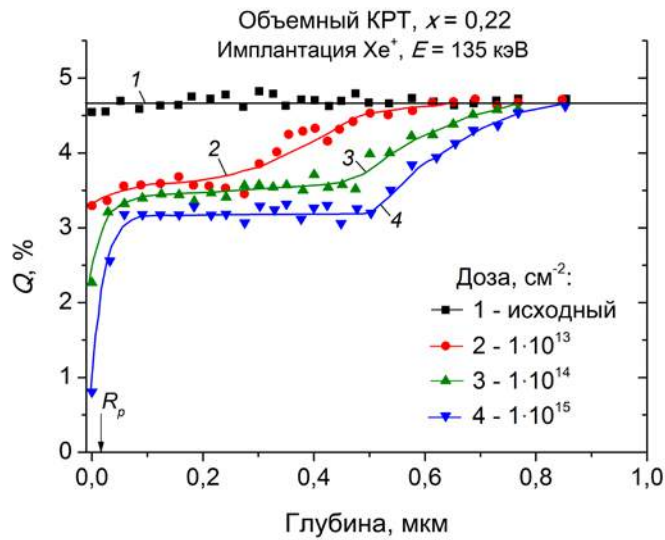


Рисунок 3.25 – Распределение по глубине параметра Q в объемном p -КРТ с составом $x = 0,22$, имплантированном ионами Xe^+ с энергией 135 кэВ дозой: 1 – исходный; 2 – $1 \cdot 10^{13}$; 3 – $1 \cdot 10^{14}$; 4 – $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. R_p – проецированный пробег.

Например, в работе [90] для дозы ионов In^+ $8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ нарушенный слой имеет толщину 0,4 мкм, тогда как из рисунка 3.25 видно, что при дозе ионов Xe^+ $1 \cdot 10^{13} - 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ “хвост” распределения структурных дефектов проникает на глубину 0,5–0,8 мкм, что в 20–30 раз больше величины R_p . В то же время дефекты по глубине располагаются неравномерно: для больших доз ионов Xe^+ максимальные нарушения имеет поверхностный слой толщиной порядка R_p , тогда как из данных РОР ([72]) следует, что максимум концентрации дефектов (In^+ , $E = 300$ кэВ, $D = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$) находится на глубине $(2-3)R_p$.

Сопоставление пространственных распределений электрически активных дефектов в имплантированном ионами Xe^+ КРТ (рисунок 3.20) и дефектов, наблюдаемых методом оптического отражения (рисунок 3.25), показывает, что они хорошо согласуются между собой. Область (“плато”) с пониженной концентрацией электронов в приповерхностном слое для каждой из доз в интервале $1 \cdot 10^{13} - 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ и “плато” с постоянным большим уровнем дефектов совпадают по глубине, что, по-видимому, подтверждает существование стоков для донорных дефектов в сильно нарушенном слое. Рост концентрации электронов вплоть до максимального значения происходит в области спада уровня дефектов, что обнаружено и при имплантации более легких ионов Ag^+ с энергией 150 кэВ дозой $1 \cdot 10^{13} - 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ [79, 81], но глубина (0,3–0,4 мкм) залегания максимума распределения $n(z)$ в данном случае меньше, чем при внедрении ионов Xe^+ (рисунок 3.20). Аналогичная картина наблюдается и при имплантации ионов B^+ (рисунки 3.16 и 3.24). Однако меньший уровень структурных нарушений, создаваемых ионами B^+ по сравнению с ионами Xe^+ позволяет части подвижных дефектов, не захваченных на стоки, мигрировать в объем КРТ.

Образовавшийся на первоначальной стадии имплантации тяжелых ионов (Xe^+) сильно нарушенный слой при дальнейшей ионной бомбардировке препятствует генерируемому в области каскада соударений подвижным донорным дефектам мигрировать в глубь кристалла за счет их захвата многочисленными структурными нарушениями–стоками, поэтому n^- -слой не формируется ни при каких дозах. В этом случае с ростом дозы происходит более медленное продвижение сильнолегированного n^+ -слоя в глубь кристалла КРТ вместе со всеми дефектами, мигрирующими из области проникновения ионов.

Таким образом, все использованные нами современные методики исследования структуры поверхности: оптическое отражение, резерфордское обратное рассеяние каналированных ионов He^+ и дифракция быстрых электронов на отражение показывают, что при имплантации легких ионов B^+ с энергией $E \geq 100$ кэВ в поверхностном слое КРТ глубиной порядка 0,1 мкм начиная, по крайней мере, с дозы $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ происходит образование и накопление структурных нарушений, которые распространяются в глубь кристалла с ростом дозы намного дальше проекционного пробега ионов, но при этом кристаллическая структура поверхности сохраняется вплоть до дозы $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (см. рисунок 3.7), то есть поверхность не аморфизуется. Эти структурные нарушения, идентифицированные методом РОР, являются протяженными дефектами, которые в значительной степени определяют электрофизические свойства имплантированных кристаллов КРТ. Наблюдаемые при больших дозах ионов B^+ спад концентрации электрически активных дефектов в приповерхностном слое и рост структурных нарушений в нем являются, на наш взгляд, доказательством геттерирующего свойства протяженных дефектов, то есть поверхностный нарушенный слой глубиной $z \leq R_p$ является стоком для дефектов донорного типа.

3.3.1.2. Имплантация в МЛЭ гетероэпитаксиальные структуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Приведенное на рисунках 3.5 и 3.15 большое различие в дозовых зависимостях слоевой концентрации электронов (рисунок 3.5) и глубины конвертированного слоя (рисунок 3.15) у имплантированных ионами B^+ объемных кристаллов КРТ и ГЭС КРТ МЛЭ p -типа свидетельствует о различном количестве и пространственном распределении радиационных донорных центров в данных материалах. Это различие может наблюдаться как в процессах формирования приповерхностного сильнолегированного n^+ -слоя, так и в глубинах слаболегированного n^- -слоя, в том случае, если он образуется. Как было рассмотрено выше (раздел 3.3.1.1) характер пространственного распределения донорных центров в объемных кристаллах p -КРТ сильно зависит от дозы и массы имплантируемых ионов. Очевидно, следует ожидать, что общий характер радиационного дефектообразования в ГЭС КРТ МЛЭ и объемном КРТ должен быть одинаковым, но количественные характеристики могут сильно различаться из-за наличия поверхностного широкозонного

слоя со сложным пространственным распределением состава по глубине (варизонным слоем) структуры ГЭС КРТ МЛЭ (рисунок 2.2).

Уже первые эксперименты по имплантации ионов молекулярного азота (N_2^+) и аргона в ГЭС КРТ МЛЭ показали, что наблюдается хорошее качественное совпадение результатов ионной имплантации тяжелых ионов в гетероэпитаксиальный МЛЭ КРТ и в объемные кристаллы КРТ (раздел 3.3.1.1), причем динамика изменения электрофизических свойств ионно-имплантированных образцов, обусловленная накоплением и эволюцией электрически активных радиационных дефектов, в обоих материалах имеет ряд общих черт: а) рост слоевой и объемной концентраций электронов до некоторого максимального значения с увеличением дозы имплантируемых ионов; б) локализация профиля распределения $n(z)$ в области проецированного пробега ионов при их малых дозах и смещение его на глубину $z > R_p$ для больших доз; в) существенное снижение концентрации донорных центров с ростом дозы внедряемых ионов в приповерхностном слое толщиной $0 < z < R_p$; г) отсутствие формирования слаболегированного n^- -слоя при больших дозах внедряемых ионов.

Эти особенности хорошо видны из данных представленных на рисунке 3.26 для ГЭС КРТ МЛЭ n - и p -типа, имплантированного ионами $N_2^+(E = 150 \text{ кэВ}, D = 1 \cdot 10^{12} - 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2})$. Анализ рисунка 3.27, а, б показывает, что исходный тип проводимости ГЭС КРТ МЛЭ практически не влияет на пространственное распределение донорных центров, формирующих сильнолегированный n^+ -слой, который полностью локализован в варизонном слое.

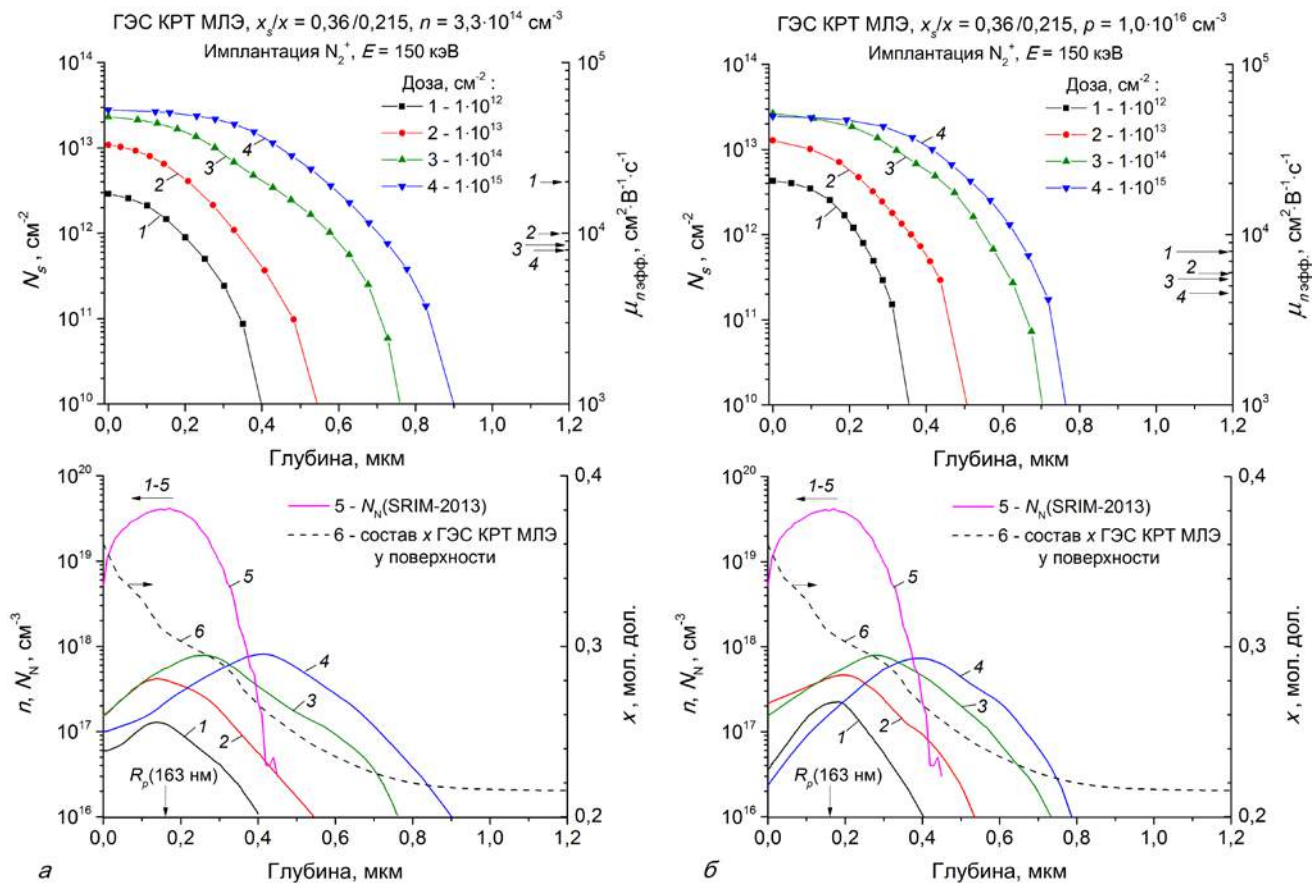


Рисунок 3.26 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s (1–4), концентрации электронов n (1–4), атомов азота N_N (5, SRIM-2013) и состава x у поверхности (6) и эффективная подвижность электронов $\mu_{n\text{эфф.}}$ (1–4) в ГЭС КРТ МЛЭ n - (а) и p -типа (б) состава $x_s/x = 0,36/0,215$, имплантированном ионами N_2^+ с энергией 150 кэВ дозой: 1 – $1 \cdot 10^{12}$; 2 – $1 \cdot 10^{13}$; 3 – $1 \cdot 10^{14}$; 4 – $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. $R_p = 163 \text{ нм}$ – проецированный пробег ионов N_2^+ с энергией 150 кэВ.

В обоих материалах n - и p -типа:

1. Наблюдается возрастающий характер зависимости $N_s(D)$ при малых дозах имплантируемых ионов (кривые 1 и 2). С дальнейшим увеличением дозы рост слоевой концентрации электронов прекращается на уровне $N_s \sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (кривые 3 и 4). Эффективная подвижность электронов уменьшается с ростом дозы.

2. В области доз ионов N_2^+ , где наблюдается рост зависимости $N_s(D)$ происходит увеличение объемной концентрации электронов в максимуме их распределения по глубине гетерозпитаксиальной структуры. При малых дозах внедренных ионов профиль распределения $n(z)$ локализован в области проецированного пробега.

3. В области больших доз ионов N_2^+ , в которой зависимость $N_s(D)$ максимальная, происходит сдвиг профиля распределения объемной концентрации электронов в глубь ГЭС КРТ МЛЭ, при этом значение концентрации электронов в максимуме распределения $n(z)$ остается постоянной на уровне $n = 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (кривые 3 и 4).

4. С ростом дозы ионов N_2^+ с $1 \cdot 10^{14}$ (кривая 3) до $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ (кривая 4) в приповерхностном слое $0 < z < R_p$ объемная концентрация электронов существенно снизилась.

5. Как следует из сравнения распределений профиля состава x (кривая 6) и $n(z)$ (кривые 3 и 4) сильнолегированный n^+ -слой локализован полностью в варизонном слое ГЭС КРТ МЛЭ.

6. Ни при какой дозе ионов N_2^+ в материале p -типа формирование n^+-n^-p структуры не произошло.

Имплантация более тяжелых по сравнению с молекулярным азотом ионов Ar^+ с энергией 150 кэВ дозой $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ (рисунок 3.27) в эти же образцы ГЭС КРТ МЛЭ n - и p -типа, на которых проводились эксперименты по внедрению ионов N_2^+ (рисунок 3.26, а, б), приводит к еще большему снижению объемной концентрации электронов в слое $0 < z < R_p$ слое, хотя величина концентрации $n = 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в максимуме на глубине $z > R_p$ такая же, как в случае имплантации ионов N_2^+ . Для сравнения на рисунке 3.24 (кривая 4) приведено взятое из рисунка 3.22 распределение $n(z)$ для объемного p -КРТ, имплантированного ионами $Ar^+(E = 135 \text{ кэВ}, D = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2})$,

с величиной концентрации в максимуме $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Как видно из приведенных на рисунках 3.26 и 3.27 результатов, несмотря на качественное совпадение характера пространственного распределения электрически активных радиационных дефектов в объемных кристаллах КРТ и ГЭС КРТ МЛЭ, видно существенное различие в значениях концентрации донорных центров в максимумах профилей распределения $n(z)$ между имплантацией тяжелых ионов Ag^+ и N_2^+ в однородный по составу x объемный материал и гетероэпитаксиальные структуры КРТ с широкозонным слоем переменного состава на поверхности. При ионной имплантации в ГЭС КРТ МЛЭ в сильнолегированном n^+ -слой значение $n < 10^{18} \text{ см}^{-3}$, тогда как у кристаллов КРТ, выращенных объемными методами, величина концентрации электронов в максимуме распределения $n(z)$ $n \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (см. рисунок 3.22, эта же величина n в объемном КРТ приводилась и во многих работах [39, 44, 79, 183, 210, 222]).

В рамках рассмотренной в обзоре литературы (раздел 1.1.4) модели радиационного дефектообразования в процессе ионной имплантации КРТ наблюдаемые изменения электрофизических параметров материала объясняются генерацией радиационных донорных дефектов на основе междоузельных атомов ртути.

При анализе полученных экспериментальных результатов (рисунки 3.26 и 3.27) необходимо учесть, что имплантация ионов происходит в приповерхностную варизонную область, в которой

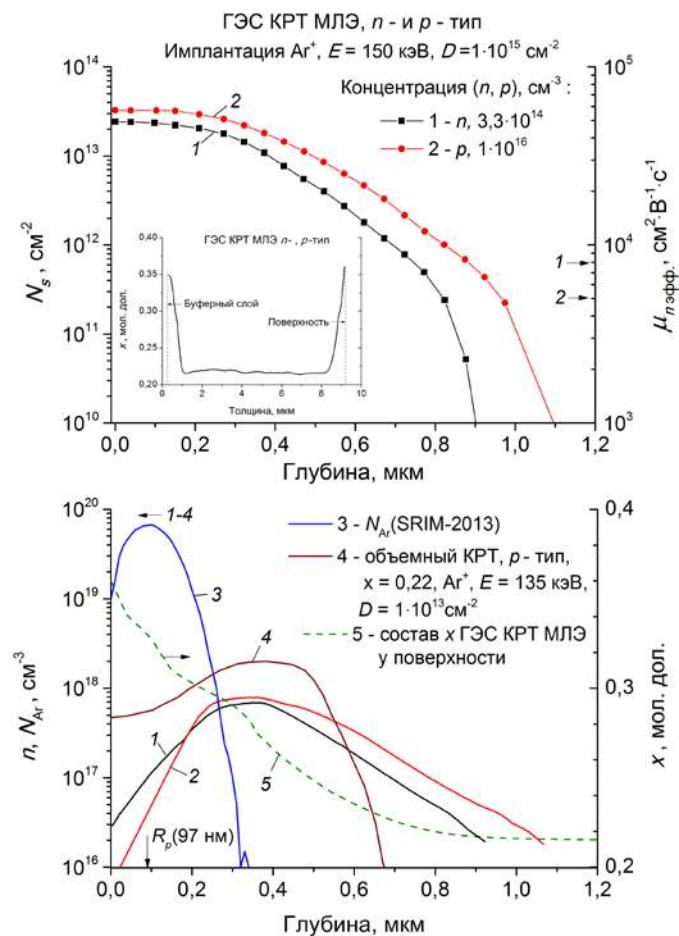


Рисунок 3.27 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s (1, 2) и концентрации электронов n (1, 2, 4), атомов аргона N_{Ar} (3, SRIM-2013), состава x у поверхности (5) и эффективная подвижность электронов $\mu_{n\text{эфф.}}$ (1, 2) в ГЭС КРТ МЛЭ n - (1) и p -типа (2) состава $x_s/x = 0,36/0,215$ (1–3, 5), имплантированном ионами Ar^+ с энергией 150 кэВ дозой $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ (1–3) и в объемном КРТ p -типа состава $x = 0,22$ (4), имплантированном ионами Ar^+ с энергией 135 кэВ дозой $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (данные взяты из рисунка 3.22). $R_p = 97 \text{ нм}$ – проецированный пробег ионов Ar^+ с энергией 150 кэВ. Вставка – распределение состава x в ГЭС КРТ МЛЭ.

состав материала отличается от состава рабочего слоя гетероэпитаксиальной структуры (этот вопрос уже обсуждался при анализе рисунка 3.9). Так, состав ГЭС КРТ МЛЭ в окрестности R_p ионов аргона составляет $x = 0,33\text{--}0,34$ (кривая 5 на рисунке 3.27), а ионов молекулярного азота $x = 0,29\text{--}0,31$ (кривая 6 на рисунке 3.26). Увеличение состава материала в области генерации дефектов приводит к уменьшению концентрации первичных смещений атомов ртути, а это, в свою очередь, может значительно изменить динамику накопления радиационных дефектов. Кроме того, как видно из рисунков 3.26 и 3.27, профиль распределения объемной концентрации электронов также находится в варизонном слое. Этот факт указывает на то, что процессы миграции первичных радиационных дефектов и образования комплексов вторичных электрически активных дефектов происходят в приповерхностной области переменного состава. Миграцией первичных радиационных дефектов обуславливается толщина образующегося n^+ -слоя, а процесс вторичного комплексообразования определяет, в конечном итоге, результирующую концентрацию электронов. Необходимо отметить, что на миграцию первичных радиационных дефектов, образующихся в процессе имплантации, могут оказывать влияние градиент коэффициента диффузии дефектов и встроенное электрическое поле, которые возникают в приповерхностной области материала из-за градиента состава [267, 268]. Анализ этого влияния будет проведен в разделе 3.3.5.

Суммируя все выше сказанное можно предположить, что наблюдаемые отличия результатов ионной имплантации в ГЭС КРТ МЛЭ и объемные кристаллы КРТ обусловлены влиянием варизонного приповерхностного слоя, а основные механизмы этого влияния определяются следующими факторами:

1. При своем внедрении в ГЭС КРТ МЛЭ ионы тормозятся в приповерхностной области переменного состава, вследствие должно различаться и соотношение генерируемых первичных радиационных дефектов в металлических подрешетках CdTe и HgTe и образования комплексов вторичных электрически активных дефектов.

2. Миграция первичных радиационных дефектов происходит в поле сил, возникновение которых обусловлено градиентами ширины запрещенной зоны и коэффициента диффузии междоузельных атомов и вакансий ртути, возникающих вследствие изменения состава у поверхности материала.

Для выяснения степени влияния вышеуказанных факторов на процессы радиационного дефектообразования в гетероэпитаксиальном МЛЭ КРТ с переменным составом, были проведены исследования влияния параметров варизонного слоя (состав материала в области образования радиационных дефектов, градиент состава) на результаты ионной имплантации. Эксперименты проводились на специально выращенных структурах ГЭС КРТ МЛЭ p -типа, параметры которых приведены в таблице 3.5, а профили состава показаны на рисунке 3.10.

Рассмотренное ранее поведение зависимостей $N_s(D)$, представленных на рисунке 3.14, для образцов с различной величиной x_s можно объяснить факторами уже отмеченными выше. С помощью программного комплекса SRIM-2003 был проведен расчет полного количества каскадов соударений, возникающих в ГЭС КРТ МЛЭ с переменным составом материала в области внедрения ионов бора ($E = 100$ кэВ), который показал, что для структур, у которых величина состава поверхности $x_s = 0, 33, 0,49$ и $0,56$ количество первичных смещений атомов ртути на 25, 30 и 40 % меньше соответственно, чем для структур с $x_s = 0,22$ (рисунок 3.28). Для расчета брались следующие величины пороговых энергий смещений в решетке КРТ: $E_d(\text{Hg}) = 2,2$ эВ [282]; $E_d(\text{Cd}) = 5,8$ эВ и $E_d(\text{Te}) = 7,8$ эВ [363].

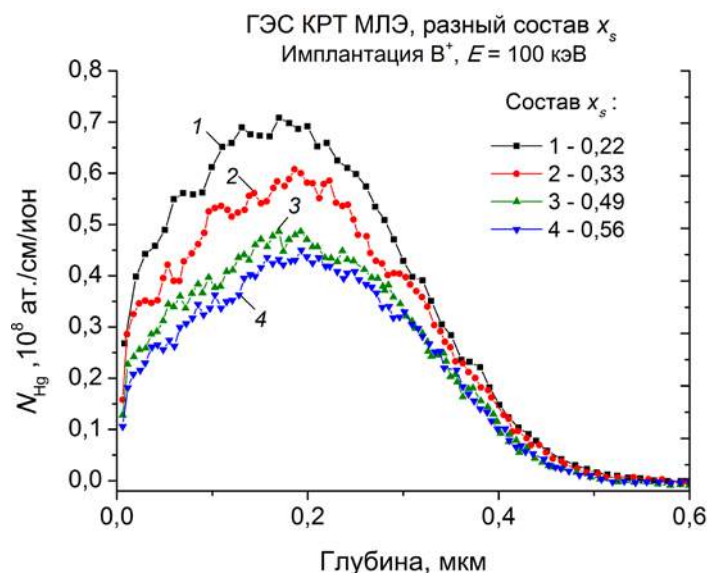


Рисунок 3.28 – Распределение по глубине полного числа смещений атомов ртути N_{Hg} в ГЭС КРТ МЛЭ с различным составом поверхности x_s , имплантированным ионами В^+ с энергией 100 кэВ. Состав x_s : 1 – 0,22; 2 – 0,33; 3 – 0,49; 4 – 0,56.

Так как количество генерируемых междоузельных атомов ртути уменьшается, то, следует ожидать и замедления динамики образования вторичных электрически активных дефектов, кинетика накопления которых пропорциональна концентрации первичных радиационных дефектов. Этот вывод подтверждается также анализом экспериментальных данных (рисунок 3.14, а), который показывает, что у образцов ГЭС КРТ МЛЭ с $x_s = 0,22-0,33$ в интервале доз ионов B^+ $1 \cdot 10^{11} - 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, а у образцов с $x_s = 0,49-0,56$ – в интервале $D = 3 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, наблюдается почти линейное увеличение слоевой концентрации электронов, обусловленное возрастанием полной концентрации электронов в имплантированном слое. На рисунке 3.29 представлена зависимость натурального логарифма скорости введения электрически активных радиационных дефектов $\ln(dN_s/dD)$ от состава материала в области проецированного пробега ионов бора (рассматривается область доз меньше величины $D(N_s^{\max}) = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ у ГЭС КРТ МЛЭ с $x_s = 0,22$), которая удовлетворительно аппроксимируется линейной функцией.

Данный факт означает, что скорость введения электрически активных радиационных дефектов dN_s/dD экспоненциально убывает с увеличением состава варизонного слоя в области R_p ионов B^+ . Полученные результаты позволяют сделать предположение, что различия в поведении зависимостей $N_s(D)$ для образцов с различным составом поверхности обусловлены, главным образом, разной динамикой накопления электрически активных радиационных дефектов.

Причиной того, что интегральные электрофизические параметры у ГЭС КРТ МЛЭ существенно меняются с ростом состава поверхности (рисунок 3.14) показали измерения пространственного распределения концентрации носителей заряда в ГЭС КРТ МЛЭ с различным составом

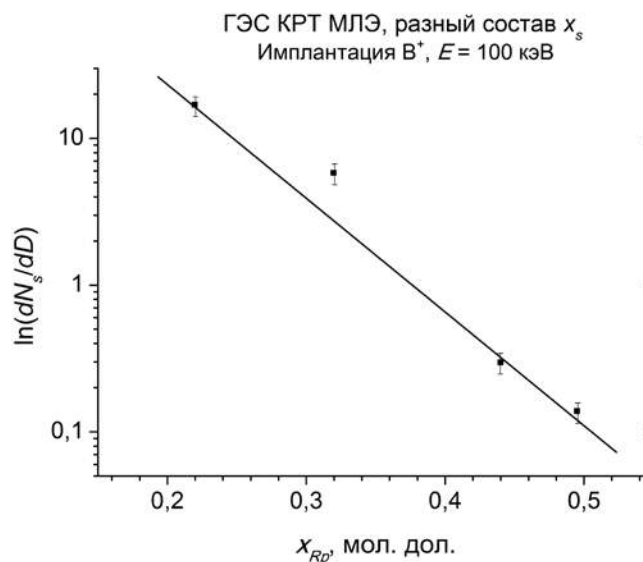
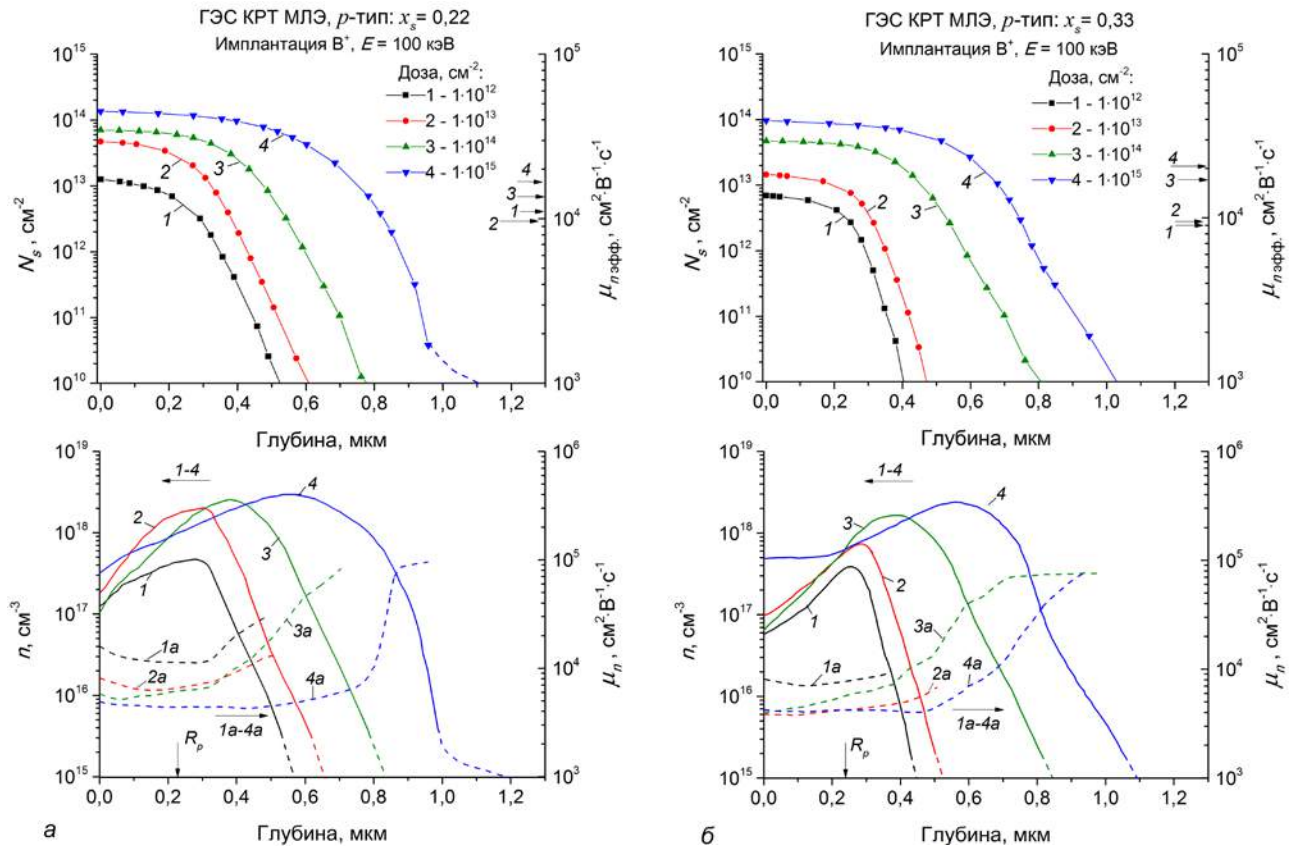


Рисунок 3.29 – Зависимость натурального логарифма скорости введения $\ln(dN_s/dD)$ электрически активных радиационных дефектов от состава x_{Rp} ГЭС КРТ МЛЭ в области проецированного пробега ионов B^+ с энергией 100 кэВ.

варизонного слоя в зависимости от дозы ионов B^+ . Имплантация ионов B^+ проводилась с энергией 100 кэВ в интервале доз $1 \cdot 10^{12}$ – $1 \cdot 10^{15}$ см^{-2} в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с различным составом x_s : 0,22; 0,33; 0,49 и 0,56. (рисунок 3.30).

Из рисунка 3.30 видно, что концентрация электронов в n^+ -слое и положение максимума зависимости $n(z)$ сильно зависят от состава поверхности и дозы внедряемых ионов. Поведение дозовых зависимостей электрофизических параметров для ГЭС КРТ МЛЭ с различным составом поверхности x_s хорошо наблюдается и на рисунке 3.30 на зависимостях распределения слоевой концентрации по глубине: с ростом состава x_s величина слоевой концентрации уменьшается при одинаковой дозе (кривые с одинаковыми номерами 1–4 на рисунке 3.30, а, б, в, г). Для гетероэпитаксиальной структуры без варизонного слоя (рисунок 3.30, а) наблюдается картина, которую мы наблюдали при рассмотрении имплантации ионов B^+ в объемные кристаллы КРТ (раздел 3.3.1.1). В этом случае образец ГЭС КРТ МЛЭ также, как и объемный материал, имел однородное распределение состава по глубине. При дозе ионов B^+ $1 \cdot 10^{12}$ см^{-2} максимально высокая концентрация электронов наблюдается в области проецированного пробега ионов бора. Увеличение дозы до $1 \cdot 10^{14}$ см^{-2} приводит к возрастанию значения n в максимуме профиля распределения до уровня насыщения $n = (2-3) \cdot 10^{18}$ см^{-3} , как и в объемном КРТ (рисунок 3.19). Дальнейшее увеличение дозы внедряемых ионов бора приводит только к сдвигу профиля распределения электрически активных радиационных дефектов в глубь образца, при этом значение в максимуме зависимости $n(z)$ практически не изменяется (кривая 5 на рисунке 3.30, а).



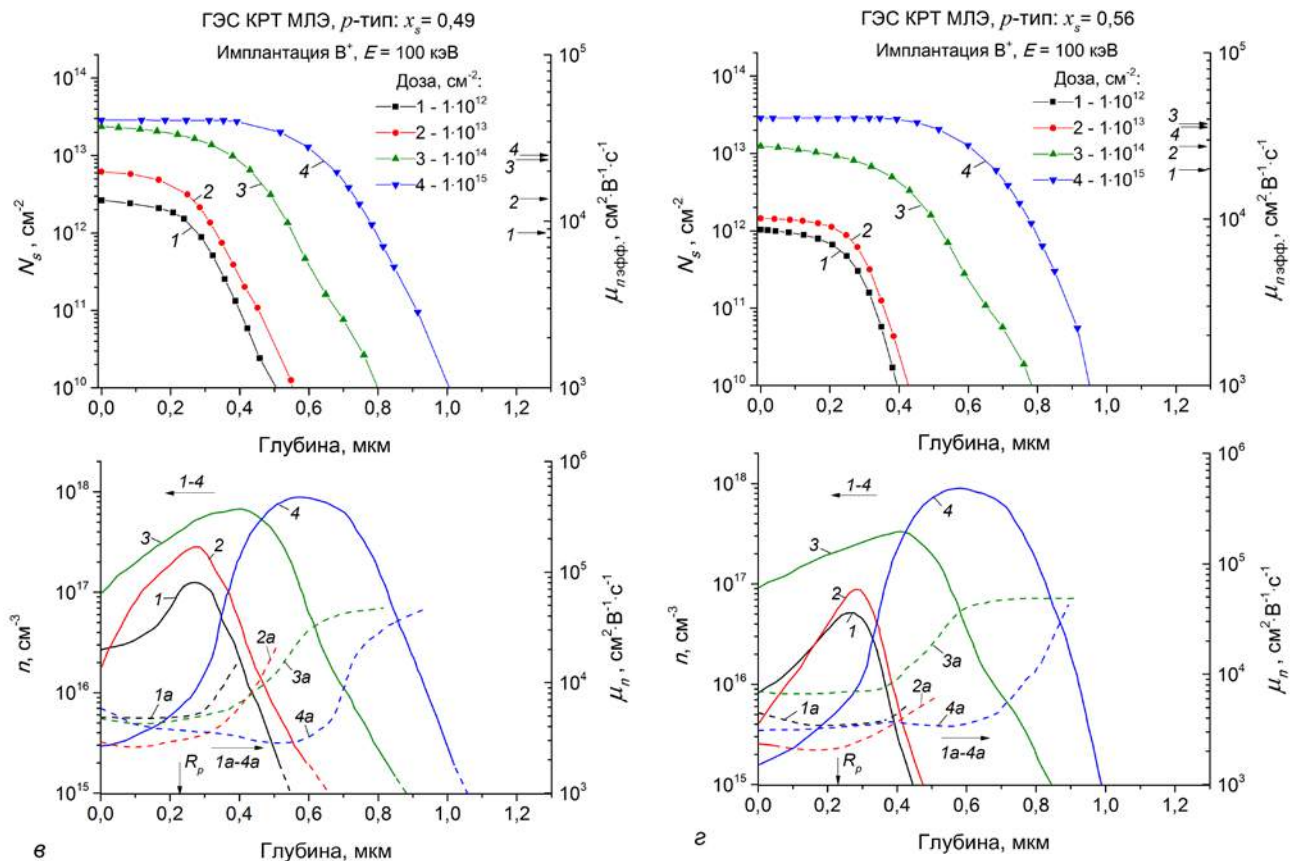


Рисунок 3.30 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s , концентрации n и подвижности электронов μ_n (1а–4а) в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с различным составом поверхности x_s : а – 0,22; б – 0,33; в – 0,49; г – 0,56, имплантированном ионами В $^+$ с энергией 100 кэВ дозами: 1 – $1 \cdot 10^{12}$; 2 – $1 \cdot 10^{13}$; 3 – $1 \cdot 10^{14}$; 4 – $1 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$. $\mu_{n\text{эфф}}$ – эффективная подвижность электронов. R_p – проецированный пробег.

В целом характер распределения подвижности электронов по глубине имплантированного варизонного слоя для небольших составов $x_s = 0,22$ и $0,33$ в зависимости от дозы ионов В $^+$ (кривые 1а–4а на рисунке 3.30, а, б,) такой же, как и у объемного КРТ (рисунки 3.16 и 3.19): с ростом дозы подвижность уменьшается в окрестности R_p и увеличивается на конце правого фронта распределения $n(z)$ до величины $\mu_n = (6-8) \cdot 10^4$ см ^{2} ·В $^{-1}$ ·с $^{-1}$, близкой к исходной концентрации электронов в ГЭС КРТ МЛЭ n -типа сразу после роста (таблица 3.5). Наиболее заметный рост происходит в образцах имплантированных большой дозой ионов В $^+$ $1 \cdot 10^{14} - 1 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$, причем следует отметить, что и эффективная подвижность электронов для данных доз (стрелки 3 и 4) выше, чем для маленьких доз $1 \cdot 10^{12} - 1 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$.

Как будет видно из дальнейшего рассмотрения, это связано с формированием n^+-n^-p структуры в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа при больших дозах внедряемых ионов бора. Следует отметить, что подвижность носителей заряда в твердом растворе Cd $_x$ Hg $_{1-x}$ Te имеет сильную зависимость от состава [2, 15, 17]. Причем с увеличением содержания CdTe, она уменьшается. При увеличении дозы внедряемых ионов бора происходит сдвиг пространственного распределения до-

норных центров в глубь ГЭС КРТ МЛЭ, что приводит к изменению локализации сильнолегированного n^+ -слоя, который смещается в область материала, где состав уменьшается, а значит, увеличивается подвижность электронов, вносящих наибольший вклад в проводимость.

Наиболее заметно динамика накопления радиационных донорных дефектов и концентрации внедренных атомов бора с ростом дозы в зависимости от состава видна из данных профилей распределения $n(z)$ и рассчитанных методом SRIM–2013 распределений концентраций атомов бора, которые представлены на рисунке 3.31. Из сравнения профилей распределений внедренных атомов бора (пунктирные кривые 5 на рисунке 3.31, *а, б, в, г*) и концентраций электронов хорошо видно что существенный сдвиг максимума распределения $n(z)$ за область R_p для всех составов поверхности происходит при больших дозах $1 \cdot 10^{14} - 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. При самой маленькой дозе $1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (концентрация электронов в максимуме превышает концентрацию атомов бора для всех составов, но самая большое различие между величинами n и N_B наблюдается для составов $x_s = 0,22$ и $0,33$, что очень хорошо согласуется с данными рисунка 3.28 по количеству смещенных атомов ртути в зависимости от состава варизонного слоя. Можно считать, что при маленьких дозах ионов B^+ , когда структурные нарушения еще не накопились в большом количестве (раздел 3.3.1.1), на каждый падающий ион бора рождается ~ 10 донорных дефектов для ГЭС КРТ МЛЭ без варизонного слоя и 2–3 электрически активных дефекта для состава $x_s = 0,56$. Такая явная зависимость между количеством смещенных атомов ртути и концентрацией электронов от состава поверхности ГЭС КРТ МЛЭ указывает на возможную справедливость предположения, что

основными донорными дефектами, генерируемые при ионной имплантации, являются междоузельные атомы Hg. Прямое экспериментальное доказательство этого предположения мы рассмотрим в дальнейшем в разделе 4.3.

С ростом дозы ионов B^+ происходит накопление структурных нарушений в области R_p , что хорошо видно по наблюдаемому минимуму подвижности электронов в окрестности проецированного пробега ионов бора (кривые 1а–4а на рисунке 3.31, а, б, в, г) вследствие чего значительная часть донорных дефектов захватывается и нейтрализуется этими нарушениями с образованием нейтральных примесно-дефектных комплексов.

Количество нейтральных и заряженных примесно-дефектных комплексов сильно зависит от состава поверхности ГЭС КРТ МЛЭ. В случае же образцов ГЭС КРТ МЛЭ с составом поверхности $x_s = 0,33, 0,49$ и $0,56$ (кривые 2–4 на рисунке 3.31, а, б, в, г) динамика накопления донорных центров и их пространственное распределение имеет существенное отличие: а) концентрация электронов в максимуме зависимости $n(z)$ при одинаковой дозе ионов B^+ уменьшается с увеличением состава поверхности x_s и эффекта насыщения величины n не наблюдается; б) для составов $x_s = 0,49$ и $0,56$ в интервале доз $1 \cdot 10^{12} - 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ глубина n^+ -слоя меньше, чем для составов $x_s = 0,22$ и $0,33$, и с ростом дозы до $1 \cdot 10^{14} - 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ его глубина практически становится одинаковой для всех величин x_s ; в) с ростом дозы ионов B^+ до $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ для состава $x_s = 0,49$ и $0,56$ (кривые 3 и 4 на рисунке 3.31, г) сдвиг максимума распределения $n(z)$ на глубину $z \approx 3R_p$ сопровождается очень большим снижением концентрации электронов на глубине $z \approx R_p$ по сравнению с величиной n на данной глубине у образцов ГЭС КРТ МЛЭ с составом $x_s = 0,22$ и $0,33$ (кривые 1 и 2 на рисунке 3.31, г), однако следует отметить, что максимум распределения $n(z)$ для всех зависимостей лежит на одной глубине.

Из рисунка 3.31, а, б видно, что при небольших дозах ионов B^+ $1 \cdot 10^{12} - 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, когда процессы захвата, нейтрализации на стоки и миграции донорных центров на большую глубину еще не сильно влияют на их пространственное распределение, правый фронт профилей распределения $n(z)$ в ГЭС КРТ МЛЭ для всех составов $x_s = 0,22 - 0,56$ имеет один и тот же наклон, причем он совпадает с наклоном правого фронта распределения $N_B(z)$. Полученный результат позволяет сделать вывод, что дополнительные факторы, связанные с наличием градиента состава материала в варизонном слое гетероэпитаксиальной структуры, не оказывают определяющее влияние на процессы миграции первичных радиационных дефектов.

Таким образом из анализа дозовых зависимостей пространственного распределения донорных центров в приповерхностной ионно-имплантированной области ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с различным составом варизонного слоя можно сделать следующие выводы:

1) Состав поверхности существенно влияет только на величину концентрации в максимуме профиля распределения $n(z)$ и вблизи поверхности, а глубина сильнолегированного n^+ -слоя от величины состава x_s не зависит.

2) В образцах ГЭС КРТ МЛЭ без варизонного слоя характер дозовых зависимостей распределения концентрации и подвижности электронов по глубине такой же, как и в объемных кристаллах КРТ.

3) Различие в динамике накопления донорных центров в ГЭС КРТ МЛЭ с ростом состава поверхности x_s связано с уменьшением количества смещенных атомов ртути.

4) Наличие градиента состава в варизонном слое, не влияет на миграцию донорных центров вглубь гетероэпитаксиальной структуры.

Перейдем к рассмотрению процессов формирования n^+n^-p структуры в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа при накоплении дефектов с ростом дозы ионов B^+ . При анализе данных по имплантации ионов N_2^+ и Ag^+ в ГЭС КРТ МЛЭ (рисунки 3.26 и 3.27) было отмечено, что ни при какой дозе внедряемых тяжелых ионов в материале p -типа формирование n^+n^-p структуры не произошло. В случае же имплантации легких ионов B^+ формирование n^+n^-p структуры в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа происходит так же, как и в объемных кристаллах p -КРТ, но наличие варизонного слоя оказывает существенное влияние на этот процесс.

Сравним имплантацию ионов B^+ в ГЭС КРТ МЛЭ и объемный КРТ, у которых в обоих типах материала исходная концентрация дырок одинаковая и составляет $p = (6-7) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и состав ГЭС КРТ МЛЭ ($x_s/x = 0,45/0,225$, $d_{\text{вар.}} = 0,4 \text{ мкм}$) в рабочем слое близок к составу объемного КР, равному $x = 0,22$. Результаты пространственные распределения донорных центров в данных образцах, имплантированных ионами B^+ с энергией 100 кэВ в широком интервале доз $3 \cdot 10^{11} - 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ представлены на рисунке 3.32.

Главной особенностью пространственного распределения донорных центров, представленных на рисунке 3.32, $a, б$, является формирование n^+n^-p структуры в обоих типов материала, причем приповерхностный n^+ -слой в них имеет одинаковую концентрацию электронов в максимуме $n = (2-3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Сильнолегированный n^+ -слой преимущественно в области, где тормозятся ионы бора (кривые 9, ВИМС на рисунке 3.32, $a, б$), а длинный “хвост” распределения – n^- -слой с концентрацией электронов $n = (4-7) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ достигает глубины несколько микрон. Как видно из рисунка 3.32, $a, б$, n^- -слой как в объемном КРТ, так и в ГЭС КРТ МЛЭ начинает формироваться при дозе ионов B^+ $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ – дозе насыщения слоевой концентрации электронов и его глубина растет с увеличением дозы, но в ГЭС КРТ МЛЭ она меньше, чем в объемном КРТ при одинаковой дозе. Концентрация электронов в n^+ -слое в объемном КРТ достигает максимума

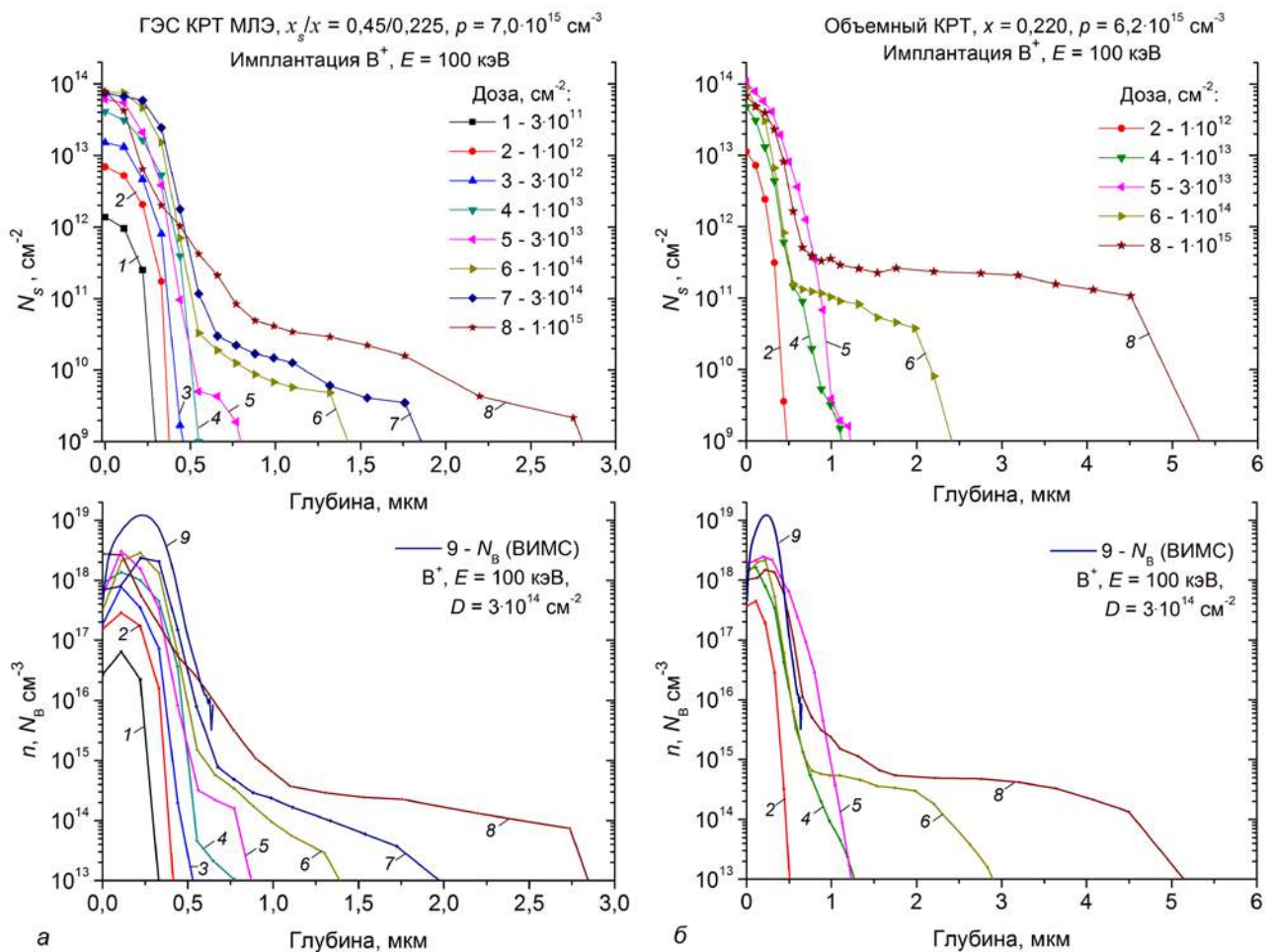


Рисунок 3.32 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s и концентрации электронов n в ГЭС КРТ МЛЭ (а) и объемном КРТ (б), имплантированных ионами B^+ с энергией 100 кэВ. Доза: 1 – $3 \cdot 10^{11}$; 2 – $1 \cdot 10^{12}$; 3 – $3 \cdot 10^{12}$; 4 – $1 \cdot 10^{13}$; 5 – $3 \cdot 10^{13}$; 6 – $1 \cdot 10^{14}$; 7 – $3 \cdot 10^{14}$; 8 – $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Кривая 9 – распределение концентрации атомов бора N_B (ВИМС), имплантированных с $E = 100 \text{ кэВ}$ и $D = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Состав: ГЭС КРТ МЛЭ – $x_s = 0,45$, $x = 0,225$, $d_{\text{вар}} = 0,4 \text{ мкм}$; объемный КРТ – $x = 0,220$.

при меньших дозах, чем в гетерозипитаксиальном МЛЭ КРТ, и с дальнейшим ростом дозы величина n начинает снижаться (кривая 8 на рисунке 3.32, б). Это снижение происходит вследствие захвата первичных радиационных донорных центров на стоки – дефекты структуры в сильно нарушенной приповерхностной области: нейтральными вакансионными кластерами (V_{Hg})^x; дислокационными петлями; линейными дислокациями и др. (раздел 1.1.1), что и приводит к уменьшению величины N_s . Напротив, как видно из рисунка 3.32, а, в ГЭС КРТ МЛЭ наблюдается рост как концентрации электронов в n^+ -слое, так и его глубины с увеличением дозы во всем интервале. Наиболее наглядно это представлено на рисунке 3.33. На этом же рисунке показан профиль распределения состава в ГЭС КРТ МЛЭ.

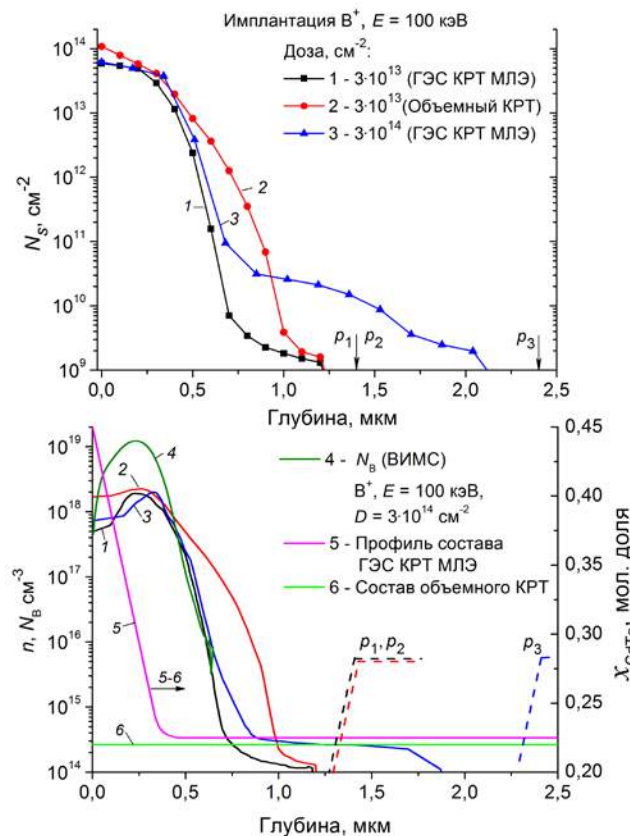


Рисунок 3.33 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s и концентрации электронов n в объемном КРТ (2) и в ГЭС КРТ МЛЭ (1, 3), имплантированных ионами B^+ с энергией 100 кэВ и разной дозой: 1,2 – $3 \cdot 10^{13}$; 3 – $3 \cdot 10^{14}$ см^{-2} . 4 – распределение концентрации атомов бора N_B (ВИМС), имплантированных с $E = 100$ кэВ, $D = 3 \cdot 10^{14}$ см^{-2} . 5 – профиль состава ГЭС КРТ МЛЭ. 6 – состав объемного КРТ. p_1 – p_3 – глубина n -слоя и концентрация дырок в образцах.

Для дозы $3 \cdot 10^{13}$ см^{-2} у объемного образца и ГЭС КРТ МЛЭ глубина n^- -слоя одинаковая и составляет 1,4 мкм, но вблизи поверхности концентрация электронов n у объемного образца гораздо выше, хотя максимум n у обоих образцов находится в области проецированного пробега R_p . С другой стороны, глубина распространения n^+ -слоя у объемного образца находится дальше, чем полный пробег ионов бора. Такое поведение, на наш взгляд, обусловлено тем, что основное дефектообразование при торможении ионов B^+ в ГЭС КРТ МЛЭ приходится на поверхностный варизонный слой повышенного состава в отличие от объемного КРТ (кривые 4–6 на рисунке 3.33), поэтому процесс генерации донорных дефектов, которыми преимущественно являются междоузельные атомы ртути (I_{Hg}) в ГЭС КРТ МЛЭ протекает менее интенсивно, чем в кристаллах КРТ однородного состава. Этим также объясняется и меньшая глубина n^- -слоя в ГЭС КРТ МЛЭ, поскольку его образование обусловлено быстрой миграцией в процессе имплантации генерированной междоузельной ртути, не захваченной на стоки в сильно нарушенной приповерхностной

области, в объем, где она заполняет вакансии ртути, и определяет концентрацию остаточных доноров в хвостовой части распределения [57, 247].

Перейдем к рассмотрению влияния энергии имплантируемых ионов на процессы формирования конвертированного слоя в объемном КРТ и ГЭС КРТ МЛЭ p -типа.

3.3.2. Влияние энергии ионов B^+ и He^+ на пространственное распределение донорных дефектов в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Наиболее интересной и неожиданной особенностью имплантации в КРТ, установленной нами, является увеличение глубины n -слоя с уменьшением энергии ионов B^+ . На рисунке 3.34 представлена зависимость глубины n -слоя от энергии ионов B^+ , имплантируемых в объемный КРТ и ГЭС КРТ МЛЭ p -типа дозой $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

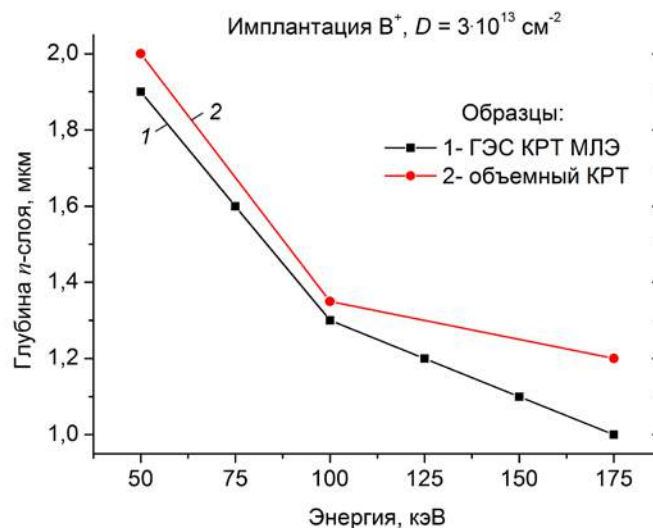


Рисунок 3.34 – Зависимость глубины n -слоя в ГЭС КРТ МЛЭ (1) и объемном КРТ (2) p -типа от энергии ионов B^+ , имплантированных дозой $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Состав: объемного КРТ – $x = 0,220$; ГЭС КРТ МЛЭ – $x_s = 0,45$, $x = 0,225$, $d_{\text{вар}} = 0,4 \text{ мкм}$.

Из рисунка 3.34 видно, что с ростом энергии ионов B^+ глубина n -слоя уменьшается как в объемном, так и эпитаксиальном КРТ, причем в ГЭС КРТ МЛЭ, она ниже во всем интервале энергий. Глубина n -слоя начинает быстро расти в области энергий 50 кэВ, хотя полный пробег ионов B^+ , измеренный методом ВИМС (рисунок 3.1) для этой энергии составляет всего 0,4 мкм. Анализ рисунка 3.8 показал, что величина слоевой концентрации электронов в объемном p -КРТ сильно меняется в области низких энергий $E \leq 30 \text{ кэВ}$ ионов B^+ и практически достигает максимума при энергиях $E > 60 \text{ кэВ}$. Данный процесс может быть обусловлен ростом как глубины n -слоя, так и объемной концентрации электронов до насыщения при увеличении энергии. Эта осо-

бенность ионной имплантации в КРТ p -типа более подробно выявляется при анализе пространственных распределений донорных центров в зависимости от энергии и массы внедряемых ионов.

3.3.2.1. Имплантация ионов B^+ и He^+ в объемные кристаллы $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Данные по пробегам внедренных атомов бора (рисунок 3.1) интересно сопоставить с распределением электрически активных центров донорного типа по глубине КРТ, полученных при различных энергиях ионов B^+ , которые представлены на рисунке 3.35.

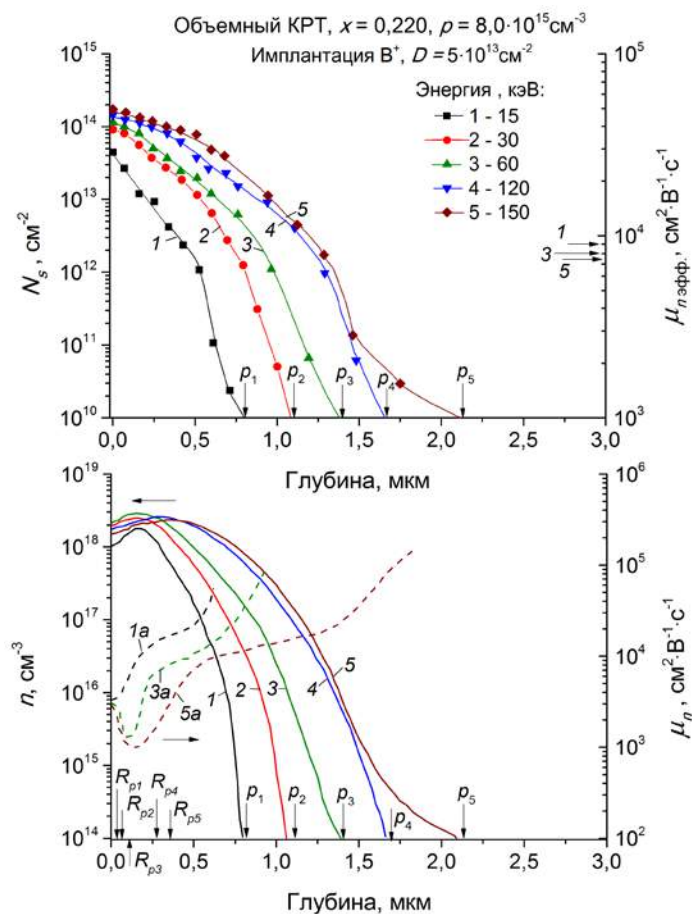


Рисунок 3.35 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s , концентрации n и подвижности электронов μ_n (1а, 3а, 5а) в объемном p -КРТ с составом $x = 0,220$, имплантированном ионами B^+ дозой $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ различными энергиями: 1 – 15; 2 – 30; 3 – 60; 4 – 120; 5 – 150 кэВ. $\mu_{\text{эфф}}$ – эффективная подвижность электронов. $R_{p1} - R_{p5}$ проецированный пробег. $p_1 - p_5$ – глубина n -слоя.

Распределения по глубине внедренных атомов бора и донорных центров существенно различаются между собой: донорные центры мигрируют вглубь кристалла намного глубже, чем проникают туда внедренные атомы бора. Из характера распределения носителей заряда по глубине

в объемном p -КРТ в зависимости от энергии ионов V^+ в интервале 15–150 кэВ (рисунок 3.35), видно, что при дозе $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ только в интервале $E = 15\text{--}30 \text{ кэВ}$ наблюдается как небольшой рост величины n , так и глубины n^+ -слоя. Дальнейшее увеличение энергии до 120 кэВ приводит только к расширению n^+ -слоя при постоянной величине n в максимуме, а затем он прекращает свое движение в глубь кристалла, за исключением короткого "хвоста". Таким образом, рост энергии ионов V^+ с 15 до 150 кэВ (величина R_p также изменилась на порядок) привел к увеличению глубины n^+ -слоя всего в два раза. Практически одинаковые величины концентрации электронов в максимуме (рисунок 3.35) можно объяснить, на наш взгляд, близкими значениями количества первичных смещений атомов решетки КРТ в единице объема, произведенных ионами ионов V^+ во всем интервале энергий. Действительно, оценка плотности числа смещений на основе данных по пространственному распределению выделенной в упругих столкновениях энергии [140] дает близкие значения $6 \cdot 10^{21}$ и $4 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ для дозы $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и энергии ионов V^+ 15 и 150 кэВ соответственно. Следовательно, для всех энергий концентрации дефектов, оставшихся после рекомбинации, в том числе и электрически активных, должны быть близкими.

Слоевая концентрация смещенных атомов в приповерхностной области $0 < z < R_p + \Delta R_p$, которую можно считать диффузионным источником дефектов донорного типа (I_{ng}), растет с $2 \cdot 10^{16}$ до $6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ при увеличении энергии с 15 до 150 кэВ и, соответственно, в близкой пропорции наблюдается рост как слоевой концентрации электронов с $5 \cdot 10^{13}$ до $1,3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, так и глубины n^+ -слоя с 0,7 до 1,5 мкм.

С другой стороны, с увеличением энергии значительно падает подвижность в окрестности R_p , что хорошо видно из рисунка 3.35. Это свидетельствует об увеличении количества структурных нарушений в данной области (концентрация заряженных центров рассеяния практически не меняется), которые являются стоками для донорных дефектов. Поэтому прекращение роста глубины n^+ -слоя для больших энергий 120–150 кэВ, наблюдаемое на рисунке 3.35, может быть связано с захватом на структурные дефекты и нейтрализацией определенного количества междоузельных атомов ртути, которые в дальнейшем не участвуют в диффузии.

Одним из подтверждений этому, по-видимому, является самый интересный и неожиданный результат, полученный нами для ионно-имплантированного p -КРТ, который заключается в росте глубины n^- -слоя в n^+-n^- - p структуре при уменьшении энергии легких ионов V^+ и отсутствие слаболегированного "хвоста" при любой энергии тяжелых ионов He^+ (рисунок 3.36). Как видно из рисунка 3.36, а, при всех энергиях ионов V^+ в образце сформировалась n^+-n^- - p структура. Существенными моментами, характеризующих распределение донорных центров в зависимости от энергии ионов V^+ являются: а) величины концентрации электронов в максимуме имеют практически одинаковые значения $n = (1\text{--}2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, при этом расширение n^+ -слоя с увеличением

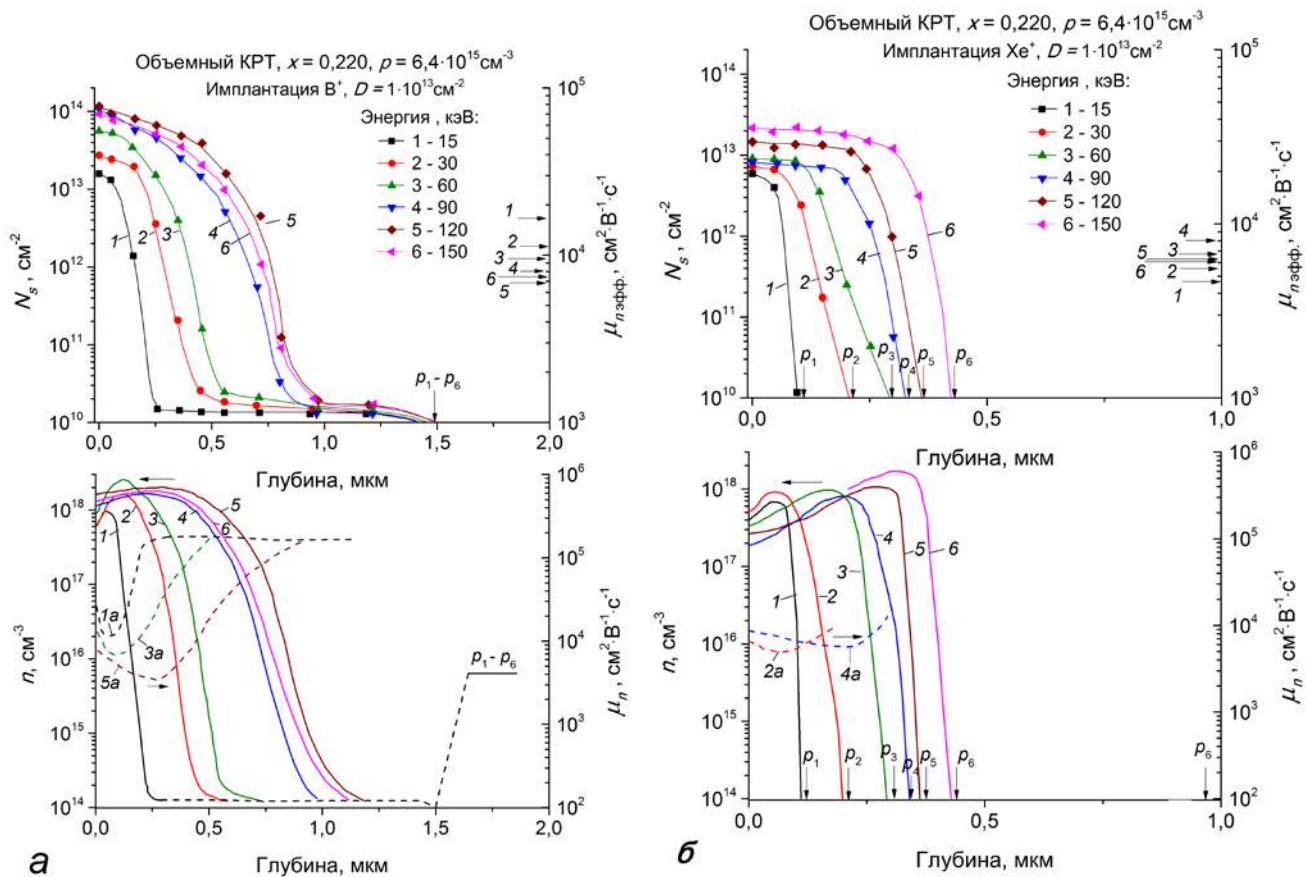


Рисунок 3.36 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s , концентрации n и подвижности электронов μ_n (а – 1а, 3а, 5а, б – 2а, 4а) в объемном p -КРТ с составом $x = 0,220$, имплантированном ионами B^+ (а) и Xe^+ (б) дозой $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ различными энергиями: 1 – 15; 2 – 30; 3 – 60; 4 – 120; 5 – 150 кэВ. μ_n эфф. – эффективная подвижность электронов. p_1 – p_6 – глубина n -слоя.

энергии прекращается (данный эффект рассматривался при анализе рисунка 3.35); б) с уменьшением энергии наблюдается увеличение глубины n^- -слоя в n^+-n^-p структуре, при этом подвижность электронов в n^- -слое может достигать величины $\mu_n \sim 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, что свидетельствует о его высоком структурном совершенстве.

Из рисунка 3.36, а видно, что во всем интервале энергий 15–150 кэВ n - p переход располагается на глубине 1,5 мкм, тогда как толщина n^+ -слоя изменяется от 0,2 до 1 мкм. Этот эффект можно объяснить тем, что с ростом энергии увеличивается количество структурных нарушений, способных геттерировать и нейтрализовать дефекты донорного типа – преимущественно междоузельные атомы ртути. Поэтому количество диффундирующих в глубь кристалла донорных дефектов снижается, и полная компенсация дефектов акцепторного типа (вакансий ртути) происходит в слое меньшей глубины и тем самым уменьшается толщина слаболегированного n^- -слоя, формируемого остаточным примесным фоном донорного типа.

Отсутствие n^- -слоя в распределениях $n(z)$ у этого же образца, но только имплантированного ионами Xe^+ в аналогичных режимах (рисунок 3.36, б), по нашему мнению, подтверждает связь между длиной "хвоста", который формируется при внедрении ионов B^+ с различной энергией, и количеством дефектов-стоков. Из рисунка 3.36, б видно, что рост глубины n^+ -слоя в интервале энергий ионов Xe^+ 90–150 кэВ незначителен, а величина n в максимуме почти такая же, как и при внедрении ионов B^+ (рисунок 3.36, а). Но в отличие от бомбардировки бором при данных энергиях ионов Xe^+ наблюдается спад концентрации электронов вблизи поверхности. Этот спад, как мы уже отмечали при рассмотрении влияния дозы ионов B^+ и Xe^+ на характер распределения $n(z)$ (рисунки 3.19 и 3.20), обусловлен накоплением структурных дефектов.

Наиболее ярко эффект увеличения глубины n^- -слоя с уменьшением энергии ионов B^+ наблюдается на образцах p -КРТ с пониженной концентрацией дырок, то есть с меньшей концентрацией вакансий ртути. В таких образцах диффузия ртути из нарушенного слоя происходит на большую глубину, прежде чем она заполнит все встреченные вакансии ртути. Поэтому экспериментально наблюдать методом дифференциальных холловских измерений особенности процесса формирования n^+-n^- - p структуры проще в p -КРТ, у которого $p < 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

На рисунке 3.37 показано, как влияют энергия и доза ионов B^+ на распределение носителей заряда в n^+-n^- - p структуре для двух образцов с близкими величинами $p = (4,4\text{--}4,5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и несколько различным составом $x = 0,21$ и $0,22$.

Из рисунка 3.37, а, б видно, что у обоих образцов наблюдается значительный рост глубины n^- -слоя при уменьшении энергии для соответствующей дозы. Различие в самих глубинах n^- -слоя у данных образцов связано, по-видимому, с их индивидуальными свойствами (совершенство структуры, однородность состава, примесный фон и др.), которые, как мы видели из обзора литературы, влияют на процессы формирования n - p переходов, но главное, что общие закономерности в образовании n^+-n^- - p структуры проявлены в полной мере. Для самой большой дозы $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ и энергии 150 кэВ ионов B^+ на рисунке 3.37, а, б наблюдаются уже известные нам спад концентрации электронов вблизи поверхности и минимум подвижности в окрестности R_p . Однако при снижении энергии до 15–20 кэВ такого спада концентрации не происходит и подвижность электронов увеличивается.

Таким образом, уменьшение глубины n - p перехода при больших энергиях ионов B^+ , связано, как мы и предполагали, с ростом количества радиационных нарушений, способных геттерировать и нейтрализовать дефекты донорного типа. Поэтому количество донорных дефектов (I_{Hg}), диффундирующих в глубь кристалла, снижается, и полная компенсация дефектов акцепторной природы (V_{Hg}) происходит в слое меньшей глубины.

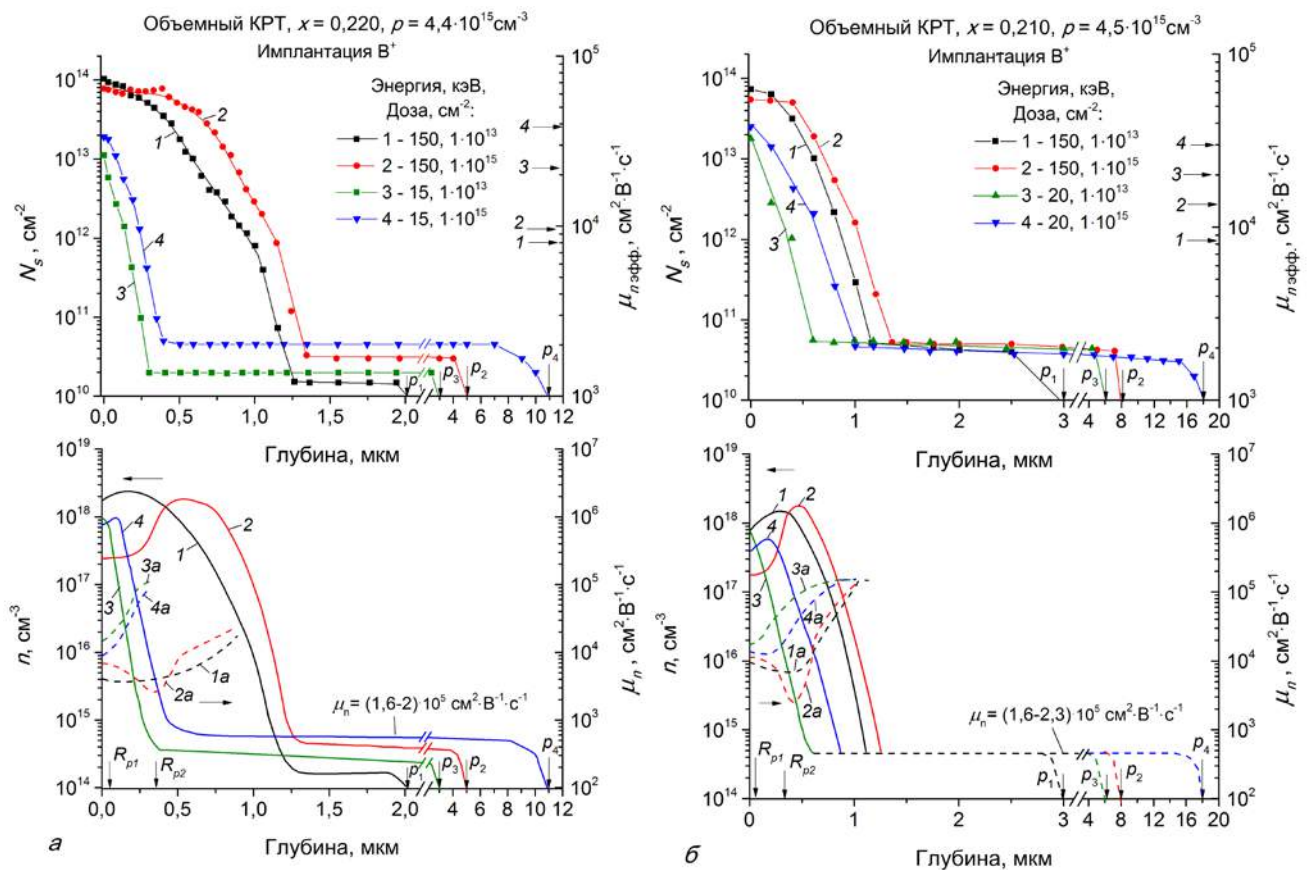


Рисунок 3.37 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s , концентрации n и подвижности электронов μ_n (1a–4a) в объемных образцах p -КРТ с составом $x = 0,220$ (а) и $x = 0,210$ (б), имплантированном ионами V^+ с энергией: 1, 2 – 150(а, б); 3, 4 – 15(а), 20(б) кэВ. Доза (а, б): 1, 3 – $1 \cdot 10^{13}$; 2, 4 – $1 \cdot 10^{15}$ см^{-2} . $\mu_{n \text{ эфф}}$ – эффективная подвижность электронов. R_p – проецированный пробег. p_1 – p_4 – глубина n -слоя.

Как было отмечено во введении к разделу 3.3 при имплантации легких ионов (V^+) в КРТ с ростом энергии значительно возрастают ее потери в неупругих столкновениях на возбуждение электронной подсистемы и уменьшается доля упругих потерь за счет ядерного торможения, что подтверждают расчеты, выполненные в работе [140]. Сделанные нами оценки плотности числа смещений атомов мишени в первичных упругих столкновениях при внедрении $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ ионов V^+ с энергией 15 и 150 кэВ (рисунок 3.35) в некоторой степени объясняют совпадение величины концентрации электронов вблизи поверхности и в максимуме распределений $n(z)$. Однако снижение подвижности электронов, наблюдаемое на рисунках 3.35 и 3.36, а при возрастании энергии ионов V^+ свидетельствует об увеличении количества незаряженных центров рассеяния, связанных со структурными нарушениями. Напротив, при внедрении тяжелых ионов He^+ (рисунок 3.36, б) рост эффективной подвижности электронов с увеличением энергии в интервале 15–90 кэВ свя-

зан со значительным уменьшением концентрации заряженных центров рассеяния вблизи поверхности, тогда как, величины подвижности в минимуме распределения $\mu_n(z)$, например, для энергий 30 и 90 кэВ совпадают.

С увеличением массы внедряемых ионов доля упругих потерь энергии существенно возрастает, поэтому и характер процессов радиационного дефектообразования для легких и тяжелых ионов различен. По-видимому, с ростом энергии легких ионов первичное дефектообразование, связанное с ионизацией и возбуждением электронной подсистемы ([239]), начинает доминировать, что в итоге приводит к формированию большего количества структурных нарушений, являющихся стоками для электрически активных дефектов. Наиболее ярко роль неупругих столкновений в образовании радиационных дефектов продемонстрирована в работе [239] при облучении КРТ протонами с энергией 300 кэВ. Наблюдаемый первый максимум концентрации электронов на глубине 0,3 мкм (второй максимум расположен в окрестности $R_p = 2$ мкм) авторы объясняют дефектообразованием за счет электронного торможения, поскольку вероятность ядерных столкновений в данной области пренебрежимо мала.

Сказанное выше подтверждают, на наш взгляд, представленные на рисунке 3.38 пространственные распределения донорных центров в объемном p -КРТ, имплантированном ионами B^+ с энергией 10 кэВ и дозой $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и He^+ с энергией 135 кэВ и дозой $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. В этом эксперименте энергия и доза ионов B^+ и He^+ подобраны так, чтобы выровнять как величины R_p (см. вставку на рисунке 3.38), так и выделенную в упругих столкновениях энергию [140], что должно было обеспечить приблизительно равное число первичных смещений атомов в кристалле. Действительно, наблюдаются близкие значения величин $N_s = (3-4) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ для обоих ионов, однако характер пространственного распределения электрически активных донорных дефектов существенно различается. Поскольку весь внедренный бор, как и инертный ксенон, располагается в очень тонком поверхностном слое (проецированный пробег обоих ионов $R_p = 0,022$ мкм), то влиянием примесно-дефектных комплексов на распределение носителей заряда по глубине больше чем R_p можно пренебречь. Поэтому будем считать, что в том и другом случае мы наблюдаем формирование n^+ -слоя в процессе ионной бомбардировки КРТ только за счет миграции электрически активных донорных центров и их взаимодействия друг с другом и со структурными дефектами. Из рисунка 3.38 видно, что медленно диффундирующие дефекты формируют n^+ -слой с величиной $n = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в максимуме распределения $n(z)$ в обоих случаях почти на одинаковой глубине 0,8 мкм. Однако в случае имплантации ионов He^+ наблюдается большой спад величины n вблизи поверхности (кривая 2 на рисунке 3.38). Отсутствие в распределении $n(z)$ спада концентрации электронов вблизи поверхности при имплантации низкоэнергетичных ионов B^+ и наличие глубокого "хвоста", указывают на то, что формирование большого количества структурных нарушений, которые захватывают электрически активные дефекты, не происходит. В этом случае

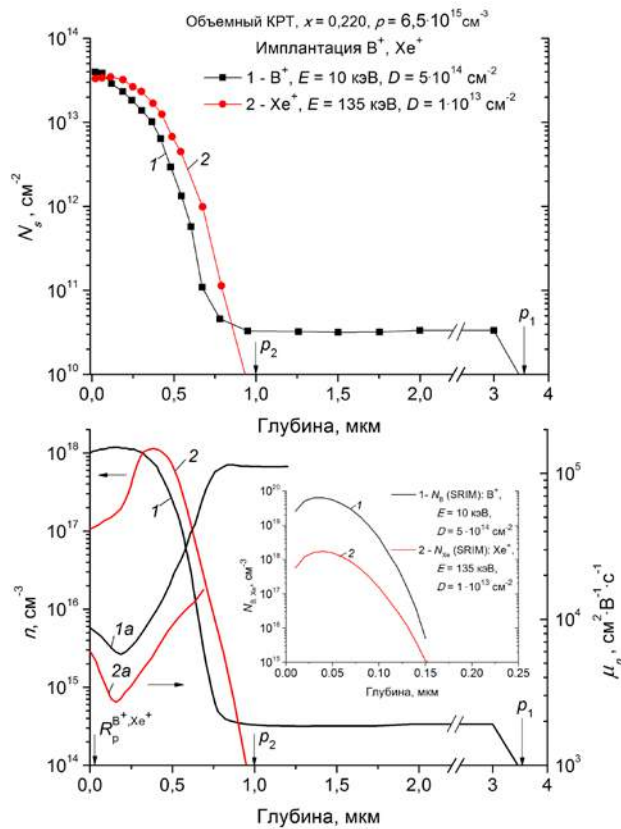


Рисунок 3.38 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s , концентрации n и подвижности электронов μ_n (1а, 2а) в объемном КРТ с составом $x = 0,22$, имплантированном ионами B^+ (1,а) с энергией 10 кэВ и дозой $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и Xe^+ (2,а) с энергией 135 кэВ и дозой $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. На вставке показано распределение атомов В и Хе, рассчитанное методом SRIM-2013. R_p – проецированный пробег ионов B^+ и Xe^+ . p_1, p_2 – глубина n -слоя.

в области соударений генерируются преимущественно точечные дефекты. В отсутствие стоков вблизи поверхности большая часть электрически активных дефектов, вероятнее всего, междоузельных атомов ртути диффундирует в объем кристалла по двум механизмам: “медленному” вакансионному с образованием n^+ -слоя и “быстрому” междоузельному механизму вытеснения [53]. “Быстрая” диффузия ртути приводит в образованно глубокого n^- -слоя за счет остаточной донорной примеси при аннигиляции вакансий и междоузлий Hg [55, 247].

Неупругие потери энергии легких ионов B^+ при $E = 10$ кэВ составляют 70 %. Учитывая, что “хвост” образуется уже при комнатной температуре, можно предположить, что на активацию процесса диффузии ртути сильное воздействие оказывает возбуждение электронной подсистемы кристалла в процессе имплантации низкоэнергетичных ионов B^+ .

Имплантация в p -КРТ ионов Xe^+ кардинальным образом меняет вид профилей распределения $n(z)$. Хотя проецированный пробег и количество выделенной в упругих соударениях энергии примерно такое же, как и при имплантации ионов B^+ , видно, что большая часть энергий ионов Xe^+ пошла на создание крупных структурных нарушений на глубине $\sim 0,2$ мкм, где подвижность

электронов минимальная. Структурные дефекты являются стоками, захватывающими и нейтрализующими большую часть электрически активных радиационных дефектов. Поэтому наблюдается спад концентрации электронов у поверхности и формирование глубокого n^- -слоя не происходит, так как количества не захваченных на стоки подвижных донорных дефектов недостаточно для этого.

Предварительное создание структурных нарушений вблизи поверхности объемного кристалла КРТ путем ее бомбардировки тяжелыми ионами Xe^+ , не только подавляет формирование n^- -слоя, но также влияет на распределение носителей заряда в самом n^+ -слое при последующей имплантации легких ионов B^+ (рисунок 3.39).

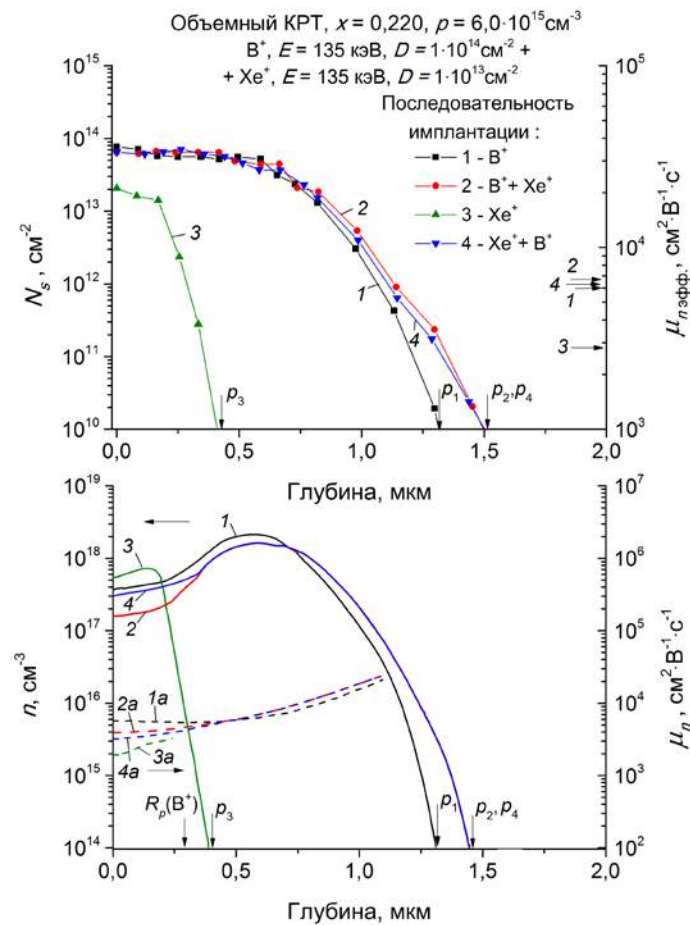


Рисунок 3.39 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s , концентрации n и подвижности электронов μ_n (1а–4а) в объемном КРТ с составом $x = 0,220$, имплантированном ионами B^+ с энергией 135 кэВ дозой $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и Xe^+ с энергией 135 кэВ дозой $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ в различной последовательности: 1 – B^+ ; 2 – $\text{B}^+ + \text{Xe}^+$; 3 – Xe^+ ; 4 – $\text{Xe}^+ + \text{B}^+$. $\mu_{n \text{эфф}}$ – эффективная подвижность электронов. R_p – проецированный пробег ионов B^+ . p_1, p_2 – глубина n -слоя.

Из рисунка 3.39 видно, что внедрение ионов B^+ практически через весь нарушенный слой, созданный предварительной имплантацией ксенона, приводит к меньшему значению концентрации электронов в максимуме распределения в 1,5–2 раза и некоторому увеличению глубины n^+ -

слоя по сравнению с имплантацией только одного бора в исходный кристалл. Снижение концентрации электронов в максимуме можно объяснить захватом части донорных дефектов на стоки. Повышенная дефектность предварительно имплантированного ионами Xe^+ кристалла и возникшие в нем напряжения ([53]) возможно, способствуют более глубокой диффузии вновь созданных электрически активных дефектов. Перестановка последовательности внедрения ионов (сначала B^+ , затем Xe^+) приводит к еще большему снижению концентрации электронов вблизи поверхности и к аналогичным предыдущему случаю изменениям в максимуме n и глубине n^+ -слоя.

Из приведенных выше экспериментов видно, что формирование n^+-n^-p структуры в p -КРТ возможно только при имплантации легких ионов, наиболее важными из которых являются ионы бора, причем глубина n - p перехода сильно зависит как от дозы, так и энергии внедряемых ионов. Роль неупругих процессов в накоплении дефектов при имплантации легких ионов B^+ начинает проявляться, по-видимому, при энергиях $E > 20$ кэВ. Чтобы увеличить глубину n^- -слоя при высоких энергиях ионов B^+ 100–150 кэВ, необходимо проводить имплантацию гораздо большими дозами ионов бора, чем доза $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, которая, как было показано ранее, является дозой насыщения слоевой концентрации электронов.

Однако увеличение дозы при низких энергиях ($E = 20\text{--}30$ кэВ) внедряемых ионов бора дает более значительный эффект по росту глубины n - p перехода по сравнению с имплантацией при больших энергиях ($E = 150$ кэВ), как это следует из данных, представленных на рисунке 3.40, на котором приведены пространственные распределения донорных центров в объемном p -КРТ, имплантированном ионами B^+ с энергией 30 кэВ дозами $1 \cdot 10^{13}$ и $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$.

Анализ рисунка 3.40 показывает, что при энергии 30 кэВ наблюдается снижение концентрации электронов вблизи поверхности для дозы $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, которое было незначительно при низкой энергии ионов B^+ 15 кэВ (рисунок 3.36, а, б). Это снижение величины n происходит в меньшей степени по сравнению с внедрением ионов B^+ при больших энергиях 135–150 кэВ (рисунки 3.16, 3.19, 3.37, а, б). Поэтому, на наш взгляд, отсутствие большого количества стоков вблизи поверхности для донорных дефектов, генерируемых ионами B^+ со сравнительно низкой энергией 15–30 кэВ, способствует формированию при дозе $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ не только глубокого (0,5–1 мкм) n^+ -слоя с высокой подвижностью электронов в нем ($10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$), но даже и n^+-n^-p структуры в образцах с концентрацией дырок $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Однако, как было отмечено выше и видно из сравнения рисунков 3.37, а, б и 3.38, n - p переход у таких образцов располагается на меньшей глубине, чем у образцов с пониженной концентрацией дырок.

Таким образом, из полученных результатов можно сделать вывод, что необязательно использовать при создании глубоких n - p переходов в КРТ имплантацию ионов B^+ с большой энер

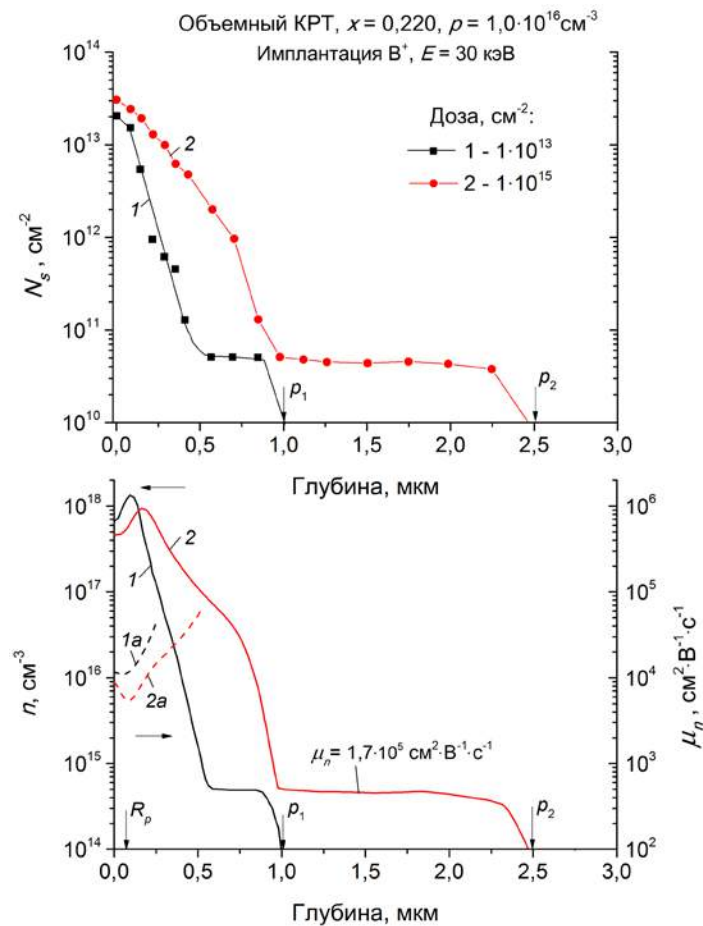


Рисунок 3.40 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s , концентрации n и подвижности электронов μ_n (1а–2а) в объемном p -КРТ с составом $x = 0,220$, имплантированным ионами B^+ с энергией 30 кэВ. Доза: 1 – $1 \cdot 10^{13}$; 2 – $1 \cdot 10^{15}$ см^{-2} . R_p – проецированный пробег. p_1, p_2 – глубина n -слоя.

гией, так как при низкоэнергетическом облучении всегда формируется n^+-n^-p структура с хорошими электрофизическими параметрами, в которой, во-первых, n - p переход значительно удален от приповерхностного нарушенного слоя и, во-вторых, сам этот слой содержит меньше структурных дефектов. Глубина перехода при этом определяется дозой ионов бора и исходной концентрацией дырок в p -КРТ. Однако использовать слишком большие дозы $\sim 10^{15}$ см^{-2} ионов B^+ нежелательно, поскольку в приповерхностной нарушенной области накапливается много структурных дефектов по сравнению со случаем внедрения ионов малой дозы 10^{13} см^{-2} .

3.3.2.2. Имплантация ионов B^+ в МЛЭ гетероэпитаксиальные структуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Как было показано на рисунке 3.34, в ГЭС КРТ МЛЭ при имплантации ионов B^+ также наблюдается увеличение глубины n -слоя при снижении энергии, но при этом она остается

меньше, для одинаковых условий имплантации, чем в объемном КРТ. Меньшая глубина n^- -слоя в n^+-n^- - p структуре в ГЭС КРТ МЛЭ по сравнению с объемным КРТ при варьировании дозы при постоянной энергии (рисунок 3.32, а, б) была обусловлена влиянием верхнего варизонного слоя повышенного состава в гетероэпитаксиальной структуре. Однако при малых толщинах варизонного слоя всегда можно подобрать энергию ионов B^+ (в интервале, на которых обычно проводится имплантация $E = 100 - 360$ кэВ) таким образом, чтобы величина $R_p + \Delta R_p$ превышала толщину слоя переменного состава $d_{\text{вар.}}$ (см. рисунок 3.1), тогда основное дефектообразование будет происходить в рабочем слое ГЭС КРТ МЛЭ, как это происходит в объемном КРТ, и глубины n^- -слоев в обоих типах материала не должны сильно различаться. В случае же варьирования энергии ионов бора при постоянной дозе в образцах ГЭС КРТ МЛЭ их торможение будет заведомо происходить в варизонном слое, причем чем ниже энергия, тем выше состав вблизи поверхности в области торможения ионов и максимального дефектообразования. Поэтому очень важно найти соотношение между энергией ионов B^+ и глубиной n^- -слоя в ГЭС КРТ МЛЭ с различными варизонными слоями, а также составом рабочего слоя.

То, что формирование глубокого n^- -слоя происходит тогда, когда есть незахваченная на стоки-дефекты междоузельная ртуть подтверждается, на наш взгляд, экспериментами по влиянию энергии ионов B^+ на формирование n^+-n^- - p структуры, результаты которых представлены на рисунках 3.41 и 3.42 для объемного КРТ и ГЭС КРТ МЛЭ, а также для ГЭС КРТ МЛЭ повышенного состава на поверхности и в рабочем слое (рисунки 3.43 и 3.44).

Из рисунков 3.41 и 3.42 видно, что в ГЭС КРТ МЛЭ и объемном КРТ n^+-n^- - p структура сформировалась в интервале энергий ионов B^+ 50–100 кэВ. Дальнейшее увеличение энергии приводит только к увеличению глубины n^+ -слоя, а образование n^- -слоя при высоких энергиях подавляется вследствие рекомбинации первичных донорных центров на стоках. Как отмечалось ранее, максимальные нарушения кристаллической структура происходят в области проецированного пробега – максимума энергосвечения при торможении ионов ([140]), поэтому повышение энергии внедряемых ионов приводит как к увеличению их пробега (см. рисунок 3.1), так и плотности дефектов структуры.

Из рисунка 3.41 видно, что проецированный пробег ионов B^+ для всех энергий лежит внутри слоя повышенного состава ГЭС КРТ МЛЭ и с увеличением энергии R_p приближается к гетерогранице, то есть в область с меньшим составом x , что увеличивает количество смещенных атомов ртути (см. рисунок 3.28), но при больших энергиях донорные дефекты на основе междоузельной ртути рекомбинируют на стоках и n^- -слой не формируется. Если сравнить глубину n^- -слоя для ГЭС КРТ МЛЭ и объемного КРТ при низкой энергии 50 кэВ, то, как следует из рисунка 3.42 (см. кривые 1, 2 на рисунке 3.42), в обоих типах материала одинаковые значения имеют как

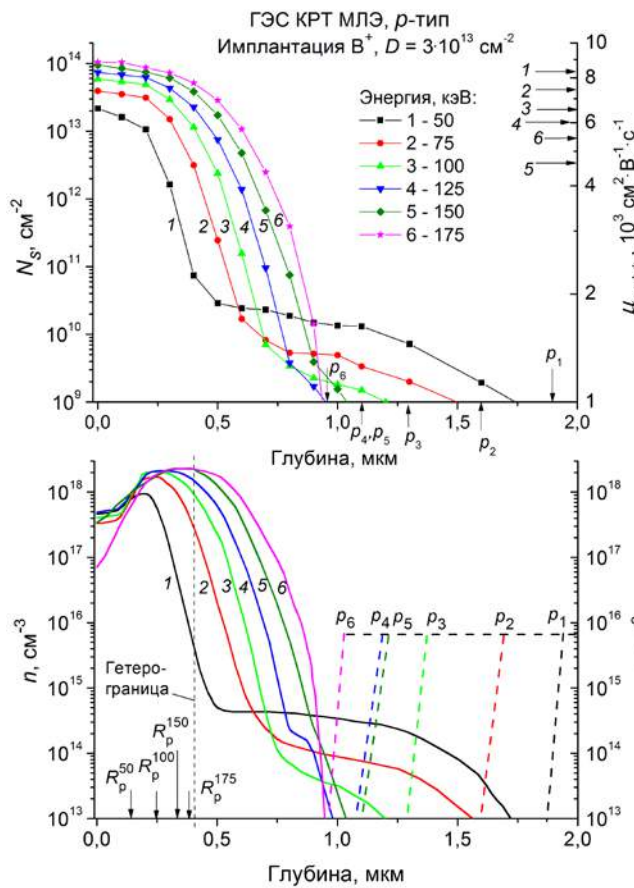


Рисунок 3.41– Распределение по глубине слоевой концентрации N_s и концентрации электронов n в ГЭС КРТ МЛЭ, имплантированном ионами B^+ дозой $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Энергия: 1 – 50; 2 – 75; 3 – 100; 4 – 125; 5 – 150; 6 – 175 кэВ. $\mu_{n \text{ эфф.}}$ – эффективная подвижность электронов в n -слое. Стрелки – проецированный побег ионов бора R_p для соответствующих энергий (индекс сверху). p_1 – p_6 – глубина n -слоя и концентрация дырок в образце. Состав ГЭС КРТ МЛЭ: $x_s = 0,45$; $x = 0,225$; $d_{\text{вар}} = 0,4$ мкм. Вертикальная пунктирная линия – гетерограница.

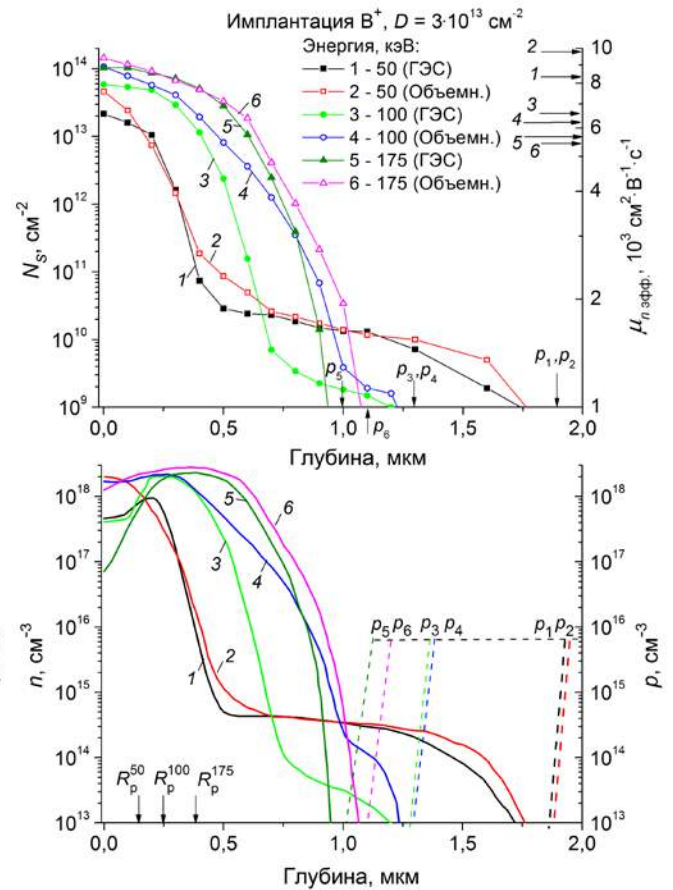


Рисунок 3.42– Распределение по глубине слоевой концентрации N_s и концентрации электронов n в образцах ГЭС КРТ МЛЭ (1, 3, 5) и объемном КРТ (2, 4, 6) имплантированных ионами B^+ дозой $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Энергия: 1, 2 – 50; 3, 4 – 100; 5, 6 – 175 кэВ. $\mu_{n \text{ эфф.}}$ – эффективная подвижность электронов в n -слое. Стрелки – проецированный побег ионов бора R_p для соответствующих энергий (индекс сверху). p_1 – p_6 – глубина n -слоя и концентрация дырок в образце. Состав: объемного КРТ – $x = 0,220$; ГЭС КРТ МЛЭ – $x_s = 0,45$, $x = 0,225$, $d_{\text{вар}} = 0,4$ мкм.

глубина n^+ -слоя $\sim 0,5$ мкм, но только с меньшей концентрацией электронов в максимуме распределения $n(z)$ в ГЭС КРТ МЛЭ, так и глубина n^- -слоя $\sim 1,9$ мкм. Поскольку в ГЭС КРТ МЛЭ при $E = 50$ кэВ ионы B^+ в основном тормозятся в слое с большим составом, поэтому концентрация электронов в максимуме распределения $n(z)$ меньше, чем в объемном КРТ, поскольку меньше образуется донорных центров на основе смещенных атомов ртути. Однако одинаковая глубина n^- -слоя в объемном КРТ и ГЭС КРТ МЛЭ свидетельствует от том, как мы и предполагали ранее (см. раздел 3.3.1.1), что в формировании n^- -слоя участвуют те дефекты донорного типа – междоузлия ртути, которые в основном были генерированы не в окрестности проецированного пробега, а ионами бора, проникшими дальше в объем ГЭС КРТ МЛЭ на глубину $z > R_p + \Delta R_p$, то есть в

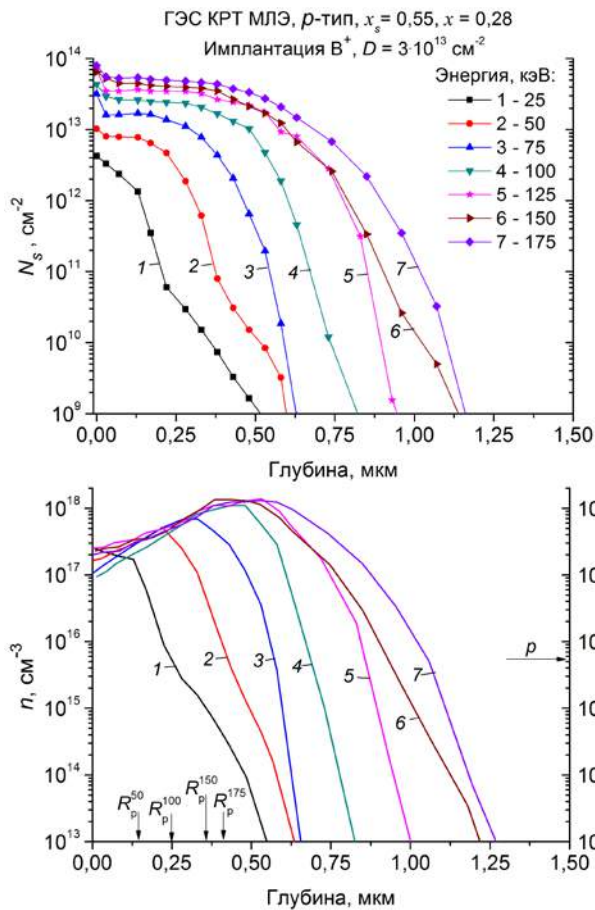


Рисунок 3.43– Распределение по глубине слоевой концентрации N_s и концентрации электронов n в ГЭС КРТ МЛЭ, имплантированном ионами B^+ дозой $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Энергия: 1 – 25; 2 – 50; 3 – 75; 4 – 100; 5 – 125; 6 – 150; 7 – 175 кэВ. Стрелки – проецированный побег ионов бора R_p для соответствующих энергий (индекс сверху). Состав ГЭС КРТ МЛЭ: $x_s = 0,55$; $x = 0,28$; $d_{\text{вар}} = 0,5$ мкм.

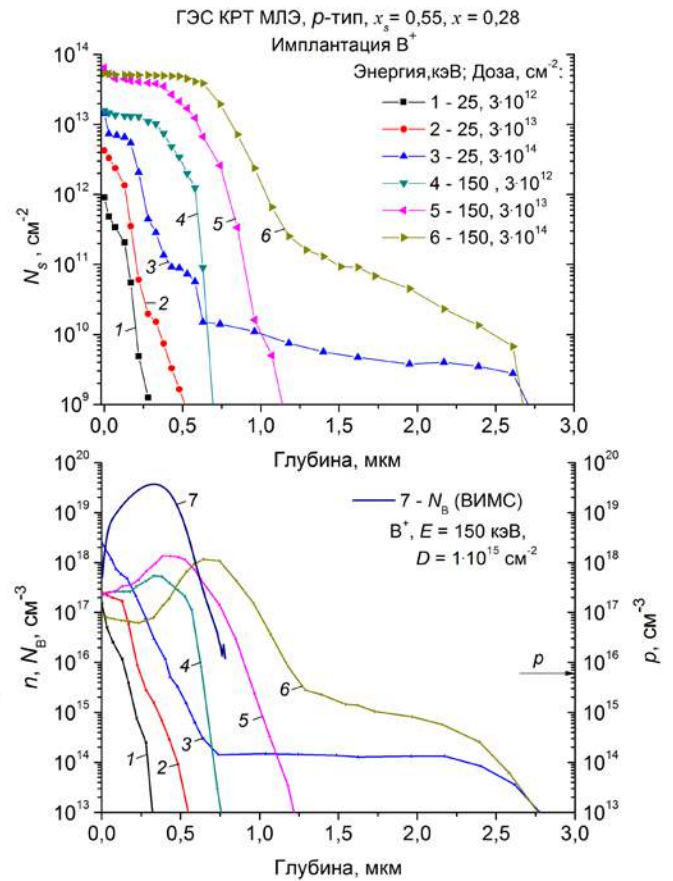


Рисунок 3.44– Распределение по глубине слоевой концентрации N_s и концентрации электронов n в ГЭС КРТ МЛЭ, имплантированном ионами B^+ с энергиями 25 кэВ (1–3) и 150 кэВ (4–6) и дозами: 1, 4 – $3 \cdot 10^{12}$; 2, 5 – $3 \cdot 10^{13}$; 3, 6 – $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. 7– распределение концентрации атомов бора (ВИМС): $E = 150 \text{ кэВ}$, $D = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Состав ГЭС КРТ МЛЭ: $x_s = 0,55$; $x = 0,28$; $d_{\text{вар}} = 0,5$ мкм.

рабочую область, состав которой близок к составу объемного КРТ (полный пробег ионов B^+ при энергии 50 кэВ составляет 0,5 мкм (см. рисунок 3.1), что больше толщины варизонного слоя 0,4 мкм). Особенности формирования n^+-n^-p структуры в ГЭС КРТ МЛЭ, когда толщина варизонного слоя заведомо больше полного пробега ионов B^+ будут рассмотрены в разделе 3.3.3.

Увеличение состава ГЭС КРТ МЛЭ в варизонном слое ($x_s = 0,55$) и в объеме ($x = 0,28$) также влияет на динамику накопления донорных дефектов при ионной имплантации бора и их миграцию. Из рисунка 3.43 следует, что при дозе ионов B^+ $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ формирование n^+-n^-p структуры, в отличие от имплантации в ГЭС КРТ МЛЭ с $x_s = 0,45$ и $x = 0,225$ (см. рисунок 3.41), не произошло ни при какой энергии. Она формируется только при увеличении дозы внедряемых ионов B^+ на порядок с $3 \cdot 10^{13}$ до $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, причем для энергии 25 кэВ n^- -слой длиннее почти на 1 микрон, по сравнению с энергией 150 кэВ (кривые 3 и 6 на рисунке 3.44).

Таким образом, с ростом энергии внедряемых ионов B^+ глубина n^- -слоя уменьшается как в ГЭС КРТ МЛЭ, так и объемном КРТ, а также при увеличении состава на поверхности и в рабочем слое ГЭС КРТ МЛЭ снижается глубина n^- -слоя.

3.3.3. Влияние состава поверхности на формирование n^+-n^- - p переходов в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $Cd_xHg_{1-x}Te$

В предыдущих разделах 3.3.1 и 3.3.2 показано, что наличие поверхностного варизонного слоя в ГЭС КРТ МЛЭ существенно влияет как на электрофизические параметры ионно-имплантированного слоя, так и на пространственное распределение радиационных дефектов донорного типа и их концентрацию в сильнолегированном n^+ -слое. Наиболее интересным эффектом, установленным в разделах 3.3.1.2 и 3.3.2.2, является формирование n^+-n^- - p структуры в имплантированном ионами бора ГЭС КРТ МЛЭ, в котором на глубину слаболегированного n^- -слоя существенно влияют как состав поверхности, так и энергия, и доза ионов. Так же, как и в объемных кристаллах КРТ, при больших дозах либо низких энергиях ионов B^+ происходит формирование n^+-n^- - p структуры, однако рассмотрение этого процесса ограничилось тонкими варизонными слоями, когда полный пробег ионов бора превышал толщину слоя повышенного состава и глубина n^- -слоя не отличалась от глубины последнего в объемном КРТ (см. рисунок 3.42), что подтвердило, на наш взгляд, предположение о том, что n^- -слой формируется за счет диффузии не захваченных на стоки донорных дефектов, генерируемых на конце пробега ионов B^+ . Однако для прояснения полной картины влияния состава верхнего варизонного слоя на процессы формирования n^+-n^- - p структур необходимо было провести исследования на таких структурах ГЭС КРТ МЛЭ, у которых толщина варизонного слоя заведомо больше полного пробега ионов B^+ . В данном разделе исследование процессов формирования n^+-n^- - p структур при имплантации ионов бора в ГЭС КРТ МЛЭ проводилось на специально изготовленных структурах, параметры которых приведены в таблице 3.5, а профили состава – на рисунке 3.10.

На рисунке 3.45 показаны экспериментальные профили слоевой концентрации электронов N_s и распределения объемной концентрации электронов n , в широком интервале энергий ионов бора $E = 20\text{--}150$ кэВ, имплантированных дозой $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ в ГЭС КРТ МЛЭ с различной величиной x_s . На этом же рисунке на вставках приведены профили концентрации внедренных атомов бора, измеренные методом ВИМС. Из рисунка 3.45 видно, что для всех составов поверхности произошло формирование n^+-n^- - p структуры. Подробно процессы формирования сильнолегированного n^+ -слоя для структур ГЭС КРТ МЛЭ с различным составом верхнего варизонного слоя обсуждались в разделе 3.3.1.2. Отметим только основные особенности в распределении концент-

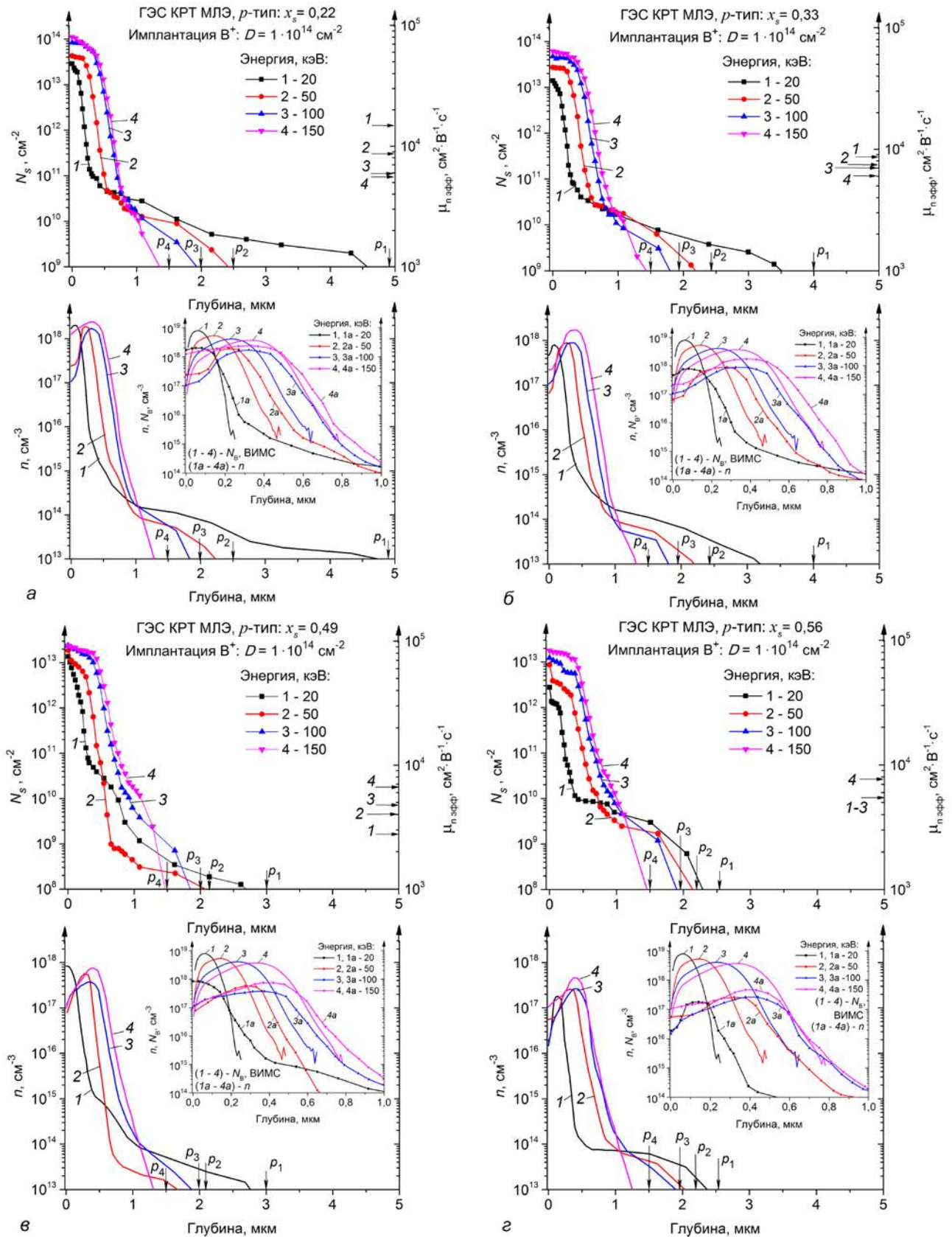


Рисунок 3.45 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s и концентрации электронов n в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с различным составом поверхности x_s : а – 0,22; б – 0,33; в – 0,49; г – 0,56, имплантированным ионами B^+ дозой $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ при различных энергиях: 1 – 20; 2 – 50; 3 – 100; 4 – 150 кэВ. $\mu_n \text{ эфф.}$ – эффективная подвижность электронов в n -слое. На вставках показаны распределения атомов бора (N_B) и концентрации электронов (n). p_1 – p_4 – глубина n -слоя.

рации электронов в приповерхностном n^+ -слое: с ростом энергии ионов B^+ величина максимума n (см. кривые 1а–4а на вставках на рисунке 3.45, *а, б, в, г*) смещается за область проецированного пробега ионов R_p (см. кривые 1–4 на вставках на рисунке 3.45, *а, б, в, г*), однако глубина n^+ -слоя при энергиях 100 и 150 кэВ (кривые 3 и 4 на рисунке 3.45, *а, б, в, г*) имеет практически одинаковую величину $\sim 0,8$ мкм для всех составов поверхности. То есть при достаточно больших энергиях ионов бора рост глубины n^+ -слоя почти прекращается и только несколько увеличивается концентрация электронов. Прекращение роста глубины n^+ -слоя с ростом энергии ионов бора связано с захватом на структурные дефекты и нейтрализацией определенного количества междоузельных атомов ртути, которые в дальнейшем не участвуют в диффузии в глубь кристалла. Подтверждением этому является увеличение глубины слаболегированного n^- -слоя с уменьшением энергии, которое наблюдается для всех составов поверхности на рисунке 3.45, из которого видно, что формирование n^+-n^-p структуры происходит только в образцах, имплантированных ионами B^+ в интервале энергий 20–100 кэВ (кривые 1–3 на рисунке 3.45, *а, б, в, г*), причем наибольшая глубина n^- -слоя ($d_n \approx 5$ мкм) наблюдается для энергии 20 кэВ, затем с ростом E она уменьшается и при $E = 150$ кэВ образуется только резкий n^+-p переход (кривые 4 на рисунке 3.45, *а, б, в, г*). Эффективная подвижность электронов в образцах, в которых сформировалась n^+-n^-p структура (рисунок 3.45, *а, б, в, г*), уменьшается с ростом энергии ионов B^+ , поскольку глубина n^- -слоя снижается, поэтому уменьшается в нее вклад высокоподвижных электронов в n^- -слое, в котором подвижность носителей имеет значение $\mu_n = (5-7) \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, что, как видно из таблицы 3.5, совпадает с исходной подвижностью электронов в ГЭС КРТ МЛЭ, имеющим проводимость n -типа сразу после роста.

Зависимость процесса формирования n^+-n^-p структуры от состава поверхности ГЭС КРТ МЛЭ, а значит и от количества смещенных атомов ртути, явно прослеживается на рисунке 3.46, на котором приведены профили распределения N_s и n для различных x_s при одинаковой энергии ионов B^+ в интервале 20–150 кэВ и дозе $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Из рисунка 3.46 видно, что глубина n^+ -слоя не меняется с ростом состава поверхности при фиксированной энергии, а только на порядок уменьшается концентрация электронов в максимуме распределения n по глубине с увеличением x_s (см. кривые 1–4 на вставках на рисунке 3.46, *а, б, в, г*) с $n = (1,5-2,0) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для $x_s = 0,22$ до $n = (1-2) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ для $x_s = 0,56$.

Анализ рисунка 3.46 показывает, что глубина n^- -слоя в n^+-n^-p структуре существенно снижается с ростом величины x_s , которое особенно заметно для области энергий 20–50 кэВ (рисунок 3.46, *а, б*). Такое поведение, на наш взгляд, обусловлено тем, что основное дефектообразование при торможении ионов B^+ в ГЭС КРТ МЛЭ приходится на поверхностный варизонный слой повышенного состава. Действительно, из пространственного распределения внедренных атомов

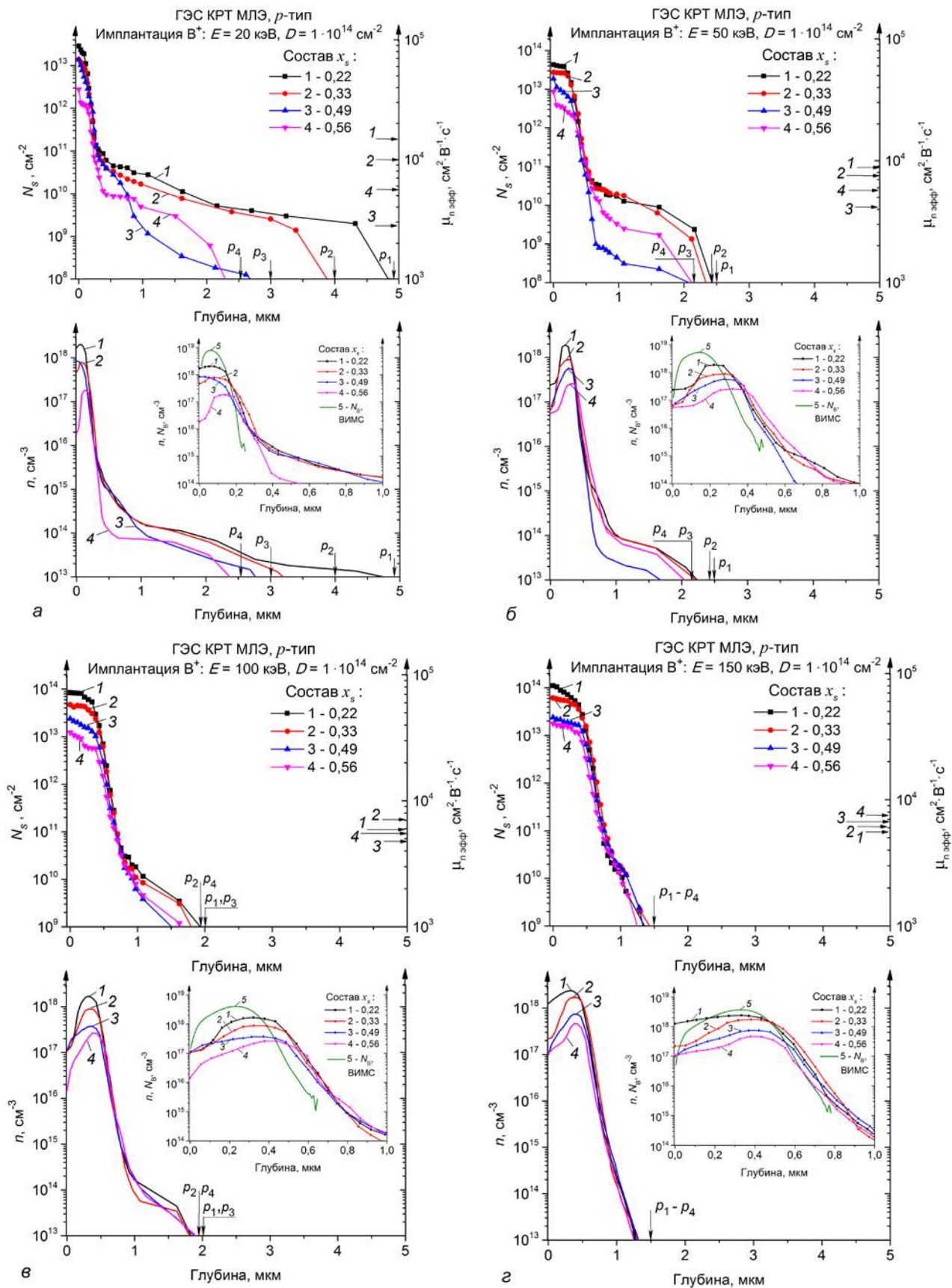


Рисунок 3.46 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s и концентрации электронов n в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с различным составом поверхности x_s : 1 – 0,22; 2 – 0,33; 3 – 0,49; 4 – 0,56, имплантированным ионами B^+ дозой $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ при различных энергиях: а – 20; б – 50; в – 100; г – 150 кэВ. $\mu_{n \text{ эфф.}}$ – эффективная подвижность электронов в n -слое. На вставках показаны распределения атомов бора (N_B) и концентрации электронов (n). p_1 – p_4 – глубина n -слоя.

бора N_B (кривые 5 на вставках на рисунке 3.46, *а, б, в, г*) и профилей состава ГЭС КРТ МЛЭ (см. рисунок 3.10) видно, что даже для максимальной энергии ионов 150 кэВ все имплантированные атомы бора залегают непосредственно в варизонном слое и чем ниже энергия, тем в более широком слое полупроводника повышенного состава находится максимум распределения ионов бора (проецированный пробег R_p – максимум на распределении N_B , кривые 5 на вставках на рисунке 3.46, *а, б, в, г*). Следовательно, процесс генерации донорных дефектов, которыми преимущественно являются междоузельные атомы ртути (I_{Hg}) в ГЭС КРТ МЛЭ с более высоким составом поверхности протекает менее интенсивно, что приводит снижению концентрации электронов в приповерхностном n^+ -слое. По этой же причине уменьшается и глубина n^- -слоя в n^+n^-p структуре с увеличением состава поверхности.

Влияние дозы ионов бора на процесс формирования n^+n^-p структуры показано на рисунке 3.47, на котором приведены распределение по глубине внедренных атомов бора N_B , слоевой N_s и объемной n концентрации электронов, а также подвижности μ_n в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с различным составом поверхности x_s , имплантированным ионами B^+ при энергии 50–150 кэВ дозами $3 \cdot 10^{13}$ и $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$.

Из сравнений рисунка 3.46, *б* и рисунка 3.47, *а* видно, что увеличение дозы ионов B^+ на порядок с $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ до $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ при энергии 50 кэВ привело к росту глубины n^- -слоя для небольших составов поверхности $x_s = 0,22$ и $x_s = 0,33$ с 2,5 до 5 и 4 мкм соответственно. Для более высоких составов поверхности $x_s = 0,49$ – $0,56$ глубина n^- -слоя практически не изменилась (кривые 3 и 4 на рисунках 3.46, *б* и 3.45, *а*) и лежит в интервале 1,5–2,5 мкм, поскольку количество смещенных атомов ртути, генерированных в приповерхностной области и мигрирующих вглубь эпитаксиальной пленки в этом случае значительно меньше, чем в образцах с маленьким x_s . Это видно и по концентрации электронов n в максимуме распределения: для состава $x_s = 0,22$ она на почти порядок выше, чем для состава $x_s = 0,56$ (кривые 1 и 4 на рисунках 3.46, *б* и 3.45, *а*).

Таким образом, рост дозы ионов бора в интервале $1 \cdot 10^{14}$ – $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ практически мало изменяет концентрацию электронов в приповерхностном n^+ -слое и его локализацию для всех составов поверхности, а глубина n^- -слоя для небольших значений $x_s = 0,22$ – $0,33$ увеличивается на несколько микрон, тогда как для высоких величин $x_s = 0,49$ – $0,56$ она слабо зависит от дозы. Аналогичная картина наблюдается и для энергии ионов бора 150 кэВ (см. рисунки 3.46, *б* и 3.47, *б*) – увеличение дозы привело к формирования n^+n^-p структуры для $x_s = 0,22$ – $0,49$ (рисунок 3.47, *б*) с глубиной n^- -слоя 4 мкм для $x_s = 0,22$ и 3 мкм для $x_s = 0,33$, которая меньше, чем глубина n^- -слоя для этих же составов в случае имплантации ионов B^+ с энергией 50 кэВ (рисунок 3.47, *а*).

Как видно из сравнения рисунков 3.46, *в* и 3.47, *в*, при снижении дозы ионов B^+ с $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ до $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ при энергии 100 кэВ формируется только резкий n^+p переход. При имплантации

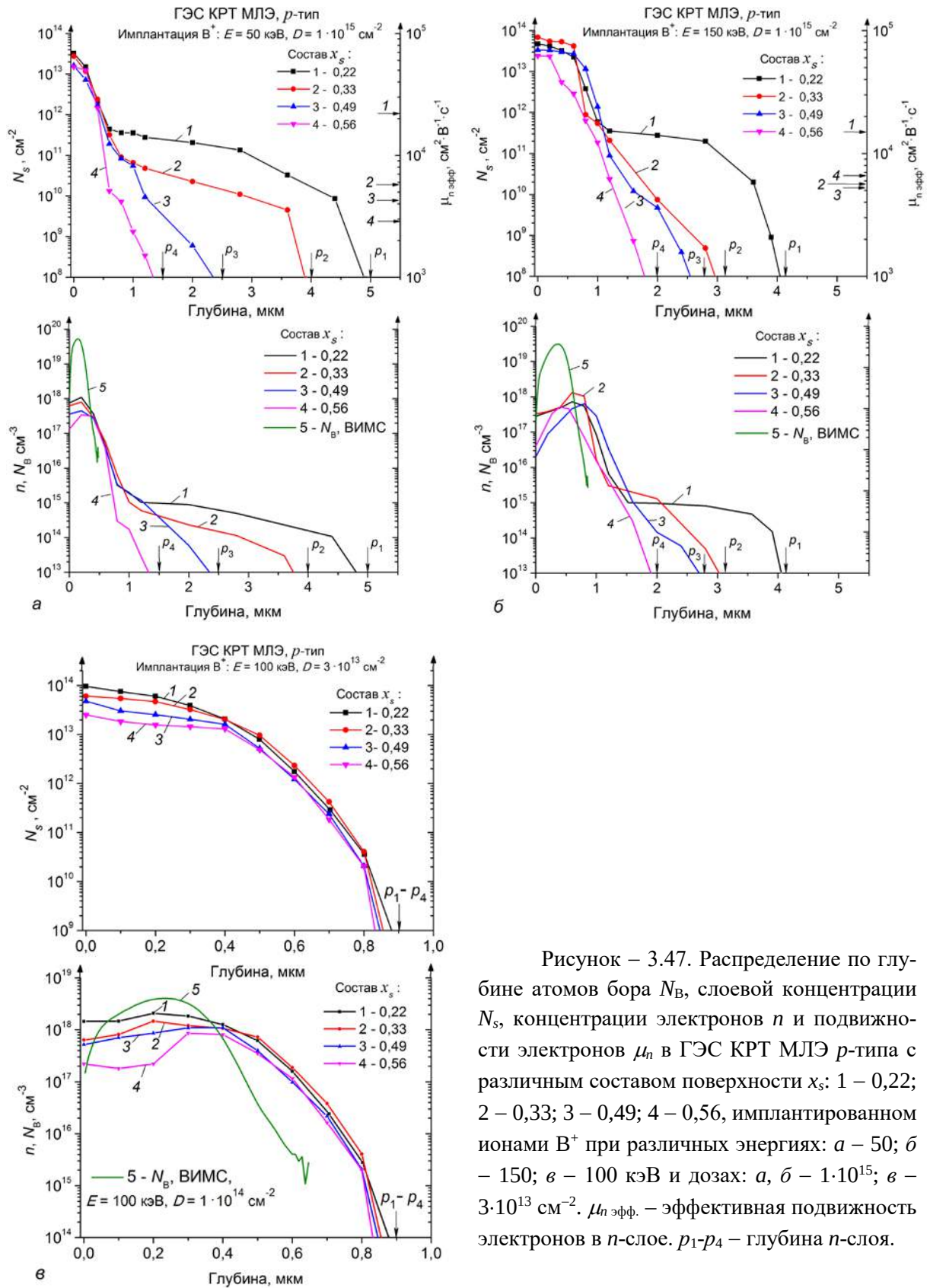


Рисунок – 3.47. Распределение по глубине атомов бора N_B , слоевой концентрации N_S , концентрации электронов n и подвижности электронов μ_n в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с различным составом поверхности x_s : 1 – 0,22; 2 – 0,33; 3 – 0,49; 4 – 0,56, имплантированным ионами B^+ при различных энергиях: а – 50; б – 150; в – 100 кэВ и дозах: а, б – $1 \cdot 10^{15}$; в – $3 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$. μ_n эфф. – эффективная подвижность электронов в n -слое. p_1 – p_4 – глубина n -слоя.

ионов бора в ГЭС КРТ МЛЭ с энергией 100 кэВ доза $3 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$ является дозой насыщения слоевой концентрации электронов (см. рисунок 3.14 а) для образцов с составом поверхности $x_s = 0,22$ – $0,33$. Поэтому можно сделать вывод, что формирование n^+n^-p структуры в ГЭС КРТ МЛЭ

происходит только при имплантации ионов бора дозой выше дозы насыщения $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, типичной для энергии ионов 100 кэВ.

3.3.4. Влияние плотности тока ионов B^+ на пространственное распределение донорных дефектов в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Одним из наименее исследованных вопросов ионной имплантации в ГЭС КРТ МЛЭ является влияние плотности ионного тока на параметры ионно-имплантированных бором структур. В настоящем разделе представлены результаты экспериментального исследования по влиянию плотности тока ионов B^+ на пространственное распределение донорных центров в гетероэпитаксиальном КРТ. Данные эксперименты важны для выбора режимов ионной имплантации при изготовлении n - p переходов в многоэлементных фотоприемниках на ГЭС КРТ МЛЭ, когда используются различные маскирующие слои, в первую очередь, из фоторезиста.

На рисунке 3.48 приведены результаты, где плотность тока (время имплантации) ионов B^+ изменялась почти на порядок в интервале $0,012\text{--}0,091 \text{ мкА/см}^2$ при энергии 100 кэВ и дозе $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, а на рисунке 3.49, *а, б, в, г* – на два порядка в интервале $0,0017\text{--}0,175 \text{ мкА/см}^2$ при энергии 100 кэВ и дозе $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Данные режимы имплантации, не приводили к разогреву образцов ГЭС КРТ МЛЭ в процессе имплантации. В эксперименте, результаты которого показаны на рисунке 3.48 использовался ГЭС КРТ МЛЭ с обычным профилем состава, приведенном на вставке рисунка 3.15. На рисунке 3.49 представлены результаты для образцов ГЭС КРТ МЛЭ с разным составом поверхности $x_s = 0,22\text{--}0,56$. Профили состава приведены на рисунке 3.49, *а, б, в, г* на вставках, параметры образцов – в таблице 3.5. Из данных экспериментов видно, что плотность ионного тока заметно не влияет ни на формирование n^+-n^-p структуры (рисунок 3.48), ни на пространственное распределение донорных центров в n^+ -слое (рисунки 3.48 и 3.49, *а, б, в, г*). Распределение концентрации электронов по глубине зависит только от состава варизонного слоя: чем выше состав x_s , тем меньше концентрация электронов вблизи поверхности, однако глубина n^+ -слоя остается одинаковой по величине $\sim 0,9 \text{ мкм}$ у всех структур на рисунке 3.49, *а, б, в, г* и для всех плотностей тока. По-видимому, кинетика формирования донорных центров и их миграция в процессе ионной имплантации КРТ зависят только от той энергии, которая выделяется индивидуально каждым внедренным ионом, а скорость их внедрения (время имплантации) несущественна, важна лишь полная выделившаяся энергия, которая определяется только дозой и энергией ионов, а значит – количеством генерированных электрически активных донорных дефектов, часть из которых аннигилирует на стоках, а остальная часть способна мигрировать вглубь кристалла, причем малоподвижные примесно-дефектные донорные комплексы формируют n^+ -слой,

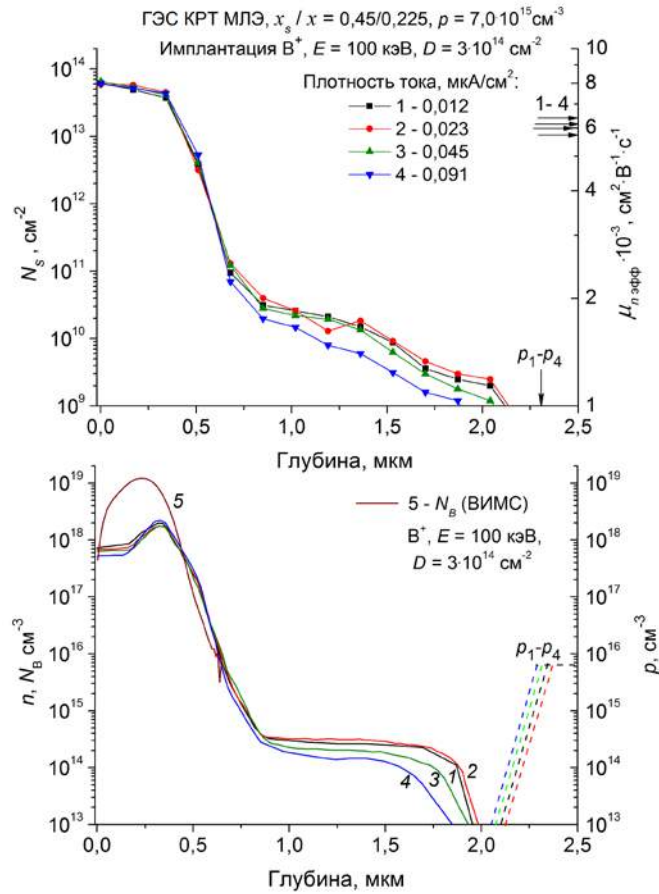


Рисунок 3.48 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s и концентрации электронов n в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа, имплантированном ионами B^+ с энергией 100 кэВ дозой $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ при различных плотностях тока: 1 – 0,012; 2 – 0,023; 3 – 0,045; 4 – 0,091 мкА/см². Время имплантации: 1 – 4157; 2 – 2058; 3 – 1068; 4 – 526 с. $\mu_{n \text{ эфф}}$ – эффективная подвижность электронов в n -слое. p_1 – p_4 – глубина n -слоя и концентрация дырок в образце. 5 – ВИМС профиль концентрации внедренных атомов бора с $E = 100 \text{ кэВ}$ и $D = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Состав ГЭС КРТ МЛЭ: $x_s = 0,45$; $x = 0,225$; $d_{\text{вар}} = 0,4 \text{ мкм}$.

а подвижные (I_{ng}) – n^- -слой. Анализ рисунка 3.48 показывает, что правые фронты профилей распределения концентрации электронов в n^+ -слое и внедренных атомов бора (кривая 5 на рисунке 3.48) для любой плотности тока (времени имплантации) совпадают между собой, причем глубины n^+ -слоев как на рисунке 3.48, так и на рисунке 3.49, а, б, в, г одинаковые ($\sim 0,9 \text{ мкм}$), несмотря на то, что дозы ионов бора в этих экспериментах отличаются на порядок при одинаковой энергии. Данный результат, на наш взгляд, свидетельствует о том, что в формировании n^+ -слоя участвуют в том числе и атомы бора, которые являются донорами в КРТ. На “хвосте” профиля распределения атомов бора их концентрация на несколько порядков меньше, чем в окрестности R_p , в этой же правой области профиля атомов бора меньше и количество структурных нарушений – стоков. Поэтому можно предположить, что примесно-дефектный донорный комплекс “атом

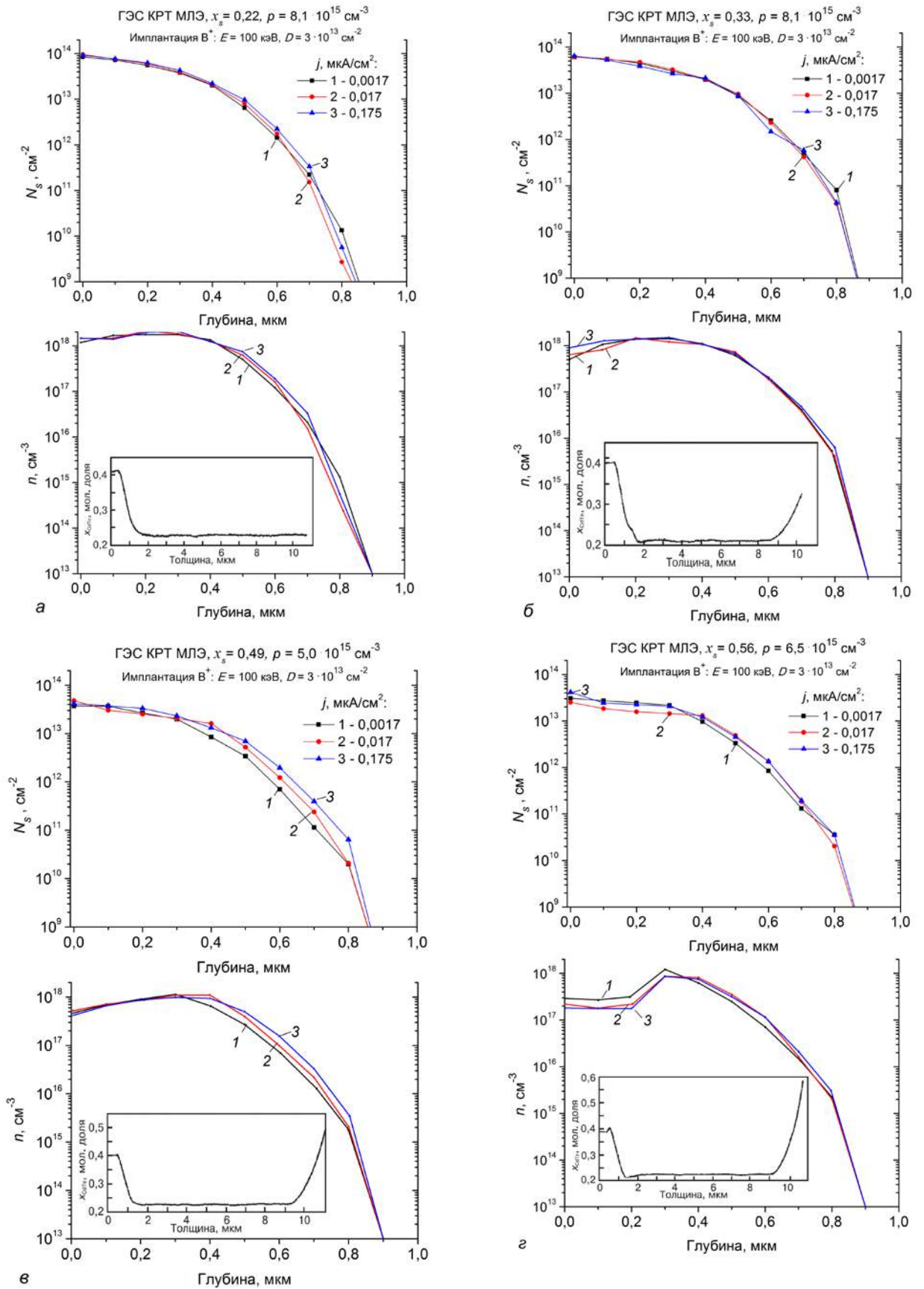


Рисунок 3.49 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s и концентрации электронов n в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с различным составом поверхности x_s (профили состава показаны на вставках): а – 0,22; б – 0,33; в – 0,49; г – 0,56, имплантированном ионами В^+ при различных плотностях тока с $E = 100 \text{ кэВ}$ и $D = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Время имплантации: 1 – 2722; 2 – 273; 3 – 27 с.

бора – междоузельная ртуть” является малоподвижным и он формирует границу n^+ -слоя на “хвосте” пробега ионов бора, а не связанная в примесные комплексы с атомами бора свободная междоузельная ртуть (или высвобожденная из него за счет какого-либо активационного процесса) быстро мигрирует в объем и формирует n^- -слой. Его глубина определяется только количеством продиффундировавших междоузельных атомов Hg, которые способны заполнить собственные вакансии (V_{Hg}) – акцепторы в объеме кристалла. Исходя из длины “полки” в n^- -слое ~ 1 мкм на рисунке 3.48, дозы ионов B^+ $3 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$ и исходной концентрации дырок $7 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$ в ГЭС КРТ МЛЭ можно оценить слоевую концентрацию продиффундировавших в объем свободных междоузельных атомов ртути, величина которой составляет $\sim 7 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$. То есть всего лишь один свободный междоузельный атом ртути рождается на ~ 400 внедренных с энергией 100 кэВ при комнатной температуре в ГЭС КРТ МЛЭ атомов бора. Поэтому n^- -слой формируется только в том случае, когда с ростом дозы, превышающей дозу насыщения $D(N_s^{max})$, накопится достаточная концентрация быстро диффундирующих донорных дефектов (I_{Hg}). Остальные “выжившие” донорные дефекты, предельная слоевая концентрация которых составляет $\sim 10^{14}$ см $^{-2}$, связываются в сложные малоподвижные примесно-дефектные комплексы и формируют n^+ -слой. Очевидно, что соотношение каналов образования малоподвижных и подвижных радиационных донорных центров изменяется для различных энергий внедряемых ионов B^+ , потому что меняется количество дефектов–стоков, но, поскольку при низких энергиях нарушений кристаллической структуры гораздо меньше, чем при высоких, то свободных междоузельных атомов рождается больше, и глубина n^- -слоя увеличивается с уменьшением энергии. Концентрация атомов ртути в твердом растворе $Cd_xHg_{1-x}Te$ уменьшается с ростом величины состава x , следовательно, в ионно-имплантированном бором слое снижается и количество донорных центров (как подвижных, так малоподвижных), на основе междоузельных атомов Hg, что приводит к уменьшению как концентрация электронов в n^+ -слое (но не его глубины), так и глубины n^- -слоя.

3.3.5. Модель радиационного дефектообразования при ионной имплантации в МЛЭ гетероэпитаксиальные структуры $Cd_xHg_{1-x}Te$

Рассмотренные в разделах 3.2, 3.3.1–3.3.3 экспериментальные исследования электрофизических параметров и пространственных распределений донорных центров в ионно-имплантированных объемных кристаллах и гетероэпитаксиальных структурах КРТ, показали, что механизмы образования электрически активных радиационных дефектов и процесс их эволюции протекают сходным образом, как в ГЭС КРТ МЛЭ, так и в объемном материале КРТ. Наблюдаемые отличия

результатов ионной имплантации в гетероэпитаксиальные структуры КРТ с переменным составом в области внедрения имплантируемой примеси и в объемный материал КРТ, главным образом, обусловлены различной динамикой накопления электрически активных радиационных дефектов и зависимостью электрофизических свойств материала от состава КРТ.

В данном разделе проведено математическое моделирование процессов радиационного дефектообразования при ионной имплантации в ГЭС КРТ МЛЭ с учетом влияния варизонного слоя в приповерхностной области материала и развита так называемая “модель Bubulac” формирования $n^+ - n^- - p$ структуры.

3.3.5.1. Модель радиационного дефектообразования в приповерхностном ионно-имплантированном слое

Анализ экспериментальных данных позволил предложить модель процессов радиационного дефектообразования в КРТ, которая основывается на определяющей роли диффузии первичных радиационных дефектов (междоузельных атомов I_{Hg} и вакансий ртути V_{Hg}) и образовании комплексов вторичных, электрически активных радиационных дефектов [231]. В модели предполагается, что комплексы радиационных дефектов на основе междоузельных атомов ртути образуются либо с участием дефектов вакансионной природы (например, на основе $(V_{Hg}V_{Hg})^x$), либо с участием некоторых генетических стоков радиационных дефектов в кристаллах $Cd_xHg_{1-x}Te$, которые равномерно распределены по объему материала. В первом случае электрически активные радиационные дефекты могут образовываться только в области локализации вакансионных дефектов [230]. В то время как во втором случае образование электрически активных радиационных дефектов определяется процессами диффузии и комплексообразования на основе междоузельных атомов Hg, при этом дефекты вакансионной природы могут служить стоками для электрически активных радиационных дефектов, то есть в модели необходимо учитывать рекомбинацию первичных дефектов на стоках – структурных нарушениях кристалла.

Отметим, что идея о том, что радиационные дефекты в полупроводниках могут компенсировать проводимость, то есть служить стоками для электрически активных дефектов, высказывалась в работах основателей школы радиационной физики полупроводников В. Л. Винецкого и Л. С. Смирнова [448].

В рамках этой модели можно выделить следующие основные факторы, которые главным образом определяют результирующее распределение электрически активных радиационных дефектов: (1) генерация в области максимального энерговыведения внедряемых ионов первичных радиационных дефектов – междоузельных атомов (I_{Hg}) и вакансий ртути (V_{Hg}); (2) диффузия первичных дефектов I_{Hg} и V_{Hg} ; (3) рекомбинация I_{Hg} и V_{Hg} между собой; (4) рекомбинация первичных

радиационных дефектов на стоках, то есть их захват нарушениями кристаллической структуры (нейтральными вакансионными кластерами $(V_{Hg})^x$, дислокационными петлями, линейными дислокациями и др.); (5) образование электрически активных комплексов радиационных дефектов на основе вакансий и междоузельных атомов.

Таким образом, для теоретического описания процесса формирования распределения радиационных дефектов по глубине необходимо решить систему дифференциальных уравнений в частных производных:

$$\frac{\partial C_i(z,t)}{\partial t} = D_i \frac{\partial^2 C_i(z,t)}{\partial z^2} - \frac{1}{\tau_{эфф_i}} C_i(z,t) + G(z,t); \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial C_{k_i}(z,t)}{\partial t} = \alpha_i C_i(z,t); \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial C_v(z,t)}{\partial t} = D_v \frac{\partial^2 C_v(z,t)}{\partial z^2} - \frac{1}{\tau_{эфф_v}} C_v(z,t) + G(z,t); \quad (5.3)$$

$$\frac{\partial C_{k_v}(z,t)}{\partial t} = \alpha_v C_v(z,t), \quad (5.4)$$

с граничными начальными условиями

$$\left. \frac{\partial C_{i(V)}}{\partial z} \right|_{z=0} = \left. \frac{\partial C_{i(V)}}{\partial z} \right|_{z=d} = 0, \quad (5.5)$$

то есть поток дефектов через границы раздела материала отсутствует и

$$C_{i(V)}(z,0) = 0, \quad C_{k_i(V)}(z,0) = C_{k_i(V)0}, \quad G(z,0) = G_0 \exp\left[(R_p - z)^2 / \Delta R_p^2\right]. \quad (5.6)$$

Здесь C_i (C_v), D_i (D_v), $\tau_{эфф_i}$ ($\tau_{эфф_v}$), G - концентрация, коэффициент диффузии, эффективное время жизни, функция генерации первичных радиационных дефектов - I_{Hg} (V_{Hg}) соответственно. C_{k_i} (C_{k_v}) - концентрация вторичных радиационных дефектов (комплексов на основе междоузельных атомов и вакансий ртути), α_i (α_v) - коэффициент характеризующий процесс вторичного дефектообразования (комплексобразования), имеющий смысл величины обратной времени жизни.

Эффективное время жизни первичных радиационных дефектов определяется как

$$\frac{1}{\tau_{эфф}} = \frac{1}{\tau_s} + \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_K},$$

где τ_s , τ_R , τ_K - времена жизни определяемые рекомбинацией радиационных дефектов на стоках в области проекционного пробега ионов, рекомбинацией междоузельных атомов и вакансий ртути между собой, образованием комплексов радиационных дефектов соответственно.

Величина τ_R пропорциональна произведению концентраций первичных дефектов: $\tau_R = k_R C_i C_V$. Коэффициент пропорциональности k_R определяет скорость рекомбинации первичных дефектов между собой.

Как показывают экспериментальные данные, с увеличением времени имплантации количество структурных нарушений кристаллической решетки КРТ в области внедрения ионов возрастает (см. разделы 1.1.1 и 3.3.1). Тогда в этой области должно уменьшаться и время жизни τ_S . Предположим, что $\tau_S = k_S / C_S$, где C_S – концентрация структурных нарушений в материале, а k_S – коэффициент, определяющий скорость рекомбинации первичных радиационных дефектов на стоках. В рассматриваемой нами модели радиационного дефектообразования принимаются во внимание только дефекты в металлической подрешетке HgTe. Поэтому предположим, что образование новых протяженных дефектов в решетке $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ и увеличение размеров уже существующих происходит только за счет вакансий ртути. В этом случае систему уравнений (3.1)–(3.4) необходимо дополнить еще одним дифференциальным уравнением:

$$\frac{\partial C_S}{\partial t} = \frac{1}{\tau_S} C_V. \quad (5.7)$$

Для упрощения решения системы уравнений (3.1)–(3.6) предположим, что коэффициент α ($\alpha = 1/\tau_K$) определяется некоторой предельной концентрацией центров комплексообразования (это предположение основано на том, что при дозе внедряемых ионов, превышающей дозу насыщения $D(N_s^{\max})$ происходит только сдвиг максимума профиля распределения концентрации $n(z)$ вглубь кристалла в область $z > R_p$ и снижение концентрации донорных центров вблизи поверхности вследствие их захвата на стоки с образованием нейтральных комплексов дефектов, причем оба эти процесса происходят одновременно с близкими скоростями) предельной концентрации, которая вводится следующим образом:

$$\alpha(z, t) = \alpha_0 \left(1 - \frac{C_k(z, t)}{C_{k\max}(z)} \right), \quad (5.8)$$

где C_k – текущая концентрация комплексов, $C_{k\max}$ – максимальная концентрация комплексов, определяющая предельную концентрацию центров комплексообразования.

Распределения объемной концентрации электронов по глубине образца, которому соответствует распределение электрически активных радиационных дефектов, находилось из решения уравнения электронейтральности [231]:

$$n - p = N_C F_{1/2}(\eta) - N_V F_{1/2}(-\eta - \varepsilon_G) = \frac{C_{k_{i0}}}{1 + \beta_D^{-1} \exp(\eta + \varepsilon_1)} + \frac{C_{k_{iR}}}{1 + \beta_{DR}^{-1} \exp(\eta + \varepsilon_{1R})} -$$

$$-\frac{C_{k_{V0}}}{1 + \beta_{A1} \exp(-\eta - \varepsilon_G - \varepsilon_2)} - \frac{C_{k_{VR}}}{1 + \beta_{AR} \exp(-\eta - \varepsilon_G - \varepsilon_{2R})}, \quad (5.9)$$

где $\varepsilon_{2,2R} = (E_V - E_{2,2R})/kT$, $\varepsilon_{1,1R} = (E_C - E_{1,1R})/kT$, $\eta = (E_F - E_C)/kT$, $\varepsilon_G = E_g(z, T)/kT$. Здесь использованы следующие обозначения: n , p – концентрации электронов и дырок соответственно; N_C , N_V – эффективные плотности состояний в зоне проводимости и в валентной зоне; $F_{1/2}(\eta)$, $F_{1/2}(-\eta - \varepsilon_G)$ – функции распределения Ферми-Дирака для электронов и дырок соответственно; $C_{k_{i0}}$, $C_{k_{V0}}$ – концентрации исходных комплексов дефектов, проявляющих донорные и акцепторные свойства; $C_{k_{iR}}$, $C_{k_{VR}}$ – концентрации комплексов электрически активных радиационных дефектов; E_F – энергия уровня Ферми; E_1 , E_2 – энергетические уровни исходных дефектов; E_{1R} , E_{2R} – энергетические уровни комплексов электрически активных радиационных дефектов; β_D , β_{A1} , β_{A2} – коэффициенты спинового вырождения доноров и акцепторов.

Параметры, использованные при решении системы уравнений (3.1)–(3.7) и уравнения электронейтральности (3.8) для случая имплантации ионов Ag^+ с энергией 150 кэВ ([222]), представлены в таблице 3.6. Значения коэффициентов диффузии D_i и D_V первичных радиационных дефектов оценивались по данным работы [21].

Таблица 3.6.

Параметры, использованные при решении системы уравнений (3.1)–(3.8) и уравнения электронейтральности (3.9) для случая имплантации ионов Ag^+ с энергией 150 кэВ

Параметр	Единицы измерения	Значение	Литература
D_i	$\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$	10^{-7}	[21]
D_V	$\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$	10^{-8}	[21]
α_i	с^{-1}	$2 \cdot 10^3$	
α_V	с^{-1}	$5 \cdot 10^2$	
τ_S	с	0,1	
k_S	$\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$	10^5	
k_R	$\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$	10^{-20}	[231]
G_0	$\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$	10^{20}	[225], [226]
R_p	нм	20	[222]
ΔR_p	нм	10	[222]
ε_1	—	0,15	[231]
ε_{1R}	—	-18	[231]
ε_2	—	-6	[231]
ε_{2R}	—	-0.15	[231]

$C_{k_{i0}}$	см^{-3}	10^{14}	[225, 226, 230, 231]
$C_{k_{v0}}$	см^{-3}	10^{16}	[225, 226, 230, 231]

Величина α_i оценивалась из экспериментально определенных профилей пространственного распределения электрически активных радиационных дефектов: строилась зависимость натурального логарифма концентрации от глубины для спадающего правого фронта профиля распределения $n(z)$ (она была линейной) и исходя из предположения, что он определяется диффузией междоузельных атомов ртути, из величины их диффузионной длины $L_i^2 = D_i \tau_{k_i}$ находилось время жизни комплексообразования τ_{k_i} и величина $\alpha_i = 1/\tau_{k_i}$. Так как экспериментальные данные показывают, что при любом облучении КРТ преимущественно генерируются донорные дефекты, то коэффициент комплексообразования α_v выбирался таким образом, чтобы $\alpha_v < \alpha_i$. Остальные параметры модели выбирались из диапазона значений полученных в работах [222, 225, 226, 230, 231], а также путем подбора, таким образом, чтобы конечное распределение электрически активных дефектов соответствовало экспериментальным результатам, а время расчета t - длительности имплантации для больших доз внедряемых ионов Ag^+ .

На рисунке 3.50 приведены экспериментальные профили распределения $n(z)$ для объемного КРТ, имплантированного ионами Ag^+ с энергией 150 кэВ дозами $1 \cdot 10^{14}$ и $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ [222] и рассчитанные согласно (3.1)–(3.9) и данным таблицы 3.6.

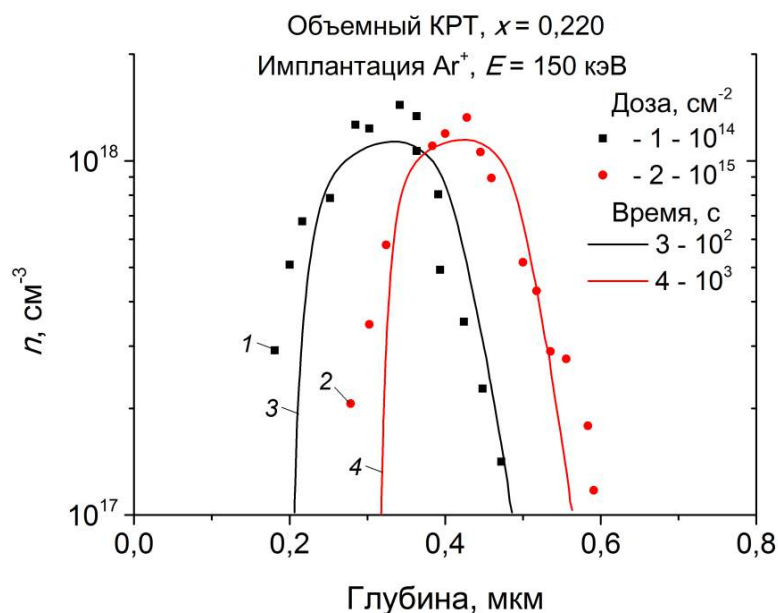


Рисунок 3.50 – Распределение по глубине концентрации n в объемном p -КРТ с составом $x = 0,220$, имплантированном ионами Ag^+ с энергией 150 кэВ [222]. Доза: 1 – $1 \cdot 10^{14}$; 2 – $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Непрерывные кривые описывают расчетные профили пространственного распределения $n(z)$. Время расчета: 3 – 10^2 ; 4 – 10^3 .

Как видно из рисунка 3.50 результаты математического моделирования по рассмотренной выше модели удовлетворительно описывают экспериментальные данные. Увеличение времени расчета (кривые 3 и 4 на рисунке 3.50) показывает, что распределение $n(z)$ сдвигается вглубь кристалла. Таким образом, в процессе накопления радиационных дефектов при ионной имплантации тяжелых ионов Ag^+ в КРТ сдвиг профиля распределения концентрации электронов в объем определяется миграцией первичных дефектов в условиях, когда процессы радиационного дефектообразования и захвата дефектов на стоки, идут одновременно с близкими скоростями.

3.3.5.2. Влияние варизонного слоя на процессы радиационного дефектообразования в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Считается, что эффект насыщения электрофизических характеристик облученного материала КРТ обусловлен закреплением уровня Ферми в предельном состоянии F_{lim} , энергетическое положение которого с точностью до kT совпадает с уровнем вводимых радиационных дефектов E_R . Энергетическое положение уровня E_{R0} оценивается $\sim 0,15$ эВ выше дна зоны проводимости. Авторы [190] показали, что высокоэнергетическое облучение полупроводников группы алмаза и бинарных соединений группы $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ всегда, независимо от условий облучения и предыстории материала, приводит к закреплению уровня Ферми в предельном состоянии F_{lim} . Было также показано, что стационарное положение уровня Ферми в облученном полупроводнике совпадает с уровнем локальной электронейтральности кристалла $E|_n|$, положение которого может быть рассчитано теоретически. В работе [192] подобный подход в описании свойств облученного материала был применен для узкозонных твердых растворов КРТ.

Сопоставление экспериментальных данных [79, 183, 222] и теоретического расчета [192] позволяют сделать предположение, что энергетическое положение уровня радиационных дефектов E_R совпадает с положением уровня локальной электронейтральности кристаллической решетки материала $E|_n|$ относительно дна зоны проводимости E_C . В рамках данного предположения был проведен расчет энергетического положения стационарного уровня Ферми F_{lim} и соответствующей ему предельной концентрации электронов n_{lim} в зависимости от состава КРТ. При расчете принималось во внимание результаты работы [192]: (1) энергетическое положение уровня локальной электронейтральности $E|_n|$ материала относительно уровня E_C имеет линейную зависимость от состава КРТ; (2) для состава $x = 0,5$ энергетическое положение уровня $E|_n|$ совпадает с краем дна зоны проводимости ($E|_n| = E_C$); (3) для состава $x = 0,2$ уровень $E|_n|$ находится на $0,15$ эВ выше дна зоны проводимости E_C , то есть совпадает с энергетическим положением уровня вводимых радиационных дефектов E_R , определенным из экспериментальных данных.

Результаты расчета предельной концентрации электронов n_{lim} представлены на рисунке 3.51.

На этом же рисунке приведены экспериментальные значения максимальной концентрации электронов в области локализации профиля $n(z)$ в зависимости от состава ГЭС КРТ МЛЭ (рисунок 3.46) и зависимости от энергии проецированного пробега R_p ионов B^+ и расположения максимума z_m профиля распределения $n(z)$. Как видно из рисунка 3.51, теоретическая кривая удовлетворительно описывает экспериментальные результаты.

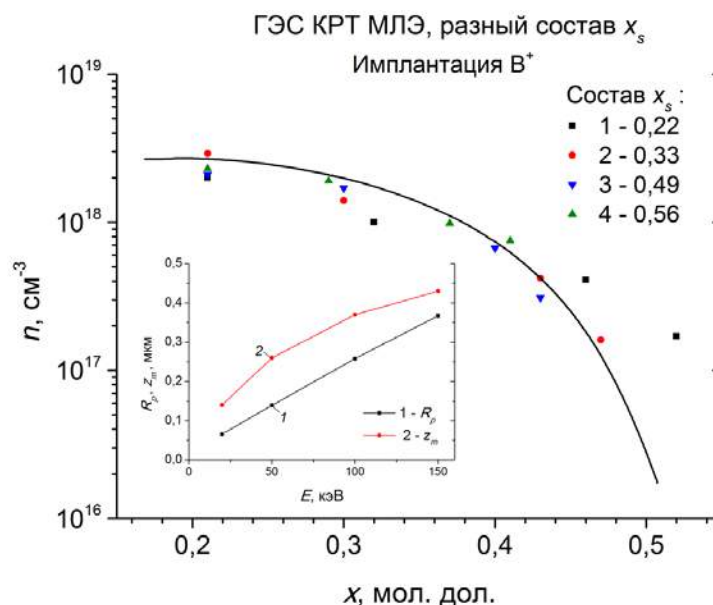


Рисунок 3.51 – Зависимость предельной концентрации электронов n_{lim} от состава x ГЭС КРТ МЛЭ (сплошная линия), имплантированного ионами B^+ в интервале энергий 20–150 кэВ. Экспериментальные точки – зависимость объемной концентрации электронов в максимуме $n(z)$ от состава материала в области локализации профиля распределения концентрации электронов для всех серий образцов (1–4). Вставка – зависимости от энергии проецированного пробега R_p ионов B^+ и расположения максимума z_m профиля распределения $n(z)$.

Анализ рассмотренных ранее экспериментальных результатов, полученных при имплантации ионов Ag^+ ($E = 150$ кэВ, $D = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$) в ГЭС КРТ МЛЭ (см. рисунок 3.27, кривые 1 и 2), а также приведенных на рисунке 3.50 результатов по имплантации ионов Ag^+ в объемный КРТ с энергией 150 кэВ дозой $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ([222]) показали, что основными качественными и количественными отличиями распределения электрически активных дефектов по глубине: различный вид формы профиля распределения электрически активных дефектов и его глубины – в случае ГЭС КРТ МЛЭ он оказался глубже на 0,5 мкм, чем в объемном КРТ; разное значение величины объемной концентрации в максимуме профиля распределения электрически активных дефектов. При рассмотрении процесса дефектообразования в гетероэпитаксиальных структурах с варизонным составом на поверхности следует отметить, что процесс образования радиационных дефектов происходит в приповерхностном слое, где содержание CdTe изменяется в пределах от 0,4 до 0,21 мольных долей (толщина варизонного слоя ~ 1 мкм, средний проецированный пробег ионов

$\text{Ag}^+ R_p = 0,02 \text{ мкм}$). Следовательно, необходимо учесть возможные факторы влияния варизонного приповерхностного слоя на процесс радиационного дефектообразования в рамках модели, описываемой системой уравнений (3.1)–(3.8). Рассмотрим основные факторы, влияющие на вид формы профиля распределения электрически активных дефектов по глубине в (рисунок 3.27): (1) величина коэффициента диффузии первичных радиационных дефектов; (2) градиент коэффициента диффузии первичных радиационных дефектов и встроенное электрическое поле в области варизонного слоя.

Предположим, что правый фронт профиля распределения $n(z)$ определяется только процессом диффузии междоузельных атомов ртути и его формирование описывается уравнениями (3.1) и (3.2). Это предположение основано на том, что локализация правого фронта профиля распределения происходит намного глубже проецированного пробега ионов Ag^+ . В этом случае можно сказать, что коэффициент диффузии I_{Hg} при ионной имплантации Ag^+ в ГЭС КРТ МЛЭ примерно в четыре раза больше, чем в случае имплантации в объемный материал.

На изменение формы профиля распределения могут также оказывать влияние градиент коэффициента диффузии первичных радиационных дефектов и встроенное электрическое поле, которые возникают в приповерхностной области материала из-за градиента состава. Для учета их влияния в уравнения (3.1) и (3.3) необходимо ввести дрейфовую составляющую – слагаемое $\sim \partial C_i / \partial z (\partial C_v / \partial z)$:

$$\frac{\partial C_i(z,t)}{\partial t} = D_i \frac{\partial^2 C_i(z,t)}{\partial z^2} + A_i \frac{\partial C_i(z,t)}{\partial z} - \frac{1}{\tau'_{эфф_i}} C_i(z,t) + G(z,t); \quad (5.10)$$

$$\frac{\partial C_v(z,t)}{\partial t} = D_v \frac{\partial^2 C_v(z,t)}{\partial z^2} + A_v \frac{\partial C_v(z,t)}{\partial z} - \frac{1}{\tau'_{эфф_v}} C_v(z,t) + G(z,t). \quad (5.11)$$

Здесь коэффициент при первой производной по координате имеет следующее выражение:

$$A = \frac{\partial D}{\partial z} + \mu E, \quad (5.12)$$

где $\partial D / \partial z$ – градиент коэффициента диффузии первичных радиационных дефектов, μ – подвижность этих дефектов во встроенном электрическом поле с напряженностью E , $\tau'_{эфф_i}$ ($\tau'_{эфф_v}$) – эффективное время жизни первичных радиационных дефектов с учетом встроенного поля.

Расчет показал, что для удовлетворительного описания экспериментальных результатов значения коэффициентов A_i , A_v должны лежать в диапазоне значений 10^{-4} – 10^{-6} .

На рисунке 3.52 представлены расчетные профили распределения $n(z)$ по модели, описанной в разделе 3.3.5.1 с учетом выражений (3.10)–(3.12) и параметров для расчета, приведенных в

таблице 3.7. Как видно из рисунка 3.52 (кривая 2), при увеличении значения коэффициента диффузии междоузельной ртути, происходит значительный сдвиг его максимума в глубь образца относительно кривой 1, которая рассчитана без учета влияния варизонного слоя (таблица 3.7).

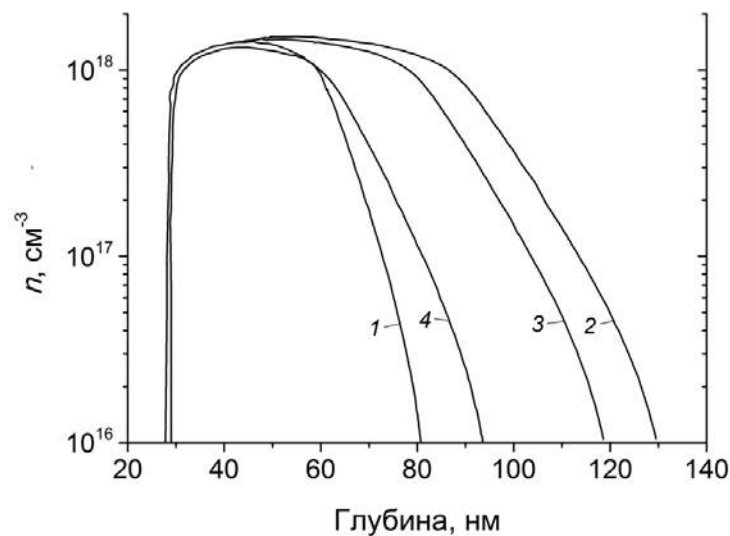


Рисунок 3.52 – Теоретически рассчитанные распределения электрически активных радиационных дефектов. Номера кривых – согласно таблицы 3.7.

Таблица 3.7

Параметры, использованные при расчете теоретических кривых, представленных на рисунках 3.52 и 3.54

Рисунок	Кривая	D_i , $\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$	D_v , $\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$	E_{1R} , κT	$C_{k_i \text{ max}}$, см^{-3}	$C_{k_v \text{ max}}$, см^{-3}	A_i	A_v
3.52	1	10^{-10}	10^{-11}	22,5	10^{20}	10^{19}	0	0
	2	$4 \cdot 10^{-11}$	10^{-11}	22,5	10^{20}	10^{19}	0	0
	3	$4 \cdot 10^{-11}$	10^{-11}	22,5	10^{20}	10^{19}	$-2 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-6}$
	4	$4 \cdot 10^{-11}$	10^{-11}	22,5	10^{20}	10^{19}	$-5 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-6}$
3.54	1	10^{-10}	10^{-11}	22,5	10^{20}	10^{19}	0	0
	2	$4 \cdot 10^{-11}$	10^{-11}	22,5	10^{20}	10^{19}	$-2 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-6}$
	3	$4 \cdot 10^{-11}$	10^{-11}	18	10^{20}	10^{19}	$-2 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-6}$
	4	$4 \cdot 10^{-11}$	10^{-11}	15,5	10^{20}	10^{19}	$-2 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-6}$

Расчет показал, что для удовлетворительного описания экспериментальных результатов значения коэффициентов A_i , A_v должны лежать в диапазоне значений 10^{-4} – 10^{-6} . На рисунке 3.52 кривыми 3, 4 представлены профили распределения электрически активных дефектов с учетом наличия встроенного электрического поля. Наилучший результат, согласующийся с эксперимен-

том, получается при значениях коэффициента $A_i = -2 \cdot 10^{-4}$ и $A_v = 2 \cdot 10^{-6}$. Различие в значениях коэффициента A_i и A_v можно объяснить различной величиной подвижности междоузельных атомов и вакансий ртути при их дрейфе во встроенном электрическом поле.

Встроенное внутреннее поле, возникающее в приповерхностной области ГЭС КРТ МЛЭ, вследствие изменения состава, в общем виде описывается следующим выражением [264]:

$$|E_{\text{int}}| = \frac{1}{e} \left| \frac{dE_{c,v}}{dx} \right|,$$

где x – состав материала; dE_c / dx – изменение энергетического положения дна зоны проводимости (для материала n -типа), dE_v / dx – изменение потолка валентной зоны (для материала p -типа).

Для упрощения расчета будем рассматривать материал n -типа проводимости. В этом случае величина внутреннего поля равна:

$$|E_{\text{int}}| = \theta \frac{1}{e} \left| \frac{dE_g}{dx} \right|,$$

где dE_g / dx – изменение ширины запрещенной зоны гетероэпитаксиальной структуры; θ – относительная часть которую вносит изменение энергетического положения дна зоны проводимости в изменение ширины запрещенной зоны. Величина θ составляет 70 % [449]. В расчете использовалась зависимость ширины запрещенной зоны КРТ от состава полученная в работе [444]:

$$E_g(x, T) = -0,302 + 1,93x - 0,81x^2 + 0,832x^3 + 5,35 \cdot 10^{-4}(1 - 2x)T.$$

Зависимость состава от глубины (z) ГЭС КРТ МЛЭ в области варизонного приповерхностного слоя (см. рисунок 2.2) аппроксимируется выражением:

$$x(z) = 0,14(1 - z)^2 + 0,22.$$

На рисунке 3.53 представлен расчет величины внутреннего электрического поля по глубине варизонного слоя ГЭС КРТ МЛЭ, профиль состава которой изображен на рисунке 2.2. Как видно из рисунка 3.53 в области радиационного дефектообразования величина поля составляет $(1-3) \cdot 10^3$ В/см. Используя соотношение Эйнштейна можно оценить величину подвижности первичных радиационных дефектов. Для междоузельных атомов ртути величина подвижности составляет $6 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ ($D_i = 4 \cdot 10^{-10} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$), для вакансий ртути – $1,5 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ ($D_v = 10^{-11} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$). При этом значение коэффициента A_i равняется $-1,2 \cdot 10^{-4}$, а $A_v = 3 \cdot 10^{-6}$. Эти величины хорошо совпадают со значениями, полученными при моделировании процесса дефектообразования.

Рассмотренные выше факторы влияния варизонности поверхностного слоя на радиационное дефектообразование при ионной имплантации ГЭС КРТ МЛЭ не позволяют объяснить различия в значениях в максимуме распределения электрически активных дефектов (см. рисунок 3.27). Одной из возможных причин такого экспериментального результата можно предположить изменение энергетического положения донорных радиационных дефектов E_R , возникающих при ионной имплантации ГЭС КРТ МЛЭ с различным составом поверхности x_s и вследствие этого –

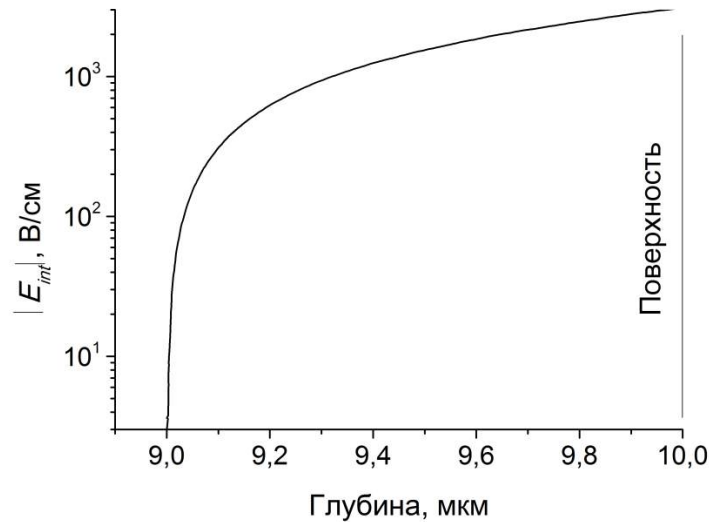


Рисунок 3.53 – Зависимость напряженности встроенного электрического поля от глубины в области приповерхностного варизонного слоя ГЭС КРТ МЛЭ в соответствии с рисунком 2.2.

изменение объемной концентрации электронов, как это показано на рисунке 3.51.

На рисунке 3.54 представлены рассчитанные профили распределения электрически активных радиационных дефектов при различных значениях энергии уровня донорных радиационных дефектов E_{1R} (кривые 2–4).

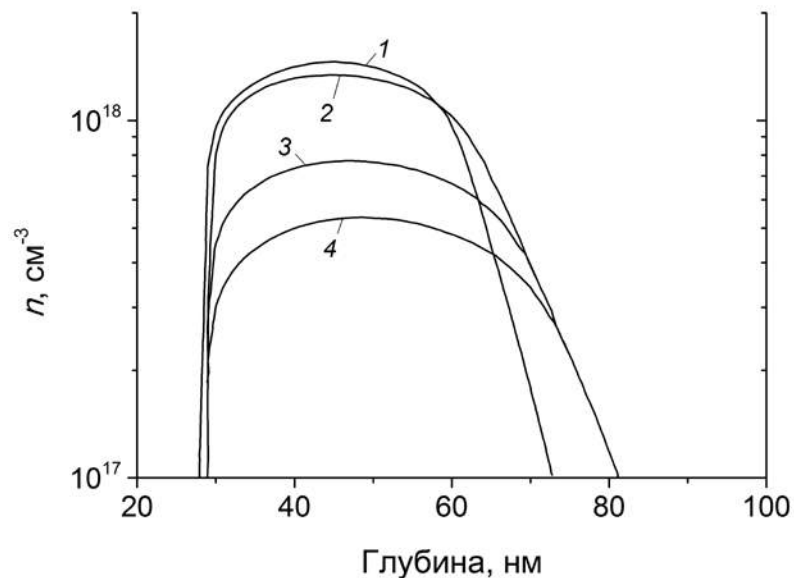


Рисунок 3.54 – Теоретически рассчитанные распределения электрически активных радиационных дефектов. Номера кривых – согласно таблицы 3.7.

Из рисунка 3.54 видно, что с уменьшением величины E_{1R} происходит уменьшение величины концентрации n в максимуме профиля распределения электрически активных радиационных дефектов. Использование значения $E_{1R} = 15,5 kT$ (рисунок 3.54, кривая 4) позволило получить расчетные значения концентрации электрически активных радиационных дефектов, близкие к экспериментальным значениям величины концентрации электронов в ионно-имплантированном ГЭС КРТ МЛЭ. Тем не менее, при рассмотрении экспериментальных данных по формированию профилей распределения донорных центров в сильнолегированном n^+ -слое в имплантированном бором ГЭС КРТ МЛЭ с различным составом поверхности (см. раздел 3.3.3) было отмечено, что градиент состава материала не оказывает определяющего влияния на миграцию первичных радиационных дефектов. Основное влияние область переменного состава, в которой локализуется профиль электрически активных радиационных дефектов, оказывает на электрофизические характеристики ионно-имплантированного слоя. Поэтому в нашем расчете основное внимание было уделено учету влияния распределения состава эпитаксиальной пленки при решении уравнения электронейтральности, определяющего конечное распределение электрически активных радиационных дефектов.

Решение уравнения электронейтральности (3.9) проводилось с учетом сделанного выше предположения, что энергетическое положение уровня вводимых радиационных дефектов совпадает с уровнем локальной электронейтральности, на основе которого получена зависимость предельной концентрации электронов от состава x ГЭС КРТ МЛЭ (см. рисунок 3.51). Результаты теоретического расчета пространственного распределения объемной концентрации электронов в n^+ -слое после имплантации ионов B^+ с энергией 100 кэВ в ГЭС КРТ МЛЭ с составом $x_s = 0,22$ и $x_s = 0,56$ (см. таблицу 3.5 и рисунок 3.10), представлено на рисунке 3.55. Вплоть до времени имплантации $t = 10$ с профиль распределения находится в области локализации функции генерации первичных радиационных дефектов. При достижении времени ионной бомбардировки $t = 10^2$ с, соответствующему дозе ионов B^+ 10^{14} см $^{-2}$, наблюдается сдвиг профиля распределения $n(z)$ в глубь образца. При этом концентрация электронов в максимуме профиля зависит от состава поверхности: для ГЭС КРТ МЛЭ без варизонного слоя (рисунок 3,55, а, б) она такая же по величине, как и в объемном КРТ, а для состава $x_s = 0,56$ (рисунок 3,55, в, г) величина n растет с увеличением времени расчета, однако она не достигает тех значений $2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, какие наблюдаются для состава $x_s = 0,22$. Как видно из рисунка 3.55, б, г результат расчета хорошо согласуется с наблюдаемыми экспериментальными данными.

Таким образом, представленная физическая модель процессов радиационного дефектообразования, основывающаяся на определяющей роли диффузии первичных радиационных дефектов и образовании комплексов вторичных электрически активных дефектов, адекватно описывает экспериментальные результаты по пространственному распределению электрически активных донорных центров в ионно-имплантированных объемных кристаллах и гетероэпитаксиальных слоях КРТ в сильнолегированном n^+ -слое. То есть механизмы образования электрически активных радиационных дефектов и процесс их эволюции протекают сходным образом, как в ГЭС

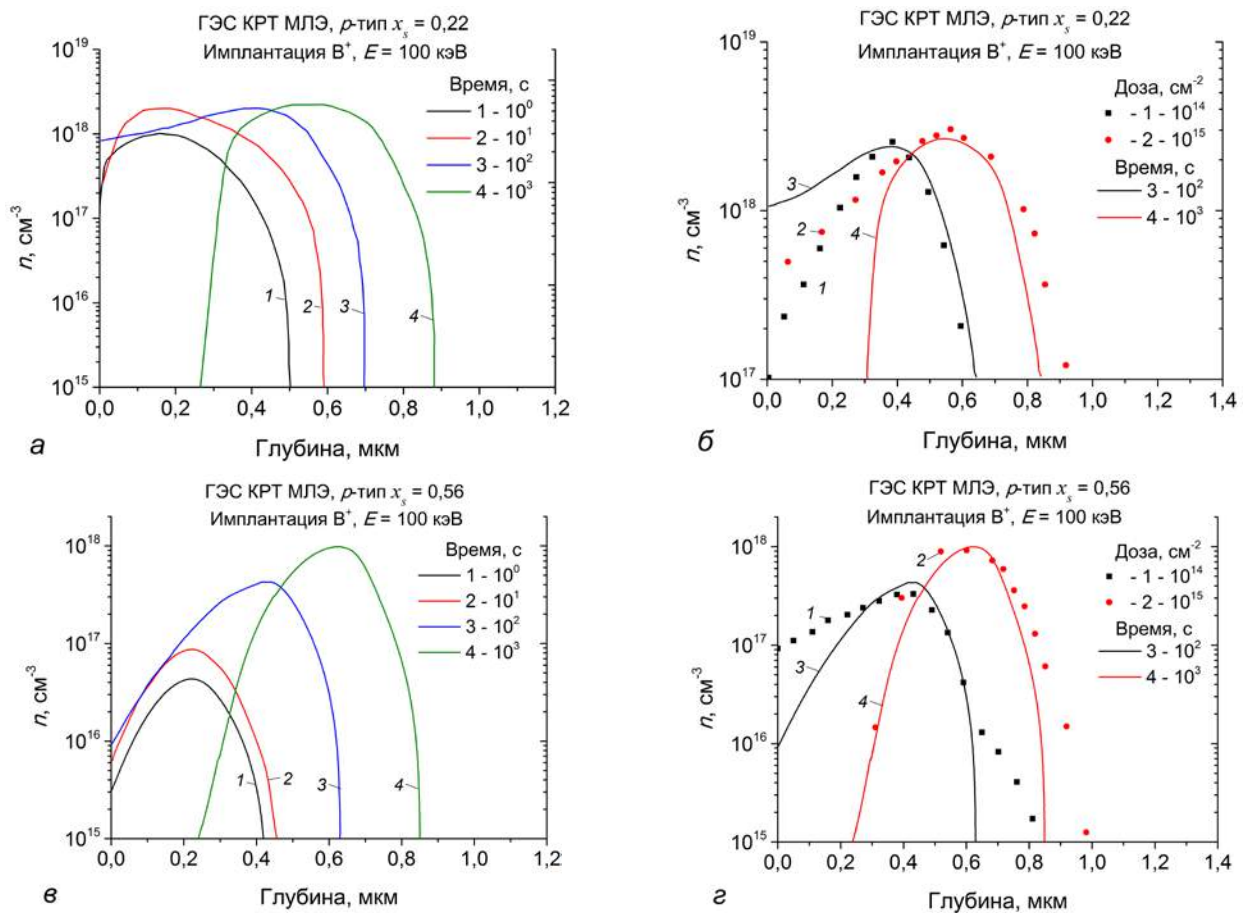


Рисунок 3.55 – Расчетные (а, в и б, г – кривые 3, 4) и экспериментальные (в, г – кривые 1, 2) профили пространственного распределения по глубине концентрации электронов n в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с различным составом поверхности x_s : а, б – 0,22; в, г – 0,56, имплантированным ионами V^+ с энергией 100 кэВ. Время расчета: 1, а, в – 10^0 ; 2, а, в – 10^1 ; 3, а, б, в, г – 10^2 ; 4, а, б, в, г – 10^3 с. Доза: 1, б, г – $1 \cdot 10^{14}$; 2, б, г, – $1 \cdot 10^{15}$ см⁻².

КРТ МЛЭ, так и в объемном материале КРТ. Наблюдаемые отличия результатов ионной имплантации ионов V^+ в ГЭС КРТ МЛЭ с переменным составом в области внедрения ионов и в объемный материал КРТ, главным образом, обусловлены различной динамикой накопления электрически активных радиационных дефектов и зависимостью электрофизических свойств материала

от состава КРТ. Величина объемной концентрации электронов в максимуме профиля распределения $n(z)$ определяется энергетическим положением уровня вводимых радиационных дефектов E_R . Энергетическое положение уровня E_R относительно дна зоны проводимости определяется составом материала в области локализации профиля распределения $n(z)$. Экспериментальные результаты показывают, что дополнительные факторы, связанные с наличием градиента состава в области внедрения имплантанта не оказывают определяющего влияния на результирующее распределение электрически активных радиационных дефектов в сильнолегированном n^+ -слое. Однако в рассмотренной модели нет объяснения формирования n^+-n^- -р структуры при имплантации легких ионов, которую мы рассмотрим далее.

3.3.5.3. Модель формирования n^+-n^- -р структуры при имплантации легких ионов

На основе вышеприведенной модели формирования сильнолегированного n^+ -слоя (раздел 3.3.5.1), а также результатов, рассмотренных в разделах 3.3.1–3.3.4, можно построить обобщенную модель *in situ* формирования n^+-n^- -р структуры в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа в процессе имплантации легких ионов V^+ , представленную на рисунке 3.56. Эта модель развивает так называемую “модель

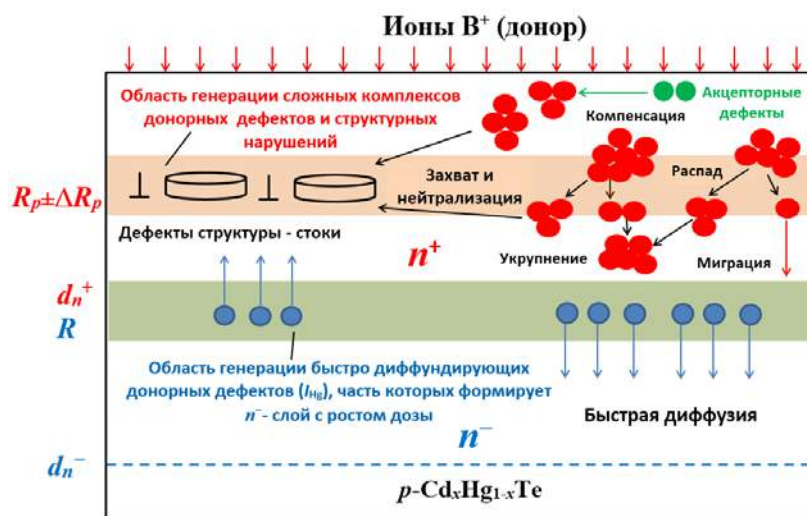


Рисунок 3.56 – Модель *in situ* формирования n^+-n^- -р структуры в процессе имплантации легких ионов V^+ в твердые растворы $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа.

Bubulac” ([53, 55, 57, 245–248]), которая объясняет образование n^+-n^- -р структур в p -КРТ при постимплантационных отжигах (см. раздел 1.1.4).

За основу модели, представленной на рисунке 3.50, принята гипотеза, выдвинутая в работах [53, 55, 57, 245–248], что междоузельная ртуть, диффузионным источником которой является ионно-имплантированный слой, формирует глубокий n^- -слой. Однако в работах [53, 55, 57,

245–248] нет прямых экспериментальных доказательств того, что именно атомы ртути диффундируют в объем кристалла. Косвенным подтверждением этой гипотезы являются полученные нами результаты по сильной зависимости глубины n^- -слоя и концентрации донорных центров в n^+ -слое от состава поверхности ГЭС КРТ МЛЭ (см. разделы 3.3.1.2, 3.3.2.2 и 3.3.3), то есть от количества атомов ртути в верхнем варизонном слое гетероэпитаксиальной структуры, в котором тормозятся внедряемые ионы и генерируются радиационные дефекты.

Формирование n^+n^-p структуры при ионной имплантации легких ионов B^+ , на наш взгляд, это сложный многоступенчатый процесс, который осуществляется в несколько этапов, когда соотношение каналов образования активных доноров и нейтральных стоков меняется по глубине и зависит от общей дефектной ситуации, трансформирующейся в процессе ионной имплантации (см. рисунок 3.56): (1) образование малоподвижных сложных донорных примесно-дефектных комплексов в области внедрения ионов ($R_p \pm \Delta R_p$) на ранних стадиях имплантации, причем чем больше масса ионов, тем крупнее дефекты; (2) с увеличением дозы происходит распад части сложных примесно-дефектных комплексов на более простые дефекты донорного типа, которые способны мигрировать в глубь кристалла до последующего их захвата на стоки, либо укрупнения; (3) нейтрализация части сложных комплексов донорных дефектов при накоплении структурных несоответствий вблизи поверхности, а также их компенсация дефектами акцепторного типа; (4) формирование крупных структурных нарушений в объеме кристалла в области максимального энерговыделения при больших дозах, которые захватывают и нейтрализуют успевшие мигрировать туда дефекты (или комплексы дефектов) донорного типа; (5) преимущественное образование на конце полного пробега ионов (R), где отсутствуют крупные структурные нарушения – стоки, как малоподвижных примесно-дефектных комплексов донорного типа, формирующих границу n^+ -слоя (d_n^+), так и быстро диффундирующих точечных донорных дефектов (I_{Hg}), часть из которых, не захваченных на стоки, с ростом дозы, превышающей дозу насыщения $D(N_s^{max})$, формируют в объеме кристалла n^- -слой (d_n^-); (6) формирование n^- -слоя происходит только в случае имплантации легких ионов, когда ионизационные потери энергии ионов превышают ядерные, и активационным процессом миграции подвижных донорных дефектов является сильное возбуждение электронной подсистемы кристалла.

Температура имплантации ионов B^+ в КРТ p -типа играет существенную роль в *in situ* формирования n^+n^-p структуры, которую мы рассмотрим в разделе 4.4. Прямые экспериментальные доказательства гипотезы о роли ртути в формировании n^+n^-p структуры при имплантации легких ионов в $Cd_xHg_{1-x}Te$ p -типа будут рассмотрены в разделе 4.3.

Выводы по главе 3

Впервые получены оригинальные результаты по накоплению и пространственному распределению структурных нарушений и электрически активных радиационных дефектов при ионной имплантации в объемные кристаллы и гетероэпитаксиальные структуры КРТ в зависимости от энергии, дозы и массы ионов, плотности ионного тока, состава верхнего варизонного слоя.

В результате проведенных исследований установлено, что:

- при внедрении очень больших доз ионов B^+ $\sim 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, близких к пределу растворимости в решетке КРТ, происходит радиационно-стимулированная диффузия атомов бора в объем кристалла. При дозах ионов B^+ $1 \cdot 10^{13} - 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ их пространственное распределение определяется только процессами торможения ионов в решетке КРТ, что подтверждается хорошим согласием экспериментальных профилей распределения внедренных атомов бора, измеренных методом ВИМС, и расчетных профилей, полученных с помощью метода SRIM-2013;

- при имплантации ионов B^+ в объемные кристаллы КРТ и ЖФЭ КРТ p -типа на зависимости слоевой концентрации электронов в n -слое от энергии в интервале 15–150 кэВ и дозы в интервале $10^{11} - 10^{16} \text{ см}^{-2}$ после начального роста и последующего достижения предельного значения величины слоевой концентрации электронов на уровне $\sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$ при энергиях 100–120 кэВ и дозах $3 \cdot 10^{13} - 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ с дальнейшим ростом как энергии, так и дозы происходит снижение N_s ;

- эффект снижения слоевой концентрации электронов после достижения предельного значения с накоплением радиационных дефектов при росте дозы ионов B^+ в интервале $1 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ наблюдается только в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с низким составом поверхности $x_s = 0,22 - 0,33$, в то время как увеличение состава поверхности до $x_s = 0,49 - 0,56$ приводит как к значительному снижению величины N_s , так и отсутствию насыщения на пространственных распределениях во всем интервале рассматриваемых доз;

- с ростом энергии имплантируемых в ГЭС КРТ МЛЭ ионов B^+ в интервале 20–150 кэВ наблюдается монотонное возрастание слоевой концентрации электронов, однако в области энергий 100–150 кэВ рост N_s существенно замедляется для всех составов поверхности $x_s = 0,22 - 0,56$, причем величина N_s тем ниже, чем выше состав поверхности;

- с ростом массы ионов от 4 (He^+) до 131 (Xe^+) а.е.м., имплантируемых при одинаковых режимах в объемный КРТ p -типа, наблюдается монотонное снижение слоевой концентрации электронов, которое сопровождается увеличением структурных нарушений поверхности, нейтрализующих радиационные донорные дефекты;

– при имплантации тяжелых ионов Xe^+ максимальные структурные нарушения локализуются в поверхностном слое толщиной $\sim R_p$, а сами структурные дефекты проникают на глубину 0,5–0,8 мкм, что в 20–30 раз больше величины проецированного пробега ионов Xe^+ ;

– при имплантации легких ионов B^+ максимальные нарушения кристаллической структуры генерируются в поверхностном слое толщиной $\sim R_p$, а затем в объеме количество структурных дефектов монотонно снижается вплоть до глубины $(4-5)R_p$, которая увеличивается с ростом дозы в интервале $10^{14}-10^{15} \text{ см}^{-2}$;

– при имплантации в p -КРТ как легких ионов B^+ , так и тяжелых ионов Xe^+ с энергией 100–150 кэВ глубина сильнолегированного n^+ -слоя сначала растет и достигает максимума в интервале доз $1 \cdot 10^{11}-1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ и с дальнейшим увеличением дозы до $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ она начинает снижаться;

– формирование n^+-n^- - p структур в ионно-имплантированном p -КРТ происходит не только при постимплантационном отжиге при $T = 200^\circ \text{C}$ (модель “Bubulac”), но и *in-situ* в процессе имплантации легких ионов He^+ , B^+ , N^+ с энергией 15–150 кэВ дозой $10^{13}-10^{16} \text{ см}^{-2}$ при комнатной температуре;

– формирование n^+-n^- - p структур в p -КРТ происходит только при внедрении легких ионов (He^+ , B^+ , N^+), тогда как при имплантации тяжелых ионов от Ag^+ до Xe^+ при любых дозах и энергиях n^+-n^- - p структура не образуется, а создается только резкий n^+ - p переход;

– чем меньше энергия при одинаковой дозе имплантируемых ионов B^+ , тем больше глубина n - p перехода в гетероэпитаксиальных структурах и объемных кристаллах p -КРТ. Рост концентрации дырок в подложке уменьшает глубину n - p перехода при одинаковых режимах ионной имплантации;

– предварительное создание структурных нарушений вблизи поверхности объемного кристалла КРТ путем ее бомбардировки тяжелыми ионами Xe^+ , не только подавляет формирование n^- -слоя, но также влияет на распределение носителей заряда в самом n^+ -слое при последующей имплантации легких ионов B^+ : внедрение ионов бора практически через весь нарушенный слой, созданный предварительной имплантацией ксенона, приводит к меньшему значению концентрации электронов в максимуме профиля распределения в 1,5–2 раза и некоторому увеличению глубины n^+ -слоя по сравнению с имплантацией только одного бора в исходный кристалл. Повышенная дефектность предварительно имплантированного ионами Xe^+ кристалла и возникшие в нем напряжения, способствуют более глубокой диффузии вновь генерированных имплантацией ионов B^+ электрически активных дефектов. Перестановка последовательности внедрения ионов (сначала B^+ , затем Xe^+) приводит к еще большему снижению концентрации электронов вблизи

поверхности и к аналогичным предыдущему случаю изменениям в максимуме распределения $n(z)$ и увеличению глубины n^+ -слоя;

– наличие верхнего варизонного слоя в ГЭС КРТ МЛЭ существенно снижает как концентрацию электронов, так и глубину n^+ - и n^- -слоя в n^+-n^-p структуре по сравнению с объемными кристаллами и гетероэпитаксиальными структурами без варизонного слоя при одинаковых режимах имплантации ионов B^+ . Формирование n^+-n^-p структуры в ГЭС КРТ МЛЭ с варизонными слоями с составом $x_s = 0,33-0,56$ происходит при имплантации ионов бора с энергией 100–150 кэВ только при дозах выше $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$;

– плотность тока в диапазоне 0,0017–0,175 мкА/см при классической имплантации ионов B^+ в ГЭС КРТ МЛЭ не влияет ни на электрофизические параметры, ни на глубину n^+ - и n^- -слоя в n^+-n^-p структуре при ее формировании.

Из полученных результатов можно сделать следующие выводы:

1. Соотношение каналов образования малоподвижных и подвижных радиационных донорных центров существенно меняется в зависимости от вкладов упругих и неупругих потерь энергии при торможении ионов в решетке КРТ, приводящему к генерации различного количества активных доноров и нейтральных стоков и, следовательно, к формированию общей дефектной картины в приповерхностном слое, трансформирующейся в процессе ионной имплантации. С ростом дозы, энергии и массы ионов происходит накопление как донорных дефектов, так и структурных нарушений – протяженных дефектов, способных захватывать и нейтрализовать дефекты донорного типа, что приводит к снижению как объемной концентрации электронов в приповерхностной области, так и глубины конвертированного слоя и, как следствие, к спаду слоевой концентрации электронов при больших дозах и энергиях внедряемых ионов любой массы.

2. Формирование n^+-n^-p структуры при имплантации легких ионов B^+ обусловлено тем, что примесно-дефектный донорный комплекс “атом бора – междоузельная ртуть” является малоподвижным и он формирует границу n^+ -слоя на “хвосте” пробега ионов бора, а свободная не связанная в примесные комплексы с атомами бора междоузельная ртуть (или высвобожденная из него за счет какого-либо активационного процесса, вероятнее всего за счет возбуждения электронной подсистемы) быстро мигрирует в объем и формирует n^- -слой. Его глубина определяется только количеством продиффундировавших междоузельных атомов Hg, которые способны заполнить собственные вакансии (V_{Hg}) – акцепторы в объеме кристалла.

3. Для легких ионов неупругие потери энергии, связанные с возбуждением электронной подсистемы кристалла КРТ, превышают ядерные потери, а с увеличением массы внедряемых ионов доля упругих потерь энергии значительно возрастает по сравнению с неупругими, поэтому

процессы радиационного дефектообразования, связанные с формированием большого количества структурных дефектов – стоков для электрически активных подвижных донорных центров, при имплантации легких и тяжелых ионов существенно различаются: для тяжелых ионов при любых энергиях и дозах всегда образуется только резкие n^+-p переходы, а для легких ионов наряду с резкими n^+-p переходами в зависимости от режимов имплантации возможно *in situ* формирование n^+-n^-p структуры без постимплантационного отжига.

4. Формирование n^+ -слоя происходит за счет сложных комплексов малоподвижных радиационных дефектов донорного типа, которые сначала накапливаются в окрестности проецированного пробега ионов – области максимума выделившейся энергии. С ростом дозы часть сложных комплексов распадается на простые донорные дефекты, которые в процессе имплантации мигрируют в объем на глубину $(3-4)R_p$ и $(20-30)R_p$ в случае внедрения ионов B^+ и He^+ соответственно, причем при больших дозах глубины n^+ -слоя и нарушенного слоя совпадают.

5. С ростом массы ионов от 4 (He^+) до 131 (He^+) а.е.м., имплантируемых при одинаковых режимах в $p-Cd_xHg_{1-x}Te$, наблюдается монотонное снижение слоевой концентрации электронов, которое сопровождается увеличением структурных нарушений поверхности, нейтрализующих радиационные донорные дефекты. Следствием накопления структурных дефектов-стоков является то, что при имплантации в $p-Cd_xHg_{1-x}Te$ как легких ионов B^+ , так и тяжелых ионов He^+ с энергией 100–150 кэВ глубина приповерхностного сильнолегированного n^+ -слоя сначала растет и достигает максимума в интервале доз $1 \cdot 10^{11} - 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ и с дальнейшим увеличением дозы до $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ она начинает снижаться.

6. С ростом энергии ионов B^+ глубина n^- -слоя уменьшается, поскольку увеличивается захват на стоки и блокирование диффузии донорных дефектов, генерируемых вблизи поверхности и в окрестности R_p , а в объем мигрирует только небольшое количество дефектов, созданных в “хвосте” полного пробега ионов, удаленного от поверхностных стоков. При имплантации тяжелых ионов n^- -слой не формируется вовсе, из-за эффективного закрепления быстро диффундирующих дефектов донорного типа на крупных структурных несоответствиях.

7. Процессы накопления генерированных ионной бомбардировкой донорных дефектов и их миграция за область проецированного пробега внедряемых ионов, как в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с верхним варизонным слоем повышенного состава, так и объемном p -КРТ протекают одинаково. Снижение концентрации электронов и глубины n^+ - и n^- -слоя в n^+-n^-p структуре при имплантации ионов B^+ в гетерозпитаксиальные структуры КРТ с переменным составом в области R_p по сравнению с объемным КРТ, либо ГЭС КРТ МЛЭ без варизонного слоя, главным образом, обусловлено меньшей концентрацией генерируемых электрически активных донорных дефектов и

примесно-дефектных комплексов на основе междоузельных атомов ртути вследствие их пониженной концентрации в поверхностном слое повышенного состава. Экспериментальные результаты показывают, что встроенное электрическое, связанное с наличием градиента состава в области проецированного пробега внедряемых ионов, не оказывает определяющего влияния на результирующее распределение донорных центров в n^+-n^-p структуре.

8. При имплантации ионов B^+ в ГЭС КРТ МЛЭ состава $x \sim 0,22$ плотность ионного тока в диапазоне $0,001-0,1$ мкА/см² (в отсутствие нагрева образца при наличии теплоотвода) не влияет ни на формирование n^+-n^-p структуры, ни на пространственное распределение донорных дефектов в n^+ -слое, из чего следует, что кинетика формирования донорных центров и их миграция при ионной имплантации зависят только от той энергии, которая выделяется индивидуально каждым внедренным ионом, а влияние скорости их внедрения менее существенно, важна лишь полная выделившаяся энергия, которая определяется только дозой и энергией ионов, и следовательно, количеством генерированных электрически активных донорных дефектов, часть из которых аннигилирует на стоках, а остальная часть способна быстро мигрировать вглубь кристалла.

Глава 4. ТЕРМИЧЕСКИЕ ОТЖИГИ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ И ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ АКТИВАЦИЯ ПРИМЕСИ

Как было показано в разделе 1.1, ионная имплантация полупроводниковых твердых растворов $Cd_xHg_{1-x}Te$ является в настоящее время основным процессом, применяемым для формирования слоев с n -типом проводимости на поверхности объемных кристаллов и гетероэпитаксиальных слоев p -типа. Основное ее преимущество состоит в том, что в решетке КРТ при ионной бомбардировке вводятся радиационные дефекты донорного типа независимо от природы внедряемых ионов, поэтому проводить постимплантационный отжиг, как правило, не требуется. Однако еще на ранних стадиях исследований было установлено, что при проведении постимплантационных отжигов восстанавливается кристаллическая структура ионно-имплантированного КРТ [109] и улучшаются характеристики $n-p$ переходов [50, 175].

Способ формирования n^+-n^-p переходов в p -КРТ при имплантации легких ионов Be^+ и B^+ и постимплантационном отжиге получил название “ионная имплантация – диффузия смещенных атомов ртути” (“ion implantation and diffusion of the irradiation-displaced mercury atoms – I²/DMD”) [57]. Однако в литературе отсутствовали прямые экспериментальные доказательства того, что именно диффузия ртути ответственна за образование n^- -слоя в n^+-n^-p структуре. В связи с этим актуальным является вопрос о возможности образования n^+-n^-p переходов при “горячей” имплантации, а также влияния низкотемпературной имплантации ионов бора на кинетику формирования n^- -слоев.

Для изготовления n - p переходов в объемных кристаллах и гетероэпитаксиальных слоях КРТ p -типа наиболее часто используются ионы бора, обладающие донорными свойствами. Несмотря на достигнутые успехи в технологии создания широкоформатных матричных фотоприемников на основе гетероэпитаксиальных структур КРТ (ЖФЭ и ГЭС КРТ МЛЭ) p -типа методом ионной имплантации без применения активационных постимплантационных отжига, все еще остается актуальной проблема формирования слоев n -типа проводимости не за счет радиационных дефектов донорного типа, а за счет электрической активации внедренных атомов бора.

Поскольку радиационные дефекты являются электрически активными донорными центрами, классическое использование ионной имплантации с целью формирования n - p переходов в КРТ за счет активации внедренной примеси встречает значительные трудности. Главная проблема состоит в том, что в первую очередь необходимо отжечь донорные дефекты, чтобы положение n - p перехода определялась распределением примеси, а не дефектов. Немаловажную роль играют и условия отжига, при которых внедренная примесь займет нужное положение в решетке КРТ, например, элементы третьей группы должны замещать атомы металла, чтобы проявились их донорные свойства [29]. С этой целью необходимы исследования кинетики отжига электрически активных дефектов и определения энергии активации отжига донорных центров в ионно-имплантированных слоях при различных температурах, а также – пространственного распределения донорных дефектов в зависимости от исходного уровня легирования p -КРТ, режимов имплантации и термообработки.

Как правило, для электрической активации примеси необходимы высокие ($T > 300$ °C) температуры отжига, при которых происходит значительная потеря ртути из приповерхностной области кристалла, при этом могут значительно измениться электрофизические свойства КРТ, поскольку вакансии ртути являются акцепторами. Поиску оптимальных методов защиты поверхности КРТ и исследованию процесса электрической активации имплантированных атомов бора при различных способах постимплантационного отжига посвящены работы [289–296]. Однако во всех этих работах авторы использовали высокотемпературную ($T > 300$ °C) стадию отжига и было установлено, что бор является медленно диффундирующей примесью. Отжики ГЭС КРТ МЛЭ при высоких температурах исключены, поскольку стехиометрия варизонного слоя будет нарушена и его защитные свойства значительно ухудшатся, поэтому необходимы поиски методов электрической активации бора в ГЭС КРТ МЛЭ длинноволнового ($\lambda_c = 10$ – 11 мкм) состава $x \approx 0,22$ при низких температурах отжига под различными капсулирующими покрытиями. Одним из возможных кандидатов в качестве капсулирующего покрытия при низкотемпературных активационных отжигах имплантированных атомов бора в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ является анодный окисел, который является альтернативой естественному окислу, предложенного в качестве капсулирующего покрытия при активационных отжигах в работах [290, 292].

Ионная имплантация мышьяка используется для создания планарных p - n переходов в гетероструктурах МЛЭ КРТ и ЖФЭ КРТ n -типа, легированных индием, однако для электрической активации мышьяка требуются высокие температуры ($T = 420\text{ }^{\circ}\text{C}$) при отжигах в парах ртути, поскольку мышьяк обладает низким коэффициентом диффузии [306], что изменяет стехиометрию материала [303]. Для получения в КРТ примесного p -типа проводимости наряду с мышьяком можно использовать другой элемент V группы – азот, который, замещая теллур, проявляет акцепторные свойства [29]. Однако до настоящего времени в литературе отсутствуют какие-либо данные применения ионной имплантации азота для легирования ГЭС КРТ МЛЭ.

Настоящая глава посвящена исследованию:

- маскирующих свойств диэлектрических покрытий SiO_2 и анодного окисла;
- кинетики отжига структурных нарушений, закономерностей процессов миграции и отжига радиационных донорных дефектов в зависимости от дозы ионов B^+ , температуры имплантации и температуры постимплантационного отжига;
- механизма образования диффузионного источника ртути и определении энергии ее активации при отжигах КРТ под анодным окислом, а также кинетики формирования n -слоя и его электрофизических свойств;
- низкотемпературной ($T \leq 250\text{ }^{\circ}\text{C}$) активации внедренных атомов бора и азота с использованием маскирующих покрытий при отжигах.

4.1. Капсулирование поверхности $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа диэлектриками

Выбор пленки SiO_2 в качестве маскирующего покрытия при отжигах КРТ обусловлен ее термической стойкостью, химической инертностью по отношению к полупроводниковому соединению и возможностью селективного удаления в буферном травителе или в HF без нарушения поверхности кристалла. Мы использовали газофазное осаждение двуокиси кремния при температуре подложки $100\text{ }^{\circ}\text{C}$, что обеспечивало хорошую адгезию, и растрескивания пленки при отжигах не наблюдалось вплоть до $400\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Концентрация дырок в объемном p -КРТ, исходном и отожженном под пленкой SiO_2 толщиной 300 нм при различных режимах приведена в таблице 4.1.

Таблица 4.1

Изменение концентрации носителей в объемном p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x = 0,22$) после отжига под пленкой SiO_2 толщиной 300 нм, нанесенной с двух сторон образца

Температура отжига, $^{\circ}\text{C}$	Время отжига	Концентрация дырок p , см^{-3}		
		исходная	после отжига	изменение Δp

220	24 ч	$8,0 \cdot 10^{15}$	$9,8 \cdot 10^{15}$	$1,8 \cdot 10^{15}$
250	1 ч	$5,6 \cdot 10^{15}$	$6,0 \cdot 10^{15}$	$0,4 \cdot 10^{15}$
250*	1 ч	$5,6 \cdot 10^{15}$	$7,7 \cdot 10^{15}$	$2,1 \cdot 10^{15}$
260	16 ч	$9,3 \cdot 10^{15}$	$1,6 \cdot 10^{16}$	$6,7 \cdot 10^{15}$
275	6 ч	$5,7 \cdot 10^{15}$	$9,0 \cdot 10^{15}$	$2,3 \cdot 10^{15}$
305	5 мин	$5,6 \cdot 10^{15}$	$7,9 \cdot 10^{15}$	$2,3 \cdot 10^{15}$
350	30 мин	$5,8 \cdot 10^{15}$	$1,8 \cdot 10^{16}$	$1,2 \cdot 10^{16}$

Примечание *: образец отжигался без покрытия.

Из таблицы 4.1 видно, что при $T < 250$ °С изменение концентрации дырок у образцов, отожженных под покрытием незначительно. Однако при дальнейшем повышении температуры вплоть до 350 °С величина p начинает быстро расти вследствие улетучивания атомов ртути из образца, которому пленка SiO₂ мало препятствует. Представленные на рисунке 4.1, *з*, *д* данные РОР подтверждают, что при высокотемпературном 300 °С отжиге под SiO₂ поверхность КРТ зна-

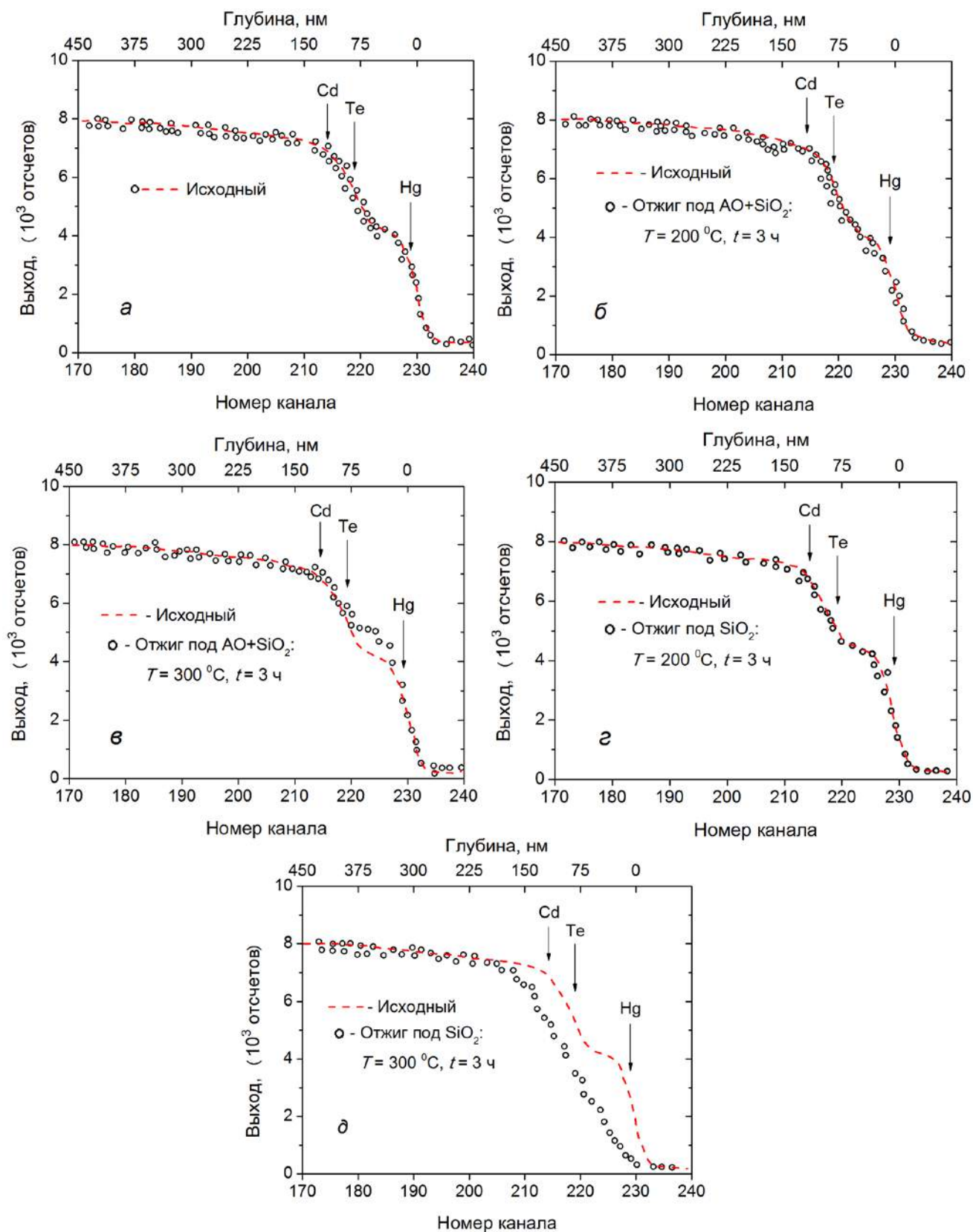


Рисунок 4.1 – Неориентированные спектры ROP для исходного (а) и отожженного под пленками $\text{AO} + \text{SiO}_2$ (б, в) и SiO_2 (г, д) при $T = 200^\circ\text{C}$ (б, г) и $T = 300^\circ\text{C}$ (в, д) образца объемного КРТ ($\chi = 0,20$). Толщина: AO – 200 нм; SiO_2 – 300 нм. Время отжига 3 ч. Параметры пучка ионов He^+ : $E = 1,8$ МэВ, $\theta = 135^\circ$.

чительно обедняется ртутью. Полученные результаты совпадают с выводами работы [292] о плохих маскирующих свойствах SiO_2 при высоких температурах, однако для отжига при $T = 200\text{--}250^\circ\text{C}$ пленка двуокиси кремния вполне подходит в качестве защитного покрытия.

Как показывает анализ рисунка 4.1, δ и расчет по формуле (2.35), для случая отжига под SiO_2 при $T = 300^\circ\text{C}$ уменьшение концентрации атомов Hg в поверхностном слое толщиной до 100 нм произошло на величину $4,3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, что составляет 36 % от исходной концентрации ртути в КРТ. В среднем поток атомов Hg с поверхности, покрытой SiO_2 , составил $3,9 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что почти на порядок ниже данных работы [108] ($2,3 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) для отжига непокрытого КРТ при $T = 300^\circ\text{C}$.

Из рисунка 4.2, на котором представлены неориентированные спектры РОР от исходной и отожженной пленки SiO_2 , видно, что в случае отжига при температуре 300°C ртуть в незначительном количестве задерживается в пленке двуокиси кремния (с целью увеличения чувствительности по определению содержания ртути в тонкой пленке SiO_2 использовался детектор, расположенный под минимально возможным в нашем эксперименте углом рассеяния), тогда как при 200°C за время отжига она накопилась в количестве 50–60 % от величины концентрации атомов Hg в исходном образце.

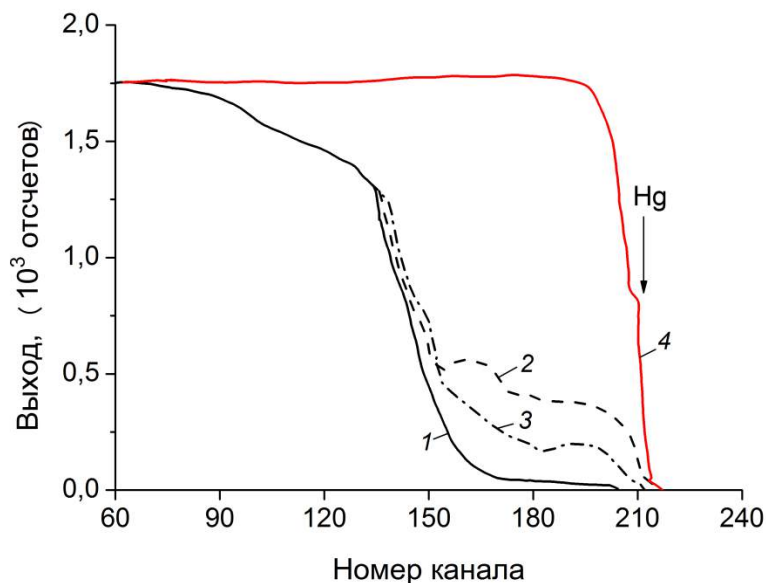


Рисунок 4.2 – Неориентированные спектры РОР ионов He^+ с энергией 2,2 МэВ ($\theta = 96^\circ$) от пленки SiO_2 на объемном КРТ с составом $x = 0,20$: исходной (1), отожжённой (2, 3) и от поверхности образца без покрытия (4). Толщина SiO_2 – 100 нм. Время отжига – 8 часов. Температура: 2 – 200°C ; 3 – 300°C .

Учитывая данные, представленные на рисунках 4.1 и 4.2, можно считать, что в процессе отжига при высокой ($T = 300^\circ\text{C}$) температуре ртуть с поверхности КРТ стационарным потоком

диффундирует сквозь пленку SiO_2 и улетучивается в атмосферу. Отсюда можно оценить величину коэффициента диффузии ртути в SiO_2 при температуре 300°C , которая составляет $\sim 10^{-14} \text{ см}^2/\text{с}$. Очевидно, что при 200°C коэффициент диффузии ртути в SiO_2 много меньше, поэтому заметной потери атомов Hg не происходит.

Исходя из полученных результатов по исследованию маскирующих свойств пленки SiO_2 , мы ее использовали для защиты поверхности КРТ при постимплантационных отжигах и “горячей” имплантации в интервале температур $100\text{--}275^\circ\text{C}$.

В случае отжига КРТ под пленкой анодного окисла результаты существенным образом меняются. Из рисунка 4.1, а, б, в, следует, что при температуре 300°C у образца, покрытого двухслойной маской $\text{AO}+\text{SiO}_2$ (диоксид кремния использовалась как дополнительная защита), произошло увеличение содержания ртути в поверхностном слое толщиной 70 нм . Изменение объемной концентрации ртути в нем, рассчитанное согласно (2.35), составило $\Delta N_{\text{Hg}} = 2,7 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$. По величине это практически совпадает с концентрацией атомов Cd в КРТ с $x = 0,20$, равной $2,96 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Поэтому было предположено, что в поверхностном слое при $T = 300^\circ\text{C}$ произошло образование фазы HgTe за счет замещения кадмия ртутью вследствие химического взаимодействия между КРТ и анодным окислом.

На рисунке 4.3 представлены неориентированные спектры РОР от исходного и отожженного под АО при различных температурах объемного КРТ.

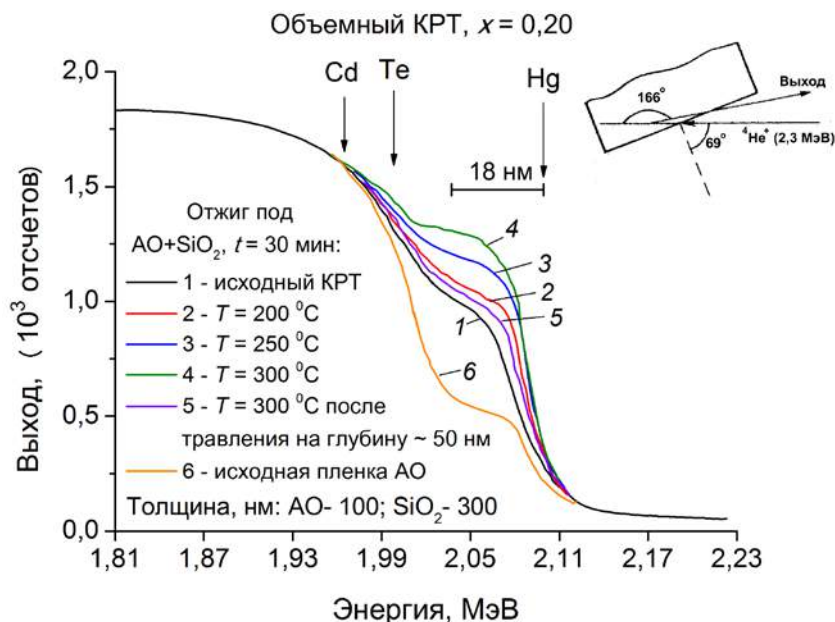


Рисунок 4.3 – Неориентированные спектры РОР от объемного образца КРТ ($x = 0,200$) исходного (1) и отожженного под пленками $\text{AO}+\text{SiO}_2$ (2–5) при различных температурах: 2 – 200°C ; 3 – 250°C ; 4 – 300°C ; 5 – 300°C , после травления на глубину 50 нм . 6 – спектр РОР от исходной пленки АО на КРТ. Толщина: АО – 100 нм ; SiO_2 – 300 нм . На вставке показана геометрия измерений.

Как видно из рисунка 4.3, с ростом температуры отжига КРТ под АО концентрация атомов Hg в поверхностном слое толщиной ~ 20 нм увеличивается, то есть процесс накопления ртути термически активируется. Геометрия исследования методом РОР, изображенная на рисунке 4.3, обладает в нашем эксперименте наибольшим разрешением по содержанию ртути в тонком (20 нм) поверхностном слое. Поэтому в отличие от данных, представленных на рисунке 4.1, было обнаружено, что при $T = 200$ °С начинается процесс накопления атомов Hg на границе раздела. В результате прямого измерения спектров РОР после травления поверхности образца, отожженного под АО при $T = 300$ °С в течение 30 мин (рисунок 4.3, кривая 5), было установлено, что толщина обогащенного ртутью поверхностного слоя составляет ~ 50 нм. Увеличение времени отжига до 3 часов, как мы видели из данных рисунка 4.1 в, приводит к небольшому росту глубины обогащенного атомами Hg слоя.

Спектры оптического отражения, представленные на рисунке 4.4 измерялись на тех же образцах КРТ, для которых на рисунке 4.3 приведены спектры РОР. Поверхность образца, который отжигался при $T = 300$ °С, помутнела и потеряла отражательную способность.

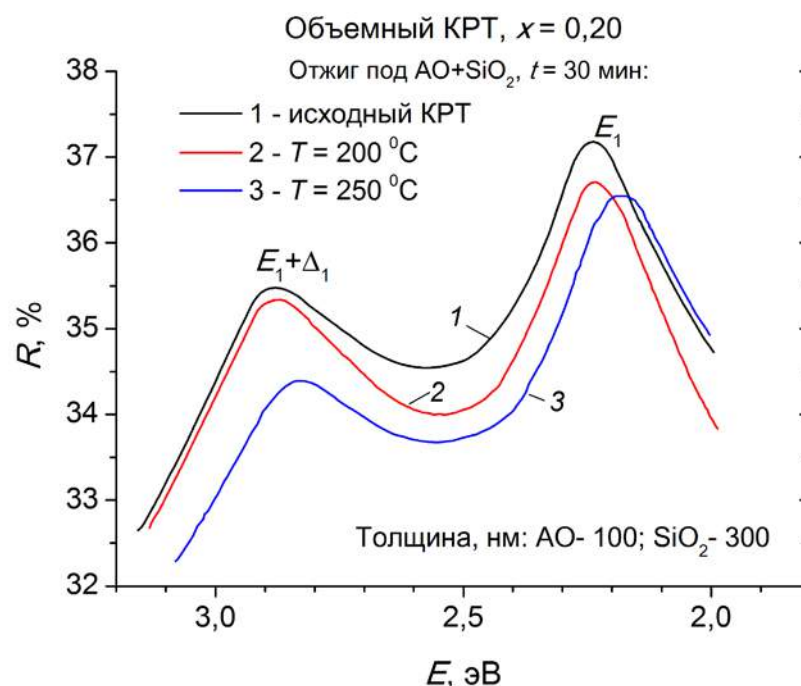


Рисунок 4.4 – Спектры отражения от объемного образца КРТ ($x = 0,200$): исходного (1); отожженного под пленками АО+SiO₂ (2, 3) при различных температурах: 2 – 200; 3 – 250 °С. Время отжига $t = 30$ мин. Толщина: АО – 100 нм; SiO₂ – 300 нм. Состав поверхности x : 1 – 0,200; 2 – 0,184; 3 – 0,125.

Из рисунка 4.4 видно, что с ростом температуры отжига пики отражения смещаются в сторону меньших энергий фотонов. Это соответствует уменьшению величины x в соединении

$\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, то есть снижается содержание кадмия и увеличивается содержание ртути в анализируемом слое. После стравливания поверхности образцов, отожженных при $T = 200$ и 250 °С, на глубину 50 нм их состав вернулся к исходному значению. Существенным для дальнейшего рассмотрения электрофизических свойств является то, что увеличение содержания ртути в приповерхностной области наблюдается методами РОР и оптического отражения даже при быстром термическом отжиге КРТ под АО. На рисунке 4.5 приведены спектры РОР для системы КРТ+АО+ SiO_2 , отожженной при температуре 250 и 300 °С в течение 30 с.

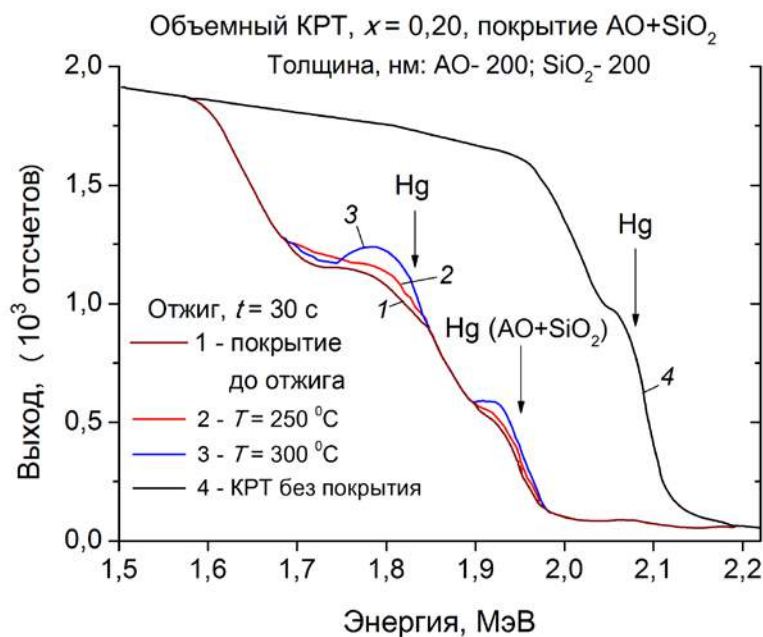


Рисунок 4.5 – Неориентированные спектры РОР от объемного образца КРТ ($x = 0,200$), покрытого АО+ SiO_2 (1–3) и без покрытия (4); 1 – до отжига; 2, 3 после отжига при различных температурах: 2 – 250; 3 – 300 °С. Время отжига – 30 с. Толщина: АО – 200 нм; SiO_2 – 200 нм. Параметры пучка ионов He^+ : $E = 2,2$ МэВ; $\theta = 135^\circ$.

Из рисунка 4.5 видно, что с ростом температуры содержание ртути увеличивается как в SiO_2 , так и на границе раздела АО–КРТ.

Для количественной обработки результатов по исследованию методами РОР и оптического отражения изменения состава КРТ при отжиге под анодным окислом использовались экспериментальные данные, представленные на рисунках 4.3 и 4.4 для времени отжига 30 мин. В таблице 4.2 приведены рассчитанные величины состава x и концентрации избыточной ртути ΔN_{Hg} после отжига КРТ под АО. Из представленных в таблице 4.2 данных видно, что с ростом температуры в поверхностном слое соединений уменьшается содержание кадмия, а при $T = 300$ °С образовалась фаза HgTe . Более высокие значения величин ΔN_{Hg} , полученные методом РОР, по сравнению с оптическим отражением объясняются, на наш взгляд, тем, что оптическое отражение “чувствует” только ртуть, находящуюся в узлах подрешетки HgTe , тогда как методом РОР анализиру-

Таблица 4.2

Состав поверхностной области $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ и концентрация избыточной ртути ΔN_{Hg} после отжига под анодным окислом в течение 30 мин по данным измерений спектров РОР и оптического отражения (рисунки 4.3 и 4.4)

Температура отжига, °С	Спектры отражения		спектры РОР	
	состав, x	ΔN_{Hg} , см^{-3}	ΔN_{Hg} , см^{-3}	состав, x
исходный	0,200	—	—	0,200
200	0,184	$\sim 0,2 \cdot 10^{21}$	$1 \cdot 10^{21}$	$\sim 0,14$
250	0,125	$\sim 1,1 \cdot 10^{21}$	$2 \cdot 10^{21}$	$\sim 0,07$
300	—	—	$3 \cdot 10^{21}$	$\sim 0,00$

ется полное содержание ртути в исследуемом слое, которая находится как в узлах, так и накапливается в междоузельном положении.

Наблюдаемое изменение состава КРТ по спектрам отражения свидетельствует о замещении кадмия в подрешетке CdTe ртутью, что может происходить только за счет термически активируемых химических реакций между АО и КРТ, формула, одной из которых (1.1), приведена в разделе 1.1.2. Отметим, что по нашим данным используемый способ выращивания анодного окисла (раздел 2.1) не изменяет стехиометрии поверхности соединения $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, поэтому мы не можем связывать накопление ртути с самим процессом окисления, как это предполагалось в работах [113, 115]. Напротив, по данным работы [450] при выращивании анодного окисла на КРТ состава $x = 0,2$ происходит небольшое обеднение (на 2–6 %) ртутью в поверхностном слое толщиной 60–70 нм.

Согласно химической реакции (1.1) ртуть из пленки анодного окисла (по данным работы [112] и рисунка 4.3 $N_{\text{Hg}}(\text{АО})/N_{\text{Hg}}(\text{КРТ}) = 0,6$) занимает место кадмия, образуя фазу HgTe , а также выделяется в свободном состоянии. Несвязанная ртуть накапливается вблизи поверхности в междоузлиях решетки КРТ и в процессе отжига диффундирует в объем полупроводника, что приводит к $p \rightarrow n$ конверсии типа проводимости. Количественно концентрацию междоузельной ртути $N_{\text{Hg}}(\text{I})$ можно определить, как разность значений ΔN_{Hg} , полученных из спектров РОР и оптического отражения. Из данных таблицы 4.2 имеем оценку: $N_{\text{Hg}}(\text{I}) \approx (8\text{--}9) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Учитывая, что максимальное увеличение содержания ртути происходит в поверхностном слое ~ 20 нм, для слоевой концентрации свободной ртути получим значение $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Такого количества атомов Hg хватило бы для формирования n -слоя глубиной 2 мм в объемном p -КРТ с исходной концентрацией дырок 10^{16} см^{-3} , если бы не происходила потеря ртути из соединения сквозь защитные покрытия АО и SiO_2 . Из рисунка 4.5 хорошо видно, что при $T = 300$ °С за время быстрого отжига

ртуть также проникла в пленку SiO_2 и, возможно, частично испарилась. С увеличением времени и температуры отжига потеря ртути с поверхности КРТ возрастает.

4.1.1. Конверсия $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при отжиге под анодным окислом

Чтобы исключить возможное влияние на процесс конверсии p -КРТ при нагреве под АО улетучивания свободной ртути из поверхностного диффузионного источника, распределения по глубине N_s и n для различных температур отжига, представленные на рисунке 4.6, исследовались после быстрого нагрева образца под графитовым излучателем и короткой выдержке в течение 60 с при заданной температуре (раздел 2.1). Соответствующие временные зависимости температуры образца показаны на рисунке 4.6 на вставке.

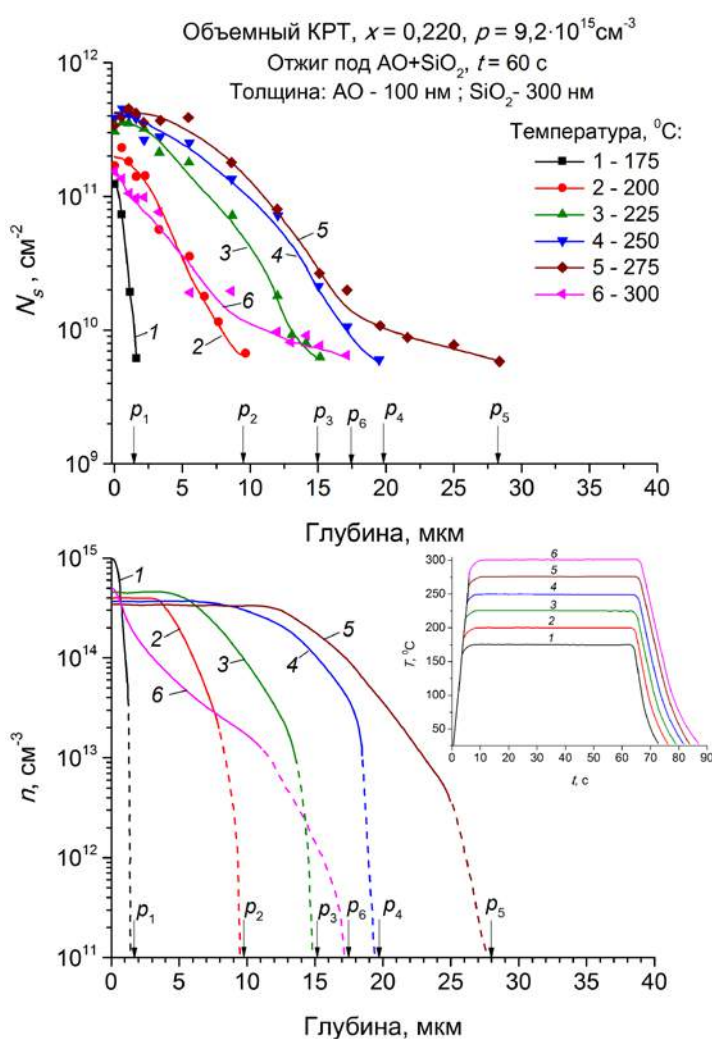


Рисунок 4.6 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s и концентрации электронов n в объемном КРТ p -типа с составом $x = 0,22$, отожженном под пленками $\text{AO} + \text{SiO}_2$ при различных температурах: 1 – 175; 2 – 200; 3 – 225; 4 – 250; 5 – 275; 6 – 300 $^{\circ}\text{C}$. Время отжига – 60 с. Толщина: $\text{AO} - 100 \text{ нм}$; $\text{SiO}_2 - 300 \text{ нм}$. На вставке показана зависимость температуры от времени при быстром отжиге. $p_1 - p_6$ – глубина n -слоя.

На рисунке 4.7 представлены профили распределения N_s и n для различных времен отжига объемного p -КРТ под АО при температуре 200 °С.

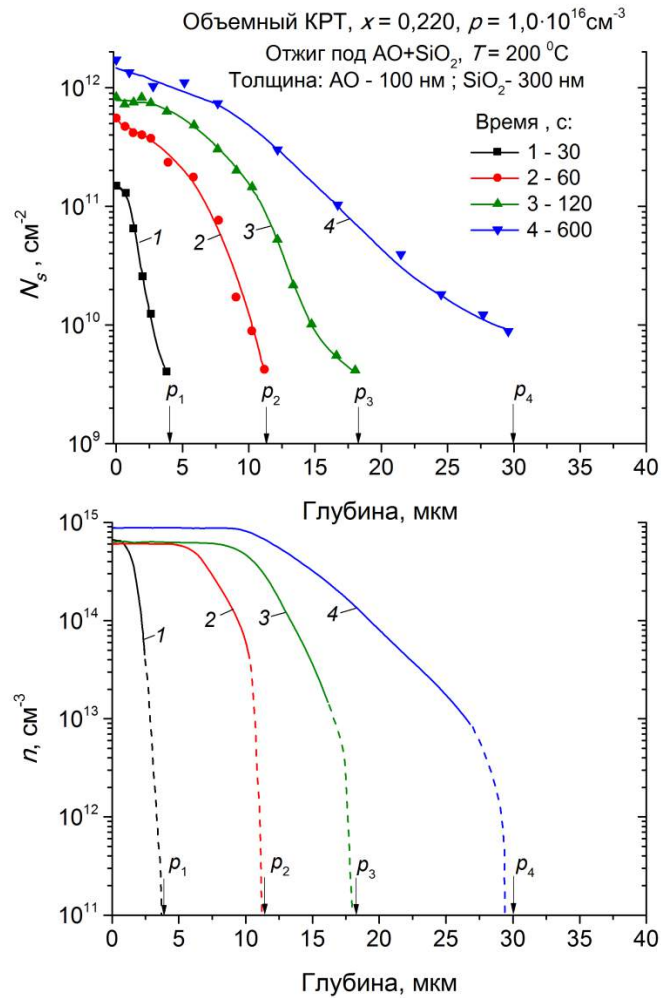


Рисунок 4.7 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s и концентрации электронов n в объемном КРТ p -типа с составом $\chi = 0,22$, отожженном под пленками АО+SiO₂ при температуре 300 °С с различной длительностью: 1 – 30; 2 – 60; 3 – 120; 4 – 600 с. Толщина: АО – 100 нм; SiO₂ – 300 нм. p_1 – p_4 – глубина n -слоя.

Как видно из рисунков 4.6 и 4.7, для всех образцов пространственное распределение объемной концентрации электронов на начальном участке глубиной в несколько микрон имеет постоянное значение $4 \cdot 10^{14}$ – $1 \cdot 10^{15}$ см⁻³, а дальше уменьшается по некоторому закону, близкому по виду к функции $erfc$, математически описывающей процесс диффузии [259]. Подвижность электронов для всех образцов (рисунки 4.6 и 4.7) имела одинаковое значение по глубине n -слоя $\mu_n = (1,5$ – $3,6) \cdot 10^5$ см²·В⁻¹·с⁻¹.

Концентрация и подвижность электронов в n -слое, образовавшемся при термообработке КРТ p -типа под АО и электрофизические параметры КРТ n -типа, получаемым отжигом p -КРТ в насыщенных парах ртути [117], имеют хорошее соответствие между собой. Это, по-видимому,

свидетельствует об одинаковой природе $p \rightarrow n$ конверсии в том и другом случае, а именно за счет диффузии ртути в объем кристалла.

Очень важно иметь в виду то обстоятельство, что для разных образцов объемного p -КРТ, даже близких по исходным параметрам, их физические свойства (флуктуации состава, концентрация остаточных донорных примесей, плотность дислокаций, концентрация вакансий ртути) отличаются. Поэтому результаты отжига под АО при одних и тех же режимах (например, для $T = 200^\circ\text{C}$ и $t = 60$ с на рисунке 4.6 и 4.7) концентрация электронов в n -слое и его глубина несколько различные. Следует учесть и то, что время диффузии ртути при быстром ($t \leq 30$ с) отжиге может быть несколько меньше длительности термообработки за счет некоторого времени, необходимого, по-видимому, для первоначального накопления ртути с началом реакции между анодным кислом и КРТ. Напротив, при длительных отжигах потеря ртути с поверхности КРТ за счет испарения может быть значительной и ее диффузионный источник начнет истощаться, что, во-первых, меняет условие диффузии и, во-вторых, приведет к образованию n -слоя с меньшей глубиной по сравнению с той, которая имела бы место для того же образца за данное время в случае диффузии из постоянного источника, так как количество про— диффундировавшей ртути и, следовательно, заполненных вакансий ртути в объеме p -КРТ при этом стало бы больше.

Результаты исследования глубины n -слоя в зависимости от времени отжига p -КРТ под АО при температуре 200°C , приведенные в таблицах 4.3 и 4.4, подтверждают, что образование слоя с n -типом проводимости носит диффузионный характер и то, что диффузионный источник со временем истощается.

Таблица 4.3

Зависимость глубины n -слоя от времени отжига $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x = 0,210\text{--}0,220$) под АО(100 нм) + SiO₂(300 нм) при температуре 200°C

Время отжига t	Глубина n -слоя d_n , мкм	d_n^2 / t , см ² /с
30 с	$4 \pm 0,5$	$5,4 \cdot 10^{-9}$
60 с	10 ± 1	$1,5 \cdot 10^{-9}$
120 с	16 ± 1	$2,1 \cdot 10^{-9}$
10 мин	27 ± 2	$1,2 \cdot 10^{-9}$
60 мин	50 ± 5	$7,0 \cdot 10^{-9}$
3 ч	90 ± 10	$7,6 \cdot 10^{-9}$

Несмотря на некоторое различие в величинах d_n^2 / t , учитывая изложенное ранее обсуждение, из данных таблицы 4.3 можно полагать, что для глубины n -слоя выполняется диффузионное соотношение $d_n^2 \sim t$.

Таблица 4.4

Зависимость параметров n -слоя от времени отжига $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x = 0,22$, $p = 6,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$)
под АО(90 нм) при температуре 200 °С

Время отжига t	Глубина n -слоя d_n , мкм	Проводимость σ_n , Ом ⁻¹ ·см ⁻¹	Концентрация n , см ⁻³	Подвижность μ_n , см ² ·В ⁻¹ ·с ⁻¹
1	60 ± 5	14,9	$9,3 \cdot 10^{14}$	$1,0 \cdot 10^5$
16	140 ± 10	7,3	$4,4 \cdot 10^{14}$	$1,0 \cdot 10^5$
32	130 ± 10	2,2	$1,3 \cdot 10^{14}$	$1,0 \cdot 10^5$
48	100 ± 10	1,4	$9,3 \cdot 10^{13}$	$9,2 \cdot 10^4$

Как видно из таблицы 4.4, при длительных отжигах ($t > 1$ ч) проводимость n -слоя стала уменьшаться за счет снижения концентрации электронов, а затем начала уменьшаться и глубина d_n . Снижение глубины n -слоя можно объяснить тем, что поступление свободных атомов Hg с поверхности в объем прекращается за счет истощения диффузионного источника вследствие их испарения, что приводит к постепенному исчезновению n -слоя. Об истощении диффузионного источника ртути при длительных отжигах p -КРТ под АО сообщается в работе [115].

Анализ рисунка 4.6 показывает, что с ростом температуры отжига до $T = 275$ °С глубина n -слоя растет, а при $T = 300$ °С она значительно уменьшается. Для слоевой концентрации электронов наблюдается существенный рост до $T = 225$ °С, затем наступает насыщение и при $T = 300$ °С – снижение. Рост глубины n -слоя и, следовательно, величины слоевой концентрации электронов обусловлен ускорением диффузии ртути при $T > 175$ °С. Уменьшение же концентрации электронов и глубины d_n при температуре 300 °С происходит за счет интенсивного испарения ртути.

Учитывая кратковременность отжига (рисунок 4.6), в интервале температур 200–275 °С можно пренебречь испарением ртути, тогда диффузионный источник в приповерхностном слое будем считать неограниченным и бесконечно тонким (по сравнению с глубиной n -слоя). Воспользуемся моделью диффузии ртути из бесконечно тонкого неограниченного источника и уравнением для определения коэффициента диффузии ртути (D_{Hg}) методом n - p перехода ([259, стр. 189]):

$$\frac{d_n^2}{4D_{\text{Hg}}t} = \ln \left(\frac{N_s p}{n_i^2 \sqrt{\pi D_{\text{Hg}} t}} \right), \quad (9.1)$$

где n_i – собственная концентрация носителей в p -КРТ, которая для исследуемых образцов ($x = 0,22$, $p = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) имела значение $3 \cdot 10 \text{ см}^{-3}$. Величины N_s и d_n брались из экспериментальных данных, которые приведены на рисунках 4.6 и 4.7 Уравнение (4.1) решалось методом последовательных приближений. Результаты расчета величин D_{Hg} в температурном интервале 200–275 °С

представлены на рисунке 4.8.

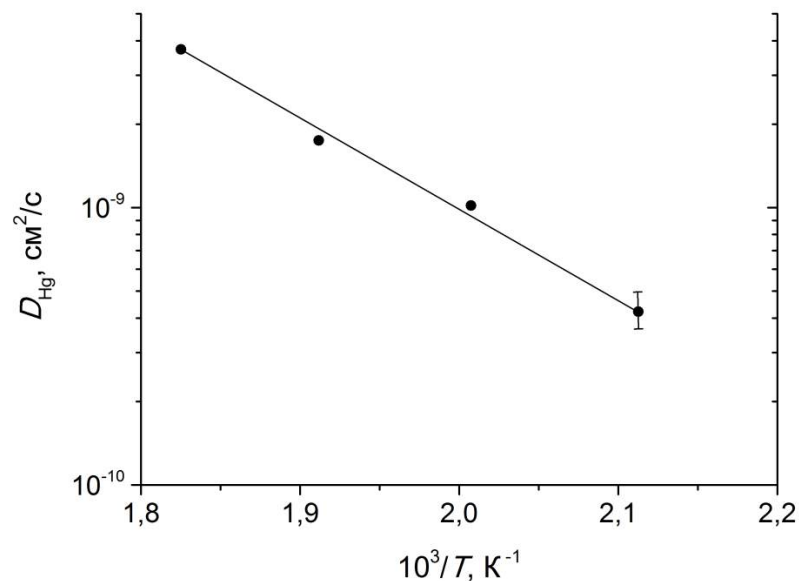


Рисунок 4.8 – Температурная зависимость коэффициента диффузии ртути D_{Hg} при отжиге объемного КРТ p -типа с составом $x = 0,22$ под анодным окислом.

Как следует из рисунка 4.8, зависимость коэффициента диффузии ртути от температуры имеет активационный вид:

$$D_{\text{Hg}} = 3,5 \cdot 10^{-3} \exp\left(-\frac{0,65 \text{ эВ}}{kT}\right) \frac{\text{см}^2}{\text{с}}. \quad (9.2)$$

Величина $D_{\text{Hg}} > 10^{-9} \text{ см}^2/\text{с}$ наблюдается при высокой температуре ($T > 250^\circ\text{C}$) отжига p -КРТ под АО. Как было показано в разделе 3.3.2, глубокий n^- -слой в n^+-n^-p структуре, создаваемый на p -КРТ в процессах имплантации низкоэнергетичных ионов В^+ при комнатной температуре, имеет такие же электрофизические параметры, как и n -слой, получаемый отжигом под АО, что вероятнее всего, указывает на то, что механизм $p \rightarrow n$ конверсии в обоих процессах одинаковый. Мы предполагали, что в процессе ионной имплантации активация “быстрой” диффузии генерированных междоузельных атомов ртути происходит за счет радиационного воздействия и возбуждения электронной подсистемы кристалла.

Таким образом, видно, насколько эффективен процесс нетермического конвертирования p -КРТ в n -тип при низкоэнергетической имплантации легких ионов, когда не нужно создавать специальных условий для защиты кристалла от потери ртути, в отличие от длительных отжигов под анодным окислом или в парах Hg [21, 116, 117]. Например, по данным работы [116] отжиг p -КРТ при $T = 270^\circ\text{C}$ в течение 4 недель в откачанной кварцевой ампуле со ртутью, количество которой достаточно для создания насыщенной атмосферы, конвертирует в n -тип образец с толщиной 1 мм на глубину 300 мкм, при этом концентрация электронов в n -слое имеет значение $(2-7) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, которая определяется остаточными донорными примесями. Глубина конверсии при отжиге

p -КРТ под анодным окислом лимитируется истощением диффузионного источника, к тому же при этом происходит не всегда желательное изменение стехиометрии поверхности образца.

Приведенная в выражении (4.2) энергия активации ($E_a = 0,65$ эВ) диффузии ртути при отжиге p -КРТ под АО несколько меньше, чем величины $E_a = 0,95$ эВ и $1,01$ эВ, полученные соответственно в работах [116] и [117] при отжиге кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа в парах Hg. Возможно, при нагреве образца под анодным окислом, диффузионный источник ртути, создаваемый непосредственно в поверхностном слое при химическом взаимодействии, способствует быстрой миграции атомов Hg в глубь образца, в то время как при отжиге в парах ртути, атомам Hg необходимо преодолеть поверхностный потенциальный барьер (для этого нужна дополнительная энергия), чтобы проникнуть в объем.

Отметим, что приповерхностный слой КРТ p -типа на границе раздела с АО без отжига инвертирует в n -тип, который исчезает после удаления анодного окисла, что свидетельствует о наличии большого встроенного положительного заряда в анодном окисле [451].

Таким образом, обнаруженное различие в величинах состава x , определенных методами РОР и оптического отражения, связывается с появлением в междоузлиях решетки $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ избыточной ртути, которая образуется в результате химических реакций на границе раздела АО–КРТ. Выделившаяся ртуть замещает атомы Cd с образованием фазы HgTe, а также накапливается в свободном состоянии. Приповерхностный слой КРТ толщиной ~ 20 нм с накопленной междоузельной ртутью является ограниченным диффузионным источником. В процессе отжига междоузельные атомы Hg диффундируют в объем полупроводника, что приводит к $p \rightarrow n$ конверсии типа проводимости. Электрофизические свойства n -слоя, образовавшегося при отжиге $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа под АО, соответствуют литературным данным для концентрации и подвижности электронов в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ n -типа, получаемым отжигом под давлением паров ртути.

4.1.2. Маскирующие свойства анодного окисла, выращенного на МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

В отличие от объемных кристаллов КРТ и ЖФЭ КРТ, в которых состав однороден по всей толщине образца, гетероэпитаксиальные слои КРТ, выращенные методом МЛЭ, имеют верхний варизонный слой. Очевидно, что стехиометрия анодного окисла на ГЭС КРТ МЛЭ будет отличаться от АО на объемном КРТ и ЖФЭ КРТ, что может сказаться и на его маскирующих свойствах при постимплантационных активационных отжигах.

С целью исследования маскирующих свойств анодного окисла на ГЭС КРТ МЛЭ в интервале температур $T = 200\text{--}250$ °С, пластина ГЭС КРТ МЛЭ n -типа ($x_s/x = 0,42/0,230$, $n = 5,8 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, $\mu_n = 8,5 \cdot 10^4$ см $^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$), половина которой была покрыта АО толщиной 200 нм, была

отожжена в двухступенчатом режиме $215\text{ }^{\circ}\text{C}/72\text{ ч} + 200\text{ }^{\circ}\text{C}/24\text{ ч}$. После отжига обе части ГЭС КРТ МЛЭ были разрезаны на образцы.

Измерения электрофизических параметров, показали, что как непокрытые, так и покрытые анодным окислом образцы ГЭС КРТ МЛЭ конвертировались из n - в p -тип с концентрацией дырок $(7,6\text{--}13,0) \cdot 10^{15}\text{ см}^{-3}$ и их подвижностью $530\text{--}550\text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Затем часть этих образцов, как маскированных на первом отжиге анодным окислом (окисел не удалялся), так и без анодного окисла, повторно отжигались в двухступенчатом режиме $250\text{ }^{\circ}\text{C}/2\text{ ч} + 200\text{ }^{\circ}\text{C}/22\text{ ч}$. После отжига концентрация дырок в данных образцах увеличилась до $(2,1\text{--}2,7) \cdot 10^{16}\text{ см}^{-3}$, а подвижность уменьшилась до $300\text{--}380\text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Такое увеличение концентрации дырок как в покрытых, так и непокрытых АО образцах ГЭС КРТ МЛЭ свидетельствует, что маскирующие свойства толстого анодного окисла ухудшаются в процессе длительного отжига при $T = 200\text{--}215\text{ }^{\circ}\text{C}$ на первом этапе и проводить последующие отжики при более высокой температуре не следует.

На образцах ГЭС КРТ МЛЭ, отоженных в p -тип на первом этапе без покрытия, был выращен АО толщиной 100 и 200 нм и проведен повторный отжиг при $T = 200\text{ }^{\circ}\text{C}$ в течение 10 минут, а также двухступенчатый отжиг $250\text{ }^{\circ}\text{C}/2\text{ ч} + 200\text{ }^{\circ}\text{C}/22\text{ ч}$. Результаты холловских измерений методом “спектра подвижности” (см. раздел 2.2.3) представлены на рисунке 4.9.

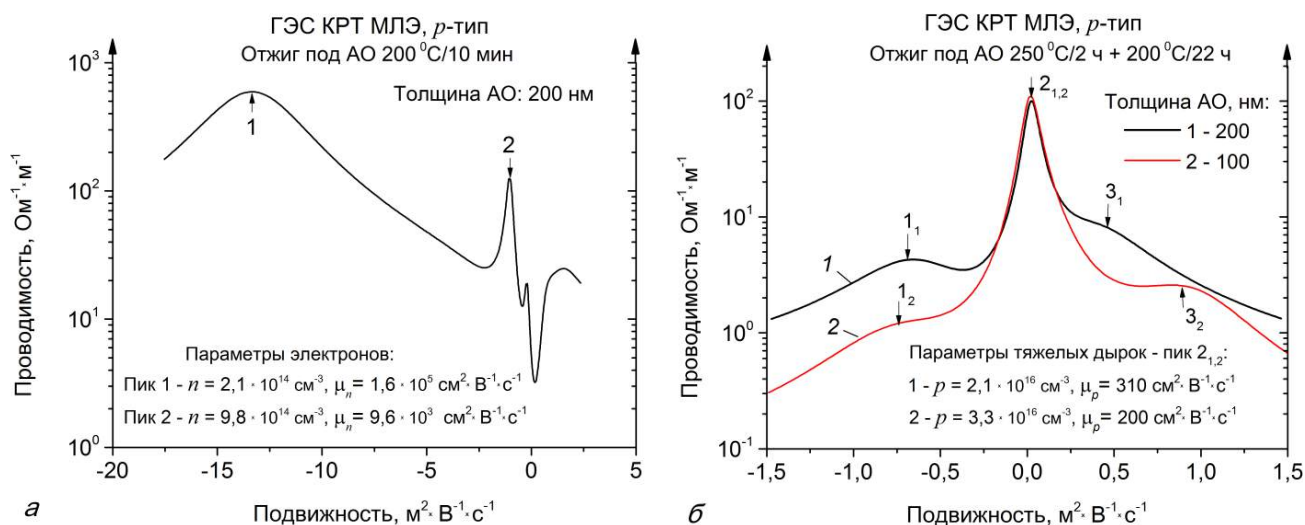


Рисунок 4.9 – Спектры подвижности ГЭС КРТ МЛЭ p -типа после отжига под АО при различных режимах: a – $200\text{ }^{\circ}\text{C}/10\text{ мин}$; b – $250\text{ }^{\circ}\text{C}/2\text{ ч} + 200\text{ }^{\circ}\text{C}/22\text{ ч}$. Толщина АО: a – 200; b – 200 (кривая 1) и 100 (кривая 2) нм.

Образец, который отжигался при $T = 200\text{ }^{\circ}\text{C}$ в течение 10 минут (рисунок 4.9, a), заново конвертировался в n -тип. Основной вклад в проводимость дают электроны (пик 1) с $n = 2,1 \cdot 10^{14}\text{ см}^{-3}$, $\mu_n = 1,6 \cdot 10^3\text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ и $\tau = 3\text{ мкс}$. Пик 2 на рисунке 4.9, a , вероятнее всего, связан с низкоподвижными электронами на поверхности, в которой нарушена стехиометрия структуры, либо

на границе с буферным слоем [452, 453]. Конверсия ГЭС КРТ МЛЭ из *p*- в *n*-тип при кратковременном низкотемпературном отжиге под АО полностью соответствует результатам отжига под АО объемных кристаллов *p*-КРТ (см. раздел 4.1.1). Механизм конверсии из *p*- в *n*-тип обусловлен диффузией ртути, которая высвобождается при химических реакциях на границе раздела АО-КРТ. С увеличением времени отжига (до 4 суток) наступает истощение этого диффузионного источника ртути, и начинается обратный процесс испарения ртути из образца сквозь анодный окисел и происходит компенсация электронной проводимости за счет образования вакансий ртути и образец снова конвертирует в *p*-тип. Но при этом маскирующие свойства анодного окисла от интенсивного испарения ртути из ГЭС КРТ МЛЭ при температуре $T = 200\text{ }^{\circ}\text{C}$ сохраняются. Процесс истощения диффузионного источника ртути при отжигах КРТ под АО можно ускорить, если ввести первоначальный кратковременный отжиг при $T = 250\text{ }^{\circ}\text{C}$, а затем перейти к низкотемпературной стадии при $T = 200\text{ }^{\circ}\text{C}$. Тогда повторной конверсии в *n*-тип не происходит. Действительно, двухступенчатый отжиг (рисунок 4.9, б) ГЭС КРТ МЛЭ сохранил *p*-тип проводимости. Основной вклад в проводимость дают тяжелые дырки (пик $2_{1,2}$ на рисунке 4.9, б), пики 3_1 и 3_2 соответствует легким дыркам, а пики 1_1 и 1_2 – электронам. Холловские измерения при послойном травлении с шагом 2 мкм показали, что электрофизические свойства рабочего слоя ГЭС КРТ МЛЭ однородны по глубине структуры.

Изменение состава поверхности после отжига под анодным окислом исследовалось на ГЭС КРТ МЛЭ ($x_s/x = 0,34/0,210$) методом оптического отражения, как это было сделано для объемного КРТ (рисунок 4.4). Контрольный исходный образец ГЭС КРТ МЛЭ с выращенным АО не отжигался. После снятия окисла на обоих образцах измерялись спектры отражения, и определялся состав. Затем на них периодически выращивался АО толщиной от 20 до 200 нм для контролируемого удаления приповерхностного слоя и по спектрам отражения строились профили состава, которые представлены на рисунке 4.10. Как видно из рисунка 4.10 после анодного окисления в исходном образце состав варизонного слоя на глубине 0,2 мкм сохранился, а после отжига под АО уменьшился до величины $x = 0,085$. На глубине 0,3 мкм состав отожженного образца вернулся к исходному значению состава в варизонном слое, переходящим в рабочий слой с составом $x = 0,210$ на глубине 0,5 мкм. Именно эта область толщиной порядка 100 нм пониженного состава x и является диффузионным источником ртути, ответственным за конверсию из *p*- в *n*-тип при отжигах *p*-КРТ под АО.

Этот слой пониженного состава после отжига легко удаляется последующим анодным окислением (или травлением) с восстановлением состава в верхнем варизонном слое, поскольку при выращивании гетероэпитаксиальных слоев КРТ методом МЛЭ можно формировать варизонные слои требуемого профиля состава.

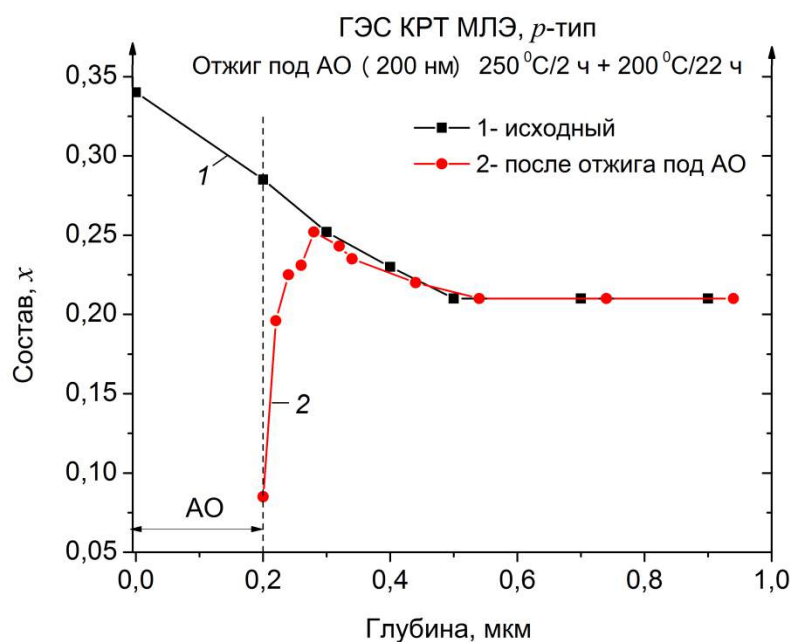


Рисунок 4.10 – Профиль состава в ГЭС КРТ МЛЭ до и после отжига под анодным окислом в двухступенчатом режиме: 250 °C/2 ч + 200 °C/22 ч. Толщина АО – 200 нм.

Таким образом, анодный окисел, выращенный на ГЭС КРТ МЛЭ *p*-типа, можно использовать в качестве капсулирующего покрытия при низкотемпературных постимплантационных активационных отжигах без существенного изменения, как исходных электрофизических параметров структур, так и состава верхнего варизонного слоя.

4.2. Отжиг структурных нарушений и электрически активных радиационных дефектов донорного типа

Как было показано в разделе 1.1.2, структурные дефекты в решетке КРТ, созданные в процессе имплантации легких ионов B^+ , отжигаются в основном при температуре 250–300 °C, что подтверждают и наши исследования методом дифракции быстрых электронов (см. раздел 3.3.1.1). Однако в литературе нет данных по распределению структурных нарушений по глубине КРТ, имплантированного тяжелыми ионами. Метод оптического отражения позволяет определять распределение структурных нарушений по глубине ионно-имплантированного КРТ (см. рисунки 3.24 и 3.25).

На рисунке 4.11 представлены измеренные методом оптического отражения распределения по глубине радиационных нарушений в кристалле $Cd_xHg_{1-x}Te$ с составом $x = 0,21–0,22$, имплантированного тяжелыми ионами P^+ с энергией 50 и 200 кэВ дозами $1 \cdot 10^{14}–1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ и отождествленного при температуре 250 °C в течение 30 мин под пленкой SiO_2 толщиной 45 нм.

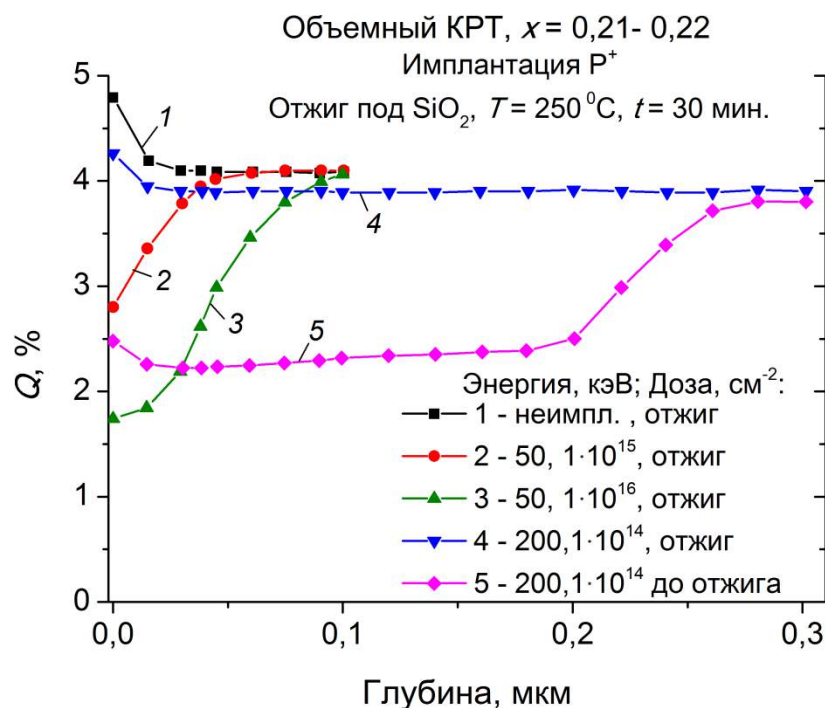


Рисунок 4.11 – Распределение по глубине параметра Q в объемном p -КРТ с составом $x = 0,21-0,22$, имплантированном ионами P^+ с энергией 50(2, 3) и 200(4, 5) кэВ. Доза: 1 – исходный; 2 – $1 \cdot 10^{15}$; 3 – $1 \cdot 10^{16}$; 4, 5 – $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. (1–4) – постимплантационный отжиг под SiO_2 (45 нм) при $T = 250^\circ C$ в течение 30 мин, 5 – до отжига.

Как видно из рисунка 4.11, кривая 5, при энергии ионов P^+ 200 кэВ и дозе $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ в неотожженном КРТ радиационные дефекты структуры наблюдаются вплоть до глубины ~ 260 нм. После отжига для данных режимов имплантации ионов P^+ кристаллическая структура восстановилась (рисунок 4.11, кривая 4). В случае имплантации ионов P^+ с энергией 50 кэВ большими дозами $1 \cdot 10^{15}$ и $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ структурные нарушения не отождились, причем с ростом дозы в процессе ионной бомбардировки профиль дефектов продвигается вглубь КРТ (рисунок 4.11, кривые 2 и 3), тогда как при имплантации легких ионов B^+ с энергией 135 кэВ дозой $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ отжиг при $T = 250^\circ C$ восстанавливает кристаллическую структуру (см. рисунок 3.18, e). Таким образом, из данных приведенных на рисунках 3.18 и 4.11 можно сделать вывод, что кинетика отжига структурных нарушений существенно зависит от массы и дозы ионов, то есть от исходного уровня генерированных ионной бомбардировкой структурных дефектов в решетке КРТ. Повышение температуры отжига больше, чем $T = 250^\circ C$ под маской SiO_2 нецелесообразно, поскольку, как было показано в разделе 4.1, ртуть начинает интенсивно испаряться через данное покрытие.

Рассмотрим кинетику отжига радиационных донорных дефектов при имплантации ионов B^+ в объемный КРТ p -типа.

Донорные дефекты в КРТ, имплантированном ионами В⁺ дозами $(1-5) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, отжигаются уже при температуре 100 °С. Полный отжиг *n*-слоя, полученного имплантацией $1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ионов В⁺, происходит при температуре 225 °С. В таблице 4.5 приведены результаты отжига в случае имплантации малых и больших доз ионов бора.

Таблица 4.5

Влияние режимов отжига на параметры *n*-слоя, полученного имплантацией* различных доз ионов В⁺ с энергией 150 кэВ в объемный КРТ (1) и ЖФЭ КРТ (2) *p*-типа
($x = 0,22$, $p_1 = 6,0 \cdot 10^{15}$, $p_2 = 9,1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$)

Доза, см^{-2}	Образец	Режим отжига		До отжига		После отжига	
		T, °С	t, ч	$N_s, \text{см}^{-2}$	$\mu_{n \text{ эфф.}}, \text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	$N_s, \text{см}^{-2}$	$\mu_{n \text{ эфф.}}, \text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$
$1 \cdot 10^{11}$	1	100	1	$8,3 \cdot 10^{12}$	$8,2 \cdot 10^3$	$2,0 \cdot 10^{12}$	$1,8 \cdot 10^4$
	2			$1,2 \cdot 10^{13}$	$8,3 \cdot 10^3$	$3,2 \cdot 10^{12}$	$1,6 \cdot 10^4$
$5 \cdot 10^{11}$	1	100	1	$2,0 \cdot 10^{13}$	$8,1 \cdot 10^3$	$3,8 \cdot 10^{12}$	$2,1 \cdot 10^4$
	2			$2,7 \cdot 10^{13}$	$6,0 \cdot 10^3$	$5,3 \cdot 10^{12}$	$1,7 \cdot 10^4$
$1 \cdot 10^{12}$	1	225	1	$2,6 \cdot 10^{13}$	$8,0 \cdot 10^3$	<i>p</i> -тип с исходными параметрами	
	2			$3,4 \cdot 10^{13}$	$7,3 \cdot 10^3$		
$1 \cdot 10^{15}$	1	235	4	$5,4 \cdot 10^{13}$	$1,0 \cdot 10^4$	$1,3 \cdot 10^{13}$	$1,4 \cdot 10^4$
	2			$3,1 \cdot 10^{13}$	$6,0 \cdot 10^3$	$2,3 \cdot 10^{13}$	$1,2 \cdot 10^4$

Примечание*: имплантация проводилась через пленку SiO₂ толщиной 100 нм, которая служила маской при отжиге.

Как видно из таблицы 4.5, все отжики приводят к снижению слоевой концентрации и увеличению эффективной подвижности электронов. Более длительная термообработка (4 часа) при $T = 235 \text{ °С}$ оказалась менее эффективная для отжига *n*-слоя, полученного внедрением $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ионов В⁺, чем меньшие время и температура в случае малых доз.

На рисунке 4.12, *a*, *б* представлены зависимости параметров *n*-слоя от температуры изохронного отжига в течение $t = 1$ часа под пленкой SiO₂ (200 нм) образцов объемного КРТ, ЖФЭ КРТ и ГЭС КРТ МЛЭ с различной концентрацией дырок, имплантированных ионами В⁺ с энергией 135–150 кэВ в интервале доз $5 \cdot 10^{12}$ – $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Пленка SiO₂ наносилась на образцы объемного и ЖФЭ КРТ при $T = 100 \text{ °С}$ после ионной имплантации. Измерение параметров *n*-слоя после каждой ступени часового отжига проводилось без снятия окисла, так как для контактирования к поверхности КРТ были оставлены небольшие по размеру окна по сравнению с площадью исследуемого образца. Поэтому влияние более интенсивного испарения ртути с открытой поверх-

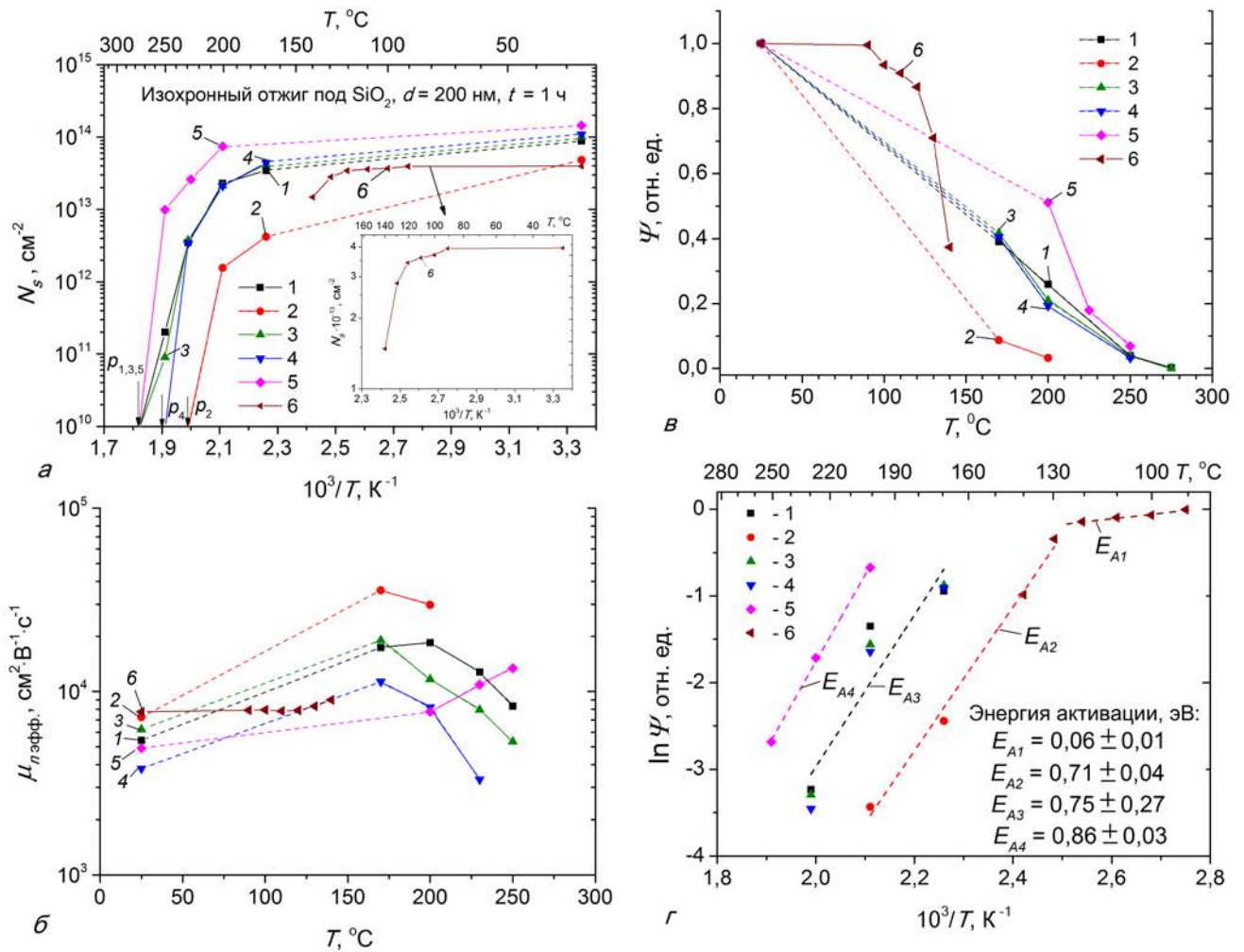


Рисунок 4.12 – Зависимость слоевой концентрации N_s (а), эффективной подвижности электронов $\mu_{n\text{эфф.}}$ (б), относительного изменения слоевой концентрации Ψ (в) и $\ln \Psi$ (г) от температуры изохронного отжига в течение $t = 1$ часа под пленкой SiO_2 (200 нм) образцов объемного КРТ (1, 2, 5), ЖФЭ КРТ (3, 4) и ГЭС КРТ МЛЭ (6) p -типа ($x = 0,22$), имплантированных ионами B^+ с энергией 150 (1– 4, 6) и 135 кэВ (5). Доза: 1, 3, 4 – $5 \cdot 10^{13}$; 2 – $5 \cdot 10^{12}$; 5 – $5 \cdot 10^{14}$; 6 – $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Исходная концентрация дырок p в образцах: 1, 2 – $6,0 \cdot 10^{15}$; 3 – $9,1 \cdot 10^{15}$; 4 – $1,1 \cdot 10^{17}$; 5 – $6,8 \cdot 10^{15}$; 6 – $8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Стрелками p_1 – p_5 (а) указаны температуры полного отжига n -слоя. Штрихпунктирные линии E_{A1} – E_{A4} (г) – Аррениусовские кривые и соответствующие энергии активации отжига донорных центров.

ности на параметры n -слоя, лежащего под маской, в данном эксперименте не учитывалось. Образцы ГЭС КРТ МЛЭ отжигались в температурном интервале 90–140 °С без покрытия.

Из рисунка 4.12, а видно, что исходная слоевая концентрация электронов при дозах $5 \cdot 10^{13}$ – $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ у объемного КРТ и ЖФЭ КРТ была на уровне максимума $\sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$. У ГЭС КРТ МЛЭ для дозы $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ исходная величина $N_s = 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, а у объемного КРТ для дозы $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ – $N_s = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Введем безразмерный параметр относительной концентрации

$\Psi_i = N_{si} / N_s$, где N_s и N_{si} – слоевые концентрации электронов в имплантированном образце до отжига и после i -й стадии изохронного отжига соответственно [132]. Построим зависимости $\Psi(T)$, которые представлены на рисунке 4.12, в. Как видно из рисунка 4.12, в отжиг при $T = 170$ °С уменьшил величину N_s для дозы $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ примерно на 60 % (кривые 1, 3, 4), тогда как при меньшей на порядок дозе $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ снижение N_s более сильное на 90 % (кривая 2). Для дозы $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ снижение величины N_s на 50 % произошло при температуре 200 °С (кривая 5). Резкое уменьшение слоевой концентрации электронов происходит при $T > 200$ °С, а полный отжиг в зависимости от дозы и концентрации дырок в p -КРТ наступает при 225–275 °С. Чем меньше доза и больше величина исходной концентрации дырок в образцах, тем ниже температура полного отжига n -слоя.

Поведение эффективной подвижности с ростом температуры более сложное (рисунок 4.12 в). Уменьшение μ_n эфф. при $T > 200$ °С связано, по-видимому, с исчезновением слаболегированного n -слоя с высокой подвижностью электронов, который мог сформироваться на первоначальной стадии отжига при диффузионной разгонке смещенной ртути ([57]).

Отжиг радиационных дефектов характеризуется некоторой энергией активации (ΔE_a), которая входит в выражение для кинетики отжига комплексов дефектов [33, с. 114]:

$$\frac{dn_l}{dt} = -n_l \nu_l \exp\left(-\frac{\Delta E_a}{kT}\right),$$

где n_l – концентрация данных комплексов, ν_l – частота тепловых колебаний. Предположим, что электрически активные донорные дефекты также отжигаются по активационному механизму и для зависимости величины N_s от температуры отжига выполняется соотношение

$$N_s = A \exp\left(-\frac{E_A}{kT}\right),$$

где E_A – энергия активации отжига донорных дефектов. На рисунке 4.12 г представлены зависимости $\ln \Psi(T^{-1})$, которые имеют Аррениусовский вид, и из которых получены соответствующие величины энергии активации $E_{A1} - E_{A4}$ отжига донорных центров, приведенные на данном рисунке. В области низких температур $T \leq 120$ °С энергия активации имеет очень маленькую величину $E_{A1} = 0,06 \pm 0,01$ эВ, свидетельствующую, на наш взгляд, о том, что на этой стадии отжигаются самые термически неустойчивые простейшие донорные дефекты (In_g), не связанные в сложные примесно-дефектные комплексы, количество которых составляет порядка 10 % от общей концентрации дефектов. При повышении температуры отжига энергия активации существенно увеличивается до $E_{A2} = 0,71 \pm 0,04$ эВ, когда начинают отжигаться более устойчивые сложные комплексы дефектов. С ростом дозы ионов бора для отжига донорных центров нужны более высокие температуры и энергия активации $E_{A3} = 0,75 \pm 0,27$ эВ для дозы ионов $\text{B}^+ 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и E_{A4}

$= 0,86 \pm 0,03$ эВ – для дозы $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, при больших дозах донорные примесно-дефектные комплексы остаются устойчивыми вплоть до $T = 250$ °С, а потом при $T = 275$ °С они исчезают.

Таким образом, учитывая различный характер отжига n -слоя при низких и высоких температурах в случае как малых, так и больших доз ионов B^+ , можно предположить, что наиболее быстро отжигаются точечные дефекты донорного типа (I_{Hg}), а для отжига термически стабильных донорных примесно-дефектных комплексов нужны большие температуры ($T > 200$ °С [292]).

Отметим, что полученные нами результаты по величине энергии активации отжига донорных центров в ионно-имплантированном бором КРТ при $T = 90\text{--}130$ °С ($E_A = 0,06$ эВ) существенно отличаются от данных, полученных в работах [454, 455], в которых показано, что при электронном и протонном облучении КРТ энергия активации отжига радиационных донорных дефектов при температуре $100\text{--}130$ °С составляет $E_A = 1,4\text{--}1,8$ эВ. Гораздо меньшая энергия активации отжига донорных центров при ионной имплантации КРТ свидетельствует, на наш взгляд, о разном энергетическом положении вводимых донорных дефектов для различных радиационных обработок: локальные деформации и вызванные ими напряжения кристаллической решетки вокруг протяженных дефектов, создаваемых имплантацией ионов B^+ , значительно понижают энергетический барьер отжига простейших донорных дефектов, не связанных в сложные примесно-дефектные комплексы, тогда как электронное и протонное облучения вводят преимущественно точечные дефекты, без крупных структурных нарушений, что повышает энергетический барьер отжига дефектов.

Экспериментальные данные по быстрому ($t = 10$ с) отжигу n -слоя на ЖФЭ КРТ p -типа, представленные на рисунке 4.13 показывают, что уже на начальной стадии термообработки происходит значительное уменьшение концентрации носителей заряда, связанное, по-видимому, именно с отжигом точечных дефектов. Так же, как и на рисунке 4.12, видно две области с сильно различающимися энергиями активации отжига донорных центров: низкотемпературная область $T < 150$ °С с $E_{A1} = 0,01$ эВ и высокотемпературная область $T = 150\text{--}250$ °С с $E_{A2} = 0,12$ эВ.

Так как увеличение времени выдержки при $T = 200$ °С до 1 часа снизило величину N_s еще только в два раза (до $6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$), то можно предположить, что на этой стадии отжигаются более стабильные электрически активные примесно-дефектные комплексы, поскольку при внедрении ионов B^+ дозой $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, равной дозе $D(N_s^{\max})$, количества атомов примеси достаточно для их формирования. То, что активации атомов бора при этом еще не произошло, показывает исчезновение n -слоя в процессе отжига данного образца под SiO_2 при $T = 250$ °С в течение 1 часа.

Изотермический отжиг длительностью до 40 часов при температуре $225\text{--}235$ °С, результаты которого представлены на рисунке 4.14 проводился на образцах объемного КРТ и ЖФЭ КРТ p -типа с различной исходной концентрацией дырок, имплантированных ионами B^+ с энергией 150 кэВ в интервале доз $1 \cdot 10^{12}\text{--}1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$.

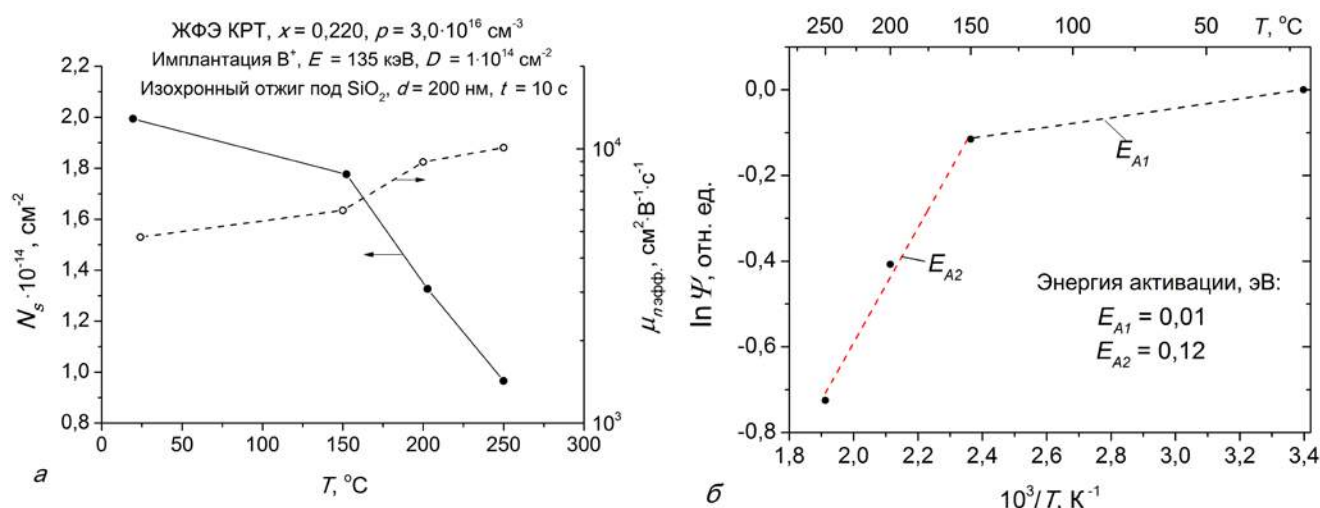


Рисунок 4.13 – Зависимость слоевой концентрации N_s и эффективной подвижности электронов $\mu_{n \text{ эфф.}}$ (а) и логарифма относительного изменения слоевой концентрации $\ln \Psi$ (б) от температуры быстрого изохронного отжига в течение 10 с под пленкой SiO_2 (200 нм) образца ЖФЭ КРТ p -типа ($x = 0,22$), имплантированного ионами B^+ с энергией 135 кэВ дозой $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. E_{A1} , E_{A2} (б) – Аррениусовские кривые и соответствующие энергии активации отжига донорных центров.

Как видно из рисунка 4.14, для маленькой дозы $1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ n -слой у всех образцов (рисунок 4.14, а, б, в) отжигается в течение первого часа, причем у образца ЖФЭ КРТ с большой исходной концентрацией дырок $1,1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ также отжигается и n -слой, сформированный дозой $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. В течение второго часа у образцов с $p < 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (рисунок 4.13, а, б) донорные центры отождились и для дозы $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, однако при последующем отжиге в интервале $t = 2\text{--}5$ часов n -слой восстанавливался, что, вероятнее всего, связано с электрической активацией атомов бора. При увеличении времени отжига до 8 часов снижение слоевой концентрации электронов (рисунок 4.14, а, б, кривая 2), возможно, связано с ростом концентрации вакансий ртути в приповерхностном слое из-за ее ухода через SiO_2 (см таблицу 4.1, рисунок 4.2), что приводит к более заметной частичной компенсации n -слоя. С компенсацией небольшого количества электрически активных атомов бора вакансиями ртути, концентрация которых растет вблизи поверхности за счет испарения атомов Hg через маску SiO_2 , возможно, связано и отсутствие n -слоя за счет активации атомов бора при полном отжиге дефектов донорного типа в интервале температур $250\text{--}275^\circ\text{C}$ в процессе изохронного отжига (рисунок 4.12).

Для больших доз $1 \cdot 10^{14}$ и $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ у образца ЖФЭ КРТ с $p = 1,1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ полный отжиг n -слоя произошел, в течение 5 и 30 часов соответственно, в то же время у образца ЖФЭ КРТ с концентрацией дырок $9,1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ для данных доз произошла стабилизация величины N_s , по-видимому, за счет активации бора, однако у объемного КРТ с $p = 6,0 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ для дозы $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$

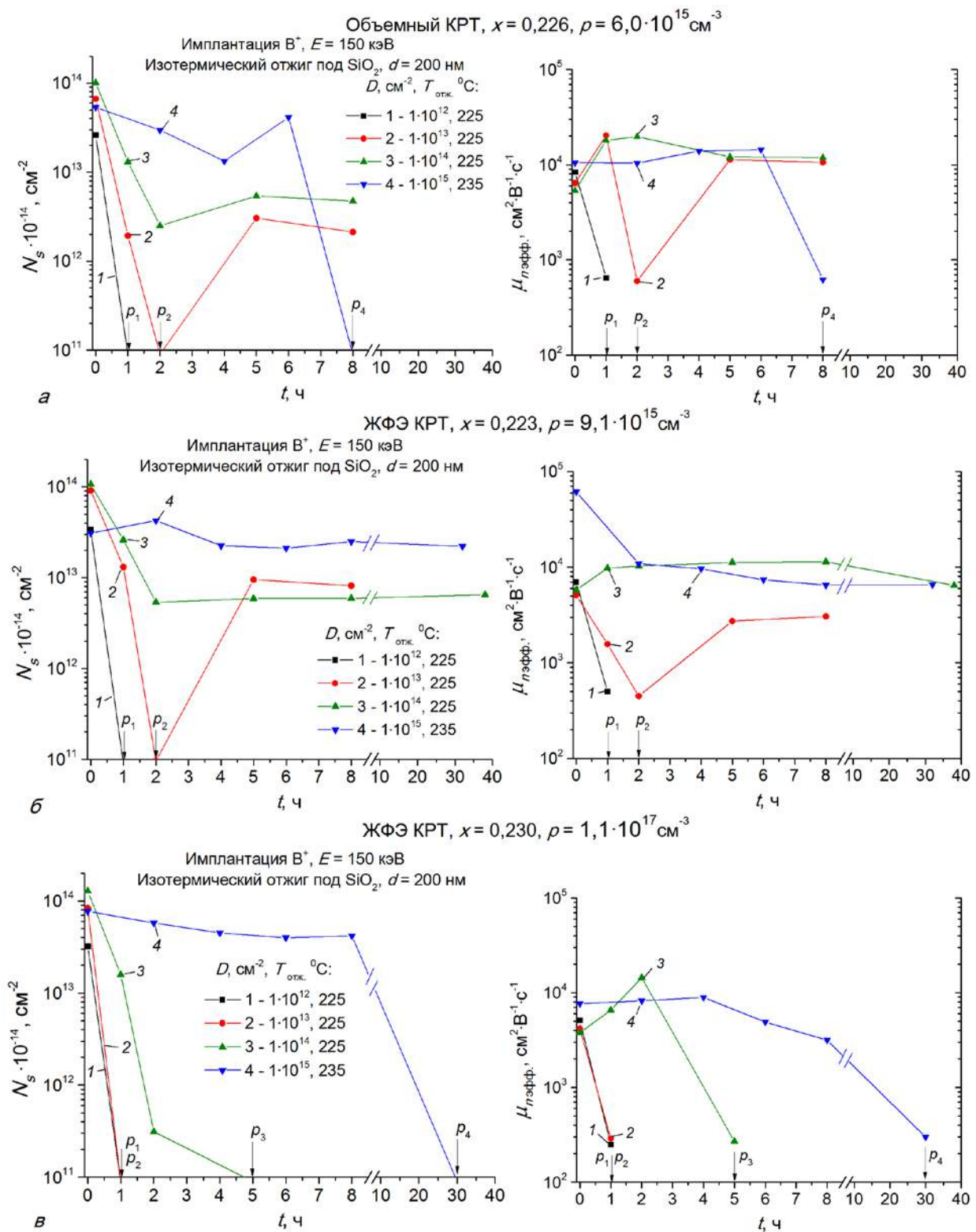


Рисунок 4.14 – Зависимость слоевой концентрации N_s и эффективной подвижности электронов $\mu_{n \text{ эфф.}}$ (а, б, в), от времени изотермического отжига при $T = 225\text{--}235^\circ\text{C}$ под пленкой SiO_2 (200 нм) образцов объемного КРТ (а) и ЖФЭ КРТ (б, в) p -типа ($\chi = 0,22\text{--}0,23$) с различной исходной концентрацией дырок, имплантированных ионами B^+ с энергией 150 кэВ дозами: 1 – $1 \cdot 10^{12}$; 2 – $1 \cdot 10^{13}$; 3 – $1 \cdot 10^{14}$; 4 – $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Концентрация дырок: а – $6,0 \cdot 10^{15}$; б – $9,1 \cdot 10^{15}$; в – $1,1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Стрелками $p_1\text{--}p_4$ указаны температуры полного отжига n -слоя.

после 8 часов отжига n -слой сохранился, а для дозы $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ он исчез (рисунок 4.14, *а*). На вопрос, произошел ли полный отжиг электрически активных дефектов в образце ЖФЭ КРТ с $p = 9,1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (рисунок 4.14, *б*) для больших доз в отсутствие данных по имплантации инертных ионов (эти эксперименты мы рассмотрим далее), ответ дать трудно. Но тот факт, что в образце ЖФЭ КРТ с $p = 1,1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (рисунок 4.14, *в*) n -слой отжигается полностью для всех доз ионов В^+ , возможно, косвенно подтверждает наше предположение. В данном образце исходно присутствует большая концентрация вакансий ртути, которые полностью компенсируют частично активированные атомы бора. То есть, если в этом образце имели место полный отжиг электрически активных дефектов донорного типа и активация некоторой части внедренных атомов бора, то их концентрации все же было недостаточно для компенсации акцепторов (V_{Hg}). Таким образом, отсюда можно сделать заключение, что в случае внедрения 10^{14} см^{-2} ионов В^+ (концентрация атомов бора в максимуме распределения по глубине по данным ВИМС (см. рисунок 3.2) имеет значение $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) эффективность их электрической активации в КРТ в процессе отжига при $T = 225^\circ \text{C}$, по крайней мере, не превышает 3 %. Об этом косвенно свидетельствует (поскольку нет данных о полном отжиге дефектов донорного типа) уровень стабилизации величины N_s при постимплантационном отжиге КРТ с $p < 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (рисунок 4.14, *а, б*).

4.3. Экспериментальное подтверждение модели формирования n^+-n^-p структуры за счет диффузии ртути

Как мы знаем (раздел 1.1.5), постимплантационный отжиг КРТ, исходный p -тип проводимости которого обусловлен вакансиями ртути, в определенных условиях приводит к формированию n^+-n^-p структуры. Эксперименты, проведенные в работах [57, 247] по отжигу при $T = 200^\circ \text{C}$ неимплантированного КРТ в парах Hg и имплантированных ионами В^+ образцов – в азоте, в некоторой степени подтверждают выводы авторов, что формирование n^- -слоя происходит за счет диффузии смещенных атомов Hg из нарушенной приповерхностной области. Однако из-за неодинаковых условий термообработки (время отжига в парах Hg было намного больше) процесс формирования n^- -слоя в том и другом случае шел с разной скоростью, поэтому утверждать, что в имплантированном КРТ происходила диффузия Hg, основываясь только на этих данных, по-видимому, нельзя.

Однозначный ответ на этот вопрос мог бы дать независимый эксперимент по одинаковому отжигу p -КРТ, как имплантированного ионами В^+ , так и с приповерхностным диффузионным источником ртути, который имеет нерадиационное происхождение. Как мы видели из предыду-

щего параграфа, источником ртути может служить реакция между анодным окислом и КРТ, когда в приповерхностной области происходит образование междоузельных атомов Hg. Поскольку в данном случае энергия активации диффузии ртути намного меньше, чем при отжиге в парах Hg, то можно ожидать, что глубины n -слоев, сформированных после термообработки неимплантированного образца под пленкой АО и имплантированного – без покрытия, будут близкими. Это могло бы тогда служить более достоверным доказательством того, что n -слой при постимплантационном отжиге формируется за счет диффузии смещенных атомов ртути.

Такой эксперимент нами был проведен. Результаты представлены на рисунке 4.15.

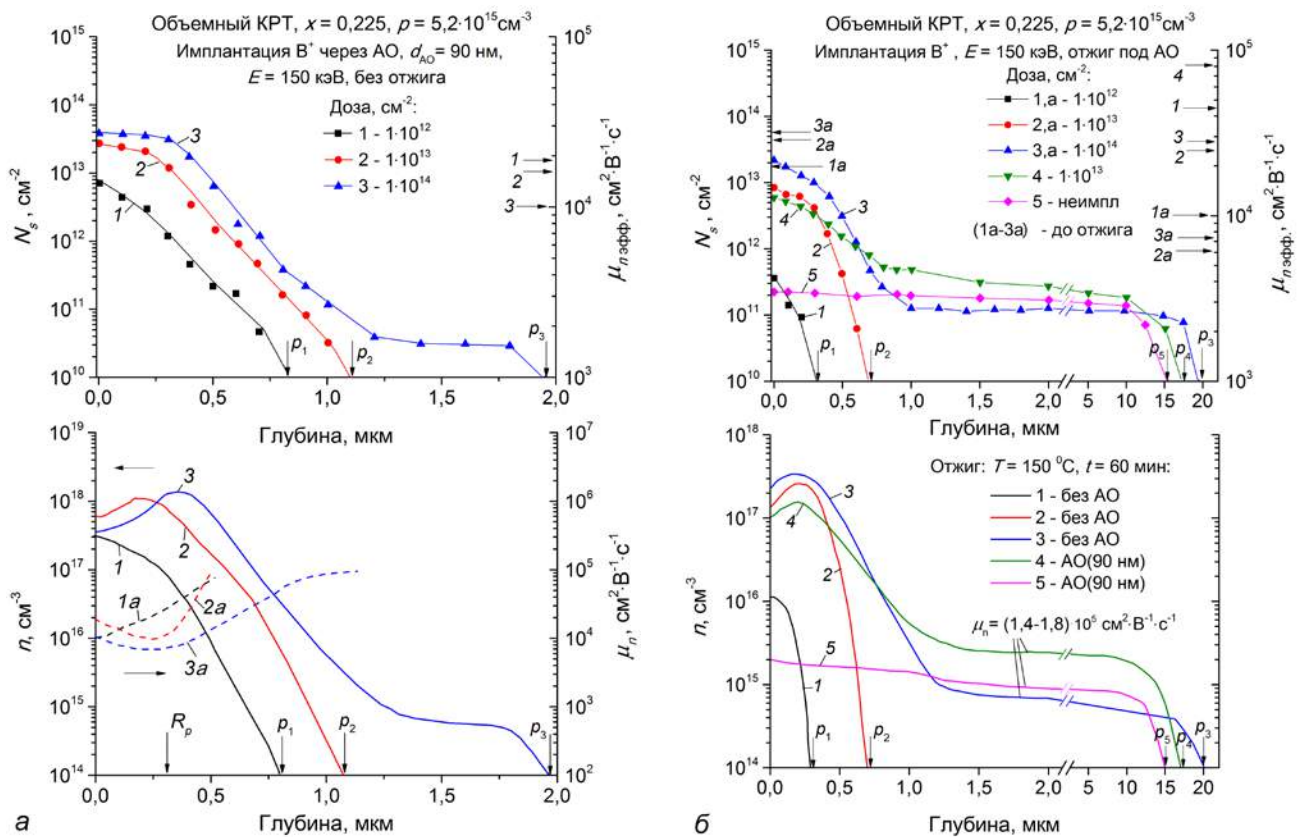


Рисунок 4.15 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s , концентрации электронов n и подвижности электронов μ_n в объемном КРТ p -типа ($x = 0,225$), неимплантированном (б, кривая 5) и имплантированном ионами V^+ с энергией 150 кэВ различными дозами (а, кривые 1–3 и б, кривые 1–4): а – 1, 2, 3 – имплантация через АО толщиной 90 нм; б – 1, 2, 3, а – имплантация без покрытия, 4 – имплантация через АО толщиной 90 нм. Доза: 1(а, б) – $1 \cdot 10^{12}$; 2(а, б) – $1 \cdot 10^{13}$; 3(а, б) – $1 \cdot 10^{14}$; 4(б) – $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Условия отжига: а – без отжига; б – (1а–3а) – N_s до отжига, (1–5) отжиг $T = 150^\circ \text{C}$, $t = 60$ мин. без покрытия (1–3) и под АО (4, 5). $\mu_{n \text{ эфф.}}$ – эффективная подвижность электронов. R_p – проецированный пробег. p_1 – p_5 – глубина n -слоя.

Для эксперимента был выбран образец объемного p -КРТ со сравнительно низким содержанием вакансий ртути ($p = 5,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$), чтобы при небольшой температуре ($T < 200^\circ \text{C}$) отжига

можно было провести $p \rightarrow n$ конверсию проводимости на достаточно большую глубину. Температура 150 °С была обусловлена длительным ($t = 1$ ч) отжигом в азоте непокрытого КРТ, имплантированного ионами V^+ , чтобы избежать большой потери ртути.

Данные, приведенные на рисунке 4.15, *а*, показывают, что при дозе $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ сформировалась n^+-n^- - p структура, в которой n - p переход располагается на глубине 2 мкм. Несмотря на то, что внедрение ионов V^+ проводилось через анодный окисел, параметры n^+ -слоя и подвижности электронов соответствуют рассмотренным в разделе 3.3 дозовым зависимостям. Части от этого же исходного образа, предназначенные для отжига, имплантировались ионами V^+ с $E = 150 \text{ кэВ}$ и $D = 1 \cdot 10^{12} - 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ без какой-либо маски. Для одной дозы $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ постимплантационный отжиг проводился как без покрытия, так и под анодным окислом (рисунок 4.15, *б*).

Из сравнения рисунков 4.15, *а* и 4.15, *б* видно, что в случае имплантации ионов V^+ с энергией 150 кэВ через анодный окисел величина μ_n эфф. несколько выше за счет того, что ионы V^+ тормозятся в пленке, поэтому количество создаваемых дефектов при этом меньше, чем при бомбардировке непокрытого КРТ. Как было рассмотрено в разделе 3.3.5, и как мы ожидали, что предварительно созданный ионной бомбардировкой нарушенный слой должен захватывать подвижные междоузельные атомы ртути (I_{Hg}), генерируемые при отжиге под анодным окислом имплантированного образца, поэтому диффузии ртути с поверхности в объем не должно было происходить. Однако при дозе $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ ионов V^+ , внедренных через АО, количества созданных дефектов-стоков оказалось недостаточно, чтобы воспрепятствовать диффузии ртути, поэтому глубина n^- -слоя в этом случае оказалось почти такая же ($d_n = 17$ мкм, кривая 4 на рисунке 4.15, *б*), как и при отжиге под АО неимплантированного образца ($d_n = 15$ мкм, кривая 5 на рисунке 4.15, *б*).

То, что диффузия ртути происходит именно за счет наличия анодного окисла, а не из нарушенного слоя, видно из данных по отжигу непокрытого образца, имплантированного такой же дозой $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (рисунок 4.15, *б*, кривая 2). Формирование n^- -слоя при этом не произошло, так же, как и в случае маленькой дозы ионов V^+ $1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (рисунок 4.15, *б*, кривая 1). Напротив, отжиг непокрытого КРТ, имплантированного большой дозой $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, привел к образованию n^+-n^- - p структуры, в которой n^- -слой имеет глубину 20 мкм (кривая 3 на рисунке 4.15, *б*). Если учесть, что его исходная глубина составляла 2 мкм (кривая 3 на рисунке 4.15, *а*), то рост глубины в результате отжига составил 18 мкм. Как видно, эта величина близка к данным по глубине n^- -слоя, полученного в случае отжига под АО имплантированного дозой $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и неимплантированного КРТ.

Поскольку условия отжига везде были одинаковые (процесс проводился одновременно на всех образцах), то из полученных данных можно, на наш взгляд, заключить, что образование n^- -

слоя при постимплантационном отжиге идет за счет диффузии ртути, источником которой является поверхностный слой, нарушенный ионной бомбардировкой. Количество междоузельной ртути, способной диффундировать в глубь КРТ, в данном источнике существенно зависит от дозы внедряемых ионов. В случае небольших доз ($D \leq 10^{13} \text{ см}^{-2}$) ее количества недостаточно для формирования n^- -слоя как в процессе самой имплантации, так и при последующем отжиге. Поэтому с целью создания n^+-n^- -р структур необходимо внедрять большие дозы ($D > 10^{13} \text{ см}^{-2}$) ионов B^+ .

Исходная концентрация дырок в p -КРТ влияет не только на кинетику отжига n -слоя, но и на распределение концентрации электронов по глубине. Зависимости $n(z)$ для образцов с различной величиной концентрации дырок приведены на рисунке 4.16.

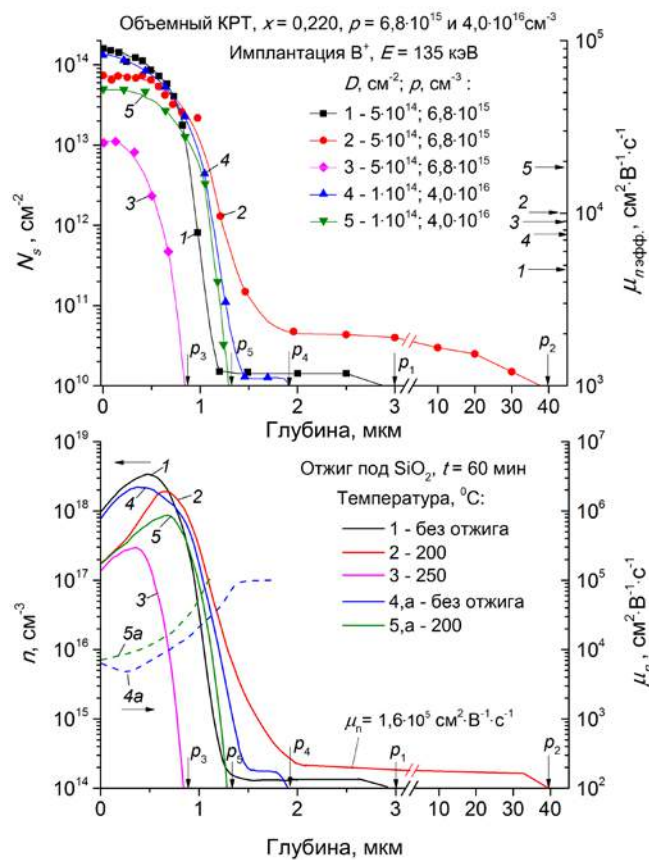


Рисунок 4.16 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s , концентрации электронов n и подвижности электронов μ_n в объемном КРТ p -типа с различной концентрацией дырок $6,8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (1–3) и $4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (4, 5, а), имплантированным ионами B^+ с энергией 135 кэВ дозами $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ (1–3) и $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ (4, 5, а). Условия отжига: 1, 4, 4а – без отжига; 2, 3, 5, 5а – отжиг в течение 60 мин в азотной атмосфере под SiO_2 (300 нм) при $T = 200^\circ \text{C}$ (2, 5, 5а) и $T = 250^\circ \text{C}$ (3). $\mu_{n \text{ эфф.}}$ – эффективная подвижность электронов. p_1 – p_5 – глубина n -слоя.

Из рисунка 4.16 видно, что без постимплантационного отжига глубина n^- -слоя составляет

2–3 мкм (кривые 1 и 4). После отжига “хвост” глубиной до 40 мкм сформировался при температуре 200 °С только у образца с меньшей концентрацией дырок (кривая 2), а при $T = 250$ °С он исчез (кривая 3). Глубины n^- -слоев, образовавшихся при $T = 200$ °С как в процессе постимплантационного отжига в течение 1 часа, так и при отжиге под АО за это же время (см. таблицу 4.3), близки по величине. Учитывая разброс исходных параметров p -КРТ, поскольку результаты в таблице 4.3 и на рисунке 4.16 получены для разных образцов, можно также сделать вывод, что процесс формирования n^- -слоя при постимплантационном отжиге имеет диффузионный характер с теми же параметрами диффузии ртути $d_n^2/t = (7-8) \cdot 10^{-9}$ см²/с, как и при отжиге под АО (см. таблицу 4.3). Возможно, при высокой температуре 250 °С часть свободной ртути испарилась через маску из SiO₂, а оставшая часть растворилась в большом объеме p -КРТ за счет быстрой диффузии (коэффициент диффузии возрастает почти на порядок по сравнению с $T = 200$ °С, см. рисунок 4.8) так, что остаточные донорные примеси снова были скомпенсированы вакансиями ртути. Поэтому оставшийся после 250 °С отжига n^- -слой образован, по-видимому, малоподвижными электрически активными примесно-дефектными комплексами и атомами бора. В случае большой концентрации дырок в образце (на рисунке 4.16 $p = 4 \cdot 10^{16}$ см⁻³) количества продиффундировавших в объем атомов ртути при $T = 200$ °С недостаточно было для полного заполнения вакансий Hg и формирования n^- -слоя (кривая 5). Отжиг существенно снижает концентрацию электронов в n^+ -слое и увеличивает их эффективную подвижность.

На глубину n^- -слоя в сформировавшейся после отжига n^+-n^-p структуры влияет и энергия внедряемых ионов В⁺ (таблица 4.6).

Таблица 4.6

Параметры n -слоя и глубина n - p перехода (d_n) в n^+-n^-p структуре, сформированной в объемном КРТ p -типа ($x = 0,22$, $p = 1,0 \cdot 10^{16}$ см⁻³) имплантацией ионов В⁺ с энергиями 30 и 150 кэВ дозой $1 \cdot 10^{15}$ см⁻² до и после отжига при $T = 200$ °С в течение 10 мин.

Энергия, кэВ	До отжига			После отжига		
	d_n , мкм	N_s , см ⁻²	$\mu_{n \text{ эфф.}}$, см ² ·В ⁻¹ ·с ⁻¹	d_n , мкм	N_s , см ⁻²	$\mu_{n \text{ эфф.}}$, см ² ·В ⁻¹ ·с ⁻¹
30	3	$3,5 \cdot 10^{13}$	$5,5 \cdot 10^3$	21 ± 2	$5,5 \cdot 10^{12}$	$2,2 \cdot 10^4$
150	2	$1,2 \cdot 10^{14}$	$2,9 \cdot 10^3$	18 ± 2	$9,0 \cdot 10^{13}$	$1,2 \cdot 10^4$

Из таблицы 4.6 видно, что для энергии 30 кэВ глубина d_n выше как до отжига (см. раздел 3.3.2), так и после отжига по сравнению с энергией 150 кэВ. То, что и после отжига для низкой энергии 30 кэВ глубина n^- -слоя остается больше, чем для энергии 150 кэВ свидетельствует о том, что количество продиффундировавших в объем свободных атомов ртути при внедрении ионов

B^+ с большой энергией меньше, поскольку в данном случае формируются термически более устойчивые примесно-дефектные комплексы, из которых свободная ртуть высвобождается в меньшем количестве. Действительно, для энергии 30 кэВ после отжига величина N_s уменьшилась в 6,4 раза, а для энергии 150 кэВ – всего в 1,3 раза. Отметим, что в работе [57] в процессе постимплантационного отжига при температуре 200 °С в течение 15 минут в имплантированном ионами бора с энергией 200 кэВ дозой $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ ЖФЭ КРТ n - p переход формировался только на глубине 8 мкм (измерение методом EBIC). Возможно, меньшая глубина n - p перехода, полученная в работе [57], по сравнению с данными представленными на рисунке 4.16 и в таблице 4.6 для температуры отжига 200 °С объясняется разными методами измерения.

Таким образом, из полученных в настоящем разделе экспериментальных данных по формированию n^+-n^- - p структур при постимплантационных отжигах как под анодным окислом, так и без покрытия, можно сделать вывод, что, формирование глубокого n^- -слоя происходит вследствие диффузии свободных атомов ртути, источником которых является нарушенная ионной бомбардировкой область. Тем самым, нами экспериментально подтверждена “модель Bubulac” ([55, 57, 247, 248]) формирования n^+-n^- - p структур при постимплантационных отжигах за счет диффузии смещенных атомов ртути.

4.4. Роль температуры имплантации ионов B^+ на процесс формирования n^+-n^- - p структуры

Важность изучения процессов формирования и создание n^+-n^- - p структур на p -КРТ с $x = 0,2$ обусловлено их определенными преимуществами по сравнению с резкими n^+ - p переходами, в первую очередь, более низкими туннельными токами утечки [56, 177], которые существенно ограничивают величину R_0A ИК-фотодиодов длинноволнового диапазона. В процессе изготовления n^+-n^- - p структур можно контролируемо выводить n - p переход за область структурных нарушений за счет наличия совершенного n^- -слоя, а сильнолегированный n^+ -слой необходим для изготовления омических контактов к фотодиодам.

Как было показано ранее, есть несколько способов формирования n^+-n^- - p структур при ионной имплантации: (1) при имплантации больших ($D \geq 10^{14} \text{ см}^{-2}$) доз ионов B^+ , преимущественно с невысокой ($E \leq 30 \text{ кэВ}$) энергией (разделы 3.3.1 и 3.3.2); с помощью постимплантационного отжига при температуре 150–200 °С имплантированных ионами B^+ кристаллов (раздел 4.3, [55, 57, 247, 248]); в процессе низкотемпературного ($T < 200 \text{ °С}$) отжига под анодным окислом полупроводника, имплантированного небольшими дозами ($D < 10^{13} \text{ см}^{-2}$) ионов B^+ (раздел 4.3, рисунок 4.15).

Механизм формирования n^+-n^- -р-структуры, как предполагалось в литературе (раздел 1.1.4) и показано в разделе 4.3, обусловлен диффузией свободной ртути, генерируемой вблизи поверхности в процессе ионной бомбардировки, в объем кристалла. Процесс диффузии ртути активируется либо за счет радиационного воздействия (возможно, за счет возбуждения электронной подсистемы), либо термически при постимплантационном отжиге. Энергия активации при этом меньше, чем для диффузии ртути из пара, что обусловлено, по-видимому, отсутствием необходимости преодолевать атомам Hg поверхностный потенциальный барьер. Поэтому преимущество радиационных воздействий при конвертировании p -КРТ в n -тип, по сравнению с отжигом в парах Hg, связано с невысокими температурами процесса диффузии ртути, что особенно важно для формирования фотоприемных структур на основе ГЭС КРТ МЛЭ с поверхностными вариационными слоями.

Перечисленные способы формирования n^+-n^- -р структур обладают рядом недостатков, рассмотренных нами ранее. Назовем главные из них: сильное разупорядочение поверхности КРТ при внедрении больших доз ионов B^+ (однако в данном случае можно снизить их энергию для уменьшения уровня структурных нарушений); изменение состава приповерхностного слоя при отжигах под анодным окислом; необходимость маскирования или применения паров Hg для защиты поверхности при постимплантационных отжигах. Все эти процессы предполагают удаление поверхностного надушенного слоя после формирования n^+-n^- -р структуры, поскольку он создает дополнительные центры рекомбинации для генерируемых ИК-излучением неравновесных носителей заряда, что существенно снижает фоточувствительность ИК-детекторов.

4.4.1. Ионная имплантация при повышенной температуре

Нами разработан способ формирования n^+-n^- -р структуры на p -КРТ при повышенной до 100–150 °С температуре подложки в процессе имплантации ионов B^+ . Сочетание радиационной и термической активации диффузии свободной ртути, генерируемой в области соударений, способствует снижению дозы ионов B^+ до тех значений, для которых при комнатной температуре n^- -слой не образуется. Поэтому не требуется последующего снятия нарушенного слоя после создания n^+-n^- -р структуры, что позволяет проводить имплантацию непосредственно через пассивирующий диэлектрик.

На рисунке 4.17, *а, б* показано распределение по глубине концентрации электронов в n -слое в зависимости от температуры “горячей” имплантации в через пленку SiO_2 и $SiO_2 + Si_3N_4$ ионов B^+ с энергиями 100 и 135 кэВ дозами $3 \cdot 10^{13}$ и $1 \cdot 10^{14}$ см⁻². Из рисунка 4.17, *а* видно, что при низких температурах 100 и 150 °С, глубина n^- -слой существенно увеличилась. При температуре

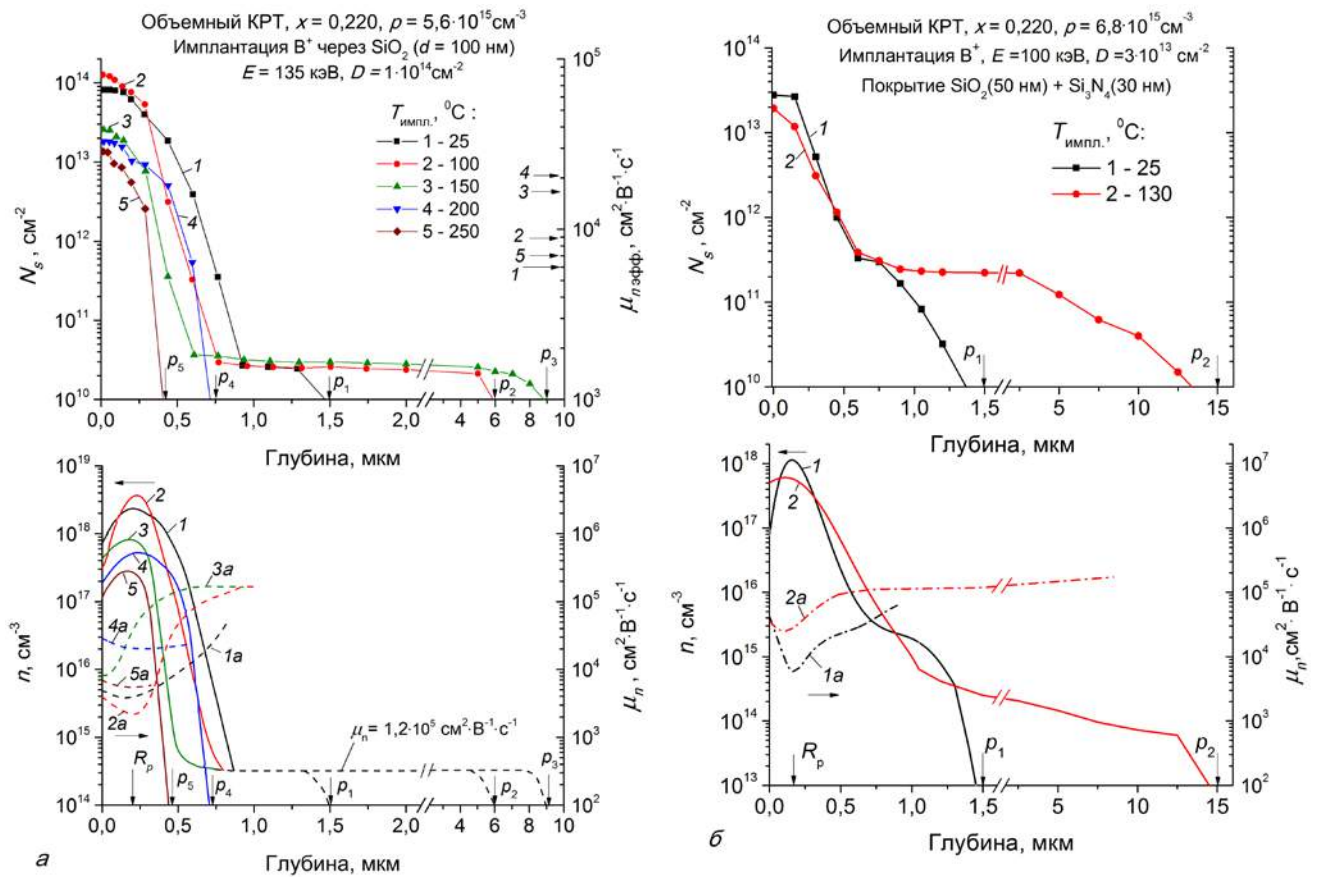


Рисунок 4.17 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s , концентрации электронов n и подвижности электронов μ_n в объемных образцах КРТ p -типа ($x = 0,220$), имплантированных ионами B^+ : a – с энергией 135 кэВ дозой $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ через покрытие SiO_2 (100 нм) при температуре: 1, a – 25; 2, a – 100; 3, a – 150; 4, a – 200; 5, a – 250 °C; b – с энергией 100 кэВ дозой $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ через покрытие SiO_2 (50 нм) + Si_3N_4 (30 нм) при температуре: 1, a – 25; 2, a – 130 °C. R_p – проецированный пробег ионов B^+ с учетом потери энергии в пленках. $\mu_{n \text{ эфф.}}$ – эффективная подвижность электронов. p_1 – p_5 – глубина n -слоя.

200 и 250 °C формирование n^+-n^-p структуры не произошло, а после имплантации при 275 °C образец сохранил p -тип проводимости. Значительное снижение слоевой и объемной концентрации электронов и увеличение их подвижности наблюдается при $T > 100$ °C. Отсутствие n^- -слоя и меньший уровень концентрации электронов в n^+ -слое при высоких температурах обусловлено, по-видимому, теми же причинами, которые приводили при обсуждении рисунка 4.16. Время имплантации ионов бора в объемный p -КРТ дозой $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (рисунок 4.17, б) и плотностью тока 0,09 мкА/см² составило 54 с. За такое время междоузельная ртуть продиффундировала в процессе имплантации при $T = 130$ °C на глубину 15 мкм, что соответствует оцениваемой из соотношения $D_{\text{Hg}} = d_n^2 / t_n$ величине коэффициента диффузии $D_{\text{Hg}} \approx 4 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{с}$. В разделе 4.3 получена оценка коэффициента диффузии ртути $D_{\text{Hg}} = (7-8) \cdot 10^{-9} \text{ см}^2/\text{с}$ для $T = 200$ °C при постимплантационных

отжигах. Столь быструю диффузию ртути при “горячей” имплантации при сравнительно низкой температуре 130 °С, по сравнению с постимплантационным отжигом при $T = 200$ °С, невозможно, на наш взгляд, объяснить только в рамках обычной термической активационной модели диффузии. По-видимому, на процесс активации диффузии ртути в процессе ионной имплантации большую роль вносит возбуждение электронной подсистемы кристалла, которая снижает энергию активации диффузии атомов Hg.

Нагрев подложки способствует также более эффективному отжигу радиационных нарушений в приповерхностном слое непосредственно в процессе имплантации (подвижность электронов возрастает), что исключает необходимость использования постимплантационного отжига для улучшения структуры. Меньшее количество структурных дефектов, являющихся стоками для междоузельных атомов ртути, позволяет значительно снизить дозу ионов В⁺, при которой формируется n -слой (рисунок 4.18).

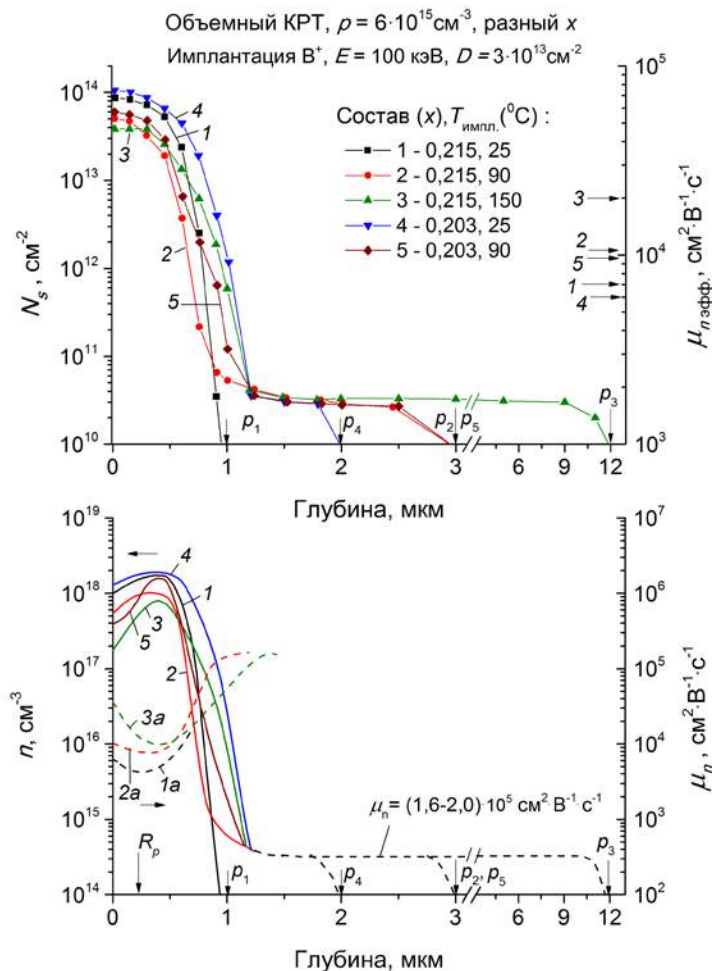


Рисунок 4.18 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s , концентрации электронов n и подвижности электронов μ_n в объемных образцах КРТ p -типа состава $x = 0,215$ (1–3) и $x = 0,203$ (4, 5), имплантированных ионами В⁺ с энергией 100 кэВ дозой $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ при температуре: 1, а, 4 – 25; 2, а, 5 – 90; 3, а – 150 °С. R_p – проецированный пробег. $\mu_{n \text{ эфф.}}$ – эффективная подвижность электронов. p_1 – p_5 – глубина n -слоя.

Из рисунка 4.18 видно, что у образца с $x = 0,215$ (кривые 1–3) имплантированного (поверхность не защищалась) ионами B^+ с энергией 100 кэВ небольшой дозой $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, при комнатной температуре сформировался только n^+ -слой глубиной 1 мкм, тогда как нагрев подложки в процессе имплантации до 90 и 150 °С увеличил глубину n - p перехода до 3 и 12 мкм соответственно. У другого образца с меньшим составом $x = 0,203$ (кривые 4–5) n^+-n^- - p структура сформировалась при имплантации без нагрева, а при $T = 90$ °С произошло углубление n - p перехода также до 3 мкм. Отметим, что при температуре 150 °С (рисунок 4.18, кривая 3) глубина n^- -слоя оказалась меньше, чем при $T = 130$ °С для такой же дозы $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (рисунок 4.17 б, кривая 2), вероятнее всего, из-за того, что уже при $T = 150$ °С диффузия междоузельной ртути происходит столь быстро, что ее количества на большой глубине (на “хвосте” диффузионного профиля) в объеме p -КРТ уже не хватает для полной компенсации V_{Hg} , поэтому n - p переход сформировался на той глубине, на которой количества продиффундировавших атомов ртути хватило для компенсации собственных вакансий. Эффект формирования глубоко компенсированного n^- -слоя в процессе ионно-лучевого травления мы рассмотрим в главе 5.

То, что именно нагрев подложки до невысокой температуры 100 °С в процессе имплантации способствует формированию n^- -слоя показывают результаты, представленные на рисунке 4.19. Образец, имплантированный при комнатной температуре ионами B^+ с $E = 100$ кэВ и дозой $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, затем отжигался при $T = 100$ °С в течение такого же времени 60 с, равным длительности процесса имплантации. Аналогично проводилось внедрение ионов B^+ в нагретую до температуры 100 °С подложку. Из рисунка 4.19 видно, что в результате низкотемпературного постимплантационного отжига распределение концентрации электронов по глубине практически не изменилось (кривые 1 и 2), тогда как “горячая” имплантация при $T = 100$ и 150 °С способствовала формированию n^+-n^- - p структуры (кривые 3 и 4). Таким образом, нагрев подложки КРТ до $T = 100$ °С при ионной имплантации существенно увеличивает глубину диффузии ртути, по сравнению с постимплантационным отжигом при $T = 100$ °С.

Из приведенных в настоящем разделе экспериментальных данных можно сделать вывод, что имплантация небольших доз ($D \leq 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$) ионов B^+ при повышенной температуре $T = 90$ –100 °С с целью контролируемого формирования n^+-n^- - p структур в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа может служить альтернативой технологии I^2 /DMD, для которой требуется постимплантационный отжиг при $T = 200$ °С.

4.4.2. Низкотемпературная ионная имплантация

В литературе отсутствуют данные о распределении донорных центров в слоях n -типа,

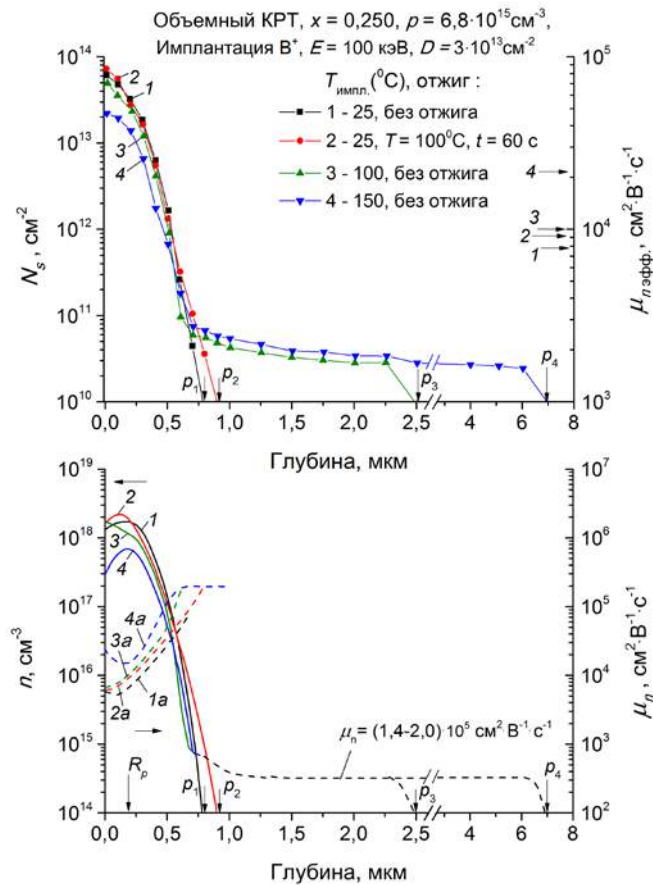


Рисунок 4.19 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s , концентрации электронов n и подвижности электронов μ_n в объемном образце КРТ p -типа состава $x = 0,250$, имплантированном ионами B^+ с энергией 100 кэВ дозой $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ при температуре: 1, 2, а – 25; 3, а – 100; 4, а – 150 °С. На образце 2 проведен постимплантационный отжиг при $T = 100^\circ \text{C}$ в течение времени, равном времени имплантации 60 с. R_p – проецированный пробег. μ_n эфф. – эффективная подвижность электронов. p_1 – p_4 – глубина n -слоя.

полученных при низкотемпературной ионной имплантации бора в КРТ p -типа. Имеется лишь несколько работ, в которых ионная имплантация КРТ проводилась при низкой температуре. Так, в работах [56, 74, 75] исследовались распределение концентрации атомов бора по глубине, электрофизические параметры n -слоев и процессы дефектообразования в имплантированных ионами B^+ при температуре 77 К кристаллах КРТ. Наиболее подробно методами вторичной ионной масс-спектропии, дифференциальных холловских измерений и резерфордовского обратного рассеяния в [78, 91] исследовалась низкотемпературная имплантация индия. В работах [55, 247] имплантация бора при $T = 77 \text{ K}$ применялась для исследования процесса формирования n^+n^-p структуры при последующем постимплантационном ($T = 200^\circ \text{C}$) отжиге. В настоящем разделе приведены результаты исследования пространственного распределения донорных центров в кристаллах КРТ p -типа при низкотемпературной имплантации большой дозы ионов бора.

На рисунке 4.20 представлены распределения по глубине слоевой и объемной концентрации электронов, атомов бора (ВИМС) и подвижности электронов в объемном p -КРТ, имплантированном через SiO_2 (50 нм) ионами B^+ ($E = 140$ кэВ, $D = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$) при $T = 300$ и 80 К. Большая

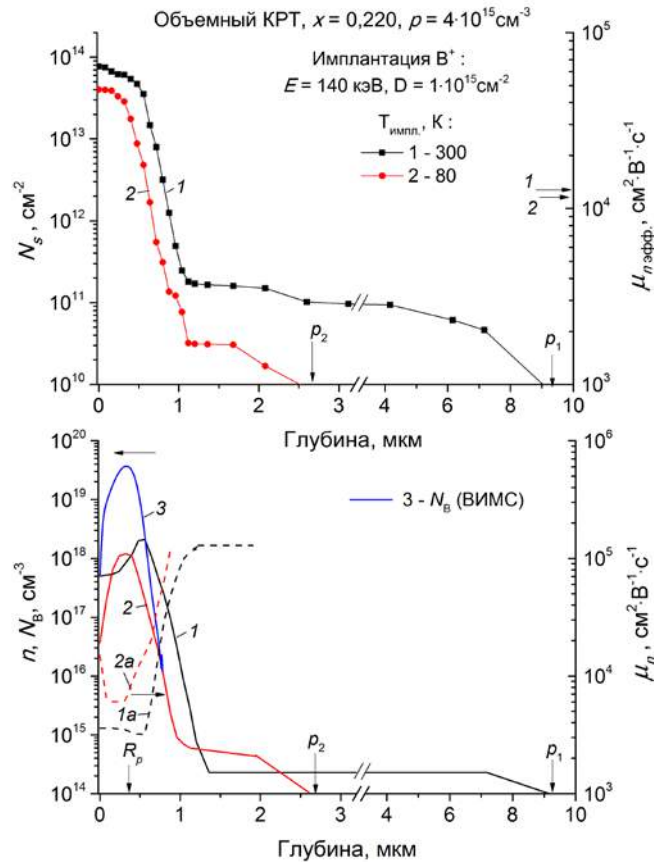


Рисунок 4.20 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s (1, 2), концентрации электронов n (1, 2), атомов бора N_B (3, ВИМС) и подвижности электронов μ_n (1а, 2а) в объемном образце КРТ p -типа состава $x = 0,220$, имплантированном через SiO_2 (50 нм) ионами B^+ с энергией 140 кэВ дозой $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ при температуре: 1, а – 300; 2, а – 80 К. R_p – проецированный пробег. μ_n эфф. – эффективная подвижность электронов. p_1, p_2 – глубина n -слоя.

доза $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ионов B^+ была выбрана с целью заведомого формирования n^+-n^-p структуры с глубоким n^- -слоем в процессе имплантации при комнатной температуре. Из рисунка 4.20 видно, что исходная величина N_s для температуры имплантации 80 К ниже, чем для $T = 300$ К. Снижение N_s наблюдалось ранее при низкотемпературной имплантации ионов B^+ (150 кэВ, 10^{14} см^{-2}) [75] и In^+ [78]. Уменьшение слоевой концентрации электронов в случае имплантации при $T = 80$ К обусловлено как меньшей величиной n в максимуме распределения $n(z)$, так меньшей глубиной n^- -слоя (кривая 2). Имплантация ионов бора при комнатной температуре привела к формированию n^+-n^-p структуры с глубиной n^- -слоя 9 мкм (кривая 1), тогда как при $T = 80$ К величина $d_n = 2,7$ мкм (кривая 2), то есть при низкотемпературной имплантации ионов B^+ глубина n^- -слоя уменьшилась более, чем в 3 раза. Отметим, что данный эффект обнаружен нами впервые. В работе [78]

не было различия в глубине n -слоя в случае имплантации индия с энергией 300 кэВ, дозой $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ при $T = 77$ и 300 К (она составила величину 0,6 мкм), в то время как по данным ВИМС профиль распределения атомов индия имел меньшую глубину при низкотемпературной имплантации.

Бор, в отличие от индия, является очень медленно диффундирующей примесью ([290]) в КРТ, поэтому имплантация при $T = 77$ К существенно не изменяет профиль распределения внедренного бора по сравнению с имплантацией при 300 К [74]. Как видно из рисунка 4.20, распределение концентрации электронов по глубине в n^+ -слое, полученное для имплантации при $T = 80$ К (кривая 2), точно совпадает с профилем распределения атомов бора (кривая 3). Имплантация при $T = 300$ К приводит к уширению профиля концентрации электронов и смещению максимума распределения с $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в глубь образца за область R_p . Данный эффект рассматривался нами в разделе 3.3.

Из данных РОР следует, что низкотемпературная имплантация существенно увеличивает степень разупорядочения кристаллической структуры КРТ вблизи поверхности, в то время как в процессе внедрения ионов при $T = 300$ К происходит частичный отжиг радиационных нарушений (см. раздел 1.1.1). Наличие стоков для электрически активных дефектов донорного типа сильно влияет как на глубину n^+ -слоя, так и распределение концентрации электронов в нем, а также на глубину n^- -слоя. Из этих соображений следует рассматривать особенности распределения электрически активных донорных центров при низкотемпературной имплантации (рисунок 4.20, кривая 2). Большая концентрация не успевших отжечься структурных дефектов различной природы, которые генерируются при низкотемпературной имплантации и являются стоками, нейтрализующими радиационные донорные центры, резко снижает концентрацию электронов в n^+ -слое и его глубину, а также подавляет формирование n^- -слоя. На наш взгляд, снижению глубины n^- -слоя способствует также и уменьшение коэффициента диффузии ртути с понижением температуры имплантации. Данный вывод можно сделать из рассмотренных в разделе 4.4.1 результатов по имплантации бора при повышенной температуре.

На наш взгляд, не только наличие стоков для дефектов донорного типа влияет на вид профиля концентрации электронов при низкотемпературной имплантации ионов B^+ (как отмечалось выше профили концентрации электронов и внедренного бора подобны). Если бы только это было решающим фактором, то в этом случае максимум распределения $n(z)$ с $n = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (рисунок 4.20, кривая 2) не должен был бы располагаться точно в области R_p – где больше всего дефектов, компенсирующих донорные центры, как мы рассматривали для случая имплантации инертного гелия, когда минимум $n(z)$ располагался в окрестности $R_p(He^+)$ (см. рисунок 3.21, кривая 2). Возможно, здесь проявляется эффект частичной электрической активации внедренных атомов бора,

который происходит при прогреве образца до комнатной температуры после низкотемпературной имплантации. Отсюда можно сделать вывод, что в имплантированных ионами В⁺ слоях КРТ при любой температуре имплантации часть атомов бора уже находится в электрически активном состоянии (см раздел 4.5). Только в процессе имплантации при комнатной температуре эффект электрической активации бора на фоне подвижных радиационных донорных дефектов, которые смещаются в глубь образца за область R_p , не выявляется.

Таким образом, низкотемпературная имплантация при $T = 80$ К больших доз ионов бора приводит как к подавлению процесса формирования n^+-n^- -р структуры, так и к частичной электрической активации внедренных атомов бора, которая происходит при нагреве образца от азотной до комнатной температуры.

4.5. Низкотемпературная электрическая активация внедренной примеси

Несмотря на достигнутые успехи в технологии создания n -р переходов в p -КРТ методом ионной имплантации все еще остается актуальной проблема формирования слоев n -типа проводимости не за счет радиационных дефектов донорного типа, а за счет электрической активации внедренных атомов бора.

Для получения в ГЭС КРТ МЛЭ примесного p -типа проводимости наряду с мышьяком можно использовать другой элемент V группы – азот, который, замещая теллур, проявляет акцепторные свойства [29]. Однако до настоящего времени в литературе отсутствуют какие-либо данные применения ионной имплантации азота для легирования ГЭС КРТ МЛЭ.

Главная трудность состоит в осуществлении активационного отжига, который, как правило, должен проводиться при высокой температуре ($T > 300$ °С), что требует применение защитных мер для предотвращения потери ртути с поверхности КРТ (см. раздел 1.1.2). Для того, чтобы n -р переход формировался благодаря электрической активации внедренной донорной примеси, необходимо полностью отжечь радиационные дефекты донорного типа, которые маскируют примесную электрическую активность.

Из приведенных в разделе 4.2 экспериментальных данных видно, что бор, возможно, активируется при сравнительно небольших температурах ($T < 250$ °С) отжига, когда можно применять маскирование поверхности КРТ диэлектриками без дополнительного использования атмосферы ртути ([293–296]). Но, поскольку для активации внедренных атомов бора требуются длительное время, уход ртути сквозь маску из SiO₂ может исказить результаты исследования процесса электрической активации бора. Поэтому с этой целью мы использовали защиту поверхности КРТ с помощью анодного окисла. Выбор маски из анодного окисла был обусловлен тем, что он предотвращает потерю ртути из КРТ вплоть до температур 275 °С (раздел 4.1).

В данном разделе приводятся результаты по низкотемпературной электрической активации имплантированных в объемные кристаллы и гетероэпитаксиальные слои КРТ атомов бора и азота при отжигах под анодным окислом.

4.5.1. Активация бора в объемных кристаллах $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Поскольку отжиг под АО приводит к формированию n -слоя на поверхности p -КРТ, в первую очередь необходимо было исключить влияние самого оксида на результаты эксперимента. Для этого образец объемного КРТ p -типа, с предварительно выращенным перед имплантацией ионов B^+ и N^+ анодным окислом толщиной 90 нм с двух сторон, отжигался при $T = 250^\circ\text{C}$ в течение 2–4 часов. Измерения показали, что после такой термообработки образец сохранил p -тип проводимости, причем без увеличения концентрации дырок в подложке. Последующий длительный отжиг контрольного неимплантированного образца в течение 44 часов при $T = 200^\circ\text{C}$ также не оказал влияние на его электрофизические параметры. Отсутствие n -слоя связано с полным истощением диффузионного источника ртути на границе раздела АО–КРТ в процессе предварительного отжига при $T = 250^\circ\text{C}$ (раздел 4.1.1).

После отжига при температуре 250°C подложка p -КРТ с анодным окислом разделялась на отдельные образцы, в которые проводилась имплантация ионов B^+ с энергией 135–150 кэВ в интервале доз $1 \cdot 10^{13}$ – $3 \cdot 10^{16}$ см^{-2} как при комнатной температуре, так и при нагреве до 250°C . Аналогичные контрольные образцы имплантировались ионами N^+ . Постимплантационный двухступенчатый отжиг проводился в атмосфере азота при $T = 250^\circ\text{C}$ в течение 2–4 часов и затем при $T = 200^\circ\text{C}$ до 44 часов.

Анодный окисел является хорошей маской при отжигах КРТ, однако при проведении данного процесса следует учитывать, что приповерхностный слой кристалла обогащается избыточной ртутью, то есть происходит уменьшение величины x в соединении $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Как видно из рисунка 4.21, при длительном двухступенчатом отжиге ($250^\circ\text{C}/4 \text{ ч} + 200^\circ\text{C}/40 \text{ ч}$) значение x , измеренное по спектрам отражения, уменьшилось по сравнению с исходной величиной $x = 0,225$ на глубине $\sim 0,25$ мкм, причем в имплантированном ионами N^+ образце изменение состава на поверхности произошло более чем в два раза по сравнению с неимплантированным образцом, что связано, по-видимому, со структурным разупорядочением, которое облегчает взаимодействие анодного окисла с КРТ.

На рисунке 4.22 показана зависимость слоевой концентрации электронов, полученной при различных дозах ионов B^+ , от времени двухступенчатого отжига под анодным окислом.

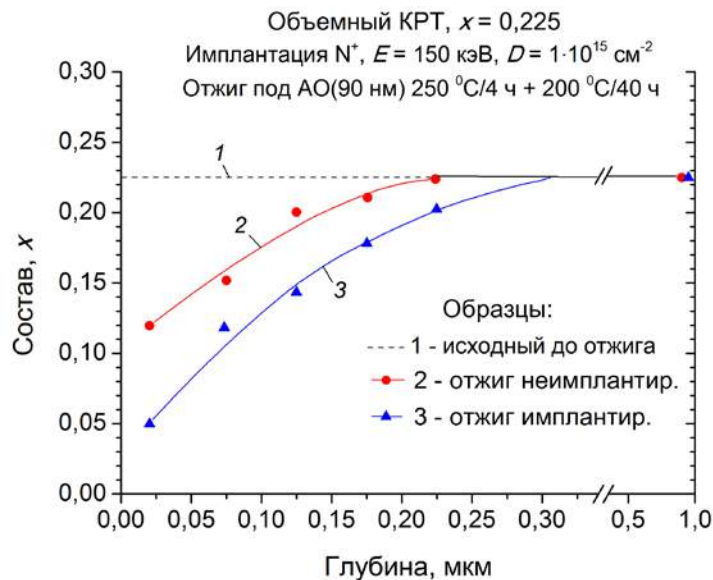


Рисунок 4.21 – Изменение состава χ по глубине в объемном образце КРТ p -типа ($\chi = 0,225$) до отжига (1) и после отжига (2, 3) в неимплантированном (2) и имплантированном (3) ионами N^+ с энергией 150 кэВ дозой $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Отжиг под АО (90 нм) проводился в двухступенчатом режиме $250^\circ\text{C}/4 \text{ ч} + 200^\circ\text{C}/40 \text{ ч}$.

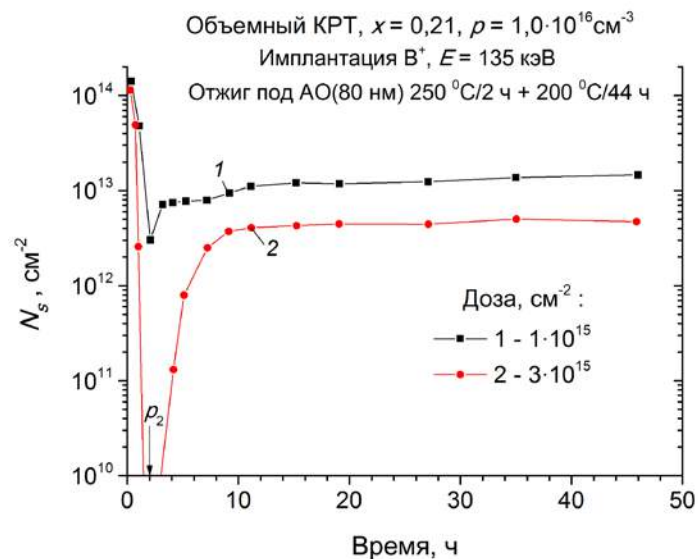


Рисунок 4.22 – Зависимость слоевой концентрации N_s от времени постимплантационного отжига в объемном образце КРТ p -типа состава $\chi = 0,210$, имплантированном ионами B^+ с энергией 135 кэВ дозой: 1 – $1 \cdot 10^{15}$; 2 – $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ при температуре: 1, 2, а – 25°C ; 3, а – 100°C ; 4, а – 150°C . Отжиг под АО(80 нм) проводился в двухступенчатом режиме $250^\circ\text{C}/2 \text{ ч} + 200^\circ\text{C}/44 \text{ ч}$ в атмосфере азота. На контрольном неимплантированном образце, покрытом АО, n -слой отсутствовал после каждой ступени отжига. Стрелкой показано, что за $t = 2 \text{ ч}$ n -слой у образца 2 полностью отжигается.

Анализ рисунка 4.22 показывает, что в течение первых двух часов термообработки при $T = 250^\circ\text{C}$ практически полностью отжигаются электрически активные дефекты. Для доз больше,

чем $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ после первой стадии отжига $250^\circ\text{C}/2\text{ч}$ наблюдалась $n \rightarrow p$ конверсия. При дозе $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, n -слой полностью не исчез, что наблюдалось и при меньших дозах (см. рисунок 4.14). Данный результат можно объяснить следующим образом. Структурных нарушений и нейтральных примесно-дефектных комплексов при $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ образуется гораздо больше, чем при меньших дозах (из рисунка 4.22 видно, что исходная величина N_s для дозы $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ меньше). Поэтому для их отжига необходимо больше времени, по сравнению с меньшими дозами, прежде чем атомы бора начнут высвобождаться из комплексов и занимать свободные вакансии металла в подрешетках HgTe и CdTe, где они становятся электрически активным. Одновременно идет отжиг радиационных донорных дефектов, которые полностью нейтрализуются в течение первой стадии термообработки ($250^\circ\text{C}/2 \text{ ч}$), но атомы бора, ввиду их низкой подвижности, еще не успели в большом количестве освободиться от дефектов. В случае же меньших доз и количества дефектов процесс высвобождения атомов бора облегчается, и его активация идет одновременно с отжигом донорных дефектов, поэтому полного исчезновения n -слоя в данном случае не наблюдается.

Наличие активации бора подтверждает, во-первых, участок роста N_s на рисунке 4.22 для обеих доз с началом отжига при $T = 200^\circ\text{C}$ и, во-вторых, отсутствие n -слоя на контрольном неимплантированном образце, который одновременно с имплантированными отжигался под анодным окислом. Из рисунка 4.22 видно, что происходит насыщение слоевой концентрации электронов, которая практически не меняется после 8–10 часов отжига.

Из данных, представленных на рисунке 4.22 следует, что эффективность электрической активации атомов бора уменьшается с ростом дозы. При дозе $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ионов B^+ она составила $\sim 1\%$, тогда как для дозы $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ – всего $\sim 0,1\%$. Об этом свидетельствуют и суммарные данные, представленные в таблице 4.7 для интервала доз ионов B^+ $3 \cdot 10^{14} - 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Коэффициент использования примеси уменьшается от 14 до $0,03\%$ с ростом дозы. Резкое уменьшение коэффициента использования примеси с ростом дозы ионов B^+ аналогично тому, что наблюдается для процесса электрической активации имплантированного индия в зависимости от дозы [212], и отмечалось в работах [290, 292] для бора в случае использования высокотемпературной $320^\circ\text{C}/245$ с стадии отжига. Авторы работ [290, 292] полагают, что процесс активации бора лимитируется наличием структурных нарушений, которые необходимо отжечь в первую очередь при высокой температуре. Отметим, что и после отжига в насыщенных парах Hg [74, 294] при температуре $350-400^\circ\text{C}$ для дозы $1,45 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ионов B^+ коэффициент использования примеси был всего несколько процентов. Как мы отмечали выше, на рисунке 4.22 наблюдается процесс активации бора вместе с отжигом дефектов донорного типа. Однако, на наш взгляд, наиболее полно доказывает то, что дефекты отжигаются и бор становится электрически активным, эксперимент, результаты которого представлены на рисунке 4.23. Имплантация ионов B^+ и N^+ проводилась с энергией 150

Таблица 4.7

Слоевая концентрация N_s , эффективная подвижность электронов $\mu_{n \text{ эфф.}}$ и коэффициент использования примеси f в объемных кристаллах p -КРТ с $x = 0,21$ ($1 - p = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $2 - p = 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$), имплантированных ионами B^+ и N^+ с энергией 150 кэВ различными дозами в интервале $3 \cdot 10^{14} - 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, до и после двухступенчатого отжига под АО(90 нм)*: 1 – 250 °C/2 ч + 200 °C/30 ч; 2 – 250 °C/2 ч + 200 °C/14 ч

Образец	Ионы	Доза, см^{-2}	N_s , см^{-2}	$\mu_{n \text{ эфф.}}$, $\text{см}^2 \cdot B^{-1} \cdot c^{-1}$	f , %
1, до отжига	B^+	$3 \cdot 10^{14}$	$1,4 \cdot 10^{14}$	$4,3 \cdot 10^3$	—
	N^+	$3 \cdot 10^{14}$	$9,4 \cdot 10^{13}$	$4,1 \cdot 10^3$	—
	B^+	$1 \cdot 10^{15}$	$1,3 \cdot 10^{14}$	$3,8 \cdot 10^3$	—
	N^+	$1 \cdot 10^{15}$	$8,5 \cdot 10^{13}$	$4,6 \cdot 10^3$	—
1, после отжига	B^+	$3 \cdot 10^{14}$	$1,3 \cdot 10^{13}$	$1,3 \cdot 10^4$	4,3
	N^+	$3 \cdot 10^{14}$	n -слоя нет	—	—
	B^+	$1 \cdot 10^{15}$	$5,7 \cdot 10^{12}$	$2,1 \cdot 10^4$	0,6
	N^+	$1 \cdot 10^{15}$	n -слоя нет	—	—
2, после отжига	B^+	$3 \cdot 10^{14}$	$4,1 \cdot 10^{13}$	$1,4 \cdot 10^4$	14,0
	B^+	$1 \cdot 10^{15}$	$4,3 \cdot 10^{12}$	$2,2 \cdot 10^4$	0,4
	B^+	$3 \cdot 10^{15}$	$3,4 \cdot 10^{12}$	$2,6 \cdot 10^4$	0,1
	B^+	$4 \cdot 10^{15}$	$1,0 \cdot 10^{12}$	$3,0 \cdot 10^4$	0,03

Примечание*: Глубина n -слоя у образцов 1 и 2 после отжига составляла 0,8 мкм.

кэВ дозой $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ без нагрева подложки и при $T = 250 \text{ °C}$. Сразу после “горячей” имплантации как ионов бора, так и азота образец сохранил p -тип проводимости. При обычной имплантации без нагрева n -слой сформировался в обоих случаях, причем величина для ионов N^+ величина N_s была почти на порядок меньше ($N_s = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$), чем для ионов B^+ ($N_s = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$). Возможно, столь большое различие в величине N_s для ионов N^+ связано с тем, что он, будучи акцепторной примесью, частично компенсирует донорные дефекты. Этот вопрос мы рассмотрим далее. В образце, имплантированном ионами B^+ при комнатной температуре, сформировалась n^+-n^-p структура (на рисунке 4.23 она не показана) с глубиной n^- -слоя 3 мкм, а отжиг при температуре 200 °C в течение 40 ч разогнал его на глубину ~ 170 мкм и снизил на порядок величину N_s (кривая 2). Из рисунка 4.22 видно, что в данном случае по аналогии с отжигом под АО при $T = 200 \text{ °C}$ (см. таблицу 4.4) поверхностный имплантированный слой служил диффузионным источником ртути, а в отсутствие испарения ее через АО концентрации смещенных атомов Hg было

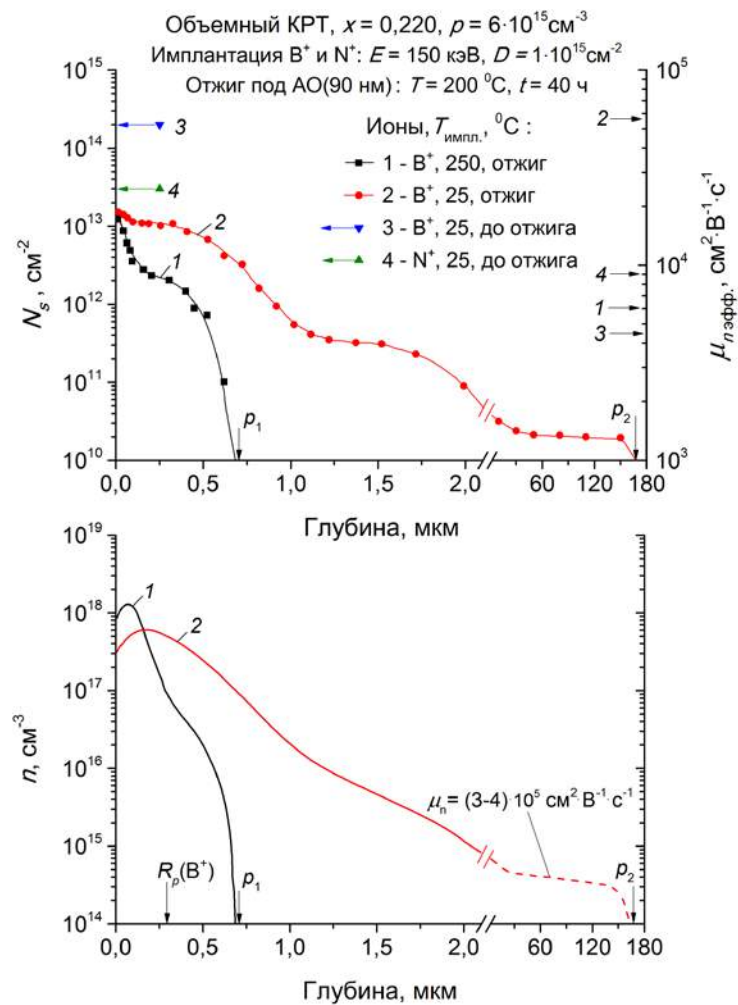


Рисунок 4.23 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s (1, 2), концентрации электронов n (1, 2), слоевая концентрация N_s (3, 4) и эффективная подвижность электронов $\mu_{n \text{ эфф.}}$ (1–4) в объемном образце КРТ p -типа состава $x = 0,220$, имплантированном ионами B^+ (1–3) и N^+ (4) с энергией 150 кэВ дозой $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ через АО толщиной 90 нм при температуре: 1 – 250; 2, 3, 4 – 25 $^\circ \text{C}$, без постимплантационного отжига (3, 4) и после отжига (1, 2) под АО при $T = 200^\circ \text{C}$ в течение 40 ч. R_p – проецированный пробег. p_1, p_2 – глубина n -слоя. Сразу после “горячей” имплантации ионов B^+ и N^+ n -слой отсутствовал и появился после отжига только у образца, в который внедрялся бор (1).

достаточно для формирования глубокого n^- -слоя. Этот же отжиг при $T = 200^\circ \text{C}$ в течение 40 ч после “горячей” имплантации для ионов B^+ и N^+ дал совершенно противоположные результаты. Образец, имплантированный азотом, сохранил p -тип проводимости, тогда как в случае внедрения бора сформировался n^+ -слой, но при этом величина слоевой концентрации электронов стала на порядок меньше, чем в неотожженном, имплантированном при комнатной температуре образце. Глубина n^+ -слоя имела значение $\sim 0,75 \text{ мкм}$, что хорошо соответствует полному пробегу ионов B^+ , измеренному методом ВИМС (рисунок 4.24).

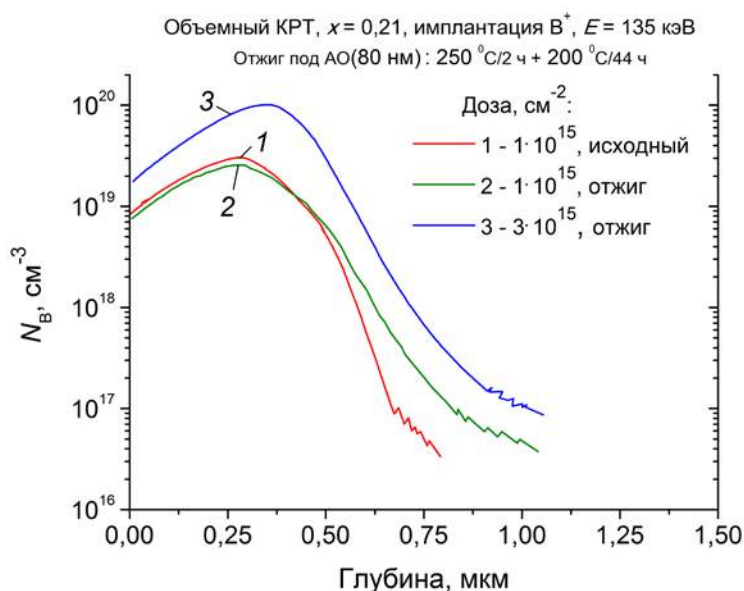


Рисунок 4.24 – Распределение по глубине атомов бора в объемном КРТ ($x = 0,21$), имплантированных ионами B^+ с энергией 135 кэВ дозой: 1 – $1 \cdot 10^{15}$; 2 – $1 \cdot 10^{15}$; 3 – $3 \cdot 10^{15}$. 1 – исходный, 2, 3 – двухступенчатый отжиг $250^\circ\text{C}/2\text{ ч} + 200^\circ\text{C}/44\text{ ч}$ под АО толщиной 80 нм.

Из сравнения профилей распределения внедренных атомов бора видно, что в результате длительного отжига при $T = 250$ и 200°C (кривые 2 и 3 на рисунке 4.24) бор лишь незначительно продиффундировал вглубь КРТ, что подтверждает данные литературы ([291–292]) о боре, как медленно диффундирующей примеси. Отсутствие n -слоя после отжига в случае “горячей” имплантации ионов N^+ и его появление в образце, имплантированном ионами B^+ , а также данные ВИМС служат прямым доказательством проявления электрической активности атомов бора, а не радиационных дефектов. Отметим, что в работах [295, 296], было проведено сравнение результатов отжига КРТ с внедренным бором (доза 10^{14} см^{-2}) и инертным неоном, однако авторы отметили, что быстрая термообработка в ртутной ванне при $T = 320^\circ\text{C}$ в течение 8 минут не привела к полному отжигу электрически активных дефектов, поэтому n - p переход в имплантированном ионами B^+ образце располагался намного глубже, чем внедренные атомы примеси.

Анализ рисунка 4.23 показывает, что в случае имплантации ионов B^+ при температуре 250°C и последующего длительного активационного отжига при $T = 200^\circ\text{C}$ величина концентрации электронов в максимуме распределения $n(z)$ оказалась выше, чем в случае имплантации без нагрева подложки, но глубина n^+ -слоя в последнем случае больше, поскольку она определяется медленно диффундирующими дефектами донорного типа (очень глубокий n^- -слой сформировался за счет быстро диффундирующей ртути), тогда как вблизи поверхности на формирование n^+ -слоя оказывают влияние как нейтральные, так и заряженные примесно-дефектные комплексы. По-видимому, более высокое разупорядочение решетки КРТ, имплантированного ионами B^+ при

комнатной температуре (при “горячей” имплантации дефекты отжигаются) снижает эффективность электрической активации атомов бора при низкотемпературном отжиге по сравнению с имплантацией в нагретую подложку, когда дефектов образуется гораздо меньше.

Из данных, представленных на рисунках 4.23 и 4.24, следует, что в приповерхностном слое глубиной $z < R_p$, в котором концентрация атомов бора имеет значение $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$, эффективность активации составляет 10 %, тогда как в окрестности R_p , где концентрация бора равна $3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, она снижается до 0,3 %, то есть с ростом концентрации примеси уменьшается коэффициент ее использования. Эта же зависимость следует и из данных, приведенных на рисунке 4.25.

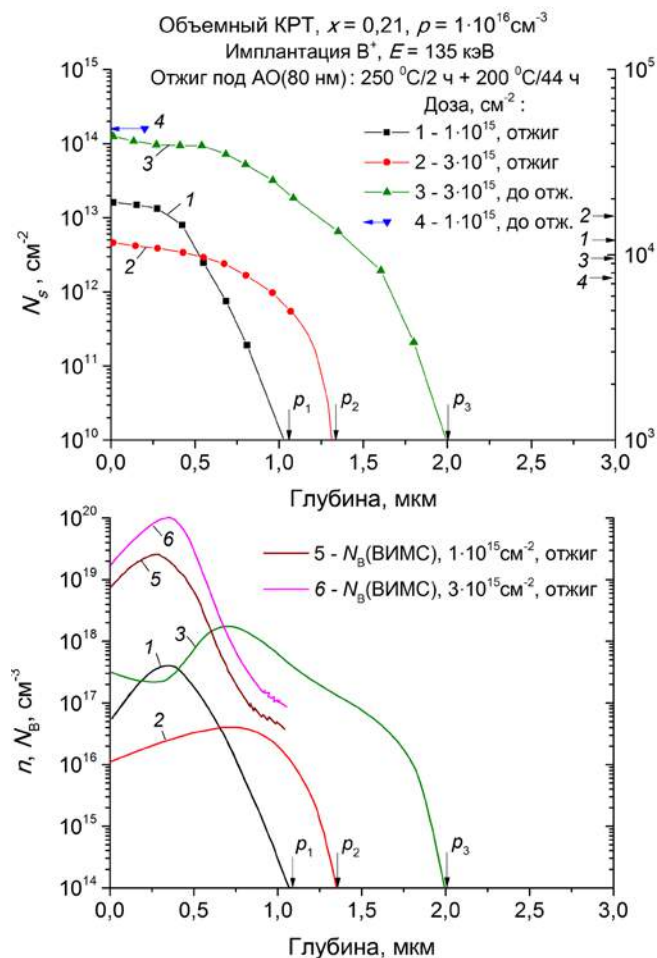


Рисунок 4.25 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s (1–3), концентрации электронов n (1–3) и атомов бора N_B (5, 6, ВИМС), слоевая концентрация N_s (4) и эффективная подвижность электронов $\mu_{n \text{ эфф.}}$ (1–4) в объемном образце КРТ p -типа состава $x = 0,21$, имплантированном ионами B^+ с энергией 135 кэВ дозой $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ (1, 4, 5) и $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ (2, 3, 6), без постимплантационного отжига (3, 4) и после двухступенчатого отжига (1, 2, 5, 6) под АО(80 нм) $250^\circ\text{C}/2\text{ч} + 200^\circ\text{C}/44\text{ч}$. p_1 – p_3 – глубина n -слоя. На контрольной части образца, имплантированной ионами N^+ ($E = 135 \text{ кэВ}$, $D = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ и $D = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$) n -слой полностью отжигается после первой стадии термообработки $250^\circ\text{C}/2\text{ч}$.

Из рисунка 4.25 видно, что после отжига глубина n -слоя стала практически соответствовать глубине “хвоста” распределения внедренных атомов бора в КРТ, равной 1–1,2 мкм. В случае внедрения $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ионов B^+ из величины концентрации электронов (кривая 1) в области R_p видно, что активировалось до 1 % атомов бора, тогда как при дозе $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ (кривая 2) концентрация электрически активного бора снизилась на порядок, причем максимум распределения $n(z)$ стал располагаться на глубине $2,5R_p$, где концентрация атомов бора (кривая 6) по сравнению с областью R_p меньше приблизительно в 10^2 раз. В то же время из рисунков 4.23 и 4.25 видно, что эффективность электрической активации атомов бора, внедренных в p -КРТ при нагреве до $T = 250^\circ\text{C}$, несколько выше, поскольку концентрация электронов при одной и той же дозе ионов B^+ $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ при “горячей” имплантации больше.

Значительное уменьшение эффективности электрической активации атомов бора с ростом дозы, по-видимому, обусловлено тем, что бор, связанный в крупные примесно-дефектные комплексы, которые могут быть заряженными и нейтральными, высвобождается в меньшем количестве в процессе отжига, чем из мелких дефектных комплексов, формируемых при маленьких дозах. Сдвиг максимума профиля концентрации электронов на рисунке 4.25 далеко за область R_p для дозы $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ также свидетельствует, на наш взгляд, о том, что эффективность активации бора в области с меньшим количеством дефектов выше.

Эффективность электрической активации в КРТ внедренного бора повышается при термоциклировании от температуры жидкого азота до комнатной. В таблице 4.8 приведены слоевая концентрация электронов, эффективная подвижность электронов и эффективность активации атомов бора при различных режимах имплантации ионов B^+ и N^+ в образцы, вырезанные из объемных кристаллов КРТ p -типа, после отжига под АО толщиной 100 нм в двухступенчатом режиме $250^\circ\text{C}/2\text{ч} + 200^\circ\text{C}/22\text{ч}$ и последующего термоциклирования. Отметим, что в таблице 4.8 не приведены параметры контрольных неимплантированных образцов, которые после отжига под АО не изменились по сравнению с исходными параметрами объемных кристаллов p -КРТ, а также параметры контрольных имплантированных ионами B^+ и N^+ образцов до отжига под АО. На них сразу после имплантации бора и азота формировался n^+ -слой.

Анализ таблиц 4.8 показывает, что с ростом дозы эффективность электрической активации внедренных атомов бора в кристаллах p -КРТ снижается. Однако, ярко проявляется эффект увеличения степени активации бора при термоциклировании (образцы 1–1, 1–2, 2–1, 2–2). Картина существенно меняется, когда дополнительно к бору имплантировался азот. В образце 1–3 при термоциклировании величина f уменьшается, причем ее значение в несколько раз ниже, чем у образца 1–2, имеющего ту же дозу ионов бора и не имплантированного азотом. В образце 2–3 n -слой отсутствовал. Перестановка операций – сначала имплантация азота, затем бора (образцы

Таблица 4.8

Слоевая концентрация N_s , эффективная подвижность электронов $\mu_{n \text{ эфф.}}$ и коэффициент использования примеси f в имплантированных ионами B^+ и N^+ объемных кристаллах p -КРТ: $1 - x = 0,214$, $p = 6,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $2 - x = 0,216$, $p = 8,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ после двухступенчатого отжига под АО(100 нм) $250^\circ\text{C}/2 \text{ ч} + 200^\circ\text{C}/22 \text{ ч}$ и термоциклирования

№ кристалла	№ образца	Режимы имплантации			Параметры n -слоя* после отжига под АО			
		Ионы	E , кэВ	D , см^{-2}	Кол-во термоциклов	N_s , см^{-2}	$\mu_{n \text{ эфф.}}$, $\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	f , %
КРТ-1	1-1	B^+	300	$1 \cdot 10^{14}$	1	$1,29 \cdot 10^{13}$	$2,64 \cdot 10^4$	12,9
					2	$1,35 \cdot 10^{13}$	$2,58 \cdot 10^4$	13,5
					3	$1,37 \cdot 10^{13}$	$2,53 \cdot 10^4$	13,7
					4	$1,40 \cdot 10^{13}$	$2,47 \cdot 10^4$	14,0
	1-2	B^+	300	$3 \cdot 10^{14}$	1	$1,33 \cdot 10^{13}$	$2,27 \cdot 10^4$	4,4
					12	$1,55 \cdot 10^{13}$	$2,07 \cdot 10^4$	5,2
					20	$1,57 \cdot 10^{13}$	$2,04 \cdot 10^4$	5,2
	1-3	$B^{++} N^+$	$300 + 360$	$3 \cdot 10^{14} + 3 \cdot 10^{14}$	1	$2,30 \cdot 10^{12}$	$1,01 \cdot 10^4$	0,8
					4	$1,53 \cdot 10^{12}$	$1,14 \cdot 10^4$	0,5
	1-4	$N^{++} B^+$	$360 + 300$	$3 \cdot 10^{14} + 3 \cdot 10^{14}$	1	n -слоя нет, $p = 5,7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\mu_p = 530 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$		
КРТ-2	2-1	B^+	300	$1 \cdot 10^{14}$	1	$9,61 \cdot 10^{12}$	$2,68 \cdot 10^4$	9,6
					2	$1,09 \cdot 10^{13}$	$2,50 \cdot 10^4$	10,9
					3	$1,10 \cdot 10^{13}$	$2,48 \cdot 10^4$	11,0
					4	$1,13 \cdot 10^{13}$	$2,47 \cdot 10^4$	11,3
	2-2	B^+	300	$3 \cdot 10^{14}$	1	$2,27 \cdot 10^{13}$	$1,47 \cdot 10^4$	7,6
					2	$2,57 \cdot 10^{13}$	$1,37 \cdot 10^4$	8,6
	2-3	$B^{++} N^+$	$300 + 360$	$3 \cdot 10^{14} + 3 \cdot 10^{14}$	1	n -слоя нет, $p = 1,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $\mu_p = 360 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$		
	2-4	$N^{++} B^+$	$360 + 300$	$3 \cdot 10^{14} + 3 \cdot 10^{14}$	1	n -слоя нет, $p = 1,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $\mu_p = 250 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$		
	2-5	N^+	360	$1 \cdot 10^{14}$	1	n -слоя нет, $p = 8,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\mu_p = 500 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$		
	2-6	N^+	360	$3 \cdot 10^{14}$	1	n -слоя нет, $p = 1,0 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $\mu_p = 430 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$		

Примечание*: После стравливания имплантированного слоя на глубину 1,5 мкм n -слой отсутствовал, параметры образцов были близки к параметрам исходного кристалла p -КРТ.

1-4, 2-4) также приводит к отжигу n -слоя. Наконец, при имплантации только азота (образцы 1-5, 2-5, 2-6) после отжига n -слой также исчезает. Таким образом, из данных таблицы 4.8 следует, что бор является донором в КРТ, а азот – акцептор, причем более эффективный, чем бор, поскольку азот полностью компенсирует донорные центры на основе активированного бора.

4.5.2. Активация бора и азота в гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Исследования процессов электрической активации имплантированных атомов бора и азота проводились на структурах ЖФЭ КРТ и ГЭС КРТ МЛЭ, исходные параметры которых приведены в таблице 4.9 (в дальнейшем изложении номера структур будут приводиться согласно таблице 4.9).

Таблица 4.9

Исходные параметры структур ЖФЭ КРТ и ГЭС КРТ МЛЭ

Номер структуры, тип проводимости	Состав поверхности и рабочего слоя, x_s / x	Толщина варизонного слоя, мкм	Толщина обшая d , мкм	Концентрация носителей n, p , см^{-3}	Подвижность μ_n, μ_p , $\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$
ЖФЭ КРТ–1 p -тип	0,215	–	30	p $7,5 \cdot 10^{16}$	μ_p 380
ЖФЭ КРТ–2 p -тип	0,217	–	17	p $4,3 \cdot 10^{16}$	μ_p 350
ГЭС КРТ МЛЭ–1 n -тип	0,30/0,205	0,50	5,8	n $1,6 \cdot 10^{15}$	μ_n $1,1 \cdot 10^5$
ГЭС КРТ МЛЭ–2 p -тип	0,305/0,218	0,50	6,9	p $8,5 \cdot 10^{15}$	μ_p 490
ГЭС КРТ МЛЭ–3 p -тип	0,34/0,210	0,50	9,0	p $1,1 \cdot 10^{16}$	μ_p 480
ГЭС КРТ МЛЭ–4 p -тип	0,46/0,230	0,40	10,8	p $1,1 \cdot 10^{16}$	μ_p 470
ГЭС КРТ МЛЭ–5 n -тип	0,42/0,230	0,35	10	n $5,8 \cdot 10^{14}$	μ_n $8,5 \cdot 10^4$
ГЭС КРТ МЛЭ–6 p -тип	0,42/0,230	0,35	10	p $8,0 \cdot 10^{16}$	μ_p 550
ГЭС КРТ МЛЭ–7 p -тип	0,30/0,215	0,50	6,5	p $8,4 \cdot 10^{15}$	μ_p 590

Акцепторные свойства имплантированного азота, проявляются уже и до постимплантационного отжига. В таблице 4.10 представлены результаты по имплантации больших доз ионов B^+ и N^+ в образцы, вырезанные из гетероэпитаксиальных структур ЖФЭ КРТ p -типа с различной исходной концентрацией дырок, как до отжига, так и после отжига под капсулирующим диэлектриком $\text{AO}^+ \text{SiO}_2$. Структуры ЖФЭ КРТ имеют различную исходную концентрацию дырок (таблица 4.9). Покрытие из SiO_2 было сделано с целью дополнительного маскирования от потери ртути при отжиге из-за низкой толщины АО, что незначительно влияет на пробег ионов B^+ и N^+ в КРТ с энергией 135 и 140 кэВ соответственно. Образец 1–5 имплантировался только через SiO_2 . Как видно из таблицы 4.10, при одинаковой дозе ионов B^+ и N^+ (образцы 1–1 и 1–2, 2–1 и 2–2) величина N_s до отжига у образцов, имплантированных азотом, почти в два раза ниже чем у образцов, имплантированных бором, то есть радиационные дефекты донорного типа, генерированные ионной имплантацией, частично скомпенсированы внедренными атомами азота.

Таблица 4.10

Слоевая концентрация N_s , эффективная подвижность электронов $\mu_{n\text{эфф.}}$ и коэффициент использования примеси f в образцах ЖФЭ КРТ, имплантированных ионами B^+ и N^+ , до и после отжига под АО(40 нм) + SiO_2 (50 нм) в двухступенчатом режиме 250 °C/ 2ч + 200 °C/30 ч

№ структуры	№ образца	Режимы имплантации			Параметры n -слоя до отжига		Параметры n -слоя после отжига*	
		Ионы	E , кэВ	D , см ⁻²	N_s , см ⁻²	$\mu_{n\text{эфф.}}$, см ² ·В ⁻¹ ·с ⁻¹	N_s , см ⁻²	$\mu_{n\text{эфф.}}$, см ² ·В ⁻¹ ·с ⁻¹
ЖФЭ КРТ-1	1-1	B^+	135	$3 \cdot 10^{14}$	$1,7 \cdot 10^{14}$	$3,6 \cdot 10^3$	$8,1 \cdot 10^{12}$	$5,2 \cdot 10^3$
	1-2	N^+	140	$3 \cdot 10^{14}$	$8,3 \cdot 10^{13}$	$4,2 \cdot 10^3$	n -слой нет, $p = 6,5 \cdot 10^{16}$ см ⁻³ , $\mu_p = 370$ см ² ·В ⁻¹ ·с ⁻¹	
	1-3	B^+	135	$1 \cdot 10^{15}$	$1,1 \cdot 10^{14}$	$4,4 \cdot 10^3$	Сразу после отжига n -слой отсутствовал и появился после повторного охлаждения $N_s = 1,9 \cdot 10^{13}$ $\mu_{n\text{эфф.}} = 7,8 \cdot 10^3$	
	1-4	N^+	140	$1 \cdot 10^{15}$	—	—	n -слоя нет, $p = 7,2 \cdot 10^{16}$ см ⁻³ , $\mu_p = 390$ см ² ·В ⁻¹ ·с ⁻¹	
	1-5	B^+ (SiO_2)	135	$1 \cdot 10^{15}$	—	—	n -слоя нет, $p = 6,5 \cdot 10^{16}$ см ⁻³ , $\mu_p = 340$ см ² ·В ⁻¹ ·с ⁻¹	
ЖФЭ КРТ-2	2-1	B^+	135	$3 \cdot 10^{14}$	$1,4 \cdot 10^{14}$	$4,3 \cdot 10^3$	$1,3 \cdot 10^{13}$	$8,3 \cdot 10^3$
	2-2	N^+	140	$3 \cdot 10^{14}$	$9,4 \cdot 10^{13}$	$4,1 \cdot 10^3$	n -слоя нет, $p = 4,7 \cdot 10^{16}$ см ⁻³ , $\mu_p = 470$ см ² ·В ⁻¹ ·с ⁻¹	
	2-3	B^+	135	$1 \cdot 10^{15}$	$1,5 \cdot 10^{14}$	$3,8 \cdot 10^3$	Сразу после отжига n -слой отсутствовал и появился после повторного охлаждения $N_s = 1,6 \cdot 10^{13}$ $\mu_{n\text{эфф.}} = 1,0 \cdot 10^4$	
	2-4	N^+	140	$1 \cdot 10^{15}$	—	—	n -слоя нет, $p = 8,2 \cdot 10^{16}$ см ⁻³ , $\mu_p = 380$ см ² ·В ⁻¹ ·с ⁻¹	

Примечание*: После стравливания имплантированного и отожженного слоя на глубину 0,8 мкм n -слой отсутствовал, параметры образцов были близки к параметрам исходных слоев ЖФЭ КРТ p -типа

После отжига в образцах, имплантированных ионами N^+ , n^+ -слой конвертирует в p -тип за счет активации азота. В образцах ЖФЭ КРТ, имплантированных ионами B^+ , эффективность активации атомов бора составляет $f = 2,7\text{--}4,3$ % для $D = 3 \cdot 10^{14}$ см⁻² и $f = 1,6\text{--}1,9$ % – для $D = 1 \cdot 10^{15}$ см⁻². У образца 1-5, который отжигался без АО только под SiO_2 , n -слой отсутствует, поскольку донорные центры бора компенсируются вакансиями ртути, за счет ее испарения с поверхности ЖФЭ КРТ сквозь SiO_2 , маскирующие свойства которого хуже, чем у анодного окисла.

Интересный эффект наблюдался на образцах 1–3 и 2–3, имплантированных большой дозой $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ионов бора. Измерения обоих образцов сразу после отжига при первом охлаждении показали, что n -слой у них отсутствовал и параметры образцов были как у исходного ЖФЭ КРТ p -типа. При повторном охлаждении у них возник n -слой с параметрами, приведенными в таблице 4.10. При травлении n -слоя было установлено, что его глубина соответствует глубине внедренных атомов бора, измеренной методом ВИМС. Данный эффект будет обсуждаться ниже.

На рисунке 4.26 приведено распределение по глубине слоевой концентрации и объемной концентрации электронов, а также концентрации внедренных атомов бора (ВИМС).

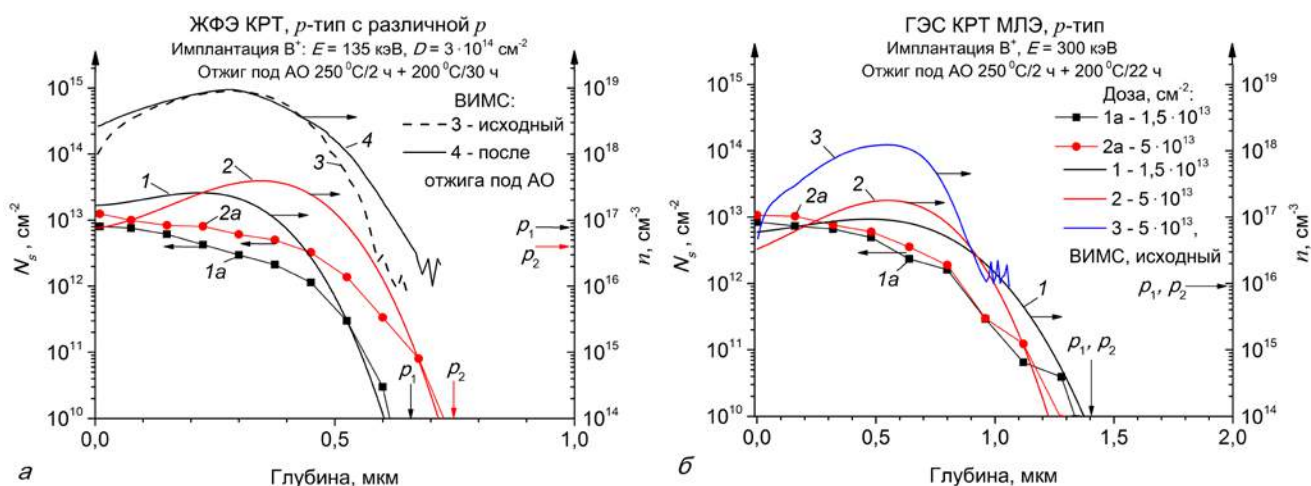


Рисунок 4.26 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s и концентрации электронов n , а также концентрации внедренных атомов бора (ВИМС) в имплантированных ионами B^+ образцах ЖФЭ КРТ–1 и 2 с различной исходной концентрацией дырок p (а) и образцах ГЭС КРТ МЛЭ–2, имплантированных различными дозами ионов B^+ (б), после отжига под анодным окислом в двухступенчатом режиме: а – $250^\circ\text{C}/2\text{ч} + 200^\circ\text{C}/30\text{ч}$; б – $250^\circ\text{C}/2\text{ч} + 200^\circ\text{C}/22\text{ч}$. Стрелками p_1 и p_2 указаны глубина n -слоя и концентрация дырок в образцах ЖФЭ КРТ–1 и 2 соответственно (а) и ГЭС КРТ МЛЭ–2 (б) p -типа.

Из рисунка 4.26, а видно, что внедренные атомы бора лишь незначительно диффундируют вглубь образца (кривые 3 и 4 на рисунке 4.26, а) в процессе отжига под АО. Профиль распределения электрически активных донорных центров (кривые 1 и 2 на рисунке 4.26, а, б) соответствует распределению бора по глубине для различных энергий, что свидетельствует о том, что данные донорные центры являются электрически активными атомами бора. У образца ЖФЭ КРТ–1 глубина n -слоя меньше, чем у образца ЖФЭ КРТ–2 из-за гораздо большей концентрации дырок в подложке.

При ионной имплантации бора в ГЭС КРТ МЛЭ сквозь анодный окисел часть атомов бора

останавливается в анодном окисле, а также в варизонном слое. Для того, чтобы n - p переход располагался в рабочем слое гетероструктуры необходимы большие энергии ионов бора. На рисунке 4.27 показаны исходный профиль состава структуры ГЭС КРТ МЛЭ–6, на которой был выращен АО большой толщины, равной 200 нм, профиль распределения имплантированных с энергией 350 кэВ атомов бора (a) и спектры подвижности до и после отжига под АО различной толщины имплантированных ионами B^+ структуры ГЭС КРТ МЛЭ–6 (b).

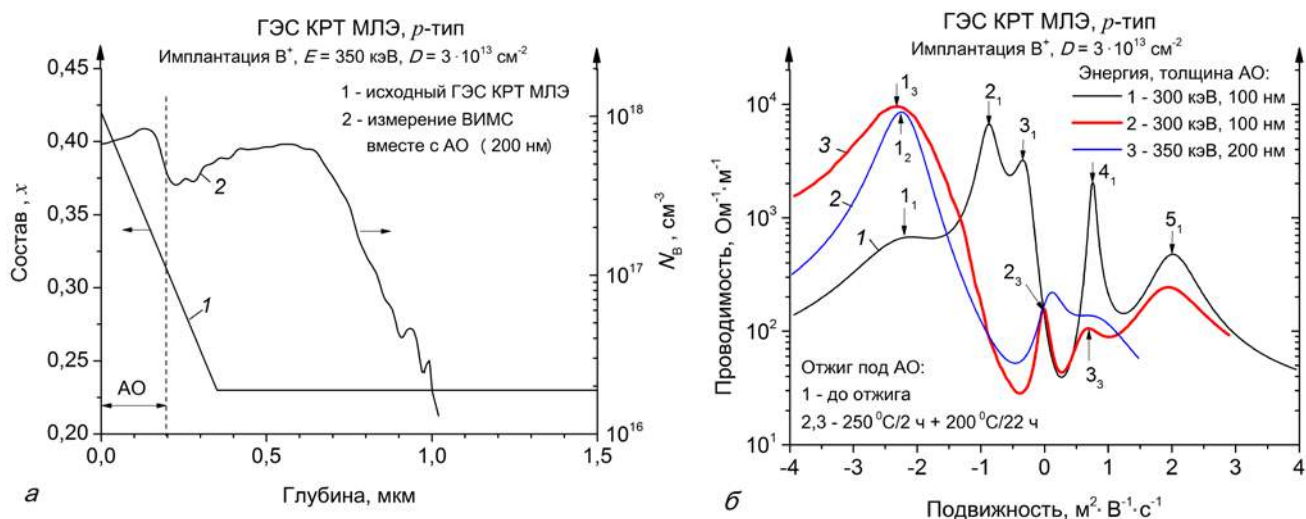


Рисунок 4.27 – Распределение по глубине исходного состава x и концентрации внедренных атомов бора N_B (a) и спектры подвижности после имплантации ионов B^+ в ГЭС КРТ МЛЭ–6 p -типа при различных энергиях и толщинах АО до (b , 1) и после отжига под АО (b , 2, 3) в двухступенчатом режиме 250 °C/ 2ч + 200 °C/22 ч.

Более высокий пик атомов бора в АО по сравнению с пиком в КРТ (кривая 2 на рисунке 4.27, a), связан с различной скоростью травления окисла и КРТ при измерении методом ВИМС вместе с АО, и в данном эксперименте абсолютное значение концентрации атомов бора в АО не определялось. Из рисунка рисунке 4.27, a видно, что для энергии 350 кэВ полный пробег ионов бора в такой структуре составляет 1 мкм, что вполне приемлемо для формирования n - p переходов на активированном боре.

Метод “спектра подвижности” оказался информативен и для наблюдения процесса активации внедренных атомов бора. Сразу после имплантации (кривая 1 на рисунке 4.27, b) сформировался сильно проводящий n^+ -слой с низкой (пики 2 $_1$ и 3 $_1$) и слабо проводящий n^- -слой с высокой (пик 1 $_1$) подвижностью электронов (n^+n^-p структура). Пики 4 $_1$ и 5 $_1$ в области положительной подвижности являются неким “зеркальным” отражением электронных пиков, что является особенностью расчета методом “спектра подвижности”. В результате двухступенчатого отжига под АО (кривые 2 и 3 на рисунке 4.27, b) низкоподвижный n^+ -слой исчез и образовался высокопроводящий n -слой с большой подвижностью электронов (пики 1 $_2$ и 1 $_3$). На кривой 3 наблюдаются

также пик 2_z тяжелых и пик 3_z легких дырок в подложке p -типа (см. рисунок 4.9, б). Кривые 2 и 3 на рисунке 4.27, б в спектре подвижности соответствуют n -слою, сформированному за счет электрической активации атомов бора. Снижение эффективности электрической активации атомов бора с ростом дозы внедряемых ионов B^+ свидетельствует о том, что при бóльшей концентрации атомы бора связываются в более устойчивые нейтральные примесно-дефектные комплексы, чем при небольших концентрациях. Для распада этих комплексов и частичного высвобождения из них атомов бора нужны либо высокие температуры активационного отжига, либо термоудары. Эффект распада примесно-дефектных комплексов и высвобождение электрически активных примесей и дефектов в облученных электронами кристаллах КРТ при термоударах ранее наблюдался в работе [128].

Ионная имплантация бора при $T = 80$ К в кристаллы КРТ приводит к формированию n^+ -слоя за счет электрической активации бора в процессе нагрева до комнатной температуры без постимплантационного активационного отжига (см. раздел 4.4.2). На наш взгляд, эффект скачкообразного возникновения n -слоя при повторном охлаждении, который наблюдался в образцах ЖФЭ КРТ, имплантированных только большой дозой $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ионов B^+ (см. таблицу 4.9) произошел за счет активации атомов бора, освобожденных из комплексов при термоударах. Предварительная термообработка под АО привела только к отжигу радиационных дефектов донорного типа, а бор остался связан в метастабильные нейтральные комплексы с низкой энергией активации и одного цикла охлаждения и прогрева до комнатной температуры оказалось достаточно для их распада.

Эффект влияния термоударов на процесс активации внедренных атомов бора и азота исследовался на образцах ГЭС КРТ МЛЭ p - и n -типа соответственно. Установлено, что эффективность электрической активации атомов бора и азота в ГЭС КРТ МЛЭ существенно увеличивается при термоциклировании.

На рисунке 4.28 приведены зависимости слоевой концентрации электронов и эффективности активации атомов бора от количества термоциклов в имплантированном различными дозами ионов B^+ ГЭС КРТ МЛЭ–2 p -типа. Из рисунка 4.28 видно, что эффективность активации бора с ростом дозы от $1,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ до $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ уменьшается с $f = 55 \%$ до 4% и в процессе термоциклирования повышается на $15\text{--}37 \%$, причем наибольший рост наблюдается после 6–8 термоциклов. Эффективность активации атомов бора для одинаковых доз $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ в ГЭС КРТ МЛЭ, несколько ниже, чем в объемном КРТ (см. рисунок 4.28 и таблицу 4.8), но в обоих типах материала степень активации растет при термоциклировании, что указывает, на наш взгляд, на одинаковую природу примесно-дефектных комплексов в объемном КРТ и гетероструктурах КРТ.

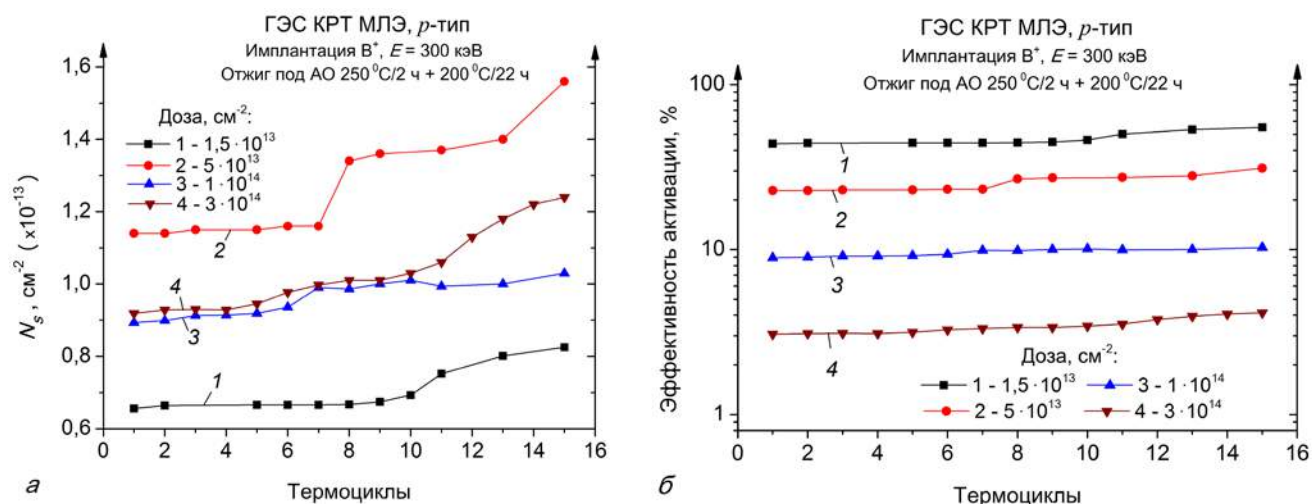


Рисунок 4.28 – Зависимость слоевой концентрации (а) и эффективности активации атомов бора (б) от количества термоциклов в имплантированных с $E = 300$ кэВ различными дозами ионов B^+ образцах ГЭС КРТ МЛЭ–2 p -типа после отжига под анодным окислом в двухступенчатом режиме $250^\circ\text{C}/2\text{ ч} + 200^\circ\text{C}/22\text{ ч}$. Доза (а, б): 1 – $1,5 \cdot 10^{13}$; 2 – $5 \cdot 10^{13}$; 3 – $1 \cdot 10^{14}$; 4 – $3 \cdot 10^{14}$ см^{-2} .

На рисунке 4.29 представлены зависимости проводимости от количества термоциклов и коэффициента Холла от величины магнитного поля при различном количестве термоциклов в имплантированных ионами N^+ и неимплантированных образцах ГЭС КРТ МЛЭ–1 n -типа.

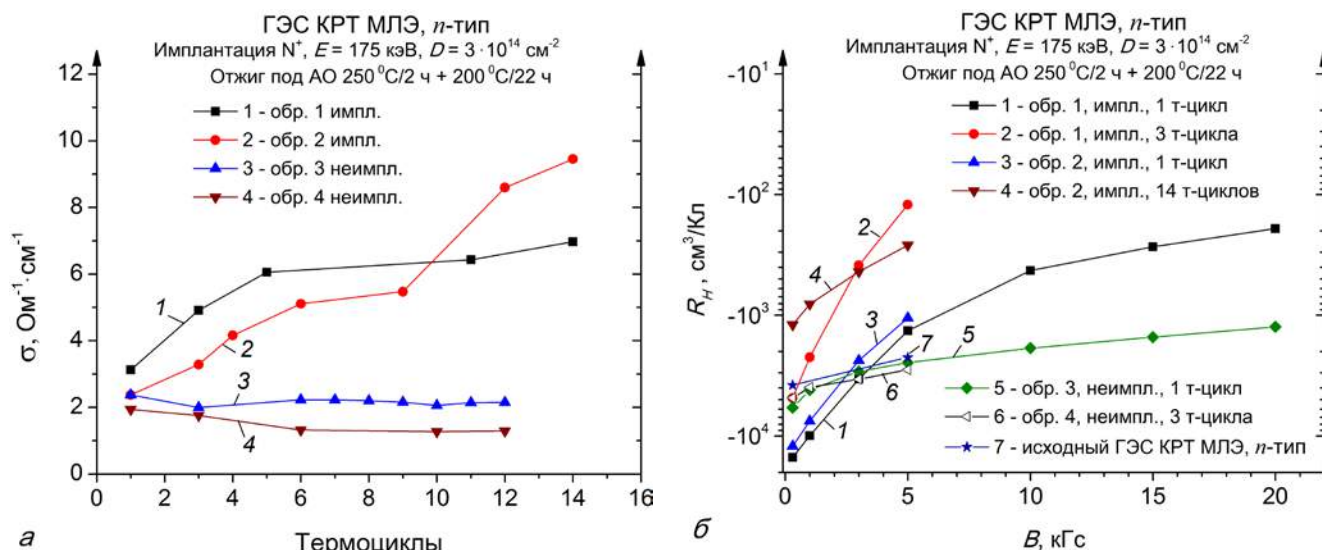


Рисунок 4.29 – Зависимость проводимости от количества термоциклов (а) и коэффициента Холла от величины магнитного поля при различном количестве термоциклов (б) в имплантированных ионами N^+ и неимплантированных образцах ГЭС КРТ МЛЭ–1 n -типа после двухступенчатого отжига под анодным окислом $250^\circ\text{C}/2\text{ ч} + 200^\circ\text{C}/22\text{ ч}$.

Анализ рисунка 4.29 показывает, что термоциклирование не влияет на проводимость не-

имплантированных образцов n -типа (кривые 3 и 4 на рисунке 4.29, a), тогда как в имплантированных азотом образцах проводимость увеличивается в 2–4 раза (кривые 1 и 2 на рисунке 4.29, a). Коэффициент Холла (он оставался отрицательным, поскольку ГЭС КРТ МЛЭ–1 имеет низкий состав $x = 0,205$) в имплантированных азотом образцах сразу после отжига сдвинут в сторону положительных значений, по сравнению с исходными не имплантированными образцами, и при термоциклировании он еще сильнее сдвигается вверх (пары кривых 1 и 2, 3 и 4 на рисунке 4.29, b). Также на имплантированных ионами N^+ образцах (кривые 1–4 на рисунке 4.29, b) наблюдается более сильная полевая зависимость коэффициента Холла по сравнению с исходными образцами (кривые 5–7 на рисунке 4.27, b). Это свидетельствует, на наш взгляд, об образовании p -слоя в ГЭС КРТ МЛЭ n -типа за счет электрической активации атомов азота при отжиге под АО.

Активацию азота также подтверждает и эксперимент по имплантации ионов N^+ в ГЭС КРТ МЛЭ–7 p -типа, результаты которого приведены в таблице 4.11.

Таблица 4.11

Электрофизические параметры ГЭС КРТ МЛЭ–7 p -типа при различных режимах имплантации ионов N^+ до и после отжига под АО

№ образца	Режимы имплантации ионов N^+		Параметры n -слоя до отжига		Параметры образцов p -типа после отжига под АО (250 °C/2 ч + 200 °C/22 ч)			
	E , кэВ	D , см ⁻²	N_s , см ⁻²	$\mu_{n \text{ эфф.}}$, см ² ·В ⁻¹ ·с ⁻¹	p , см ⁻³	p_s , см ⁻²	μ_p , см ² ·В ⁻¹ ·с ⁻¹	f , %
7–1	300	$1 \cdot 10^{14}$	$9,13 \cdot 10^{13}$	$6,14 \cdot 10^3$	$1,07 \cdot 10^{16}$	$6,94 \cdot 10^{12}$	560	6,9
7–2	300	$3 \cdot 10^{14}$	$7,14 \cdot 10^{13}$	$7,20 \cdot 10^3$	$1,10 \cdot 10^{16}$	$7,17 \cdot 10^{12}$	540	2,4
7–3	300	$1 \cdot 10^{15}$	$4,79 \cdot 10^{13}$	$9,37 \cdot 10^3$	$2,10 \cdot 10^{16}$	$1,36 \cdot 10^{13}$	410	1,4
7–4	Не имплантир.		–	–	$8,41 \cdot 10^{15}$	$5,47 \cdot 10^{12}$	590	–

Из данных таблицы 4.11 видно, что в имплантированных азотом образцах интегральная концентрация дырок выросла по сравнению с исходным не имплантированным образцом и у образца 7–3 концентрация дырок стала в 2,5 раза выше, чем у исходного образца 7–4. Изменение концентрации дырок произошло за счет электрической активации азота. В таблице 4.11 приведена слоевая концентрация дырок p_s , рассчитанная на всю толщину ГЭС КРТ МЛЭ–7, равную 6,5 мкм. Эффективность активации вычислена из предположения, что в имплантированных образцах дырочная проводимость обусловлена только электрически активными атомами азота. Видно, что, как и в случае электрической активации бора, степень активации азота уменьшается с ростом дозы. Рост дозы ионов азота также приводит и к значительному снижению слоевой кон-

центрации электронов в имплантированном не отожженном *n*-слое, обусловленное, по-видимому, частичной компенсацией радиационных дефектов донорного типа встроенными в активное положение акцепторными атомами азота уже в процессе имплантации.

Интегральная слоевая концентрация дырок в таблице 4.11 не дает представление о пространственном распределении азотных акцепторных центров в ГЭС КРТ МЛЭ после отжига под АО. Об этом можно судить из профиля распределения внедренных атомов азота. На рисунке 4.30 приведены экспериментальное (ВИМС) и расчетное (SRIM-2012) распределение по глубине внедренных атомов азота до и после отжига под АО и распределение атомов теллура по всей толщине ГЭС КРТ МЛЭ–2 до GaAs подложки.

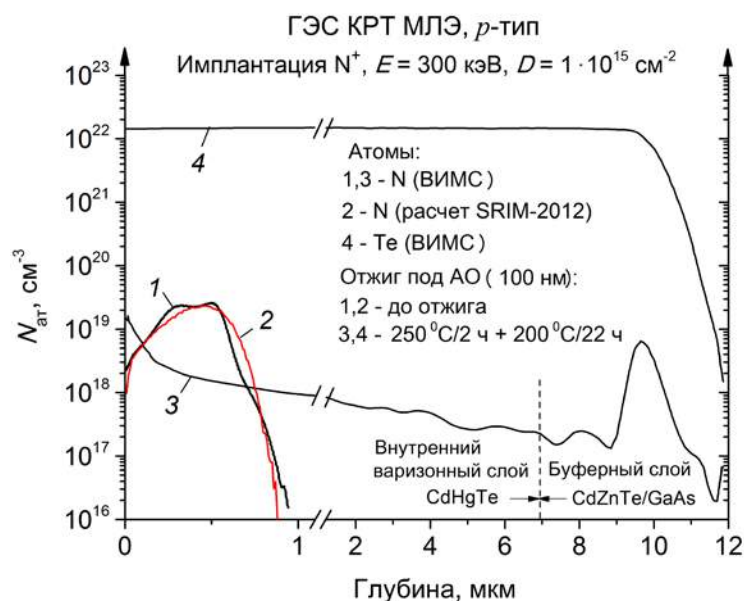


Рисунок 4.30 – Экспериментальное (ВИМС) и расчетное (SRIM-2012) распределение по глубине внедренных атомов азота до (1, 2) и после двухступенчатого $250^\circ\text{C}/2 \text{ ч} + 200^\circ\text{C}/30 \text{ ч}$ отжига под АО толщиной 100 нм (3) и распределение атомов теллура (4) по всей толщине ГЭС КРТ МЛЭ–2 до GaAs подложки. Режимы имплантации ионов N^+ : $E = 300$ кэВ; $D = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$.

Из рисунка 4.30 видно, что экспериментальные и расчетные профили распределения (кривые 1 и 2) имплантированных атомов азота близки друг другу. Отжиг кардинально поменял профиль распределения атомов азота (кривая 3 на рисунке 4.30). В отличие от бора (см. рисунок 4.26, а) азот продиффундировал на всю глубину ГЭС КРТ МЛЭ и проник в буферный слой CdZnTe вплоть до подложки из GaAs. Пик концентрации азота в буферном слое на глубине 10 мкм совпадает с уменьшением содержания теллура (кривая 4 на рисунке 4.30), поэтому он не отражает истинной концентрации азота, поскольку здесь меняются стехиометрия образца, условия травления и скорость выхода ионов азота при измерении методом ВИМС. На верхней гетерогранице в узком слое толщиной $\sim 0,2$ мкм концентрация азота на порядок выше, чем в объеме ГЭС КРТ

МЛЭ. Из данных по распределению атомов азота после отжига можно сделать вывод, что легирование азотом происходит по всей толщине структуры. На поверхности должен наблюдаться очень тонкий p^+ -слой, который в нашем эксперименте по измерению эффекта Холла на подложке ГЭС КРТ МЛЭ p -типа трудно идентифицировать. Таким образом, азот, в отличие от бора, является быстро диффундирующей примесью в КРТ.

Выводы по главе 4

В данной главе представлены результаты по исследованию: (1) термической стабильности объемных кристаллов и гетероэпитаксиальных слоев КРТ p -типа при отжигах под диэлектриками SiO_2 и анодного окисла; (2) процессов $p \rightarrow n$ конверсии при отжигах КРТ под анодным окислом; (3) кинетики отжига структурных нарушений и радиационных дефектов донорного типа в ионно-имплантированных слоях КРТ; (4) процессов формирования n^+-n^-p структур при высокотемпературной и низкотемпературной имплантации ионов бора; (5) процессов электрической активации ионно-имплантированных атомов бора и азота в объемных кристаллах и гетероэпитаксиальных слоях $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, выращенных методами МЛЭ и ЖФЭ, при низкотемпературных отжигах под анодным окислом.

В результате проведенных исследований:

- определены условия отжига капсулирующих покрытий из SiO_2 и АО, при которых происходит минимальная потеря ртути с поверхности и не изменяются электрофизические параметры исходных образцов КРТ;
- показана возможность использования анодного окисла как эффективного маскирующего покрытия для постимплантационных отжигов ГЭС КРТ МЛЭ p -типа в температурном интервале 200–250 °С без нарушения состава верхнего варизонного слоя и изменения электрофизических свойств материала;
- определен механизм и условия существования диффузионного источника ртути в процессе $p \rightarrow n$ конверсии при отжигах под анодным окислом, определена энергия активации диффузии ртути, показано что глубина конвертированного слоя лимитируется истощением диффузионного источника ртути вследствие ее испарения;
- установлено, что кинетика отжига структурных нарушений существенно зависит от массы и дозы ионов, то есть от исходного уровня генерированных ионной бомбардировкой структурных дефектов в решетке КРТ;
- установлено, что энергия активации отжига донорных дефектов, генерированных имплантацией ионов B^+ , увеличивается с ростом дозы и температуры постимплантационной термо-

обработки под капсулирующим покрытием из SiO_2 . Чем меньше доза и больше величина исходной концентрации дырок в p -КРТ, тем ниже температура полного отжига донорных центров, которая лежит в интервале 220–275 °С;

- установлено, что электрофизические параметры и глубины n^- -слоев, формируемых при одновременном отжиге p -КРТ: неимплантированного – под анодным окислом, и имплантированного ионами B^+ – без покрытия, соответствуют друг другу;

- экспериментально показано, что процесс формирования n^- -слоя и при постимплантационном отжиге имеет диффузионный характер с теми же параметрами диффузии ртути, как и при отжиге под анодным окислом, что свидетельствует о том, что именно диффузия междоузельных атомов ртути, генерируемых в области внедрения ионов, ответственна за формирование глубоких n^- -слоев как непосредственно в процессе имплантации ионов B^+ , так и при постимплантационных отжигах, тем самым, экспериментально подтверждена “модель Bubulac” формирования n^+-n^- - p структур при отжигах за счет диффузии смещенных атомов ртути.

- определены условия постимплантационного отжига и высокотемпературной имплантации ионов B^+ , приводящих к формированию n^+-n^- - p структуры, глубина n^- -слоя в которой существенно зависит от энергии, дозы и исходной концентрации дырок в p -КРТ;

- установлено, что имплантация легких ионов B^+ в p -КРТ при повышенной температуре в интервале 90–130 °С приводит к формированию n^+-n^- - p структуры с гораздо большей глубиной n^- -слоя, по сравнению с постимплантационными отжигами при аналогичных температурах и длительностях, что обусловлено радиационно-стимулированной активацией процесса диффузии смещенных атомов ртути вследствие возбуждения электронной подсистемы;

- обнаружено, что низкотемпературная имплантация при $T = 80$ К больших доз $\sim 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ионов бора приводит как к подавлению процесса формирования n^+-n^- - p структуры, так и к частичной электрической активации внедренных атомов бора, которая происходит при нагреве образца от азотной до комнатной температуры.

- установлено, что низкотемпературный двухступенчатый отжиг под анодным окислом при $T = 200\text{--}250$ °С активизирует внедренные атомы бора в объемных кристаллах и ГЭС КРТ МЛЭ, причем эффективность их электрической активации существенно уменьшается с ростом дозы ионов B^+ . Бор во время отжига под АО практически не диффундирует в объем полупроводника. Показано, что “спектр подвижности” с многозонной подгонкой является эффективным методом контроля процесса электрической активации имплантированного бора в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа при низкотемпературных отжигах под анодным окислом;

- установлено, что эффективность электрической активации внедренных атомов бора и азота в ГЭС КРТ МЛЭ повышается в процессе термоциклирования от $T = 77$ К до комнатной

температуры;

– установлено, что имплантированные в ГЭС КРТ МЛЭ атомы азота, в отличие от внедренных атомов бора, быстро диффундируют в объем материала при низкотемпературных постимплантационных отжигах под анодным окислом. Внедренные атомы азота, являющиеся акцепторами, эффективно компенсируют радиационные донорные центры, генерированные как *in-situ* в процессе ионной бомбардировки, так и в процессе предварительной имплантации донорной примеси – бора.

Из полученных результатов можно сделать следующие выводы:

1. На основе обнаруженного различия в величине концентрации избыточной ртути, определенной методами РОР и оптического отражения установлена природа диффузионного источника атомов Hg при отжигах *p*-КРТ под анодным окислом: в результате химического взаимодействия анодного окисла с элементами соединения на границе раздела в междоузлиях решетки образуется избыточная ртуть, которая мигрирует в объем кристалла и формирует *n*-слой. Электрофизические параметры *n*-слоя, формирующегося при отжиге под анодным окислом, соответствуют параметрам КРТ *n*-типа, получаемым отжигом в парах ртути. Процесс формирования *n*-слоя при отжиге *p*-КРТ под анодным окислом имеет диффузионный характер с параметром диффузии ртути $d_n^2/t = (1,2-7,6) \cdot 10^{-9} \text{ см}^2/\text{с}$ при $T = 200 \text{ }^\circ\text{C}$ и в температурном интервале 200–275 $^\circ\text{C}$ имеет энергию активации 0,65 эВ диффузии атомов Hg. При больших температурах глубина конвертированного слоя лимитируется истощением диффузионного источника ртути вследствие ее испарения.

2. Процесс формирования *n*[−]-слоя при постимплантационном отжиге имеет диффузионный характер с теми же параметрами диффузии ртути $d_n^2/t = (7-8) \cdot 10^{-9} \text{ см}^2/\text{с}$ при $T = 200 \text{ }^\circ\text{C}$, как и при отжиге под анодным окислом. Электрофизические параметры и глубины *n*-слоев, полученных при одновременном отжиге *p*-КРТ: неимплантированного – под анодным окислом, а имплантированного ионами В⁺ – без покрытия, соответствуют друг другу, что является доказательством того, что именно диффузия в объем смещенных атомов ртути, генерированных в приповерхностной области при ионной бомбардировке, приводит к формированию *n*⁺-*n*[−]-*p* структуры в процессе постимплантационного отжига.

3. На начальных стадиях постимплантационной термообработки отжигаются первичные донорные дефекты, а затем более стабильные вторичные примесно-дефектные комплексы. Энергии активации отжига донорных дефектов в объемных кристаллах и гетероэпитаксиальных структурах КРТ увеличивается с ростом дозы ионов В⁺ и имеет две ярко выраженные области: при низких температурах 90–130 $^\circ\text{C}$ величина $E_A = 0,06 \text{ эВ}$ и $E_A = 0,71-0,86 \text{ эВ}$ при $T = 150-250$

°С. Локальные деформации и вызванные ими напряжения кристаллической решетки вокруг протяженных дефектов, создаваемых имплантацией ионов B^+ , значительно понижают энергетический барьер отжига простейших донорных дефектов, не связанных в сложные примесно-дефектные комплексы.

4. Радиационно-стимулированная активация процесса диффузии смещенных атомов ртути вследствие возбуждения электронной подсистемы при имплантации легких ионов B^+ в нагретую до температуры 100–150 °С подложку p -КРТ приводит к формированию n^+-n^-p структуры с гораздо большей глубиной n^- -слоя, по сравнению с постимплантационными отжигами при аналогичных температурах и длительностях. Внедрение ионов B^+ при $T = 200\text{--}250$ °С создает резкий n^+-p переход, глубина которого определяется пространственным распределением примесно-дефектных комплексов, определяемым энергией ионов, при этом достигается меньший уровень легирования и более высокая подвижность электронов, чем в случае имплантации ионов B^+ при комнатной температуре. Имплантация небольших доз ($D \leq 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$) ионов B^+ при повышенной температуре 90–100 °С с целью контролируемого формирования n^+-n^-p структур в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа может служить альтернативой технологии I^2/DMD , для которой требуется постимплантационный отжиг при $T = 200$ °С.

5. Низкотемпературная имплантация при $T = 80$ К больших доз ионов бора $\sim 10^{15} \text{ см}^{-2}$ приводит как к подавлению процесса формирования n^+-n^-p структуры, так и к значительному снижению концентрации электронов в n^+ -слое по сравнению с имплантацией при комнатной температуре. Откуда следует, что большая концентрация не успевших отжечься структурных дефектов, которые генерируются при низкотемпературной имплантации и являются стоками, нейтрализующими радиационные донорные дефекты, уменьшает концентрацию электронов в n^+ -слое и его глубину, а также подавляет формирование n^- -слоя. Распределение концентрации электронов по глубине в n^+ -слое, полученное в случае имплантации при $T = 80$ К, точно совпадает с профилем распределения атомов бора, тогда как имплантация при $T = 300$ К приводит к существенному расширению n^+ -слоя за область пространственного распределения внедренного бора вследствие миграции малоподвижных донорных дефектов, не связанных с атомами бора в примесно-дефектные комплексы. Следовательно, в процессе нагрева до комнатной температуры имплантированного при $T = 80$ К образца КРТ, происходит частичная электрическая активации внедренных атомов бора.

6. Двухступенчатый отжиг p -КРТ под анодным окислом при $T = 200\text{--}250$ °С полностью устраняет дефекты донорного типа и активирует имплантированные с энергией 100–300 кэВ и дозой $1 \cdot 10^{13}\text{--}4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ атомы бора. Процесс электрической активации бора происходит одно-

временно с отжигом и диффузией донорных дефектов. Коэффициент использования примеси лежит в интервале 0,03–14 %. Он снижается с увеличением дозы и растет в случае внедрения ионов B^+ в нагретую до температуры 250 °С подложку. Эффективность электрической активации внедренных атомов бора в ГЭС КРТ МЛЭ повышается в процессе термоциклирования от $T = 77$ К до комнатной температуры.

6. Имплантированный азот, в отличие от бора, является быстро диффундирующей, акцепторной примесью в $Cd_xHg_{1-x}Te$, эффективно компенсирующий как предварительно введенные ионами B^+ радиационные донорные центры, так и активированный бор. Эффективность активации атомов азота в ГЭС КРТ МЛЭ с увеличением дозы от $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ до $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ уменьшается с 6,9 % до 1,4 % и существенно возрастает в процессе термоциклирования от $T = 77$ К до комнатной температуры.

Глава 5. ИОННО-ЛУЧЕВОЕ ТРАВЛЕНИЕ И ПЛАЗМЕННАЯ ОБРАБОТКА КРИСТАЛЛОВ И ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР КРТ

Ионно-лучевое травление и плазменная обработка и относятся к виду радиационных обработок полупроводников в которых энергия ионов составляет $\sim(10^0-10^3)$ эВ [456, 457].

Из данных литературы по ионно-лучевому и ионно-плазменному травлению $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа (см. раздел 1.2) следует, что такие обработки приводят к формированию n^+-n^- - p структуры непосредственно во время воздействия ионов на поверхность полупроводника при комнатной температуре. Все авторы объясняют это тем что на поверхности КРТ под действием низкоэнергетических ионов Ar^+ генерируется междоузельная ртуть, которая диффундирует в объем кристалла и заполняет вакансии ртути, в случае вакансионно-легированного КРТ, в результате этого формируется n^- -слой высокого качества. Его глубина зависит только от режимов травления (плотности тока при ИЛТ и времени) и не зависит от энергии ионов. Принципиальным отличием n^+-n^- - p структур, сформированных методами ионно-лучевого травления аргоном и ионной имплантации бора, заключается в величине концентрации электронов в сильнолегированном приповерхностном n^+ -слое: при ионной имплантации она на порядок выше, и его глубина существенно зависит от энергии внедряемых ионов (см. раздел 3.3.2), тогда как при ИЛТ энергия ионов не влияет на глубину n^+ -слоя. Этот вопрос не обсуждается в литературе.

Отсутствует также сравнительный анализ процессов формирования n^+-n^- - p структуры при ионной имплантации, ионно-лучевом травлении и плазменным обработкам и нет ответа на главный вопрос: почему при низкоэнергетическом ионном травлении *in-situ* формируется очень глубокий n^- -слой, а при ионной имплантации – только при постимплантационном отжиге (см. раздел 4.2)? Не были проведены эксперименты по плазменному травлению p -КРТ в инертной среде без подачи напряжения смещения на образец при различной плотности тока ВЧ-разряда, чтобы установить порог радиационного дефектообразования. Требуется своего экспериментального подтверждения модель формирования при ионной имплантации (см. раздел 3.3.5) и ионно-лучевом травлении n^- -слоя за счет быстрой диффузии не захваченных на структурные дефекты-стоки атомов Hg. Необходимы детальные исследования влияния состава верхнего варизонного слоя на процессы формирования n^+-n^- - p структур при ионно-лучевом травлении ГЭС КРТ МЛЭ p -типа.

В данной главе рассматриваются особенности формирования n^+-n^- - p структур в объемном КРТ и ГЭС КРТ МЛЭ с различным составом поверхности при ионно-лучевом травлении Ar^+ и обработке в плазме водорода и аргона. Приводятся экспериментальные доказательства модели, что формирование глубокого n^- -слоя в процессе ионной бомбардировки происходит за счет быстрой диффузии, не захваченных на структурные дефекты-стоки, смещенных атомов Hg.

5.1. Особенности формирования n^+ - n^- -р структур при ионно-лучевом травлении кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ различного состава

5.1.1. Потери энергии ионов Ar^+ в $\text{Cd}_{0,22}\text{Hg}_{0,78}\text{Te}$

Ионы, бомбардирующие поверхность КРТ при ИЛТ с энергиями 0,5–1 кэВ, проникают на глубину всего лишь единиц нанометров, то есть всего на несколько постоянных решетки, которая для $\text{Cd}_{0,22}\text{Hg}_{0,78}\text{Te}$ составляет 0,646 нм [13]. Например, рассчитанные методом SRIM-2013 проецированный пробег и страгглинг ионов Ar^+ с энергией 0,5 кэВ в КРТ имеют значение $R_p \pm \Delta R_p = 2,6 \pm 1,6$ нм. При обработке КРТ низкоэнергетическими ионами происходит распыление поверхности материала [324, 364]. Согласно расчетам SRIM-2013 для КРТ на один падающий ион Ar^+ с $E = 0,5$ кэВ приходится в среднем 3 распыленных атома Hg, 0,5 – Cd и 1 – Te, при этом среднее количество образовавшихся вакансий за счет смещенных атомов решетки (в основном это атомы Hg, у которых пороговая энергия смещений наименьшая: $E_d(\text{Hg}) = 2,2$ эВ [282]; $E_d(\text{Cd}) = 5,8$ эВ и $E_d(\text{Te}) = 7,8$ эВ [363]), в каскаде соударений в приповерхностном слое КРТ толщиной $R_p \pm \Delta R_p$ составляет 52 вакансий/ион, тогда как при энергии ионов Ar^+ 100 кэВ – $R_p \pm \Delta R_p = 86 \pm 47$ нм и число образовавшихся вакансий 7460 вакансий/ион.

На рисунке 5.1 приведены рассчитанные методом SRIM-2013 в единицах $(\text{ат}/\text{см}^3)/(\text{ат}/\text{см}^2)$ распределения внедренных в $\text{Cd}_{0,22}\text{Hg}_{0,78}\text{Te}$ с энергией 0,5 кэВ атомов Ar и распределение смещенных атомов Hg, Te и Cd.

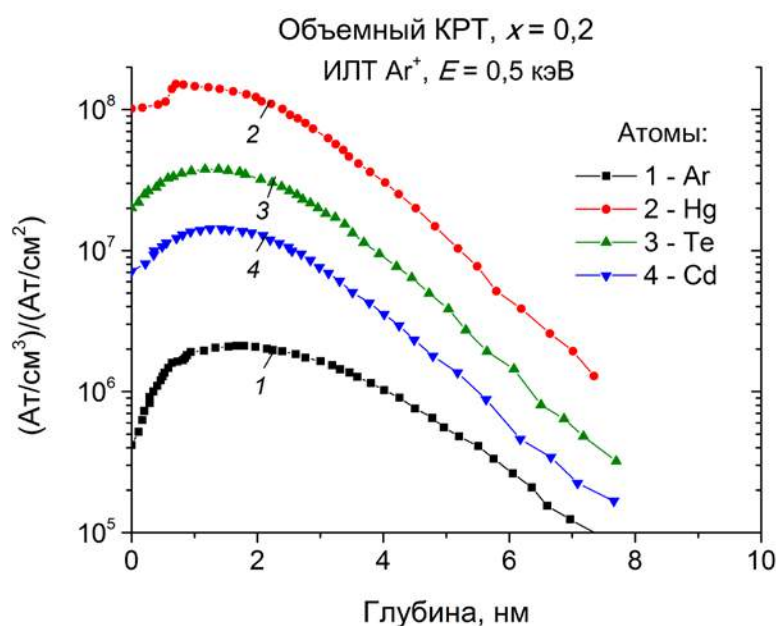


Рисунок 5.1 – Рассчитанное методом SRIM-2013 распределение по глубине атомов Ar(1), смещенных атомов Hg(2), Te(3) и Cd(4) в $\text{Cd}_{0,22}\text{Hg}_{0,78}\text{Te}$ при внедрении ионов Ar^+ с энергией 0,5 кэВ в процессе ИЛТ.

Как видно из рисунка 5.1, максимум смещений атомов соединения $\text{Cd}_{0,22}\text{Hg}_{0,78}\text{Te}$ приходится на окрестность R_p и количество смещенных атомов Hg на порядок превышает количество смещенных атомов Cd и в 6 раз – атомов Te.

Следует отметить, что соотношение неупругих и упругих потерь энергии ионов Ar^+ изменяется незначительно с $S_e/S_n = 0,37$ при $E = 0,5$ кэВ и $S_e/S_n = 0,59$ при $E = 100$ кэВ, то есть ядерные потери превышают ионизационные для всех энергий, как мы и отмечали в разделе 3.3. Очевидно, что столь большое различие в количестве смещенных атомов, производимых тяжелыми ионами Ar^+ в процессе высокоэнергетического ионного внедрения и низкоэнергетического ионно-лучевого травления, не может не сказаться на электрофизических свойствах n -слоев, образовавшихся в результате $p \rightarrow n$ конверсии p -КРТ.

Как было показано в главе 3, *in-situ* формирование n^+n^-p структуры происходит только при имплантации легких ионов (He^+ , B^+ , N^+), тогда как при внедрении тяжелых ионов (Ar^+ , Xe^+) образуются только резкие n^+p переходы. Одной из характерных и интересных особенностей формирования n^+n^-p структуры в процессе имплантации легких ионов B^+ является то, что глубина слаболегированного n^- -слоя увеличивается с уменьшением энергии (но при этом во всем диапазоне энергий $S_e/S_n > 1$). При высоких энергиях ионов Ar^+ ($E = 100$ кэВ) разупорядоченные области (см. раздел 1.1.3), содержащие большое количество смещенных атомов в решетке КРТ, в процессе релаксации энергии трансформируются в крупные структурные дефекты и нейтральные примесно-дефектные комплексы, являющиеся стоками для подвижных донорных дефектов (I_{Hg}), поэтому n^- -слой не образуется.

В случае низкоэнергетического ионно-лучевого травления ($E = 0,5$ кэВ) средний размер разупорядоченной области, вмещающей в себя все смещенные атомы, охватывает объем $\sim 2 \text{ нм}^3$, который занимают всего 6–7 элементарных ячеек. Если разупорядоченные области, которые локализуется в поверхностном слое глубиной до 8 нм, куда проникают ионы Ar^+ (см. рисунок 5.1), представить в виде сферического образования, то их средний радиус будет ~ 1 нм, сопоставимый с постоянной решетки. Очевидно, что разупорядоченные области такого маленького размера не могут трансформироваться в крупные структурные дефекты-стоки (для их образования просто не хватит “строительного” материала из смещенных атомов и вакансий) и, на наш взгляд, “самоотжигаются” при взаимной аннигиляции дефектов в течение времени релаксации $\sim 10^{-9}$ с [457], (релаксация энергии в происходит за время периода тепловых колебаний решетки $\sim 10^{-12}$ с) при этом некоторое количество смещенных междоузельных атомов Hg могут не встроиться обратно в решетку КРТ и, в отсутствие крупных дефектов-стоков, начинают быстро диффундировать в объем в кристалла на большую глубину, вследствие чего происходит $p \rightarrow n$ конверсия и форми-

руется n^+-p -структура. Оставшиеся от релаксации разупорядоченных областей кластеры, состоящие из небольшого количества вакансий и междоузельных атомов, в процессе ИЛТ формируются в мелкие дислокационные петли ([336]).

Наиболее важный вопрос стоит в объяснении глубокой $p \rightarrow n$ конверсии в процессе ионно-лучевого травления КРТ. Как мы рассмотрели выше, это могут диффундировать междоузельные атомы ртути, генерированные в поверхностном слое, подвергнутом ИЛТ.

Следует иметь в виду, что не все упругие потери энергии ионов Ag^+ идут на дефектообразование. На смещение атомов решетки идет только та часть энергии в каскаде соударений, которая превышает пороговую энергию, а оставшаяся, довольно значительная доля упругих потерь энергии, которая меньше E_d , передается фононам, то есть идет на возбуждение тепловых колебаний. В конечном итоге, в тепло превращается и та часть энергии, которая пошла на ионизацию, поскольку характерное время передачи энергии от электронной подсистемы к ионной составляет $\sim 10^{-13} - 10^{-12}$ с ([33]), что соизмеримо с временем торможения ионов ($\sim 10^{-13}$ с). Согласно расчетам SRIM-2013, для ионов Ag^+ с $E = 0,5$ кэВ доля энергии, идущей на ионизацию ($\varepsilon_{\text{ион.}}$), составляет 27 %, дефектообразование ($\varepsilon_{\text{деф.}}$) – 32 %, а передается фононам ($\varepsilon_{\text{фон.}}$) – 41 %. Плотность мощности ионного пучка, бомбардирующего поверхность в процессе ИЛТ, при типичной плотности тока $0,2$ мА/см² и энергии ионов Ag^+ $0,5$ кэВ составляет $P = 0,1$ Вт/см². Эта плотность мощности на порядок больше величины $P = 0,01$ Вт/см² при ионной имплантации Ag^+ с типичными режимами $j = 0,1$ мкА/см² и $E = 100$ кэВ. Отметим, что при энергии ионов Ag^+ 100 кэВ потери составляют: $\varepsilon_{\text{ион.}} = 44$ %, $\varepsilon_{\text{деф.}} = 23$ % и $\varepsilon_{\text{фон.}} = 33$ %.

5.1.2. Расчет температуры $\text{Cd}_{0,22}\text{Hg}_{0,78}\text{Te}$ при ИЛТ

Рассмотрим вопрос нагрева кристаллов $\text{Cd}_{0,22}\text{Hg}_{0,78}\text{Te}$ при ионной бомбардировке в процессе ИЛТ. Температура мишени в процессе ионно-лучевого травления оказывает большое влияние на распространение фронта $p \rightarrow n$ конверсии (см. раздел 1.2). Как было показано в разделе 4.4.1, при повышенной температуре имплантации формирование n - p перехода происходит на гораздо большей глубине, чем при комнатной температуре. Существенную роль играет то, что вся энергия ионного пучка при ИЛТ Ag^+ с $E = 0,5$ кэВ эффективно поглощается фононами в очень тонком поверхностном слое $d \approx 50$ Å (рисунок 5.2, а). Следовательно, объемная плотность мощности (Q_v), поглощаемая в слое толщиной d , который является внутренним источником нагрева, и от которого тепло очень быстро распространяется в объем КРТ, составляет величину $Q_v = (\varepsilon_{\text{фон.}} + \varepsilon_{\text{ион.}})P/d \approx 1,4 \cdot 10^5$ Вт/см³. В случае же имплантации ионов Ag^+ с $E = 100$ кэВ и $j = 0,1$ мкА/см² эффективное поглощение энергии фононами идет в слое $d \approx 0,2$ мкм (рисунок 5.2, б) и

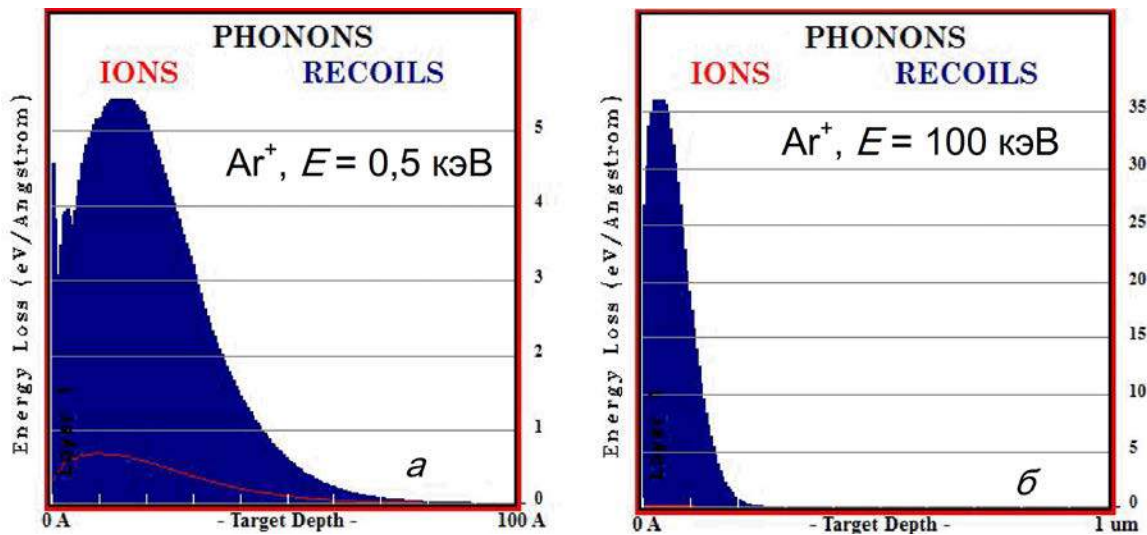


Рисунок 5.2 – Рассчитанные методом SRIM-2013 распределения по глубине в $\text{Cd}_{0,22}\text{Hg}_{0,78}\text{Te}$ потерь энергии на фононы при упругих столкновениях ионов Ar^+ с энергией 0,5(*a*) и 100 (*б*) кэВ.

величина $Q_V \approx 3,8 \cdot 10^2 \text{ Вт/см}^3$. Как видно из данных оценок величины Q_V , формирование внутреннего источника нагрева КРТ при ионной имплантации и ИЛТ, хотя имеет одну и ту же радиационную природу, но в то же время величина объемной плотности мощности источника для ИЛТ практически на три порядка выше, чем для ионной имплантации. Плотность мощности внутреннего источника нагрева важна для задач нестационарной теплопроводности, к которым относятся высокоинтенсивная имплантация импульсными ионными пучками [230, 231] и воздействие мощными импульсами лазерного излучения [390, 394]. Однако, рассматриваемые нами процессы ионной имплантации и ИЛТ являются длительными, то есть характерные времена ионных обработок поверхности КРТ много больше времени движения теплового фронта с момента, когда ионы начнут бомбардировать поверхность до момента, когда он достигнет обратной стороны пластины за счет теплопроводности. Время установления стационарного потока тепла можно оценить из коэффициента температуропроводности [458]

$$a = \frac{\chi}{\rho_v C_p}, \quad (5.1)$$

где χ – коэффициент теплопроводности, ρ_v – плотность и C_p – удельная теплоемкость. Плотность $\text{Cd}_{0,22}\text{Hg}_{0,78}\text{Te}$ равна $7,587 \text{ г/см}^3$ ([13]). Температурная зависимость удельной теплоемкости в интервале $T = 300\text{--}673 \text{ К}$ описывается следующим выражением [390]:

$$C_p(T) = 0,058 \cdot T + 149,76 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}, \quad (5.2)$$

из которого следует, что при $T = 300$ и 673 К величина $C_p = 167,16$ и $188,79 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$ соответственно. Не теряя общности рассуждений, для оценочных расчетов температуры примем среднюю величину $C_p = 178 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$. Согласно расчетам, выполненным в [230, 231], коэффициент

теплопроводности изменяется $\text{Cd}_{0,22}\text{Hg}_{0,78}\text{Te}$ в температурном интервале 300–400 К от 0,041 до 0,030 Вт/(см·К). Примем среднее значение $\chi = 0,035$ Вт/(см·К). Тогда из (5.1) величина $a = 2,6 \cdot 10^{-2}$ см²/с. Образцы объемного КРТ обычно имеют толщину $d = 0,08\text{--}0,1$ см. Эта величина d много больше глубины приповерхностного слоя, в котором происходит поглощение энергии внедряемых ионов Ag^+ (см рисунок 5.2, *а, б*). Следовательно, от момента начала ионной бомбардировки поверхности поток тепла пройдет сквозь всю толщину образца за время $t = d^2/a = 0,3\text{--}0,4$ с, что гораздо меньше времен стандартных процессов ионно-лучевых обработок (например, при ионной имплантации время набора дозы $1 \cdot 10^{15}$ см⁻² с плотностью тока 0,1 мкА/см² составляет 1600 с). После того, как установится стационарный поток тепла, температура мишени будет зависеть от условий конкретного эксперимента. Наиболее благоприятный случай для отвода тепла от задней поверхности образца КРТ будет тогда, когда он с помощью высоко теплопроводящей пасты приклеивается к столику, принудительно охлаждаемому проточной водой, имеющей температуру 15–20 °С. Такая схема реализуется, например, в установке ионного травления “IM/Sid” фирмы SECON (Австрия) с источником Кауфмана. Тогда, для оценки распределения температуры $T(z)$ в объеме КРТ, мы можем воспользоваться одномерным стационарным уравнением теплопроводности для плоской пластины, решение которого хорошо известно [458], и которое для случая подвода тепловой энергии с помощью ионно-лучевой обработки запишем в виде:

$$T(z) = T_1 - \frac{T_1 - T_2}{d} z, \quad (5.3)$$

$$(\varepsilon_{\text{фон.}} + \varepsilon_{\text{ион.}})P = \frac{\chi}{d}(T_1 - T_2), \quad (5.4)$$

где T_1 – температура передней, бомбардируемой ионами, поверхности образца, T – температура задней поверхности, которая принудительно охлаждается. Примем величины $T_2 = 20$ °С и $d = 0,1$ см. Тогда для ИЛТ объемного $\text{Cd}_{0,22}\text{Hg}_{0,78}\text{Te}$ ионами Ag^+ с $E = 0,5$ кэВ и $j = 0,2$ мА/см² из уравнения (5.4) получим, что $T_1 = 20,2$ °С. Таким образом, при принудительном охлаждении образца КРТ в процесс ИЛТ он практически не нагревается. Увеличение плотности тока и энергии ионов Ag^+ в несколько раз не приведут к заметному нагреву мишени.

Рассмотрим другой крайний случай, когда образец КРТ в процессе ИЛТ не соприкасается со столиком, то есть между задней поверхностью образца и столиком существует зазор (для снятия заряда под образец можно подложить тонкую металлическую проволоку). Тогда образец под действием пучка ионов начнет нагреваться до тех пор, пока подводимая мощность не сравняется с мощностью теплового излучения, испускаемого нагретым образцом, поскольку в вакууме других способов отвода тепла от образца не существует. Вакуумная камера находится при комнатной температуре, столик, который тоже нагревается под пучком ионов, охлаждается водой.

Нагрев прекратится, когда подводимая ионным пучком мощность сравняется с потоком теплового излучения со всей поверхности.

Для определенности, будем считать, что образец имеет площадь $S = 1 \times 1 \text{ см}^2$ и толщину $d = 1 \text{ мм}$, тогда полная площадь излучающей поверхности $S_{\text{изл.}} = 2,4 \text{ см}^2$. Температура вакуумной камеры $T_0 = 295 \text{ К}$ (считаем ее абсолютно черным телом). Максимальную температуру (T_m) образца найдем из уравнения теплового баланса:

$$(\varepsilon_{\text{фон.}} + \varepsilon_{\text{ион.}})PS = a_T \sigma S_{\text{изл.}} (T_m^4 - T_0^4), \quad (5.5)$$

где σ – постоянная Стефана-Больцмана, a_T – коэффициент серости, принятый равным 0,7, как у кремния [459]. Из уравнения (5.6) для максимальной температуры образца получаем

$$T_m = \sqrt[4]{\frac{(\varepsilon_{\text{фон.}} + \varepsilon_{\text{ион.}})PS}{a_T \sigma S_{\text{изл.}}} + T_0^4}. \quad (5.6)$$

Для рассматриваемых режимов ИЛТ (Ar^+ , $E = 0,5 \text{ кэВ}$, $j = 0,2 \text{ мА/см}^2$) из (5.6) величина $T_m = 75 \text{ }^\circ\text{С}$. Если увеличить плотность тока до $0,3 \text{ мА/см}^2$, то образец нагреется уже до $95 \text{ }^\circ\text{С}$. Таким образом, в случае плохого отвода тепла от образца в процессе ИЛТ, он при обычных режимах будет уже сильно нагреваться под пучком ионов. При ионной имплантации Ar^+ с $E = 100 \text{ кэВ}$ и $j = 0,1 \text{ мкА/см}^2$ из (5.6) получаем $T_m = 30 \text{ }^\circ\text{С}$.

Важна не только максимальная температура, но скорость нагрева. Зависимость температуры мишени от времени нагрева найдем из дифференциального уравнения для баланса энергии, поступающей от пучка ионов на нагрев образца за время dt , энергии, расходуемой на рост температуры на величину dT , и излучаемой энергии за время dt :

$$(\varepsilon_{\text{фон.}} + \varepsilon_{\text{ион.}})PS \cdot dt = \rho_V S d C_p \cdot dT + a_T \sigma S_{\text{изл.}} (T^4 - T_0^4) \cdot dt. \quad (5.7)$$

Решение дифференциального уравнения (5.7) имеет следующий вид:

$$t(T) = \frac{\rho_V S d C_p}{2 a_T \sigma S_{\text{изл.}} T_m^3} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{(T_m + T)(T_m - T_0)}{(T_m - T)(T_m + T_0)} + \arctg \left(\frac{T}{T_m} \right) - \arctg \left(\frac{T_0}{T_m} \right) \right], \quad (5.8)$$

где T_m – максимальная температура, рассчитываемая согласно (5.6). Зависимости температуры $\text{Cd}_{0,22}\text{Hg}_{0,78}\text{Te}$ от времени нагрева под пучком ионов Ar^+ с $E = 0,5 \text{ кэВ}$ и различными плотностями тока приведены на рисунке (5.3). Из рисунка 5.3 видно, что нагрев образца до температуры, близкой к максимальной, в зависимости от подводимой мощности (плотности тока), происходит в течение 3–4 минут, что, как правило, меньше времени типичного процесса ИЛТ.

Нами проведен контроль нагрева КРТ в процессе ИЛТ (Ar^+ , $E = 1 \text{ кэВ}$, $j = 0,2 \text{ мА/см}^2$, $t = 5 \text{ мин.}$) на установке “IM/Sid” для двух случаев: (1) при приклеивании образца теплопроводящей

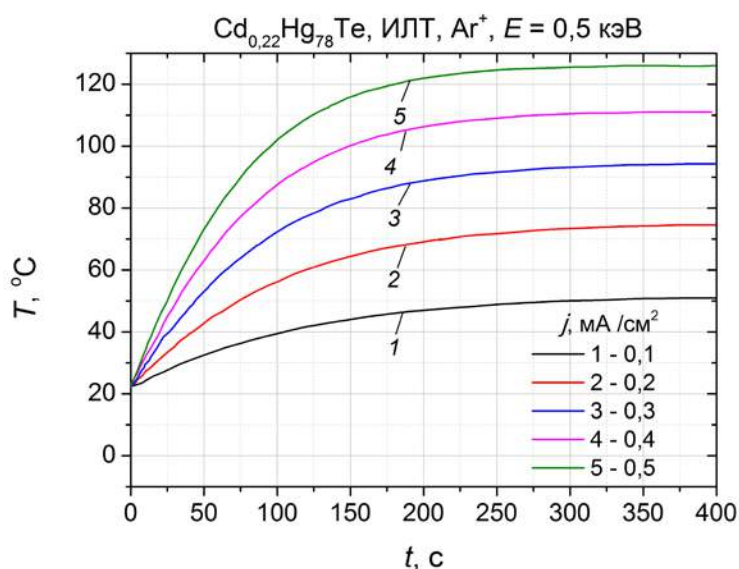


Рисунок 5.3 – Рассчитанные согласно уравнению (5.8) зависимости температуры от времени нагрева $\text{Cd}_{0,22}\text{Hg}_{0,78}\text{Te}$ под пучком ионов Ar^+ с энергией 0,5 кэВ. Плотность тока: 1 – 0,1; 2 – 0,2; 3 – 0,3; 4 – 0,4; 5 – 0,5 mA/cm^2 .

пастой на столик, который охлаждался проточной водой и (2) без приклеивания (просто прижим) и без охлаждения столика водой. На поверхность образца была нанесена маска из фоторезиста, в котором с помощью фотолитографии были вскрыты окна. В первом случае, после ионно-лучевого травления КРТ на глубину 1 мкм в окнах в фоторезисте, он легко удалился в установке для снятия фоторезиста в кислородной плазме. Во втором случае, вследствие сильного нагрева, фоторезист “припекся” к поверхности КРТ и стандартным способом в плазме кислорода его снять не удалось. Таким образом, температура образца важна еще и при маскировании фоторезистом, что наиболее часто встречается в технологии ионно-лучевого травления при изготовлении приборов. Все экспериментальные результаты по ионно-лучевому травлению КРТ, представленные ниже, выполнялись с охлаждением проточной водой столика, на котором закреплялся образец.

5.1.2. Формирование глубококомпенсированных слоев

Исследовалось три группы объемных кристаллов КРТ p -типа с составом: 1) $x = 0,196\text{--}0,202$; 2) $x = 0,205\text{--}0,209$ и 3) $x = 0,255\text{--}0,265$ (таблица 5.1). Ионно-лучевое травление при комнатной температуре осуществлялось ионами Ar^+ с энергией 0,5 кэВ, в течение 5–50 минут при плотности тока 0,1 mA/cm^2 (1 и 2 группа) и 0,15 mA/cm^2 (3 группа). После процесса ИЛТ в режимах, указанных в таблице 5.1, образцы вылеживались при комнатной температуре в течение 2 месяцев и затем были выполнены дифференциальные холловские измерения.

Таблица 5.1

Исходные параметры объемных кристаллов p -КРТ, режимы ИЛТ и глубина n -слоя

Образцы	Исходные параметры			Режимы ИЛТ Ar^+ с $E = 0,5$ кэВ		Глубина n -слоя, d_n	
	Состав, x	$p =$ $N_A - N_D$ см^{-3}	$\mu_p,$ $\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	$j,$ мА/см^2	$t,$ мин.	Измеренная ($d_n \pm 2$) мкм	Приведенная* к $p = 1,0 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и к одной дозе
1 группа							
P32-10	0,199	$1,0 \cdot 10^{16}$	330	0,1	5	15	15,7
P32-8	0,200	$7,4 \cdot 10^{15}$	600	0,1	15	30	26,5
P32-3	0,196	$8,0 \cdot 10^{15}$	580	0,1	25	30	31,5
P32-2	0,202	$7,7 \cdot 10^{15}$	580	0,1	35	35	33,9
P32-1	0,196	$7,7 \cdot 10^{15}$	480	0,1	45	40	49
2 группа							
P32-6	0,205	$6,6 \cdot 10^{15}$	570	0,1	10	20	16,1
P32-5	0,207	$7,2 \cdot 10^{15}$	580	0,1	20	25	21,2
P32-9	0,208	$6,9 \cdot 10^{15}$	590	0,1	30	30	24,6
P32-7	0,208	$7,2 \cdot 10^{15}$	600	0,1	40	35	30,7
P32-4	0,209	$6,8 \cdot 10^{15}$	590	0,1	50	45	36,3
3 группа							
P11-8	0,255	$1,2 \cdot 10^{16}$	390	0,15	5	12	10,7
P11-5-2	0,260	$8,1 \cdot 10^{15}$	380	0,15	10	17	12,1
P11-5-1	0,263	$6,9 \cdot 10^{15}$	240	0,15	20	18	15,4
P11-4-2	0,265	$7,3 \cdot 10^{15}$	310	0,15	25	20	16,3
P11-6	0,261	$8,6 \cdot 10^{15}$	400	0,15	30	23	18,8
P11-7	0,262	$9,0 \cdot 10^{15}$	440	0,15	35	30	24,5
P11-9	0,259	$1,0 \cdot 10^{16}$	430	0,15	40	30	26,8

Примечание*: Для 3 группы глубина приведена к дозе, соответствующей плотности тока $j = 0,1$ мА/см²

Общей закономерностью является то, что с ростом состава уменьшается глубина конверсии (d_n), что подтверждает выводы работы [288]. С другой стороны, продвижение фронта $p \rightarrow n$ конверсии для всех групп образцов подчиняется установленному в работе [347] диффузионному закону $d_n \propto \sqrt{\frac{jt}{e[V_{\text{Hg}}]}}$ (см. раздел 1.2.2). На рисунке 5.4 приведены зависимости от $t^{1/2}$ глубины n -слоя, приведенной к одной плотности тока $0,1$ мА/см² (для группы 3) и к одной концентрации $N_A - N_D = 1,0 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ для образцов всех групп (таблица 5.1).

Из рисунка 5.4 видно, что глубина $d_n \propto \sqrt{jt / (N_A - N_D)}$, и величина d_n для всех групп образцов лежит в интервале от 10 до 50 мкм, и с ростом состава глубина n -слоя уменьшается. На

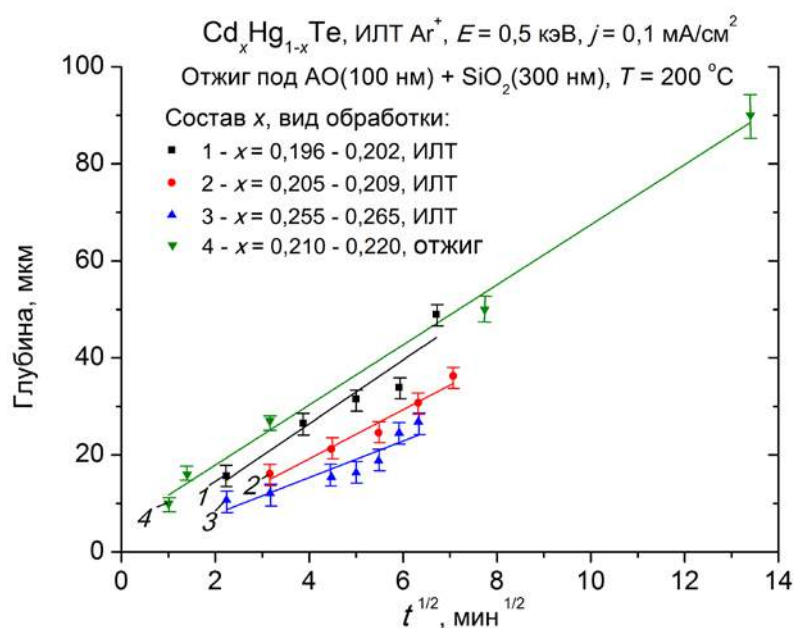


Рисунок 5.4 – Зависимость приведенной глубины n -слоя ($d_n \propto \sqrt{jt / (N_A - N_D)}$) от времени ($t^{1/2}$) для образцов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ 1 (1), 2 (2) и 3 (3) группы (таблица 5.1), подвергнутых ИЛТ Ar^+ с $E = 0,5 \text{ кэВ}$ и $j = 0,1 \text{ мА/см}^2$. 4 – отжиг под АО(100 нм) + SiO_2 (300 нм) при $T = 200^\circ\text{C}$ (данные взяты из таблицы 4.3).

рисунке 5.4 приведена (кривая 4) диффузионная зависимость $d_n(t^{1/2})$ для отжига p -КРТ под анодным окислом при $T = 200^\circ\text{C}$ (данные взяты из таблицы 4.3), которая, как было показано в разделе 4.1.1, обусловлена диффузией междоузельных атомов Hg, источником которых является граница раздела АО–КРТ. Из данных, представленных на рисунке 5.4, получены следующие величины параметра диффузии d_n^2 / t : 1 – $7,1 \cdot 10^{-9}$; 2 – $4,3 \cdot 10^{-9}$; 3 – $2,3 \cdot 10^{-9}$; 4 – $6,4 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2/\text{с}$, который в КРТ имеют только атомы Hg (см. раздел 4.1.1). Близкие величины d_n^2 / t для образцов группы 1 и 2, подвергнутых ИЛТ при комнатной температуре и после отжига под АО при $T = 200^\circ\text{C}$ свидетельствует о том, что коэффициенты диффузии ртути для данных процессов практически одинаковые, однако механизм активации диффузии атомов Hg различен. При отжиге под АО диффузия атомов Hg термически активируется с энергией активации $0,65 \text{ эВ}$ (см. рисунок 4.8 и формулу (4.2)). По данным работы [334], в которой измерялась глубина n - p перехода в кристаллах $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$ при ИЛТ Ar^+ с $E = 0,5\text{--}1 \text{ кэВ}$ в температурном интервале $77\text{--}300 \text{ К}$, энергия активации миграции междоузельной ртути имеет значение $(0,12 \pm 0,03) \text{ эВ}$, что гораздо ниже энергии активации при термической диффузии междоузельных атомов Hg.

На наш взгляд, процессы, происходящие при низкоэнергетической ионной имплантации, когда формируются глубокие n^- -слои в n^+-n^- - p структуре, которые мы рассмотрели в разделе 3.3.2 и ионно-лучевое травление имеют одинаковый механизм активации диффузии смещенных

атомов ртути – возбуждение электронной подсистемы кристалла. Поскольку при ИЛТ нарушения кристаллической структуры (в основном это мелкие дислокационные петли [336]), являющиеся стоками для генерированных междоузельных атомов Hg, создаются в гораздо меньшей степени, чем при ионной имплантации, то в глубь образца диффундируют не захваченные стоками междоузельные атомы Hg, формируя глубокий n^- -слой. Часть I_{Hg} стекает на дислокационные петли-стоки в поле упругих напряжений, создаваемых ими вокруг себя, формируя приповерхностный сильнолегированный n^+ -слой. Роль дефектов-стоков на формирование конвертированного слоя в процессе ИЛТ p -КРТ мы рассмотрим ниже.

В результате ионно-лучевого травления кристаллов p -КРТ, в режимах, указанных в таблице 5.1 наблюдается существенное различие в пространственном распределении донорных центров в кристаллах КРТ для большого состава из третьей группы образцов по сравнению с маленьким составом из первой и второй группы (рисунок 5.5).

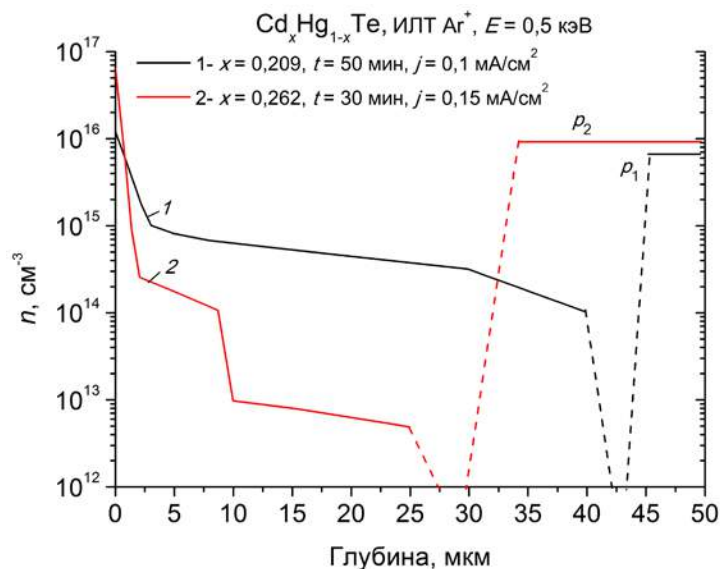


Рисунок 5.5 – Распределение концентрации электронов по глубине для образцов p -КРТ подвергнутых ИЛТ Ag^+ с $E = 0,5$ кэВ и $j = 0,1$ (1) и $0,15$ (2) mA/cm^2 в течение 50 (1) и 30 (2) мин. Состав x : 1 – 0,209; 2 – 0,262. 1 – n^+-n^- - p структура, 2 – $n^+-n^--n^-$ - p структура.

Если для первых двух групп образцов сформировалась известная n^+-n^- - p структура, в которой концентрация и подвижность электронов в n^- -слое имеют значение $(0,5-1,5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $(1,0-1,5) \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ соответственно, то в образцах КРТ с большим составом из третьей группы сформировалась $n^+-n^--n^-$ - p структура с глубокоменсированным n^- -слоем с очень низкой проводимостью, величина которой в несколько раз ниже, чем проводимость объема p -типа. Толщина n^- -слоя зависит от дозы ионов Ag^+ и составляет величину от 5 до 15 мкм. Оценка концентрации электронов дает величину $n^- \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Общая глубина конвертированного слоя в образцах третьей группы лежит в интервале от 10 до 30 мкм. В холловских измерениях этот

глубококомпенсированный слой проявляется после стравливания верхних n^+ - и n^- -слоев: в зависимости слоевой проводимости от глубины травления наблюдается явно выраженный минимум в той области, где толщина n^- -слоя максимальна. На рисунке 5.6, а представлены распределения слоевой проводимости (σ_s) по глубине образцов первой и второй группы, а на рисунке 5.5, б – третьей группы.

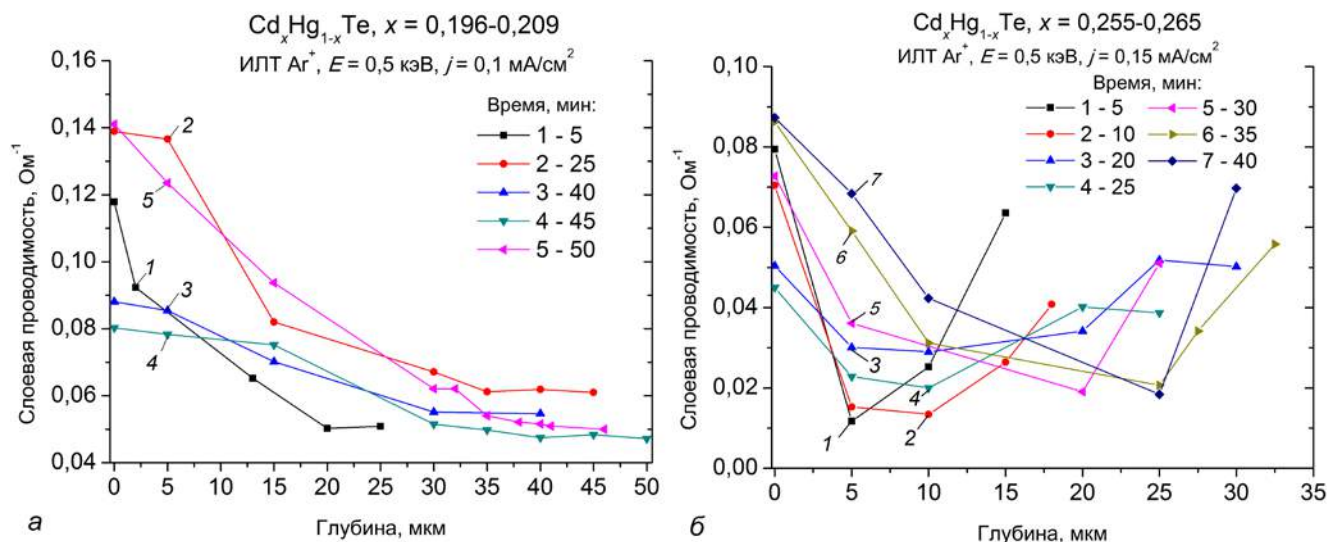


Рисунок 5.6 – Распределение слоевой проводимости по глубине в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ состава $x = 0,196\text{--}0,209$ (а) и $x = 0,255\text{--}0,265$ (б) после ИЛТ Ag^+ с $E = 0,5$ кэВ и $j = 0,1$ (а) и $0,15$ (б) mA/cm^2 при различной длительности. а: 1 – 5; 2 – 25; 3 – 40; 4 – 45; 5 – 50 мин. б: 1 – 5; 2 – 10; 3 – 20; 4 – 25; 5 – 30; 6 – 35; 7 – 40 мин.

Анализ рисунка 5.6 показывает, что для маленьких составов $x = 0,196\text{--}0,209$ (рисунок 5.6, а) по мере удаления n -слоя слоевая проводимость образца монотонно уменьшается и достигает величины σ_s объемного КРТ p -типа. Для больших составов $x = 0,255\text{--}0,265$ (рисунок 5.5, б) слоевая проводимость сначала уменьшается, достигает минимума, глубина которого, зависит от времени ИЛТ (но при этом коэффициент холла в слабом магнитном поле остается отрицательным), затем снова увеличивается до значений σ_s у объемного КРТ p -типа. Такое поведение σ_s свидетельствует о том, что между в верхним сильно проводящим n -слоем и хорошо проводящей p -подложкой КРТ сформировался достаточно глубокий слой с очень низкой проводимостью. Отметим, что формирование такой $n^+n^-n^-p$ структуры установлено нами впервые и нигде ранее в литературе не описывалось. По-видимому, в образцах большого состава из третьей группы формируемый в процессе ИЛТ поверхностный источник междоузельной ртути, за счет диффузии которой происходит конверсия p -КРТ, более обеднен, чем у образцов с маленьким составом, и ее недостаток проявляется на “хвосте” распределения, где не происходит полной компенсации акцепторов - вакансий ртути. Влияние состава поверхности на глубину n^- -слоя в n^+n^-p структуре

при ионной имплантации ГЭС КРТ МЛЭ мы рассматривали в разделе 3.3.3. Аналогичные эксперименты по влиянию состава верхнего варизонного слоя на процесс формирования n^+-n^-p структур в ГЭС КРТ МЛЭ были проведены и при ионно-лучевом травлении.

5.2. Влияние состава варизонного слоя на формирование n^+-n^-p структур при ионно-лучевом травлении МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Исследования проводились на структурах ГЭС КРТ МЛЭ, параметры которых приведены в таблице 3.5, а профили состава – на рисунке 3.10.

В таблицах 5.2 и 5.3 приведены зависимости интегральной слоевой концентрации и эффективной подвижности электронов для образцов ГЭС КРТ МЛЭ с различным составом поверхности (x_s) в зависимости от времени ИЛТ и плотности ионного тока соответственно.

Таблица 5.2

Зависимость слоевой концентрации N_s и эффективной подвижности $\mu_{n \text{ эфф.}}$ электронов от времени ИЛТ Ag^+ с энергией 0,5 кэВ и плотностью тока $j = 0,1 \text{ мА/см}^2$ для ГЭС КРТ МЛЭ с различным составом верхнего варизонного слоя x_s

Состав, x_s	$N_s, \text{см}^{-2}$				$\mu_{n \text{ эфф.}}, \text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$			
	5 мин	10 мин	15 мин	20 мин	5 мин	10 мин	15 мин	20 мин
0,22	$2,7 \cdot 10^{12}$	$4,1 \cdot 10^{12}$	$3,5 \cdot 10^{12}$	$4,4 \cdot 10^{12}$	$1,0 \cdot 10^5$	$6,6 \cdot 10^4$	$6,8 \cdot 10^4$	$4,7 \cdot 10^4$
0,33	$1,9 \cdot 10^{12}$	$2,3 \cdot 10^{12}$	$2,8 \cdot 10^{12}$	$2,3 \cdot 10^{12}$	$6,6 \cdot 10^4$	$5,5 \cdot 10^4$	$7,9 \cdot 10^4$	$8,8 \cdot 10^4$
0,49	$1,1 \cdot 10^{12}$	$1,4 \cdot 10^{12}$	—	$1,3 \cdot 10^{12}$	$2,7 \cdot 10^4$	$4,4 \cdot 10^4$	—	$7,2 \cdot 10^4$
0,56	$7,7 \cdot 10^{11}$	$9,4 \cdot 10^{11}$	—	$1,8 \cdot 10^{12}$	$9,2 \cdot 10^3$	$2,3 \cdot 10^4$	—	$1,0 \cdot 10^4$

Таблица 5.3

Зависимость слоевой концентрации N_s и эффективной подвижности $\mu_{n \text{ эфф.}}$ электронов от плотности тока ионов Ag^+ с энергией 0,5 кэВ для ГЭС КРТ МЛЭ с различным составом верхнего варизонного слоя x_s . Время ИЛТ 5 мин

Состав, x_s	$N_s, \text{см}^{-2}$				$\mu_{n \text{ эфф.}}, \text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$			
	$j, \text{мА/см}^2$				$j, \text{мА/см}^2$			
	0,1	0,15	0,2	0,3	0,1	0,15	0,2	0,3
0,33	$1,9 \cdot 10^{12}$	$3,2 \cdot 10^{12}$	$3,1 \cdot 10^{12}$	—	$6,6 \cdot 10^4$	$7,2 \cdot 10^4$	$7,6 \cdot 10^4$	—
0,49	$1,1 \cdot 10^{12}$	$1,1 \cdot 10^{12}$	$1,1 \cdot 10^{12}$	$1,4 \cdot 10^{12}$	$3,7 \cdot 10^4$	$5,1 \cdot 10^4$	$6,4 \cdot 10^4$	$6,9 \cdot 10^4$
0,56	$1,4 \cdot 10^{12}$	$1,4 \cdot 10^{12}$	$1,9 \cdot 10^{12}$	$1,3 \cdot 10^{12}$	$1,0 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^4$	$6,0 \cdot 10^3$	$1,7 \cdot 10^4$

Анализ таблицы 5.2 показывает, что при времени ИЛТ 10–20 минут для всех структур ГЭС КРТ МЛЭ наступает насыщение слоевой концентрации электронов, причем, чем выше состав поверхности x_s , тем меньше величина N_s . Как видно и из таблицы 5.3, эффект насыщения слоевой концентрации наблюдается также и на зависимости N_s от плотности тока. Такое насыщение, в первую очередь, обусловлено тем, что сформированный в приповерхностной области ГЭС КРТ МЛЭ n^+ -слой с высокой концентрацией электронов на уровне 10^{16} – 10^{17} см^{-3} в зависимости от состава поверхности x_s , практически не меняется по глубине с увеличением времени травления и плотности тока. Режимы ИЛТ и состав приповерхностной области существенно влияют только на глубину n^- -слоя с низкой концентрацией электронов. Это хорошо наблюдается на пространственных распределениях дефектов донорного типа. Распределение донорных центров по глубине ГЭС КРТ МЛЭ с различным составом поверхности в зависимости от времени обработки и плотности тока представлено на рисунках 5.7–5.9. Из рисунков видно, что в результате ИЛТ образуется n^+ - n^- - p структура.

Анализ представленных на рисунках 5.7–5.9 результатов показывает, что максимальная концентрация электронов в приповерхностном n^+ -слое лежит в интервале от $1 \cdot 10^{16}$ до $1 \cdot 10^{17}$ см^{-3} . Глубина n^+ -слоя составляет величину 0,5–1 мкм и слабо зависит от режимов ИЛТ и от состава поверхности x_s ГЭС КРТ МЛЭ. Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с данными, полученными для ЖФЭ КРТ [306, 324]. С увеличением времени травления от 5 до 15 минут наблюдается рост концентрации электронов в n^+ -слое на поверхности, величина которой определяется значением x_s . Для состава $x_s = 0,22$ (рисунок 5.8, а) она самая большая и при времени травления 10 мин имеет значение $1 \cdot 10^{17}$ см^{-3} . Некоторое снижение концентрации электронов в n^+ -слое, наблюдаемое для времени травления 20 мин (рисунок 5.7, в), обусловлено, по нашему мнению, распылением поверхности ГЭС КРТ МЛЭ, которое удаляет ранее сформированный n^+ -слой. При меньших временах ИЛТ процесс распыления приповерхностного слоя сказывается в меньшей степени.

В отличие от n^+ -слоя, на процесс формирования n^- -слоя состав поверхности x_s ГЭС КРТ МЛЭ оказывает существенное влияние: с его увеличением глубина n^- -слоя резко уменьшается при одинаковых режимах ИЛТ. Анализ рисунков 5.7 и 5.8 показывает, что для образцов с составом $x_s = 0,22$ и $x_s = 0,33$ соответственно при всех режимах ИЛТ наблюдается полная $p \rightarrow n$ конверсия на всю толщину образца. Причем у образца $x_s = 0,33$ с увеличением времени травления наблюдается незначительный рост концентрации электронов в n^- -слое, тогда как для $x_s = 0,22$ она достигает насыщения (рисунок 5.8, а, б). Концентрация электронов в n^- -слое для всех составов x_s и режимов ИЛТ составляет величину $n = (1-3) \cdot 10^{15}$ см^{-3} , подвижность $\mu_n = (5-9) \cdot 10^4$ $\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$.

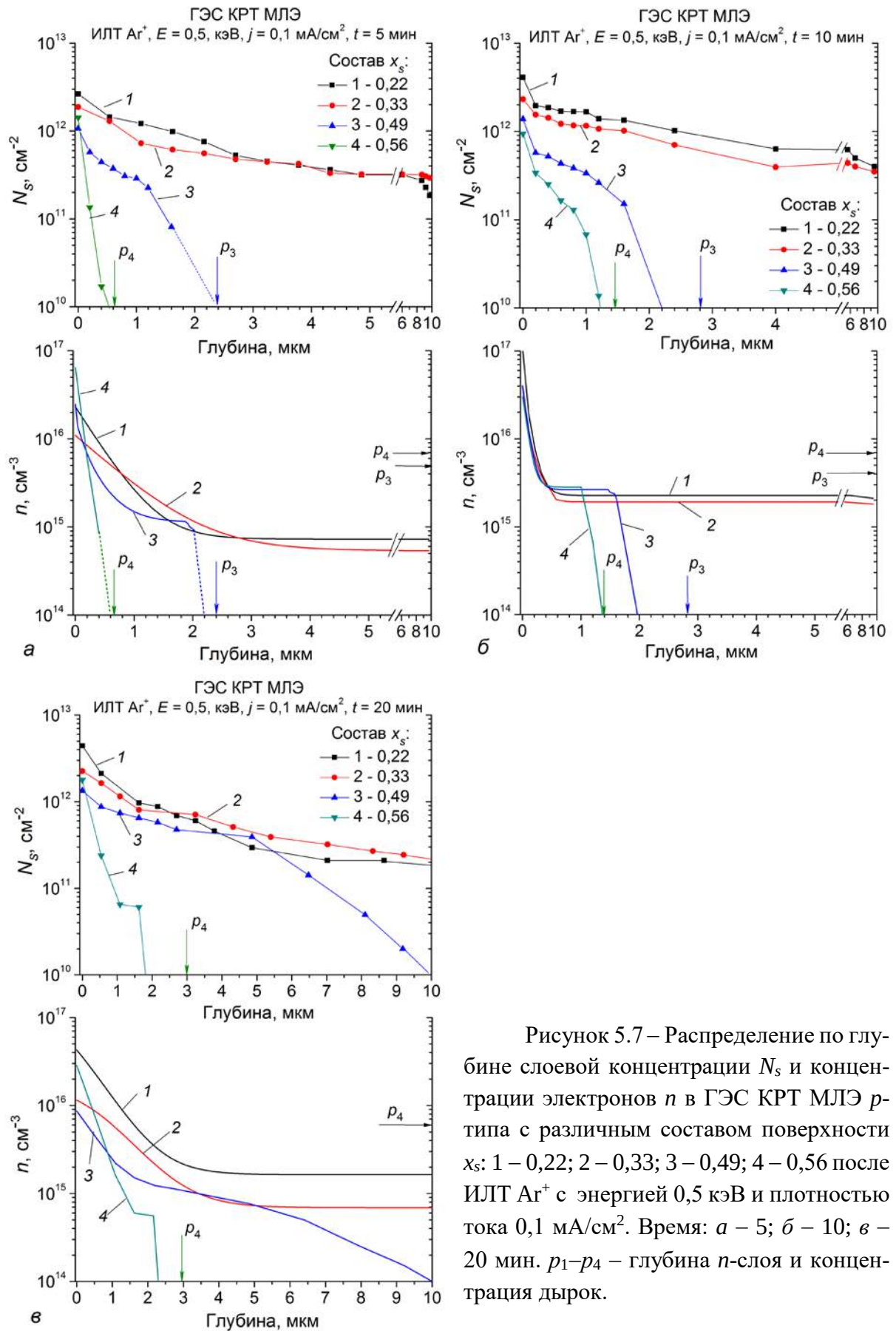


Рисунок 5.7 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s и концентрации электронов n в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с различным составом поверхности x_s : 1 – 0,22; 2 – 0,33; 3 – 0,49; 4 – 0,56 после ИЛТ Ar^+ с энергией 0,5 кэВ и плотностью тока 0,1 мА/см². Время: а – 5; б – 10; в – 20 мин. p_1 – p_4 – глубина n -слоя и концентрация дырок.

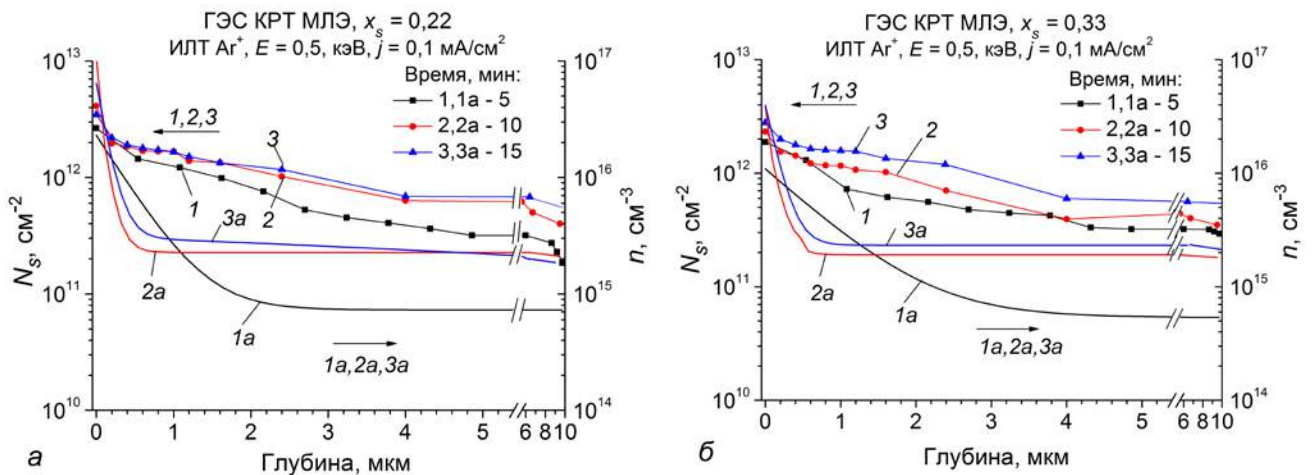


Рисунок 5.8 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s и концентрации электронов n в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с различным составом поверхности x_s : $a - 0,22$; $b - 0,33$ после ИЛТ Ar^+ с энергией 0,5 кэВ и плотностью тока 0,1 mA/cm^2 . Время: 1 – 5; 2 – 10; 3 – 20 мин.

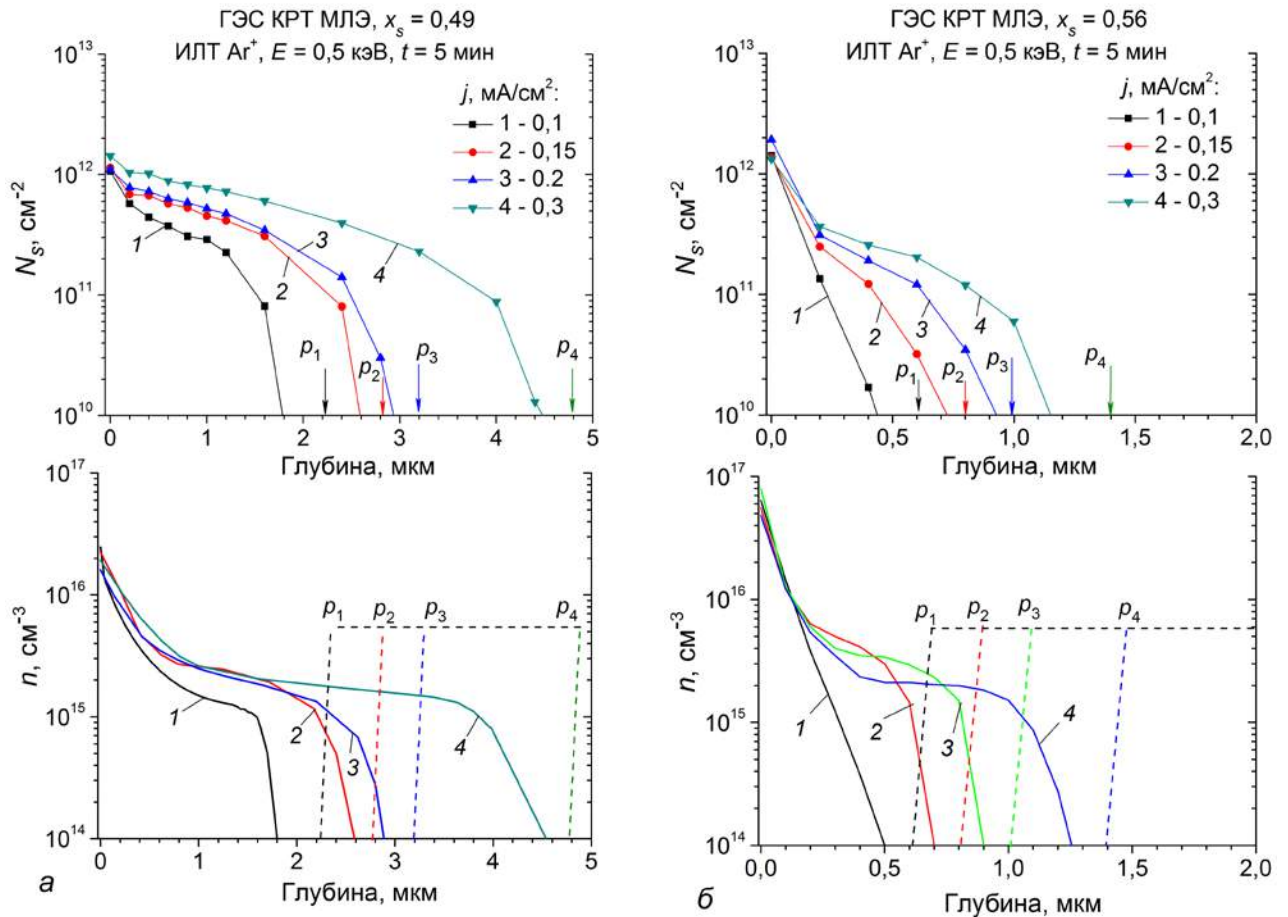


Рисунок 5.9 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s и концентрации электронов n в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с различным составом поверхности x_s : $a - 0,49$; $b - 0,56$ после ИЛТ Ar^+ с энергией 0,5 кэВ в течение 5 мин. Плотность тока: 1 – 0,1; 2 – 0,15; 3 – 0,2; 4 – 0,3 mA/cm^2 .

Для образцов с составом $x_s = 0,49$ и $x_s = 0,56$ соответственно наблюдается монотонный рост глубины n^- -слоя при увеличении как времени обработки (рисунок 5.7, *а, б, в*, кривые 3 и 4), так и плотности тока (рисунок 5.9, *а, б*). Но для состава $x_s = 0,56$ эта глубина всегда меньше, чем для $x_s = 0,49$. Уменьшение глубины конвертированного слоя с увеличением состава в интервале $x = 0,2 - 0,4$ наблюдалось ранее в объемных кристаллах и эпитаксиальных слоях КРТ [324, 347]. Однако полученные нами результаты по конверсии ГЭС КРТ МЛЭ в n -тип с составом поверхности $x_s = 0,49$ и $x_s = 0,56$ являются оригинальными, так как для p -КРТ с составом $x > 0,4$ конверсия в n -тип в процессе ИЛТ ранее не наблюдалась [324].

Анализ полученных результатов пространственного распределения концентрации электронов позволил сделать вывод о механизме возникновения эффекта насыщения величины слоевой концентрации электронов N_s . Данный эффект обусловлен тем, что сформированный в приповерхностной области ГЭС КРТ МЛЭ n^+ -слой с высокой концентрацией электронов на уровне $1 \cdot 10^{16} - 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, в зависимости от состава поверхности x_s , практически не изменяется по глубине с увеличением времени травления и плотности тока. Режимы ИЛТ и состав приповерхностной области существенно влияют только на глубину n^- -слоя с низкой концентрацией электронов, что хорошо наблюдается на пространственных распределениях дефектов донорного типа, полученных при послойном травлении образцов.

На наш взгляд, процесс ИЛТ в ГЭС КРТ МЛЭ с градиентом состава в приповерхностной области отличен от ИЛТ в однородных гетероэпитаксиальных структурах и кристаллах КРТ, что подтверждает существенное различие в результатах, полученных для образца без варизонного слоя с $x_s = 0,22$ и образцов с варизонными слоями с $x_s = 0,33-0,56$. Воздействие низкоэнергетических ионов Ag^+ на поверхность ГЭС КРТ МЛЭ, которая с увеличением x_s все больше обедняется ртутью, отличается от воздействия на поверхность образца с однородным составом $x = 0,22$. Аналогичные выводы были сделаны при исследовании ионной имплантации бора в ГЭС КРТ МЛЭ с различными варизонными слоями (см. разделы 3.2.4 и 3.3.3). С уменьшением содержания ртути на поверхности меняется как кинетика образования и поверхностная концентрация свободной междоузельной ртути, которая в процессе ИЛТ диффундирует в объем кристалла, так и кинетика распыления поверхности вследствие различной энергии активации данного процесса для поверхности с изменяющимся составом. Кинетика процесса распыления поверхности ГЭС КРТ МЛЭ в зависимости от состава и режимов ИЛТ в настоящее время изучена недостаточно, что требует дальнейших исследований в этом направлении.

Таким образом, в настоящем разделе установлена сильная зависимость процесса формирования конвертированного n -слоя в структурах ГЭС КРТ МЛЭ p -типа при ионно-лучевом травлении от состава верхнего варизонного слоя.

5.3. Формирования n^+-n^- - p и $n^+-n^-n^-$ - p структур при обработке в плазме водорода и аргона

С целью снижения уровня вводимых структурных дефектов при бомбардировке поверхности КРТ инертными ионами перспективным представляется снижение их энергии до минимально возможного уровня в несколько эВ. Такой диапазон энергий (1–10 эВ) реализуется в низкотемпературной плазме, в которой энергия частиц определяется потенциалом ионизации используемого газа ([456]).

В отличие от ионно-лучевого травления КРТ, рассмотренного в разделе 5.2, в качестве активирующей радиации можно использовать плазму ВЧ-разряда водорода и инертного аргона без приложения напряжения на образец (параграф 2.1). Установлено, что плазменная обработка кристаллов КРТ p -типа при комнатной температуре приводит к формированию n^+-n^- - p структуры с очень глубоким (до 130 мкм) n^- -слоем. Электрофизические характеристики и глубина получаемых n -слоев приведены в таблице 5.4.

Таблица 5.4

Исходные параметры объемных кристаллов p -КРТ, режимы плазменной обработки и параметры n -слоя

Исходный образец			Режимы обработки			Параметры n -слоя			
Состав, х	p , см^{-3}	μ_p , $\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	Вид плазмы	j , мкА/см^2	t , мин	N_s , см^{-2}	$\mu_{n \text{ эфф.}}$, $\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	n^+ , см^{-3}	d_n , мкм
0,250	$6,3 \cdot 10^{15}$	660	H_2	5	5	$1,2 \cdot 10^{11}$	$2,3 \cdot 10^5$	$6,0 \cdot 10^{15}$	8 ± 2
0,250	$6,4 \cdot 10^{15}$	640	H_2	5	10	$2,4 \cdot 10^{11}$	$7,0 \cdot 10^4$	$1,3 \cdot 10^{16}$	10 ± 2
0,250	$5,6 \cdot 10^{15}$	750	H_2	5	20	$4,6 \cdot 10^{12}$	$1,8 \cdot 10^4$	$1,3 \cdot 10^{17}$	20 ± 2
0,250	$5,4 \cdot 10^{15}$	760	H_2 , Ar	4	10	нет n -слоя			
0,250	$5,6 \cdot 10^{15}$	750	H_2	10,5	2	$2,3 \cdot 10^{13}$	$1,3 \cdot 10^4$	$1,3 \cdot 10^{18}$	10 ± 2
0,217	$4,0 \cdot 10^{15}$	700	H_2	6	60	$7,1 \cdot 10^{13}$	$1,2 \cdot 10^4$	$2,4 \cdot 10^{17}$	130 ± 10
0,245	$4,3 \cdot 10^{15}$	590	H_2	6	20	$7,8 \cdot 10^{12}$	$6,0 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^{16}$	85 ± 5
0,245	$4,3 \cdot 10^{15}$	590	Ar	6	20	$6,9 \cdot 10^{13}$	$3,1 \cdot 10^4$	$4,1 \cdot 10^{18}$	90 ± 5
0,250	$9,0 \cdot 10^{15}$	620	Ar	6	20	$4,9 \cdot 10^{13}$	$4,8 \cdot 10^4$	$2,8 \cdot 10^{18}$	50 ± 5

Из таблицы 5.4 видно, что с ростом времени обработки в плазме увеличивается слоевая и объемная (в приповерхностном n^+ -слое) концентрации электронов, а также глубина конвертированного слоя, при плотности тока ВЧ-разряда $j > 5 \text{ мкА/см}^2$ происходит резкое увеличение слоевой и объемной концентраций. В случае использования плазмы с $j < 4 \text{ мкА/см}^2$ конверсии в n -тип не произошло.

Результаты по величинам глубины n -слоев были практически одинаковыми после обработки в плазме H_2 или Ar в одном и том же режиме (образец с $p = 4,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в таблице 5.4). Однако для Ar концентрация электронов в поверхностном n^+ -слое для одной и той же плотности тока 6 мкА/см^2 и времени обработки 20 мин на два порядка выше, чем для водородной плазмы. Исходя из этого можно заключить, что конверсия типа проводимости обусловлена радиационным воздействием плазмы. В случае же обработки в плазме водорода, возможно, проявляется его роль как химически активной примеси, способной насыщать оборванные связи на дефектах и тем самым пассивировать их [460].

На рисунках 5.10 и 5.11 представлены распределения концентрации носителей заряда по глубине образцов, подвергнутых воздействию плазмы водорода и аргона соответственно.

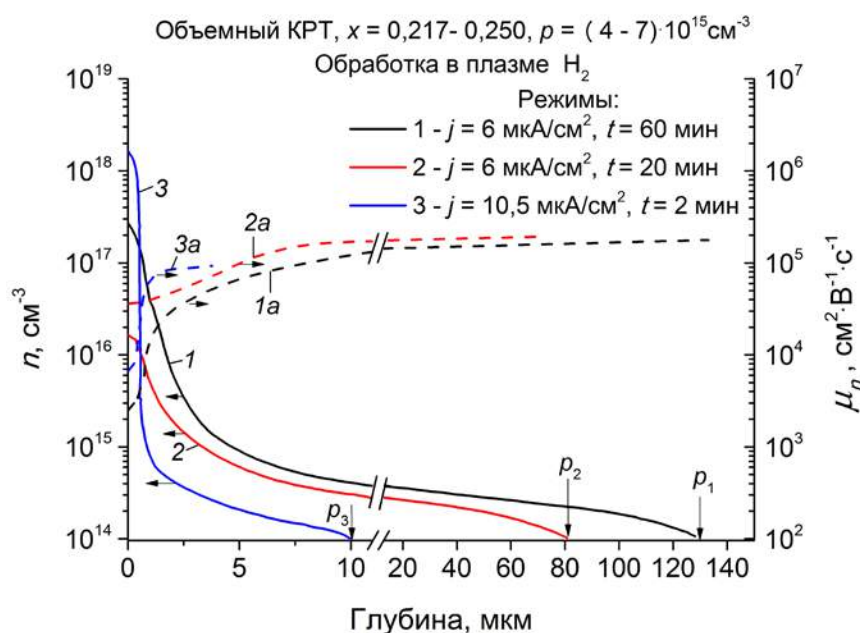


Рисунок 5.10 – Распределение по глубине концентрации n и подвижности электронов μ_n (1а–3а) в объемном КРТ с составом $x = 0,217–0,250$, обработанного в плазме водорода при различных режимах: 1 – $j = 6 \text{ мкА/см}^2$, $t = 60 \text{ мин}$; 2 – $j = 6 \text{ мкА/см}^2$, $t = 20 \text{ мин}$; 3 – $j = 10,5 \text{ мкА/см}^2$, $t = 2 \text{ мин}$. p_1 – p_3 – глубина n -слоя.

Из рисунков 5.10 и 5.11 видно, что толщина n^+ -слоя в n^+-n^-p структуре составляет 1–2 мкм, а глубина слаболегированного n^- -слоя существенно зависит от времени обработки, плотности тока (рисунок 5.10) и исходной концентрации дырок в p -КРТ (рисунок 5.11). Хотя концентрация заряженных центров рассеяния вблизи поверхности, обработанной в плазме аргона больше, чем в n^+ -слое, полученном имплантацией ионов Ag^+ (см. рисунки 3.22 и 5.11), подвижность электронов в n^+ -слое при плазменной обработке на порядок выше. Это свидетельствует о хорошем струк-

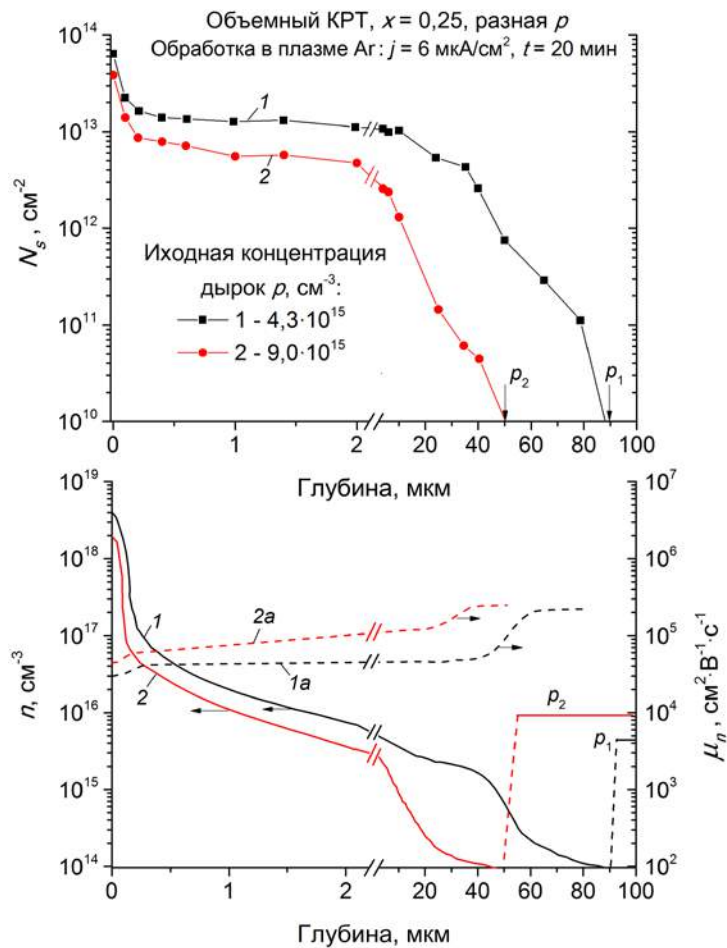


Рисунок 5.11 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s , концентрации n и подвижности электронов μ_n (1а, 2а) в объемных образцах КРТ с составом $x = 0,245\text{--}0,250$ и различной концентрацией дырок, обработанных в плазме аргона с плотностью тока 6 мкА/см^2 в течение 20 мин. Исходная концентрация дырок: 1, а – $4,3 \cdot 10^{15}$; 2, а – $9,0 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. p_1, p_2 – глубина n -слоя и концентрация дырок.

турном совершенстве приповерхностной области, подвергнутой “мягкому” радиационному воздействию плазмы. Сравнение плазменной обработки в аргоне и ИЛТ Ag^+ (см. рисунок 5.5, кривая 2 и рисунок 5.11) также показывает, что в случае плазменной обработки концентрация электронов в n^+ -слое на порядок выше. При обработке в плазме, в отличие от ИЛТ, не происходит распыление поверхности, поэтому все генерированные радиационные донорные дефекты (I_{Hg}) мигрируют в глубь образца, тогда как в случае ИЛТ существенная часть атомов ртути (3–4 атома Hg на один падающий ион Ag^+ с $E = 0,5 \text{ кэВ}$) покидает поверхность. На отсутствие большого количества центров рекомбинации, создаваемых дефектами, также указывают данные о времени жизни неравновесных носителей заряда (τ), которое определялось по релаксации фотопроводимости, возбужденной AlGaAs лазером с длиной волны излучения $0,9 \text{ мкм}$ при $T = 77 \text{ К}$. Эффективное время жизни, измеренное в образце КРТ после обработки в плазме, составляло $0,6 \text{ мкс}$, а

после стравливания n^+ -слоя оно возросло до 1 мкс в n^- -слое (в p -подложке $\tau = 0,65$ мкс). Отметим, что в имплантированном ионами B^+ ($E = 100$ кэВ, $D = 1 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$) КРТ по данным работы [243] даже после стравливания поверхностного нарушенного слоя толщиной 0,6 мкм $\tau = 0,05$ мкс с, что почти на порядок ниже времени жизни в p -объеме ($\tau = 0,3$ мкс), которое восстанавливается только после полного стравливания n -слоя на глубину 2 мкм. Авторы [243] объясняют снижение времени жизни нарушениями структуры, созданными ионной бомбардировкой.

На диффузионный характер процесса $p \rightarrow n$ конверсии типа проводимости при плазменной обработке p -КРТ указывает то, что глубина n -слоя $d_n \sim \sqrt{t}$, где t время воздействия плазмы. Оценка параметра диффузии донорных дефектов (I_{Hg}) при формировании n^+ -слоя в процессе плазменной обработки Ar с $j = 6$ мкА/см ^{2} (таблица 5.4) дает величину параметра “медленной” диффузии $d_n^2(n^+)/t \simeq 3 \cdot 10^{-12}$ см ^{2} /с, а для формирования n^- -слоя параметр “быстрой” диффузии имеет значение $d_n^2(n^-)/t \simeq (3-4) \cdot 10^{-8}$ см ^{2} /с, которое на порядок больше, чем величина $d_n^2/t \simeq (2-7) \cdot 10^{-9}$ см ^{2} /с при ИЛТ Ag^+ (см. раздел 5.2). Это различие в параметрах диффузии обусловлено, вероятнее всего тем, что при плазменной обработке концентрация смещенных атомов Hg в поверхностном диффузионном источнике гораздо выше, чем при ИЛТ, поскольку отсутствует распыление поверхности. Отсюда можно заключить, что природа радиационных донорных дефектов и механизмы их диффузии в обоих процессах одни и те же и связаны они с генерацией вблизи или на самой поверхности КРТ междоузельных атомов ртути, которые мигрируют в глубь кристалла. Действительно, при добавлении паров серной кислоты в реактор образования n -слоя не наблюдалось ни при каких режимах плазменной обработки. По-видимому, пары серной кислоты в процессе воздействия плазмы удаляют высвобождаемую ртуть с поверхности, то есть поверхностный источник атомов Hg отсутствует, поэтому $p \rightarrow n$ конверсия в этом случае не происходит. Столь быстрая диффузия междоузельных атомов ртути при плазменной обработке, также, как и при низкоэнергетической ионной имплантации бора и ИЛТ Ag^+ , является радиационно-стимулированной диффузией, которая активируется, возбуждением электронной подсистемы, вызываемой бомбардировкой поверхности КРТ низкоэнергетичными ($E \sim 10$ эВ) частицами плазмы. Пороговую зависимость формирования конвертированного слоя от плотности тока ВЧ-разряда можно связать с тем, что при малых значениях $j < 4$ мкА/см ^{2} генерации междоузельной ртути на поверхности не происходит.

Исследование методом оптического отражения состава КРТ, обработанного в плазме, показало, что стехиометрия поверхности соединения не изменяется, по крайней мере, в пределах точности измерений. Не обнаружено также распыления обработанной поверхности (часть образца маскировалась) при сравнении ее с исходной.

при обработке КРТ с $x = 0,250$ в плазме аргона (рисунок 5.13).

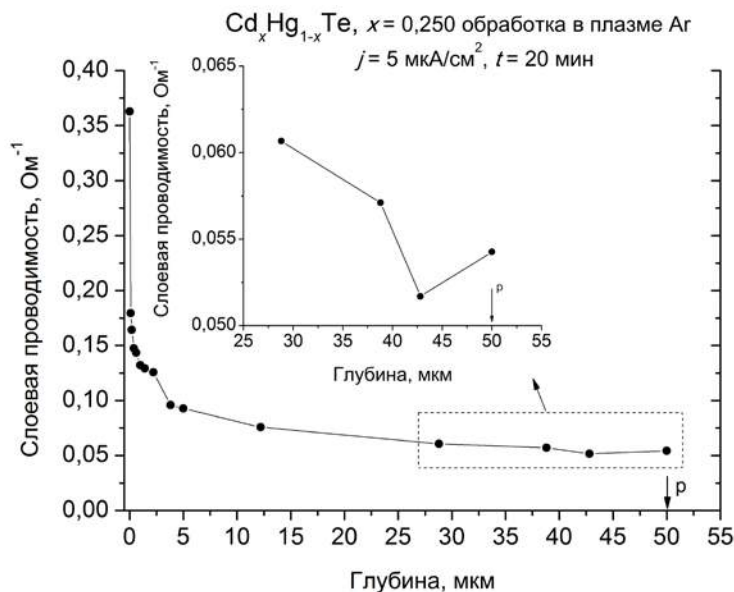


Рисунок 5.13 – Распределение слоевой проводимости по глубине в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ состава $x = 0,250$ после обработки в плазме Ar при плотности тока 6 мкА/см^2 в течение 20 мин.

На наш взгляд, формирование глубококомпенсированного n^- -слоя в p -КРТ с $x \geq 0,25$ как при ИЛТ, так и плазменном воздействии, связано с недостаточным количеством генерированных на поверхности междоузельных атомов Hg, по сравнению с КРТ более низкого состава $x < 0,22$, чтобы полностью заполнить собственные вакансии по всей глубине кристалла, куда они успевают продиффундировать за время обработки.

5.4. Экспериментальное доказательство влияния дефектов-стоков на процессы формирования n^+n^-p структуры при имплантации ионов бора

Об отсутствии структурных нарушений в приповерхностной области подвергнутого плазменной обработки кристаллов КРТ, способных захватывать и нейтрализовать электрически активные радиационные дефекты, свидетельствует наличие глубокого n^- -слоя. В противном случае, происходило бы блокирование диффузии донорных дефектов, генерируемых в поверхностном слое. В разделе 4.3 мы рассмотрели эффекты, связанные с тем, что предварительно созданные имплантацией ионов B^+ нарушения кристаллической структуры блокируют формирование глубокого n^- -слоя при отжиге p -КРТ под анодным окислом. Если выводы, сделанные в разделе 4.3 верны, то аналогичные эффекты должны наблюдаться и при плазменной обработке. Действительно, предварительно созданные имплантацией ионов B^+ структурные дефекты существенным образом меняют результаты последующей плазменной обработки.

На рисунке 5.14 представлено распределение носителей заряда по глубине КРТ, имплантированного ионами B^+ различной дозой и независимо обработанного в плазме Ag .

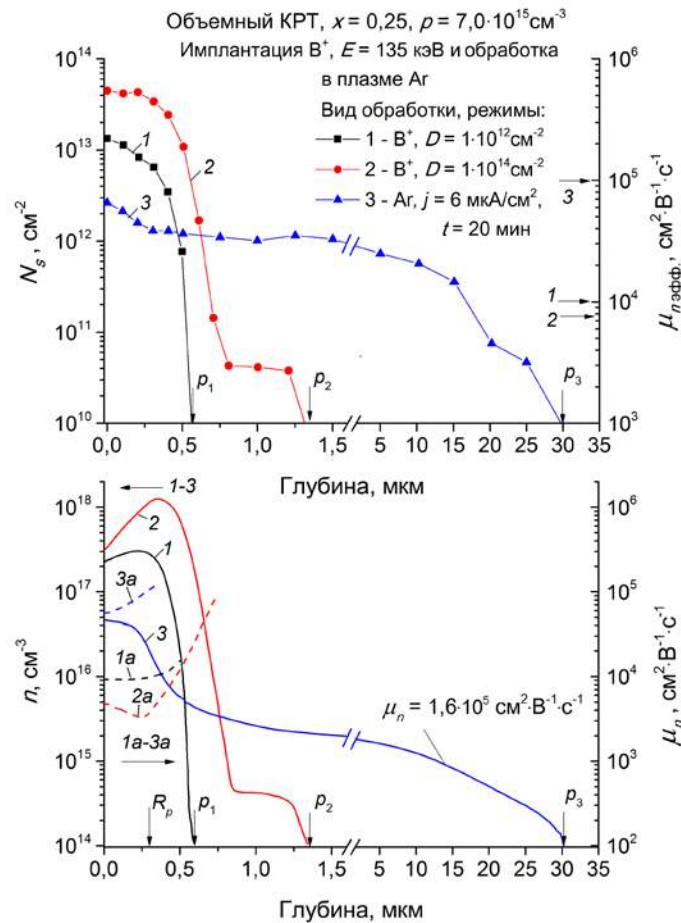


Рисунок 5.14 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s , концентрации n и подвижности электронов μ_n (1а–3а) в объемном КРТ p -типа с составом $x = 0,250$, имплантированном ионами B^+ (1, 2, а) с энергией 135 кэВ дозой: 1 – $1 \cdot 10^{12}$; 2 – $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и обработанном в плазме аргона (3, а) с плотностью тока 6 мкА/см² в течение 20 мин. R_p – проецированный пробег ионов B^+ . $\mu_{n \text{ эфф.}}$ – эффективная подвижность электронов. p_1 – p_3 – глубина n -слоя.

Из рисунка 5.14 видно, что в имплантированном образце глубина n - p перехода составляет 0,6 и 1,8 мкм для доз $1 \cdot 10^{12}$ и $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ соответственно, причем при большой дозе сформировался неглубокий “хвост”, а в приповерхностном слое $z < R_p$ наблюдаются известные и рассмотренные нами ранее (раздел 3.3) спад концентрации и минимум подвижности электронов. При обработке в плазме Ag в течение 20 мин n - p переход располагается на глубине 30 мкм. Результаты ионной бомбардировки и последующей плазменной обработки (и наоборот) в аналогичных предыдущему случаю режимах для этого же образца показаны на рисунке 5.15. Полученные данные для дозы $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ явным образом подтверждают, что предварительно введенные структурные дефекты препятствуют диффузии в глубь образца генерируемых на поверхности при плазменной

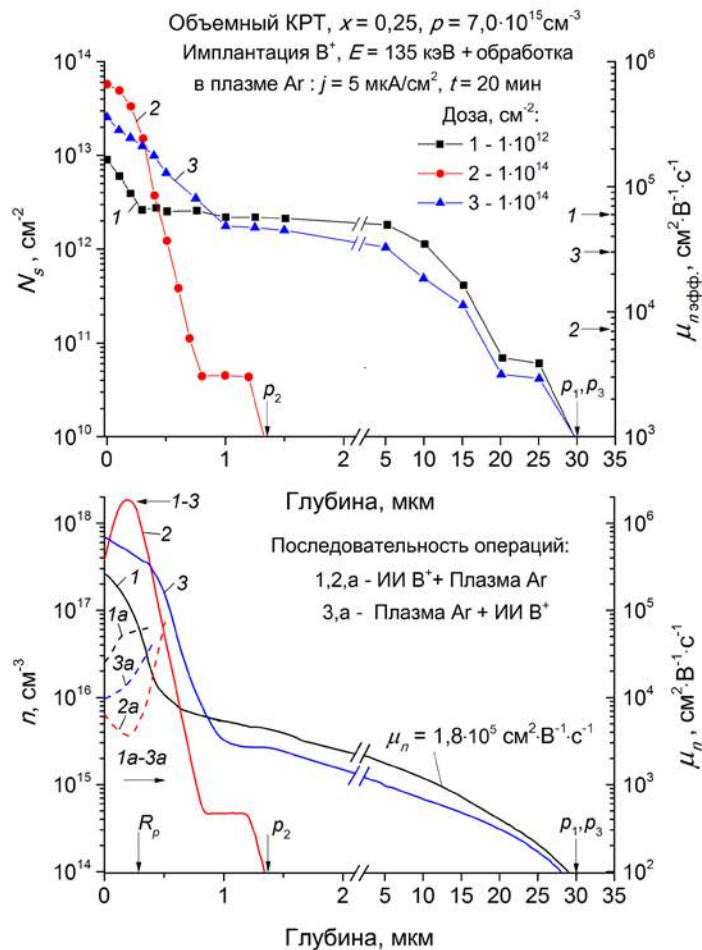


Рисунок 5.15 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s , концентрации n и подвижности электронов μ_n (1а–3а) в объемном КРТ p -типа с составом $x = 0,250$, имплантированным ионами B^+ (1–3, а) с энергией $E = 135$ кэВ дозой: 1 – $1 \cdot 10^{12}$; 2, 3 – $1 \cdot 10^{14}$ см^{-2} и обработанном в плазме аргона (1–3, а) с плотностью тока 5 мА/см^2 в течение 20 мин. Последовательность операций: 1, 2 – имплантация, затем плазменная обработка; 3 – обработка в плазме, затем имплантация. R_p – проецированный пробег ионов B^+ . μ_n эфф. – эффективная подвижность электронов. p_1 – p_3 – глубина n -слоя.

обработке дефектов донорного типа. В случае маленькой дозы разупорядочение поверхностного слоя было незначительно, поэтому он не смог препятствовать формированию n - p перехода практически на той же глубине, что и без имплантации.

Аналогичные эксперименты по влиянию предварительно введенных имплантацией ионов B^+ дефектов на формирование n^- -слоя были поставлены и для ионно-лучевого травления Ag^+ ГЭС КРТ МЛЭ. Схема и результаты эксперимента представлены на рисунках 5.16. и 5.17 соответственно Исходная структура ГЭС КРТ МЛЭ p -типа ($x_s = 0,41$, $x = 0,212$, $d_{\text{вар}} = 0,4$ мкм; $d = 10,9$ мкм; $p = 7,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $\mu_p = 600 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$) была разделена на четыре образца. Образцы № 1 и № 2 сначала были имплантированы ионами B^+ , затем образец № 2 одновременно с образцом № 3

был подвергнут ИЛТ низкоэнергетичными ионами Ag^+ . Образец № 4 обрабатывался ионами Ag^+ с большей плотностью тока и длительностью, чем образцы № 2 и № 3.

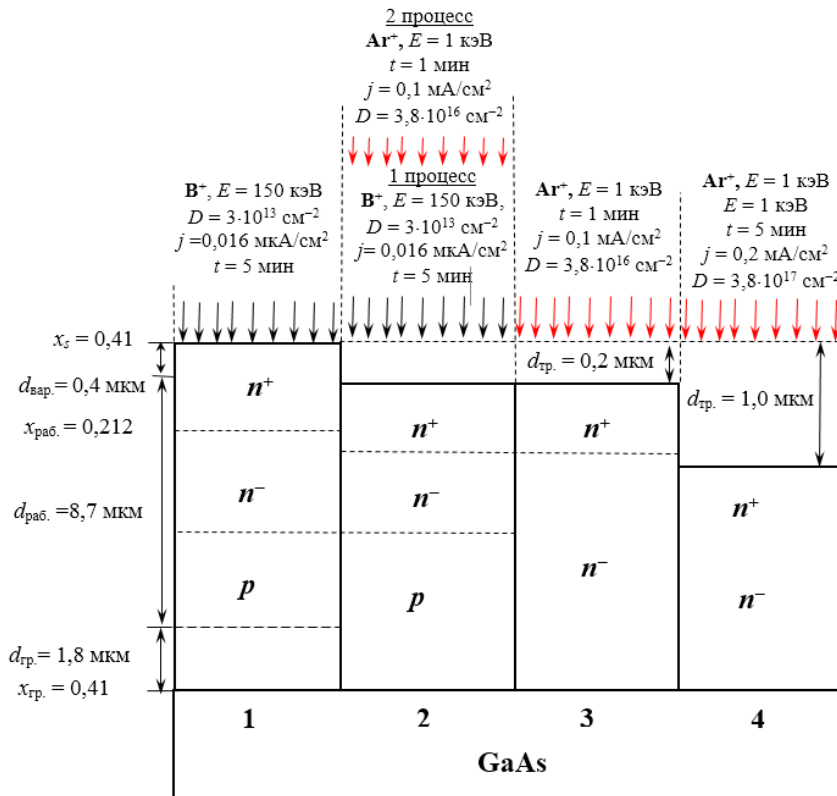


Рисунок 5.16 – Схема эксперимента: № 1 – имплантация B^+ , $E = 100 \text{ кэВ}$, $D = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, $j = 0,016 \text{ мкА/см}^2$, $t = 5 \text{ мин}$; № 2 – 1 процесс: имплантация B^+ , $E = 100 \text{ кэВ}$, $D = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, $j = 0,016 \text{ мкА/см}^2$, $t = 5 \text{ мин}$; 2 процесс: ИЛТ Ag^+ , $E = 1 \text{ кэВ}$, $t = 1 \text{ мин}$, $j = 0,1 \text{ мА/см}^2$, $D = 3,8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$; № 3 – ИЛТ Ag^+ , $E = 1 \text{ кэВ}$, $t = 1 \text{ мин}$, $j = 0,1 \text{ мА/см}^2$, $D = 3,8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$; № 4 – ИЛТ Ag^+ , $E = 1 \text{ кэВ}$, $t = 5 \text{ мин}$, $j = 0,2 \text{ мА/см}^2$, $D = 3,8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$.

В образце № 1 сформировалась n^+n^-p структура (кривая 1 на рисунке 5.17). В образце № 2 она сохранилась, при этом как глубина n^+ -слоя, так и глубина n^- -слоя, а также концентрация электронов в них практически не изменились (кривая 2 на рисунке 5.17). В то же время в образцах № 3 и № 4 произошла конверсия в n -тип на всю толщину эпитаксиальной пленки, то есть образовалась n^+n^- структура (кривые 3 и 4 на рисунке 5.17). Объяснить такой результат, на наш взгляд, можно только тем, что в предварительно имплантированном высокоэнергетичными ионами B^+ ГЭС КРТ МЛЭ формируются дефекты-стоки для генерируемой при дальнейшем ионно-лучевом травлении поверхности низкоэнергетичными ионами Ag^+ междоузельной ртути, и увеличение глубины n^- -слоя не происходит. Как видно из рисунка 5.17, рост плотности тока и времени ИЛТ существенно увеличивает концентрацию электронов в приповерхностной области

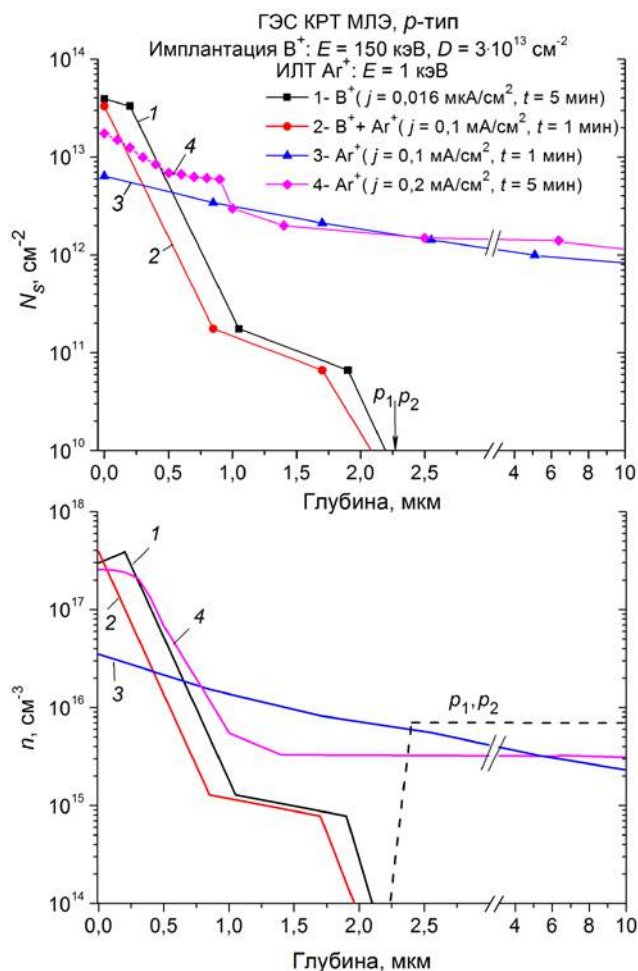


Рисунок 5.17 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s и концентрации электронов n в образцах ГЭС КРТ МЛЭ при различных операциях: 1 – имплантация B^+ , $E = 150$ кэВ, $D = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, $j = 0,016 \text{ мкА/см}^2$, $t = 5$ мин; 2 – процесс 1 (имплантация B^+ , $E = 150$ кэВ, $D = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, $j = 0,016 \text{ мкА/см}^2$, $t = 5$ мин) + процесс 2 (ИЛТ Ar^+ , $E = 1$ кэВ, $t = 1$ мин, $j = 0,1 \text{ мА/см}^2$, $D = 3,8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$); 3 – ИЛТ Ar^+ , $E = 1$ кэВ, $t = 1$ мин, $j = 0,1 \text{ мА/см}^2$, $D = 3,8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$; 4 – ИЛТ Ar^+ , $E = 1$ кэВ, $t = 5$ мин, $j = 0,2 \text{ мА/см}^2$, $D = 3,8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$. p_1, p_2 – глубина n -слоя и концентрация дырок. Параметры ГЭС КРТ МЛЭ: $x_s = 0,41$, $x = 0,212$, $d_{\text{вар}} = 0,4 \text{ мкм}$; $d = 10,9 \text{ мкм}$; $p = 7,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $\mu_p = 600 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$.

(кривые 3 и 4). Такой рост величины n обусловлен тем, что в образце № 4 полностью стравился варизонный слой (глубина травления $\sim 1 \text{ мкм}$), и дальнейшая обработка велась только рабочего слоя с низким составом, тогда как в образце № 3 варизонный слой еще сохранился, поскольку он стравился лишь на глубину $\sim 0,2 \text{ мкм}$. Наличие варизонного слоя при ионно-лучевом травлении ГЭС КРТ МЛЭ снижает концентрацию электронов в приповерхностном n^+ -слое по сравнению с ИЛТ структур без варизонного слоя (см. раздел 3.3.1.2).

Рассмотренные в настоящем разделе эксперименты по влиянию предварительно введенных ионной бомбардировкой нарушений кристалла на процесс формирования $n^+ - n^- - p$ структуры

при ионно-лучевом травлении и плазменной обработке, а также рассмотренные ранее эксперименты по отжигу под анодным окислом ионно-имплантированных бором кристаллов КРТ (см. раздел 4.3) и имплантации легких (B^+) и тяжелых (He^+) ионов (см. рисунок 3.38), являются прямым подтверждением предложенной в работах [57, 247] модели формирования глубоких n - p переходов в p -КРТ при постимплантационных отжигах за счет диффузии смещенных атомов ртути. На основе совокупности полученных экспериментальных данных, можно сделать вывод, что *in-situ* формирование n^+-n^- - p структуры в процессе имплантации в p -КРТ легких ионов происходит вследствие миграции вглубь кристалла не захваченных на стоки подвижных донорных дефектов – междоузельных атомов Hg.

Выводы по главе 5

В данной главе представлены результаты исследований по пространственному распределению донорных центров в объемных кристаллах КРТ и в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с различным профилем состава в приповерхностной области, подвергнутых ионно-лучевому травлению Ag^+ , а также после плазменной обработки в атмосфере водорода и аргона объемного p -КРТ без подачи ускоряющего напряжения на мишень.

В результате проведенных исследований:

- подтверждено ([306, 324]), что процесс $p \rightarrow n$ конверсии при ИЛТ Ag^+ подчиняется диффузионному соотношению $d_n \propto \sqrt{jt / (N_A - N_D)}$, а глубина конвертированного слоя уменьшается с ростом состава и исходной концентрации дырок $p = N_A - N_D$ в вакансионно легированном p - $Cd_xHg_{1-x}Te$;

- обнаружено, что глубина сильнолегированного n^+ -слоя, образующегося в ГЭС КРТ МЛЭ, слабо зависит от режимов ионно-лучевого травления и состава поверхности материала и составляет величину 0,5–1 мкм. С увеличением времени травления наблюдается рост концентрации электронов в n^+ -слое на поверхности вследствие травления широкозонного слоя;

- установлено, что режимы ионно-лучевого травления и состав приповерхностной области существенно влияют только на глубину n^- -слоя с низкой концентрацией электронов. Анализ экспериментальных данных показывает, что процесс ионно-лучевого травления в ГЭС КРТ МЛЭ с градиентом состава в приповерхностной области отличен от травления в однородных эпитаксиальных структурах и кристаллах КРТ;

- показано, что в ГЭС КРТ МЛЭ с большим составом поверхности $x_s = 0,49 - 0,56$ в процессе ИЛТ происходит $p \rightarrow n$ конверсия, что ранее для составов $x > 0,4$ не наблюдалось;

- показано, что для кристаллов p -КРТ состава $x = 0,200 - 0,210$, как подвергнутых ИЛТ при

комнатной температуре, так и после отжига под АО при $T = 200\text{ }^{\circ}\text{C}$, наблюдаются близкие величины параметра диффузии $d_n^2/t = (2-7) \cdot 10^{-9}\text{ см}^2/\text{с}$, которые свидетельствуют о том, что коэффициенты диффузии ртути для данных процессов практически одинаковые, однако механизм активации диффузии атомов Hg различен;

– установлено, что обработка в плазме газов Ar и H_2 объемных кристаллов $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с $x = 0,217-0,25$ без приложения ускоряющего напряжения позволяет получать очень глубокие (до 130 мкм) слои n -типа проводимости с высокими электрофизическими характеристиками. Обнаружено пороговое значение плотности тока ВЧ-разряда ($j = 4\text{ мкА/см}^2$), ниже которого $p \rightarrow n$ конверсия типа проводимости под действием плазмы не наблюдается. Параметр диффузии ртути $d_n^2/t \approx (3-4) \cdot 10^{-8}\text{ см}^2/\text{с}$ при плазменной обработке на порядок больше, чем при ионно-лучевом травлении, что обусловлено более высокой концентрацией смещенных атомов Hg в поверхностном диффузионном источнике вследствие отсутствия распыления поверхности при плазменной обработке. При добавлении паров серной кислоты в плазму процесс $p \rightarrow n$ конверсии типа проводимости не происходит ни при каких режимах обработки;

– установлено, что вследствие отсутствия распыления поверхности при плазменной обработке p -КРТ в аргоне концентрация электронов в n^+ -слое составляет величину $(2-4) \cdot 10^{18}\text{ см}^{-3}$, которая на порядок выше, чем при ионно-лучевом травлении Ag^+ ;

– установлено, что плазменная обработка нагретого до температуры $100-150\text{ }^{\circ}\text{C}$ p -КРТ не приводит к формированию поверхностного n^+ -слоя, как это происходит без нагрева, а образуется только слаболегированный n^- -слой с высокой подвижностью электронов и временем жизни неосновных носителей заряда;

– впервые обнаружено, что при ионно-лучевом травлении и плазменной обработке кристаллов $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с составом $x = 0,250-0,265$ формируется $n^+-n^--n^--p$ структура с глубококомпенсированным n^-- -слоем, проводимость которого ниже проводимости подложки p -КРТ;

– установлено, что в сформированной при имплантации ионов B^+ n^+-n^--p структуре в ГЭС КРТ МЛЭ при последующем ионно-лучевом травлении ионами Ag^+ дальнейшее увеличение глубины n^- -слоя не происходит;

– установлено, что созданные предварительной имплантацией ионов B^+ в объемных кристаллах КРТ структурные нарушения, блокируют формирование глубокого n^- -слоя при последующей плазменной обработке.

Из полученных результатов можно сделать следующие выводы:

1. Процесс ионно-лучевого травления в ГЭС КРТ МЛЭ с градиентом состава в приповерхностной области отличен от ИЛТ в однородных эпитаксиальных структурах и кристаллах КРТ.

Воздействие низкоэнергетических ионов Ag^+ на поверхность ГЭС КРТ МЛЭ, которая с увеличением x все больше обедняется ртутью, отличается от воздействия на поверхность образца с однородным составом $x = 0,22$. С уменьшением содержания ртути на поверхности меняется как кинетика образования и поверхностная концентрация свободной междоузельной ртути, которая в процессе ИЛТ диффундирует в объем кристалла, так и кинетика распыления поверхности вследствие различной энергии активации данного процесса для поверхности с изменяющимся составом.

2. Радиационно-стимулированная активация процесса диффузии генерированных на поверхности междоузельных атомов ртути вследствие возбуждения электронной подсистемы, приводит к глубокой $p \rightarrow n$ конверсии кристаллов p -КРТ как при ионно-лучевом травлении, так и плазменной обработке при комнатной температуре. Глубина n -слоя существенно зависит от концентрации генерируемых междоузельных атомов ртути в поверхностном диффузионном источнике, которая определяется энергией бомбардирующих поверхность ионов. В случае ИЛТ происходит распыление атомов Hg с поверхности, тогда как при плазменной обработке распыление поверхности отсутствует, поэтому параметр диффузии ртути d_n^2/t при плазменной обработке на порядок больше, чем при ионно-лучевом травлении.

3. Совокупность экспериментальных данных по влиянию предварительно введенных ионной бомбардировкой нарушений кристалла на процесс формирования n^+-n^- - p структуры при ионно-лучевом травлении и плазменной обработке, отжигу под анодным окислом предварительно имплантированных ионами V^+ кристаллов КРТ, являются прямым подтверждением предложенной нами модели, что *in-situ* формирование n^+-n^- - p структуры в процессе имплантации в p -КРТ легких ионов происходит вследствие миграции вглубь кристалла не захваченных на стоки подвижных донорных дефектов – междоузельных атомов Hg, а также подтверждением модели “Bubulac” формирования глубоких n - p переходов в p -КРТ при постимплантационных отжигах за счет диффузии смещенных атомов ртути.

4. Ионно-лучевое травление и плазменная обработка кристаллов $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ повышенного состава $x = 0,250\text{--}0,265$ приводит к формированию n^+-n^--p структуры с глубококомпенсированным n^-- -слоем с очень низкой проводимостью, величина которой в несколько раз ниже, чем проводимость объема $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа, тогда как в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с составом $x = 0,20\text{--}0,22$ формируется только n^+-p структура. Оценка концентрации электронов в n^-- -слое дает величину $n^-- \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$. В холловских измерениях n^-- -слой проявляется после стравливания верхних n^+ - и n^- -слоев: в зависимости слоевой проводимости от глубины травления наблюдается явно выраженный минимум в той области, где толщина n^-- -слоя максимальна. При ионно-лучевом травлении толщина n^-- -слоя зависит от дозы ионов Ag^+ и составляет величину от 5 до 15 мкм.

Формирование n^- -слоя обусловлено тем, что в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с большим составом $x = 0,250\text{--}0,265$ содержание атомов ртути на 7–9 % ниже, чем у $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с составом $x = 0,20\text{--}0,22$. Вследствие этого, в процессе ионной обработки $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с составом $x = 0,250\text{--}0,265$ количество генерируемой на поверхности междоузельной ртути, за счет диффузии которой происходит $p \rightarrow n$ конверсия типа проводимости, недостаточно для полной компенсации акцепторов – вакансий ртути по всей толщине слоя вплоть до глубины, куда междоузельные атомы Hg успевают продиффундировать за время обработки. Поэтому на “хвосте” профиля распределения, где полной компенсации акцепторов не произошло, концентрация электронов на порядок ниже, чем в n^- -слое, в котором междоузельные атомы Hg полностью скомпенсировали собственные вакансии.

5. Плазменная обработка в атмосфере водорода и аргона при температуре 100–150 °C является альтернативным отжигу в насыщенных парах Hg способом быстрой конверсии вакансионно-легированных кристаллов $p\text{-KPT}$ в n -тип с высокой подвижностью электронов и временем жизни неосновных носителей заряда, которые необходимы для создания фоторезисторов ИК-диапазона на данном материале.

6. Отсутствие увеличения глубины n^- -слоя в сформированной при имплантации ионов B^+ n^+-n^-p структуре при последующем ионно-лучевом травлении ионами Ar^+ может быть применено в технологии изготовления широкоформатных матричных фотоприемников на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа при вскрытии методом “сухого” травления контактных окон в диэлектрике к сформированным ионной имплантацией бора n^+-n^-p переходам.

Глава 6. ЛАЗЕРНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ СТОЙКОСТЬ ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР И ИМПЛАНТИРОВАННЫХ СЛОЕВ $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Облучение мощными импульсами лазерного ИК-излучения поверхности КРТ относится к виду радиационного воздействия, при котором поглощение сильно сконцентрированной в пространстве и времени энергии электромагнитной волны приводит к возникновению целого каскада процессов преобразования энергии, включающих в себя последовательное возбуждение и релаксацию электронной подсистемы, электрон-фононную релаксацию, фонон-фононную релаксацию и, наконец, разнообразные тепловые процессы (нагрев, плавление, испарение) [468]. В литературе отсутствуют (см. раздел 1.3) какие-либо данные по воздействию мощных импульсов лазерного ИК-излучения в широком интервале длин волн от коротковолнового до длинноволнового на электрофизические и оптические свойства и модификацию поверхности ГЭС КРТ МЛЭ.

В настоящей главе рассматривается влияние мощных импульсов ИК-излучения CO_2 -лазера ($\lambda = 9,47$ мкм), твердотельного $\text{YAG}/\text{Nd}^{3+}$ -лазера ($\lambda = 1,06$ мкм) и химического DF-лазера ($\lambda = 3,8\text{--}4,2$ мкм) на свойства гетероэпитаксиальных слоев КРТ. Для всех экспериментов, рассматриваемых в данной главе, использовались гетероэпитаксиальные структуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, параметры которых приведены в таблице 6.1.

Таблица 6.1

Параметры исходных структур ГЭС КРТ МЛЭ и ЖФЭ КРТ

Номер структуры, тип проводимости	Состав x_s / x	d , мкм	σ , $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$	n, p , см^{-3}	μ_n, μ_p , $\text{см}^2\cdot\text{В}^{-1}\cdot\text{с}^{-1}$
020327 (МЛЭ) n -тип	1,0/0,220	6,2	9,2	n $9,1\cdot 10^{14}$	μ_n $6,3\cdot 10^4$
050727 (МЛЭ) n -тип	0,48/0,220	10,5	3,2	n $2,0\cdot 10^{14}$	μ_n $1,0\cdot 10^5$
031007 (МЛЭ) n -тип	0,83/0,45/ 0,215*	0,1/0,5	8,8	n $2,5\cdot 10^{14}$	μ_n $9,4\cdot 10^4$
T166-3 (ЖФЭ) n -тип	0,218	20	2,7	n $1,9\cdot 10^{14}$	μ_n $9,1\cdot 10^4$
T174-1 (ЖФЭ) n -тип	0,216	16	19,0	n $1,1\cdot 10^{15}$	μ_n $1,1\cdot 10^5$
ТС32-2(ЖФЭ) p -тип	0,222	—	19	p $1,4\cdot 10^{16}$	μ_p 510
031022 (МЛЭ) p -тип	0,45/0,209*	13,0	0,83	p $9,2\cdot 10^{15}$	μ_p 570
031023 (МЛЭ) p -тип	0,46/0,211*	12,5	0,94	p $1,0\cdot 10^{16}$	μ_p 570
051010 (МЛЭ) p -тип	0,48/0,225	0,25	9,7	p $6,3\cdot 10^{15}$	μ_p 570
040107 (МЛЭ) p -тип	0,46/0,219	0,4	10,5	p $9,0\cdot 10^{15}$	μ_p 470

Примечание*: Образцы ГЭС КРТ МЛЭ № № 031022, 031023 и 031007 имеют ступеньку повышенного состава с $x = 0,250$ в рабочем слое глубиной 2,5 мкм.

Исходные структуры ГЭС КРТ МЛЭ и ЖФЭ КРТ после измерения электрофизических параметров (таблица 6.1) были разделены на прямоугольные образцы размером 4×4 или 5×5 мм. На часть образцов №№ 020327, 050727 и 031022 был нанесен диэлектрик Al_2O_3 толщиной 100 нм. Часть образцов из № 031023 были имплантированы ионами B^+ с $E = 100$ кэВ и $D = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

6.1. Нелинейное поглощение мощного импульсного длинноволнового ИК-излучения в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

В связи с тем, что структуры ГЭС КРТ МЛЭ имеют верхний и нижний варизонные слои (см. рисунок 2.2), в которой на поверхности и на границе с буферным слоем имеется область с большой шириной запрещенной зоны, принципиальным является вопрос о выборе длины волны лазерного излучения, используемой в эксперименте. Необходимо, чтобы лазерное излучение проникало в рабочий слой ГЭС КРТ МЛЭ в случае облучения, как через подложку, так и со стороны поверхности. В этом случае ожидается, что процессы дефектообразования за счет поглощения лазерного излучения будут непосредственно проходить во всем объеме рабочего слоя.

С целью определения возможности использования ИК-излучения CO_2 -лазера, на двух структурах ГЭС КРТ МЛЭ № 020327 ($x = 0,220$) и № 031023 ($x = 0,211$) (остальные структуры имеют близкие составы) были сняты спектры пропускания на инфракрасном Фурье-спектрометре “Инфралюм-ФТ 801” при температуре 295 и 78 К (рисунок 6.1).

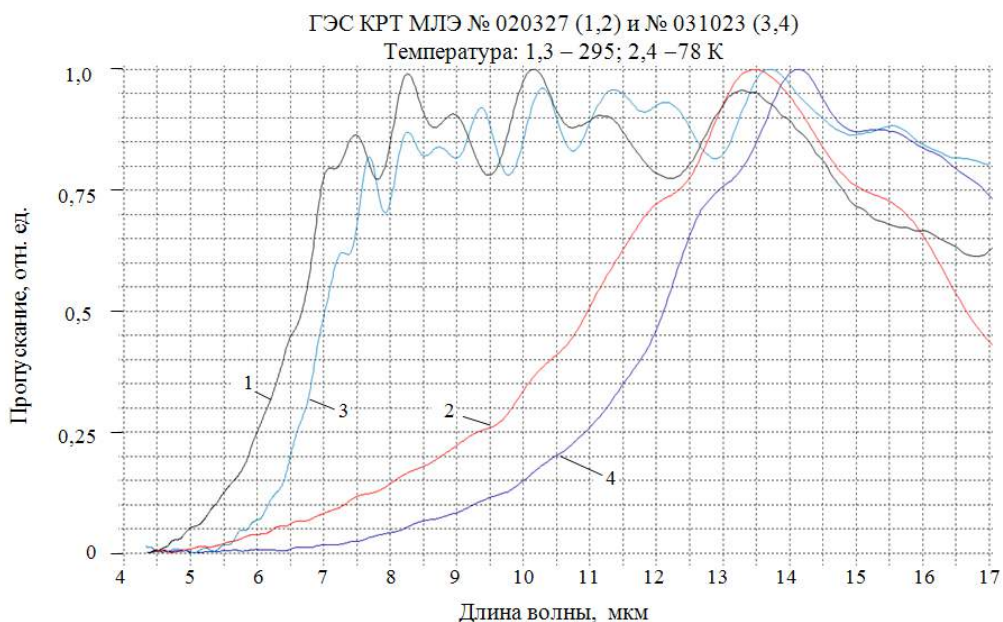


Рисунок 6.1 – Спектры пропускания ГЭС КРТ МЛЭ № 020327 (1,2) и № 031023 (3,4) при температуре 295 (1,3) и 78 (2,4) К.

Как видно из рисунка 6.1 спектры пропускания ГЭС КРТ МЛЭ № 020327 и № 031023

соответствуют их составам в рабочем слое, определяемым по зависимостям $E_g(x, T)$ [444, 461, 462]. Следовательно, все структуры из таблицы 6.1 (состав рабочего слоя лежит в интервале $x = 0,21-0,22$) имеют при $T = 77$ К граничную длину волны 11,0–13,0 мкм, что позволяет использовать ИК-излучение CO_2 -лазера, имеющего длины волн 9,4–10,6 мкм. Анализ рисунка 6.1 показывает, что пропускание структуры № 031023 на длине волны CO_2 -лазера 10,6 мкм составляет 20 %, а у структуры № 020327 с более высоким составом – около 40 %. На другой моде CO_2 -лазера 9,47 мкм пропускание уменьшается и составляет 10 и 25 % для ГЭС КРТ МЛЭ № 031023 и № 020327 соответственно. Таким образом, излучение CO_2 -лазера на длине волны 10,6 и 9,47 в ГЭС КРТ МЛЭ и ЖФЭ КРТ состава $x = 0,21-0,22$ будет в основном поглощаться при $T = 78$ К.

На рисунке 6.2 приведена схема эксперимента по облучению гетероэпитаксиальных слоев КРТ CO_2 -лазером.

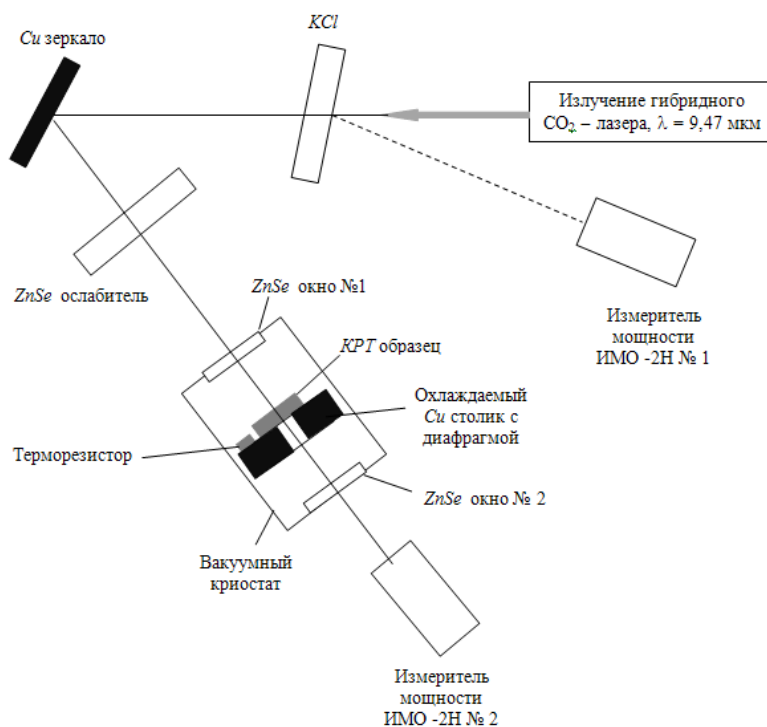


Рисунок 6.2 – Схема эксперимента по облучению CO_2 -лазером на длине волны 9,47 мкм гетероэпитаксиальных слоев КРТ в вакуумном криостате.

Для облучения лазерным излучением образцы ГЭС КРТ МЛЭ и ЖФЭ КРТ помещались в охлаждаемый жидким азотом вакуумный криостат с двумя окнами из ZnSe , позволяющими измерять оптическое пропускание образцов в длинноволновой ИК-области. Температура контролировалась терморезистивным молибденовым датчиком, который размещался в криостате на столике возле образца. Медный охлаждаемый столик криостата имел прямоугольную сквозную диафрагму шириной 5 мм и длиной 10 мм.

В режиме контроля пропускания образцы большой площади клеились непосредственно на

столик рабочей стороной вверх (облучение велось со стороны верхнего варизонного слоя), так, чтобы полностью перекрывать диафрагму. Образцы в режиме облучения клеились низкотемпературной теплопроводящей пастой со стороны подложки на сапфировый держатель, который затем клеился на охлаждаемый столик.

В эксперименте использовалась пикосекундная лазерная система (Научно-исследовательский институт комплексных испытаний оптико-электронных приборов, г. Сосновый Бор Ленинградской области), построенная на основе гибридного CO_2 -лазера, состоящего из камеры атмосферного давления и камеры низкого давления. Подробное описание установки приведено в работе [463]. Установка позволяет получать импульсное ИК-лазерное излучение с длинами волн 9,4–10,6, 4,7–5,3 и 2,4–2,65 мкм. Для эксперимента была выбрана длина волны излучения 9,47 мкм. Длительность импульса большой мощности, которым облучались образцы, по уровню 0,5 составляла 300 нс.

Диаметр лазерного луча составлял 5,5 мм. Профиль пучка был близок к гауссову. Оптическая система была отъюстирована так, чтобы однородно облучать в криостате образцы площадью 4×4 мм. Для юстировки и контроля пропускания системы на рабочей длине волны использовался маломощный квазинепрерывный режим (частота импульсов 4 Гц) излучения, получаемый только от секции низкого давления гибридного CO_2 -лазера. Визуальная юстировка осуществлялась с помощью красного излучения гелий-неонового лазера.

Излучение гибридного CO_2 -лазера с длиной волны 9,47 мкм падало на пластину из KCl , от которой отраженный луч попадал на измеритель мощности ИМО-2Н № 1. Прошедший через KCl луч отражался от зеркала из полированной меди, проходил через ZnSe ослабитель с известным коэффициентом пропускания (τ_n) величина которого составляла $\tau_n = 60\%$ (ослабитель применялся только тогда, когда необходимо было уменьшить энергию исходного пучка) и попадал в криостат через входное окно № 1 из ZnSe . Прошедшее через образец КРТ излучение проходило сквозь диафрагму и через ZnSe окно № 2 попадало в измеритель мощности ИМО-2Н № 2.

Из показаний измерителя мощности ИМО-2Н № 1 определялась средняя плотность энергии лазерного излучения E_1 [Дж/см²], падающего на входное окно № 1 криостата. Перед облучением образцов КРТ был определен коэффициент пропускания криостата с двумя ZnSe окнами на длине волны 9,47 мкм в квазинепрерывном режиме: мощность излучения на входе окна № 1 была $P_1 = 6,0$ мВт и на выходе окна № 2 $P_2 = 3,1$ мВт. Следовательно, пропускание криостата в целом составляет 51 %, а коэффициент пропускания каждого окна – 71 %. С учетом пропускания окон криостата, плотность энергии, падающей на образец КРТ, составляет $E_{\text{обр.}} = 0,71E_1$. Энергия E_2 , регистрируемая на выходе окна измерителем мощности № 2, с учетом пропускания образца ГЭС КРТ МЛЭ равна. $E_2 = 0,51\tau_{\text{п.обр.}}E_1$ Отсюда пропускание образца рассчитывается по формуле

$$\tau_{\text{п.обр.}} = \frac{E_2}{0,51E_1}. \quad (11.1)$$

На образцах ГЭС КРТ МЛЭ № 031022 и № 031023 было измерено пропускание в режиме квазинепрерывной малой мощности пучка и большой мощности импульсного излучения при температуре 295 и 78 К. Результаты представлены в таблице 6.2.

Таблица 6.2

Пропускание образцов ГЭС КРТ МЛЭ № 031022 и № 031023 для режимов облучения в квазинепрерывном режиме малой мощностью и импульсами большой мощности при различных температурах

Образец	T, К	Малая мощность в квазинепрерывном режиме, мВт		Плотность энергии в импульсе большой мощности, Дж/см ²			Пропускание образца, $\tau_{\text{п.обр.}}$	
		P_1	P_2	E_1	E_2	$E_{\text{обр.}}$	Малая мощность	Большая мощность
№ 031022	295	—	—	0,445	0,056	0,316	—	0,249
	78	—	—	0,445	0,045	0,316	—	0,191
№ 031023	295	5,4	1,15	—	—	—	0,417	—
	78	5,1	0,17	—	—	—	0,066	—
	78	—	—	0,354	0,033	0,251	—	0,186

Как видно из таблицы 6.2, пропускание образцов ГЭС КРТ МЛЭ сильно зависит от режима лазерного облучения. При низкой мощности в квазинепрерывном режиме пропускание образца при комнатной температуре лимитируется в основном поглощением в подложке GaAs, пропускание которого на данной длине волны составляет около 40 %, и, возможно, в буферном слое CdZnTe. При азотной температуре основное поглощение идет в слое КРТ.

В случае облучения большой мощностью в импульсном режиме, когда плотность мощности, падающей на образец, составляет $\sim 10^6$ Вт/см² ($E_{\text{обр.}} \approx 0,3$ Дж/см²), пропускание обоих образцов при $T = 78$ К близко к пропусканию при комнатной температуре и в 2,82 раза выше, чем пропускание при малой мощности. Такое поведение пропускания при большой мощности можно объяснить тем, что на начальной стадии облучения происходит мгновенный разогрев образца (см. раздел 6.2) и он “просветляется”, поэтому часть оставшейся энергии импульса уходит уже из разогретого образца. Следовательно, перегрева образца ГЭС КРТ МЛЭ, в приповерхностной области не происходит. Подтверждением этому служит отсутствие каких-либо видимых изменений поверхности при сравнении в оптическом микроскопе исходных и облученных образцов. В спектрах ИК-отражения и пропускания измеренных на Фурье-спектрометре при $T = 295$ К облученных импульсами СО₂-лазера большой мощности с плотностью энергии 0,3 Дж/см² образцов также не наблюдается никакого существенного отличия от исходных структур (рисунок 6.3).

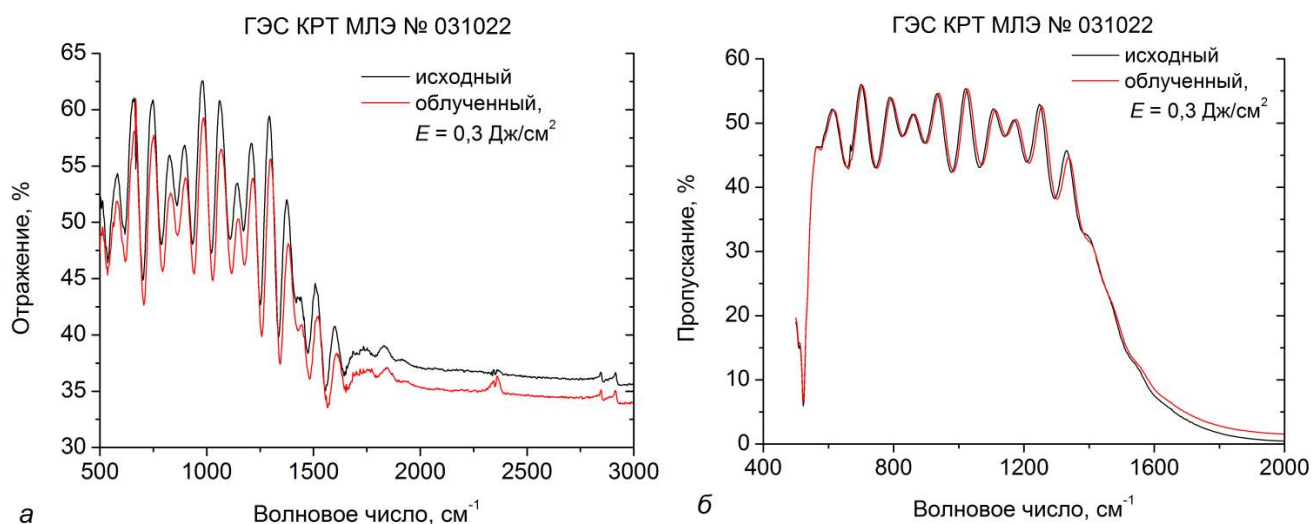


Рисунок 6.3 – Спектры ИК-отражения (а) и пропускания (б), измеренные при $T = 295$ К, исходного и облученного импульсами CO_2 -лазера большой мощности с плотностью энергии $0,3 \text{ Дж/см}^2$ образца ГЭС КРТ МЛЭ № 031022.

То есть импульсное ИК-лазерное облучение КРТ с длиной волны в области фундаментального поглощения существенно отличается от импульсного коротковолнового, например, рубинового или неодимового лазеров с сопоставимой плотностью мощности, которое полностью поглощается вблизи поверхности и существенно изменяет ее оптические и электрофизические свойства [388, 389], приводит к значительному испарению ртути из нее [393] или ее переплавлению [398].

В таблице 6.3 приведены электрофизические параметры образцов и ГЭС КРТ МЛЭ и ЖФЭ КРТ после облучения импульсами большой мощности при температуре 78 К. Анализ таблицы 6.3 показывает, что после облучения параметры изменились только у образца ЖФЭ КРТ Т166-3 n -типа № 4 и образца ГЭС КРТ МЛЭ № 050727 n -типа № 11, облученных максимальной плотностью энергии $0,292$ и $0,300 \text{ Дж/см}^2$ соответственно. Остальные образцы как n -типа, так и p -типа после облучения во всем диапазоне плотностей энергии сохранили свои параметры, какие они были до облучения.

У образца Т166-3 № 4 в 1,5 раза снизилась проводимость за счет уменьшения концентрации электронов, в то время как их подвижность осталась почти прежней.

У образца 050727 № 11 также снизилась проводимость в 2,2 раза, но только за счет уменьшения подвижности.

Возможно, столь малые изменения параметров образцов, в отличие от работ [388, 389], обусловлено, как было отмечено ранее, незначительным нагревом образца за счет просветления слоя КРТ при облучении лазерными импульсами большой мощности в области фундаментального поглощения.

Таблица 6.3

Электрофизические параметры образцов ГЭС КРТ МЛЭ и ЖФЭ КРТ до и после облучения импульсами большой мощности CO₂-лазера

Номер структуры,	Номер образца	$E_{обр.},$ Дж/см ²	Параметры до и после облучения					
			$\sigma,$ Ом ⁻¹ ·см ⁻¹		$n, p,$ см ⁻³		$\mu_n, \mu_p,$ см ² ·В ⁻¹ ·с ⁻¹	
			исх.	облуч.	исх.	облуч.	исх.	облуч.
020327, МЛЭ <i>n</i> -тип	1-Al ₂ O ₃ *	0,089	9,2	7,90	9,1·10 ¹⁴	8,6·10 ¹⁴	6,3·10 ⁴	5,7·10 ⁴
	2-Al ₂ O ₃	0,073		7,98		8,6·10 ¹⁴		5,6·10 ⁴
	3	0,308		9,42		8,7·10 ¹⁴		6,8·10 ⁴
	4	0,112		10,0		9,4·10 ¹⁴		6,7·10 ⁴
	7	0,175		8,57		8,4·10 ¹⁴		6,3·10 ⁴
050727, МЛЭ <i>n</i> -тип	21-Al ₂ O ₃	0,308	3,2	3,10	2,0·10 ¹⁴	1,8·10 ¹⁴	1,0·10 ⁵	1,1·10 ⁵
	22-Al ₂ O ₃	0,121		3,10		1,8·10 ¹⁴		1,1·10 ⁵
	23-Al ₂ O ₃	0,165		3,11		1,9·10 ¹⁴		1,0·10 ⁵
	11	0,300		1,47		1,9·10 ¹⁴		4,9·10 ⁴
	12	0,112		3,25		2,0·10 ¹⁴		1,0·10 ⁵
	13	0,185		3,03		1,9·10 ¹⁴		1,0·10 ⁵
Т 166-3, ЖФЭ <i>n</i> -тип	4	0,292	2,66	1,79	1,9·10 ¹⁴	1,3·10 ¹⁴	9,1·10 ⁴	8,7·10 ⁴
Т 174-1, ЖФЭ <i>n</i> -тип	6	0,312	19,2	19,2	1,1·10 ¹⁵	1,1·10 ¹⁵	1,1·10 ⁵	1,1·10 ⁵
031022, МЛЭ <i>p</i> -тип	1-Al ₂ O ₃	0,300	0,83	0,81	9,2·10 ¹⁵	9,8·10 ¹⁵	570	520
	2-Al ₂ O ₃	0,146		0,80		8,5·10 ¹⁵		590
	6	0,292		0,82		8,8·10 ¹⁵		580
	7	0,112		0,81		8,6·10 ¹⁵		580
031023, МЛЭ <i>p</i> -тип	31	0,121	0,94	0,91	1,0·10 ¹⁶	1,0·10 ¹⁶	570	550
	32	0,235		0,93		1,0·10 ¹⁶		560
	34	0,292		0,88		9,6·10 ¹⁵		570

Примечание*: образец покрыт пленкой Al₂O₃ толщиной 100 нм

У ЖФЭ КРТ № Т166-3 и ГЭС КРТ МЛЭ № 050727 исходная концентрация электронов равна $(1,9-2) \cdot 10^{14}$ см⁻³, что намного ниже, чем величина n у остальных структур n -типа. По-видимому, гетероэпитаксиальные слои n -КРТ с исходной пониженной концентрацией электронов более чувствительны к импульсному ИК-лазерному воздействию большой мощности, чем образцы с высокой концентрацией электронов порядка 10^{15} см⁻³. Энергия 0,3 Дж/см² ($P = 10^6$ Вт/см²) для данных образцов, по-видимому, является критической и можно ожидать, что дальнейшее повышение плотности энергии приведет к деградации их параметров.

Образцы ГЭС КРТ МЛЭ p -типа № 031022 и № 031023 оказались нечувствительными к облучению вплоть до плотности энергии 0,3 Дж/см². Возможно, для существенного изменения их

электрофизических параметров, нужны более высокие плотности энергии импульсного излучения в области фундаментального поглощения, а плотность мощности $P = 10^6$ Вт/см² можно считать пороговой для СО₂-лазера, при которой начинаются проявляться изменения электрофизических свойств КРТ *n*-типа с низкой концентрацией электронов.

6.2. Модельное представление пропускания мощного импульсного лазерного ИК излучения в области фундаментального поглощения

Воздействие мощного импульсного лазерного излучения приводит к возникновению в полупроводниках ряда нелинейных эффектов, связанных с образованием электронно-дырочной плазмы, генерацией акустических волн, поверхностному плавлению и разрушению материалов, многофотонному поглощению, а также поляризационным нелинейным явлениям [372]. Для узкозонных полупроводников, к которым относится $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \leq 0,25$), наиболее важными эффектами при импульсном возбуждении при оптических мощностях менее 1 МВт/см² являются тепловой нагрев, генерация высоких концентраций неравновесных носителей заряда и высокая скорость их рекомбинации. Поэтому при воздействии мощных лазерных импульсов на КРТ следует учитывать изменение спектров поглощения, вызванных температурным сдвигом ширины запрещенной зоны материала при лазерном нагреве, и эффект Бурштейна-Мосса, приводящий к заполнению энергетических состояний разрешенных зон неравновесными носителями заряда. Ввиду одностороннего действия обоих механизмов при прохождении импульса излучения через полупроводниковую структуру будет иметь место их взаимное сложение.

В данном разделе приводятся результаты построения модели изменения оптических характеристик узкозонного полупроводникового соединения $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x = 0,2$) при воздействии на него мощного импульсного излучения с длиной волны, принадлежащей области фундаментального поглощения полупроводника.

6.2.1. Математическая модель тепловых процессов в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в поле лазерного излучения

Для нахождения распределения температуры по глубине образца использовалось одномерное уравнение теплопроводности [464]:

$$\rho_V \cdot C_p(T) \cdot \frac{\partial T(z, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\chi(T) \cdot \frac{\partial T(z, t)}{\partial z} \right) + Q(z, t), \quad (11.2)$$

где $C_p(T)$, $\chi(T)$ – теплоемкость и теплопроводность вещества мишени, зависимости которых от

состава x и температуры для $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ взяты из работы [464]. Функцию распределения тепловых источников по координате и времени в случае лазерного облучения можно представить в виде [231]:

$$Q(z, t) = \frac{1}{\tau_{\text{и}}} \cdot p(t) \cdot I_0 \cdot (1 - R) \cdot \alpha(T, x) \cdot \exp[-\alpha(T, x) \cdot z] \quad (11.3)$$

где $p(t)$ – временной профиль импульса лазерного облучения, I_0 – интенсивность падающего излучения, R – коэффициент отражения, $\alpha(T, x)$ – коэффициент поглощения лазерного излучения материалом мишени, зависящий от температуры и состава $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, z – координата (отсчитывается от поверхности), $\tau_{\text{и}}$ – длительность импульса. Выражение (6.3) не учитывает интерференционных эффектов в образце, которые в силу высокой степени когерентности лазерного излучения возникают в спектрах пропускания и отражения при такой геометрии эксперимента [404, 405, 465]. Однако для толщин образцов, которые рассматриваются в данной работе (см. таблицу 6.1), контрастность интерференционной картины будет низка, а расстояние между ближайшими интерференционными экстремумами достаточно велика ([405]). Поэтому в нашем случае в первом приближении интерференционными эффектами можно пренебречь.

Зависимость коэффициента поглощения от температуры и состава для рассматриваемого вещества мишени описывается следующим образом [19].

Для энергии кванта падающего излучения E больше ширины запрещенной зоны E_g :

$$\alpha(T, x) = \alpha_g \cdot \exp\left[\beta \cdot (E - E_g)\right]^{\frac{1}{2}}, \quad (11.4)$$

где параметр β вычисляется по формуле:

$$\beta = -1 + 0,083 \cdot T + (21 - 0,13 \cdot T) \cdot x.$$

Для $E \leq E_g$ (правило Урбаха):

$$\alpha(T, x) = \alpha_0 \cdot \exp\left[\frac{\sigma \cdot (E - E_0)}{k \cdot T}\right], \quad (11.5)$$

где параметры α_0, E_0, σ вычисляются по формулам:

$$\ln \alpha_0 = -18,5 + 45,68 \cdot x, \quad E_0 = -0,355 + 1,77 \cdot x, \quad \frac{\sigma}{k \cdot T} = \frac{\ln \alpha_g - \ln \alpha_0}{E_g - E_0}$$

другие параметры в (6.4) и (6.5) – α_g и E_g рассчитываются по формулам:

$$\alpha_g(T, x) = -65 + 1,88 \cdot T + (8694 - 10,31 \cdot T) \cdot x,$$

$$E_g(T, x) = -0,295 + 1,87 \cdot x - 0,28 \cdot x^2 + (6 - 14 \cdot x + 3 \cdot x^3) \cdot T \cdot 10^{-4} + 0,35 \cdot x^4,$$

во всех зависимостях температура T и состав x рассматриваются как функции координаты и времени. Решение (6.1) было проведено в рамках сделанных предположений, в качестве исходных

принимались данные, приведенные в таблице 6.4.

Таблица 6.4

Исходные данные для модельного расчета

Параметр	Значение	Единица измерения
Длина волны лазерного излучения (λ)	9,47	мкм
Толщина рабочей области образца (h)	13	мкм
Состав (x)	0,20; 0,21; 0,22	
Температура облучения (T_0)	77, 300	К

На рисунке 6.4 представлены спектральные зависимости коэффициента поглощения при постоянной температуре для разных составов материала в широком диапазоне длин волн излучения.

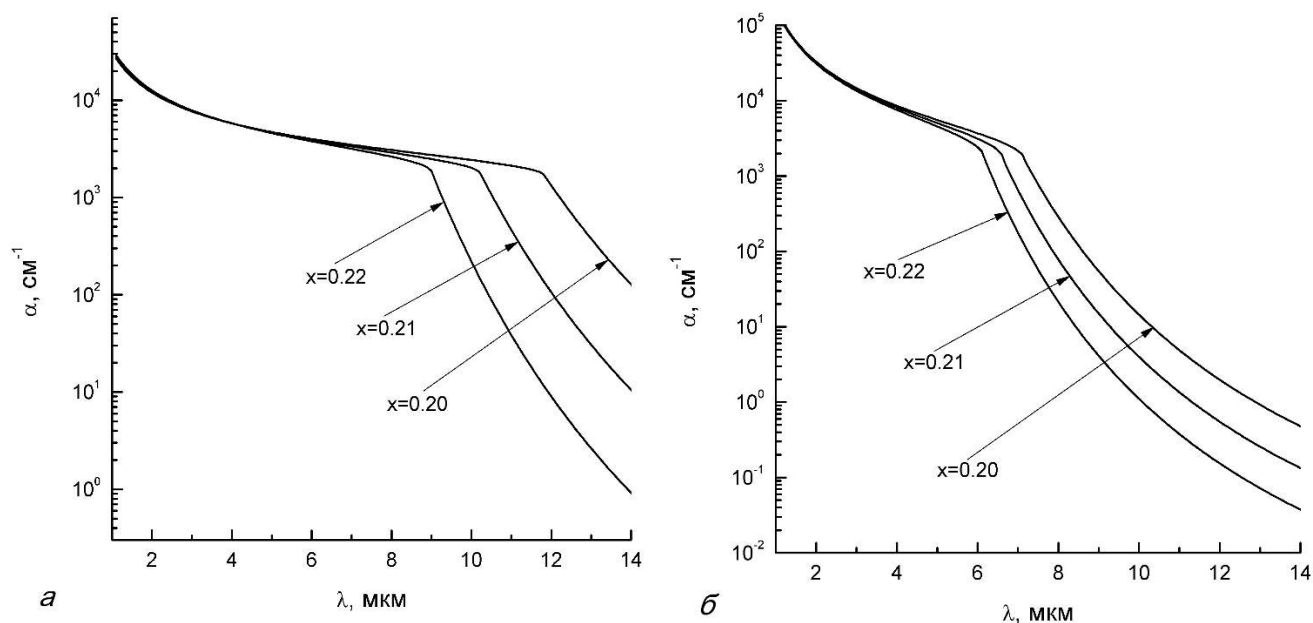


Рисунок 6.4 – Спектральная зависимость коэффициента поглощения $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ для различного состава x при постоянной температуре: a – 77; b – 300 К.

Лазерный импульс вызывает изменение температуры образца, что, в свою очередь, изменяет его характеристики (6.4) и (6.5), в результате чего изменяется спектр поглощения. Расчетные спектральные зависимости коэффициента поглощения для ряда составов твердого раствора представлены на рисунке 6.5. Из рисунка 6.5, a , b видно, что с ростом температуры образца коэффициент поглощения падает при меньших длинах волн. Аналогичный эффект наблюдается и с ростом x – состава материала. Данный эффект оказывает существенное влияние на поведение температурных полей в мишени при мощном короткоимпульсном лазерном облучении. Эффект просветления мишени (см. таблицу 6.2) заключается в том, что в течение воздействия лазерного импульса она начинает нагреваться вследствие поглощения энергии излучения, а в самом

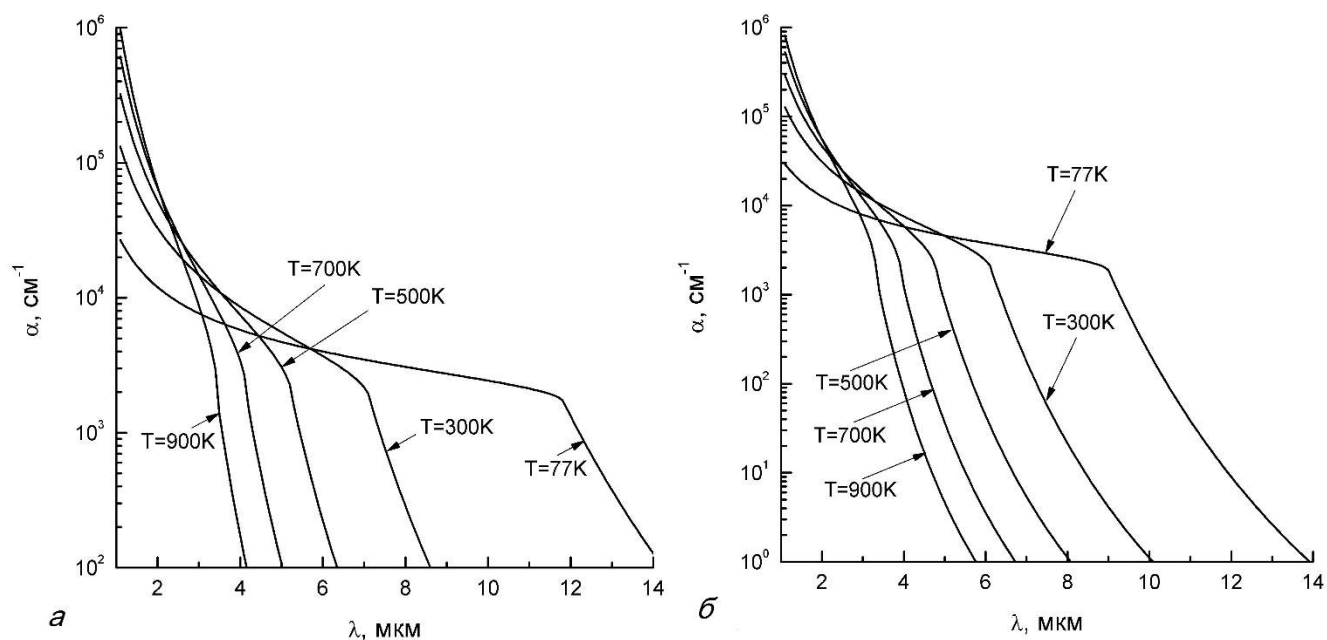


Рисунок 6.5 – Расчетные спектральные зависимости коэффициента поглощения $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с составом: а – $x = 0,20$; б – $x = 0,22$ при различных температурах.

начале импульса мишень имеет максимальный для нее коэффициент поглощения. Затем, с ростом температуры мишени для приповерхностных слоев, коэффициент поглощения уменьшается, и излучение начинает проходить эти слои с меньшим поглощением, в результате чего снижается нагрев образца.

Таким образом, излучение может проникать в более глубокие слои мишени и, при достаточно большом коэффициенте поглощения, нагревать эти слои. Для тонких мишеней излучение может проходить сквозь мишень, поглощаясь в ней лишь частично.

6.2.2. Расчет тепловых полей в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при импульсном лазерном облучении

В качестве исходных данных при расчетах использовались результаты эксперимента по облучению структур ГЭС КРТ МЛЭ CO_2 -лазером, генерировавшим излучение с длиной волны 9,47 мкм, длительностью импульса на половине высоты 300 нс, и плотностью энергии от 0,07–0,3 Дж/см² (раздел 6.1). Профиль распределения состава x в облучаемом ГЭС КРТ МЛЭ соответствует профилю состава структур № 031022 и № 031023 со ступенькой повышенного состава $x = 0,250$ в рабочем слое. Верхние и нижние варизонные слои имеют большую ширину запрещенной зоны, и поэтому они не поглощают лазерное излучения на длине волны 9,47 мкм.

При расчете учитывалось, что поглощающий слой (фоточувствительная область структуры) располагался на подложке из прозрачного на длине волны лазерного излучения материала

с толщиной около 1 мм. На рисунке 6.6 приведены профиль состава x (показан на вставке) и температурные профили для различных значений плотностей энергии в импульсе в момент времени, соответствующий его половине длительности, при температуре 77 К в начале облучения.

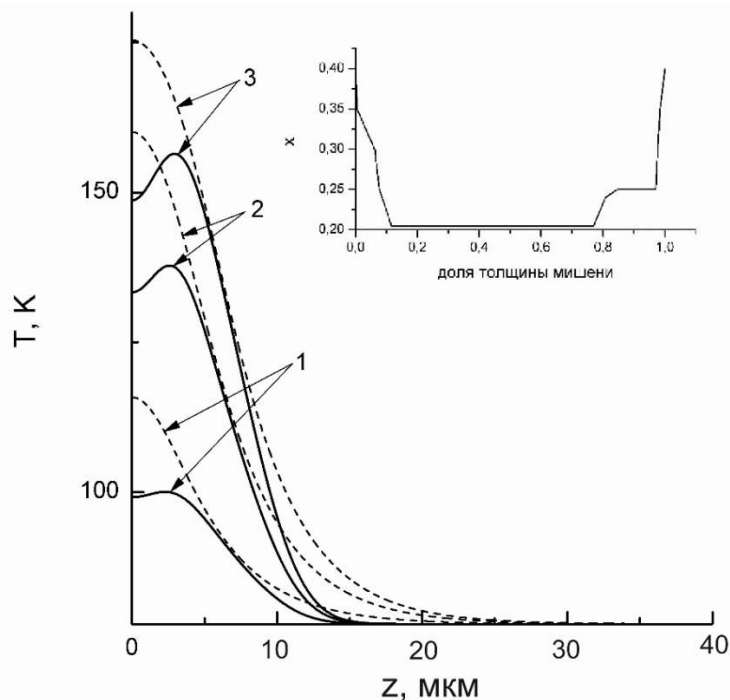


Рисунок 6.6 – Профили температуры, рассчитанные по уравнению (6.2) с учетом зависимостей параметров ГЭС КРТ МЛЭ от температуры и распределения состава x , показанного на вставке. Кривые соответствуют моменту половины импульса и рассчитаны для разных значений плотности энергии: 1 – 0,07; 2 – 0,2; 3 – 0,3 Дж/см². Пунктирные кривые – расчет профилей температуры для тех же параметров, состав мишени брался постоянным $x = 0,205$ по всей глубине структуры. Температура мишени 77 К.

Из рисунка 6.6 видно, что большое значение x – состава твердого раствора около поверхности привела к тому, что коэффициент поглощения там невысокий и в приповерхностных слоях не происходит значительного роста температуры, так как большая часть энергии попадает во внутренние слои образца и там наблюдается максимум температуры, который имеет место на поверхности для однородных по составу образцов. В случае наличия максимума температуры внутри образца, градиент температуры имеет разные знаки до и после максимума. При отсутствии максимума T в глубине, градиент будет одного знака по всей глубине образца.

Если образец достаточно прозрачен за счет увеличения температуры, то часть энергии лазерного пучка проходит через образец, которое можно зафиксировать измерителем мощности (см. рисунок 6.2). Рассчитать прошедшее при этих условиях излучение при известных значениях коэффициента поглощения можно по формуле:

$$I_h = I_0 \cdot (1 - R) \prod_{i=1}^N \exp[\alpha(T_i, z_i) \cdot z_i] . \quad (11.6)$$

В (6.6) предполагается, что образец делится на N слоев, каждый из которых характеризуется своей температурой и значением коэффициента поглощения. На рисунке 6.7 приведены рассчитанные профили коэффициентов поглощения, а на рисунке 6.8 – зависимости относительного пропускания лазерного импульса через образец от времени для тех же значений плотности энергии, которые были использованы для расчета температурных профилей (рисунок 6.6).

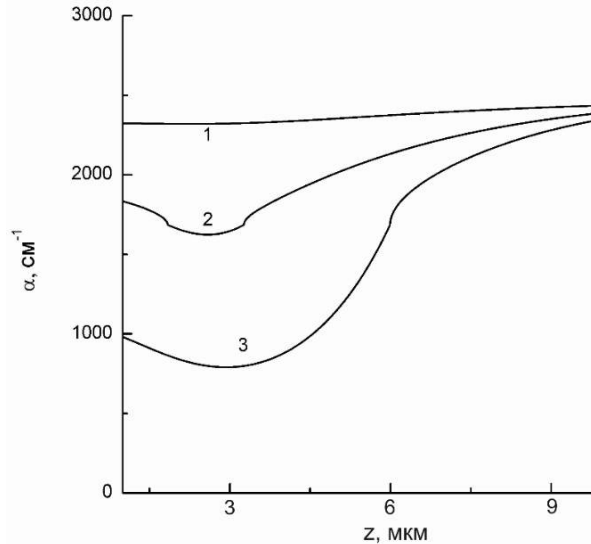


Рисунок 6.7 – Профили коэффициентов поглощения в ГЭС КРТ МЛЭ в момент половины импульса. Плотность энергии: 1 – 0,07; 2 – 0,2; 3 – 0,3 Дж/см².

При расчете не учитывалась температурная зависимость показателя преломления n ввиду малости величины dn/dT [405]. Из рисунка 6.8 следует, что оптическое пропускание исследуемых полупроводниковых структур при $T = 77$ К значительно возрастает при росте импульсной оптической мощности (в рассматриваемом диапазоне мощностей излучения) как однородных, так и для неоднородных по составу структур. Это согласуется с соответствующим снижением профиля коэффициента поглощения в структуре с ростом падающей мощности излучения (рисунок 6.7).

Учет влияния эффекта Бурштейна-Мосса на спектральную характеристику коэффициента поглощения проведен путем расчета энергетического интервала между квазиуровнями Ферми для дырок и электронов $E_{f_n} - E_{f_p}$ [466]. Высокая скорость генерации неравновесных носителей заряда приводит к заполнению состояний в разрешенных зонах и к смещению спектральной зависимости коэффициента поглощения в область больших энергий квантов света. При этом для высоких концентраций неравновесных носителей заряда в узкозонных полупроводниках основным механизмом рекомбинации является Оже-рекомбинация [467], причем величина времени жизни уменьшается с ростом падающей оптической мощности как $P^{-2/3}$. Оценка неравновесной

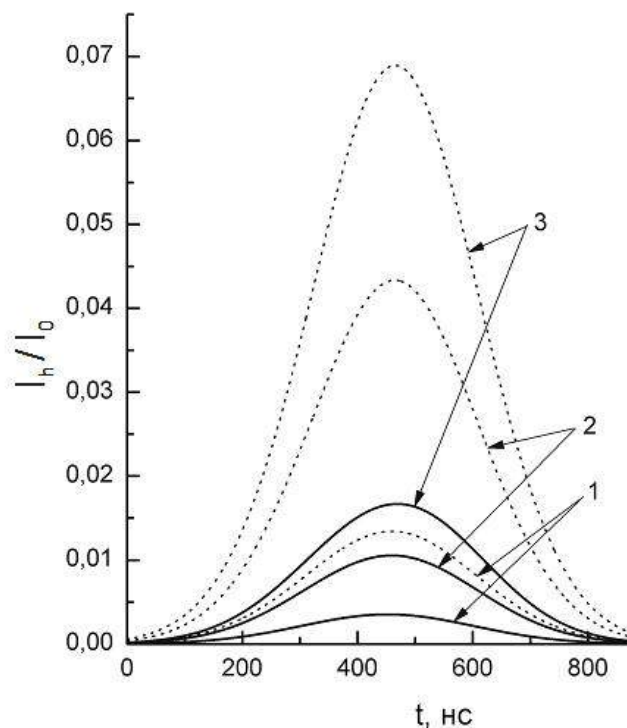


Рисунок 6.8– Зависимость относительного пропускания лазерного импульса через ГЭС КРТ МЛЭ от времени. Кривые соответствуют моменту половины импульса и рассчитаны для разных значений плотности энергии: 1 – 0,07; 2 – 0,2; 3 – 0,3 Дж/см². Пунктирные кривые – расчет профилей температуры для тех же параметров, состав мишени брался постоянным $x = 0,205$ по всей глубине структуры. Температура мишени 77 К.

концентрации и времени жизни носителей заряда дали величину $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $\sim 10^{-12} \text{ с}$ соответственно для $T = 77 \text{ К}$, $\alpha = 10^3 \text{ см}^{-1}$, состава $x = 0,20$, плотности энергии в импульсе 0,3 Дж/см² и длительности импульса $3 \cdot 10^{-7} \text{ с}$. Величина разности энергий между квазиуровнями Ферми $E_{f_n} - E_{f_p}$ составляет 12 эВ, что соответствует граничной длине волны в спектре поглощения света 10,33 мкм. Таким образом, эффект Бурштейна-Мосса приводит к существенному смещению спектральной характеристики в сторону меньших длин волн, но сам по себе не влияет на величину коэффициента поглощения ИК-излучения с длиной волны 9,47 мкм (рисунок 6.5, а). Совместное влияние теплового эффекта и эффекта Бурштейна-Мосса приводит к большему сдвигу граничной длины волны в спектре поглощения и большему просветлению полупроводниковых структур.

Отметим, что классический эффект Мосса- Бурштейна наблюдается в сильно легированных полупроводниках, когда уровень Ферми фиксируется в соответствующих энергетических зонах и смещается в них за счет изменения степени легирования. Сдвиг края поглощения в этом случае наблюдается по отношению к уровню материала с собственной концентрацией носителей

заряда, достигаемой причем не за счет компенсации. Этот эффект можно было бы назвать стационарным в сравнении с рассмотренным выше случаем, когда рост концентрации носителей вызван высоким уровнем оптического возбуждения, причем вследствие постоянно изменяющейся мощности излучения и связанным с этим ростом температуры здесь нельзя говорить о фиксации квазиуровня Ферми, если он вообще может быть введен в данных условиях.

Таким образом, модельные расчеты показывают, что при большой мощности падающего ИК-излучения в области фундаментального поглощения происходит “просветление” $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ вследствие теплового нагрева. Модельные расчеты согласуются с экспериментальными результатами по измерению оптического пропускания ИК-излучения CO_2 -лазера при облучении ГЭС КРТ МЛЭ импульсами большой мощности.

6.3. Электрофизические свойства облученных YAG/ Nd^{3+} - и DF-лазером гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

В данном разделе представлены результаты исследований электрофизических свойств гетероэпитаксиальных слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p - и n -типа после воздействия мощного импульсного ИК-излучения твердотельного YAG/ Nd^{3+} -лазера (лазер ЛТИ-345, ОАО “НИИ “Полус” им. М. Ф. Стельмаха”, г. Москва) и химического DF-лазера (Институт проблем химической физики РАН, г. Черноголовка Московской области), излучающих на длине волны 1,06 мкм и 3,8–4,2 мкм соответственно.

6.3.1 Методика эксперимента и режимы лазерного облучения

Структуры ГЭС КРТ МЛЭ и ЖФЭ КРТ, представленные в таблице 6.1, со стороны слоя КРТ облучались при комнатной температуре импульсами YAG/ Nd^{3+} -лазера, генерирующего в режиме модулированной добротности излучение на длине волны 1,06 мкм и химического фтор-дейтериевого лазера, излучающего в интервале длин волн 3,8–4,2 мкм.

Длительность импульса YAG/ Nd^{3+} -лазера на полувысоте имеет значение 15 и 25 нс. На рисунке 6.9, *а*, *б* приведены изображения формы импульса, снятые на осциллографе с помощью быстрого фотодиода. Диаметр пучка составлял 10 мм. Излучение YAG/ Nd^{3+} -лазера характеризуется высокой стабильностью по мощности и достаточно степенью однородности в площади сечения пучка. На рисунке 6.10 показаны следы от лазерного пучка на фотобумаге при различных режимах облучения. Ослабление энергии пучка проводилось с помощью фильтров НС-6, ТС-1, ФС-6. Плотность мощности падающего на образец излучения лазера на неодиме в импульсе варьировалась от 1,5 до 13,5 МВт/см². Часть структур была облучена импульсами очень большой

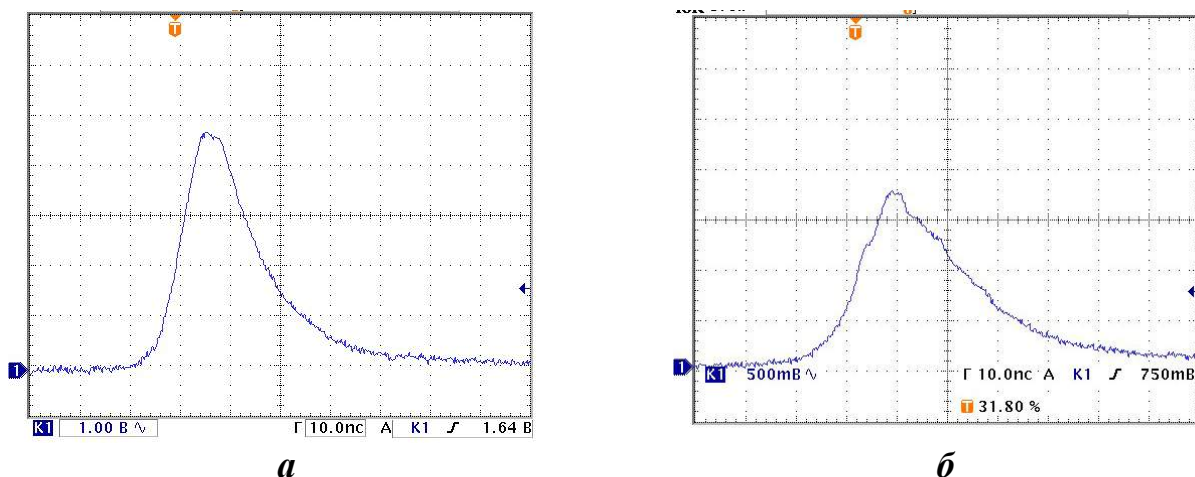


Рисунок 6.9 – Профиль импульса YAG/Nd³⁺-лазера: *a* – 15; *б* – 25 нс на полувысоте.

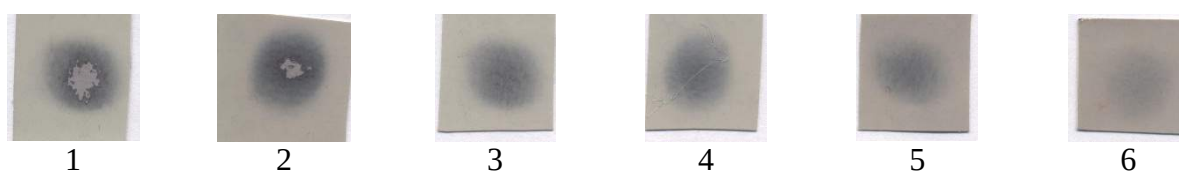


Рисунок 6.10 – Следы от лазерного пучка YAG/Nd³⁺-лазера на фотобумаге при различных энергиях (W) и длительностях импульса: 1 – $W = 200$ мДж, $\tau_{\text{и}} = 15$ нс; 2 – $W = 158$ мДж, $\tau_{\text{и}} = 15$ нс; 3 – $W = 110$ мДж, $\tau_{\text{и}} = 15$ нс; 4 – $W = 68$ мДж, $\tau_{\text{и}} = 15$ нс; 5 – $W = 68$ мДж, $\tau_{\text{и}} = 25$ нс; 6 – $W = 30$ мДж, $\tau_{\text{и}} = 25$ нс.

интенсивности ($\tau_{\text{и}} = 11$ нс, энергия 175 мДж, плотность мощности 20 МВт/см²). После облучения проводились дифференциальные холловские измерения.

Химический DF-лазер имел диаметр лазерного луча 68 мм, длительность импульса – 2 мкс на полувысоте, 4 мкс у основания, расходимость пучка – $1,5 \cdot 10^{-3}$ рад. Полная энергия в импульсе составляла 50 Дж. Схема эксперимента и профиль импульса DF-лазера показаны на рисунке 6.11.

Излучение DF-лазера проходило через пластину CaF_2 , от которой частично отраженный луч (коэффициент отражения $R = 5,9\%$) попадал на измеритель мощности ИКТ-1Н. Прошедший луч с помощью плоского медного зеркала 1 ($R = 95\%$) направлялся на сферическое медное зеркало 2 с фокусным расстоянием 390 см, формировавшего конус излучения, в который помещался облучаемый образец. Изменением расстояния от облучаемого образца до сферического зеркала плотность мощности импульсов DF-лазера варьировалась в интервале 1,35–10,2 МВт/см². В таблице 6.5 представлены режимы облучения образцов ГЭС КРТ МЛЭ фтор-дейтериевым лазером. Энергия кванта излучения YAG/Nd³⁺-лазера (1,17 эВ) и DF-лазера (0,29–0,33 эВ) больше ширины запрещенной зоны фоточувствительного материала КРТ при комнатной температуре, поэтому оно поглощается в верхнем приповерхностном слое толщиной не более 0,3 мкм для неодимового лазера и не более 1 мкм для фтор-дейтериевого лазера.

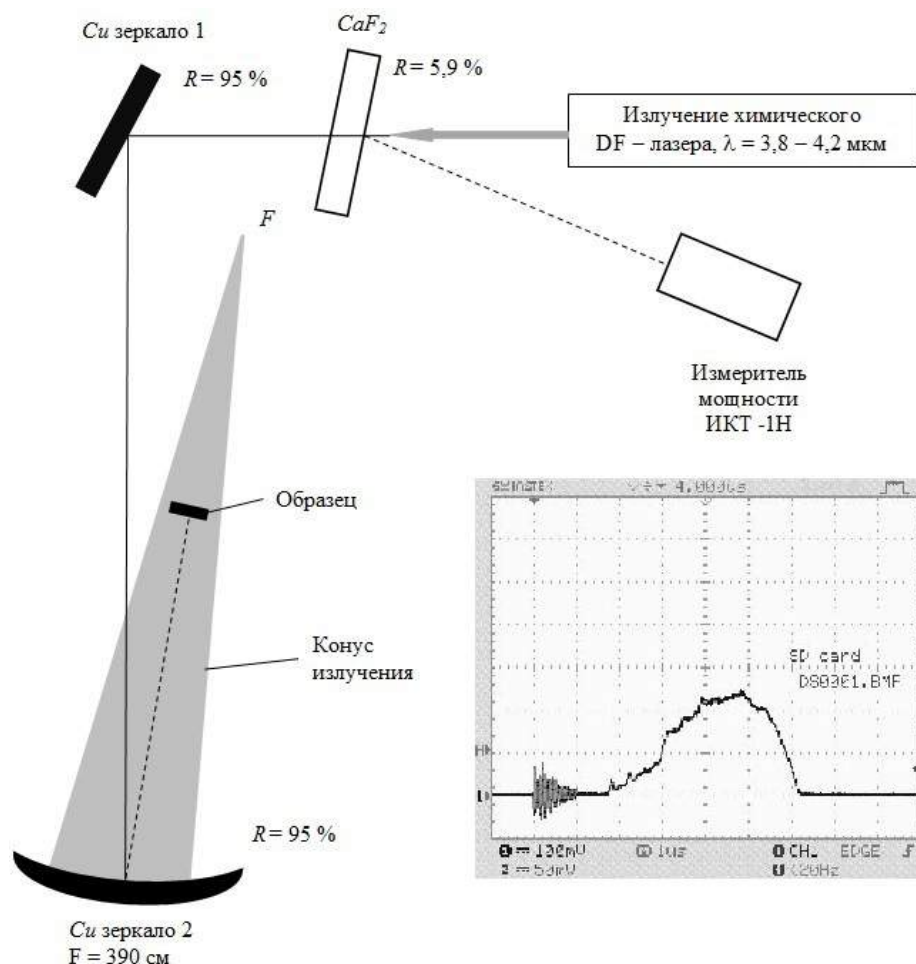


Рисунок 6.11– Схема эксперимента и форма импульса DF-лазера.

Таблица 6.5

Режимы облучения образцов ГЭС КРТ МЛЭ импульсами DF-лазера

Номер структуры	Номер образца	Режимы облучения				
		Энергия, измеренная ИКТ-1Н, мДж	Энергия, отраженная от зеркала 2, Дж	Расстояние от зеркала 2 до образца, см	Плотность энергии, на образце Дж/см ²	Плотность мощности на образце МВт/см ² ($\tau_{\text{и}} = 2$ мкс)
№ 031023 <i>p</i> -тип	1	163	42,6	132	2,7	1,35
	2	148	38,7	206,5	4,8	2,4
	3	143	37,4	260	9,3	4,65
	4	155	40,5	280	14,0	7,0
	5	158	41,3	298	20,4	10,2
	6	не облучался				

6.3.2. Облучение исходных гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Исследование электрофизических свойств, облученных гетероэпитаксиальных слоев КРТ показало, что их заметное изменение наблюдается уже при плотности мощности 1,5 МВт/см². Эту величину интенсивности лазерного ИК-излучения можно считать пороговой.

На рисунке 6.12 представлены интегральное изменение слоевой концентрации дырок Δp_s и их эффективной подвижности $\mu_{p\text{эфф}}$ для ГЭС КРТ МЛЭ и ЖФЭ КРТ p -типа, а также слоевого коэффициента Холла R_{Hs} и эффективной подвижности электронов $\mu_{n\text{эфф}}$ для образцов n -типа от плотности мощности излучения YAG/Nd³⁺- и DF-лазеров.

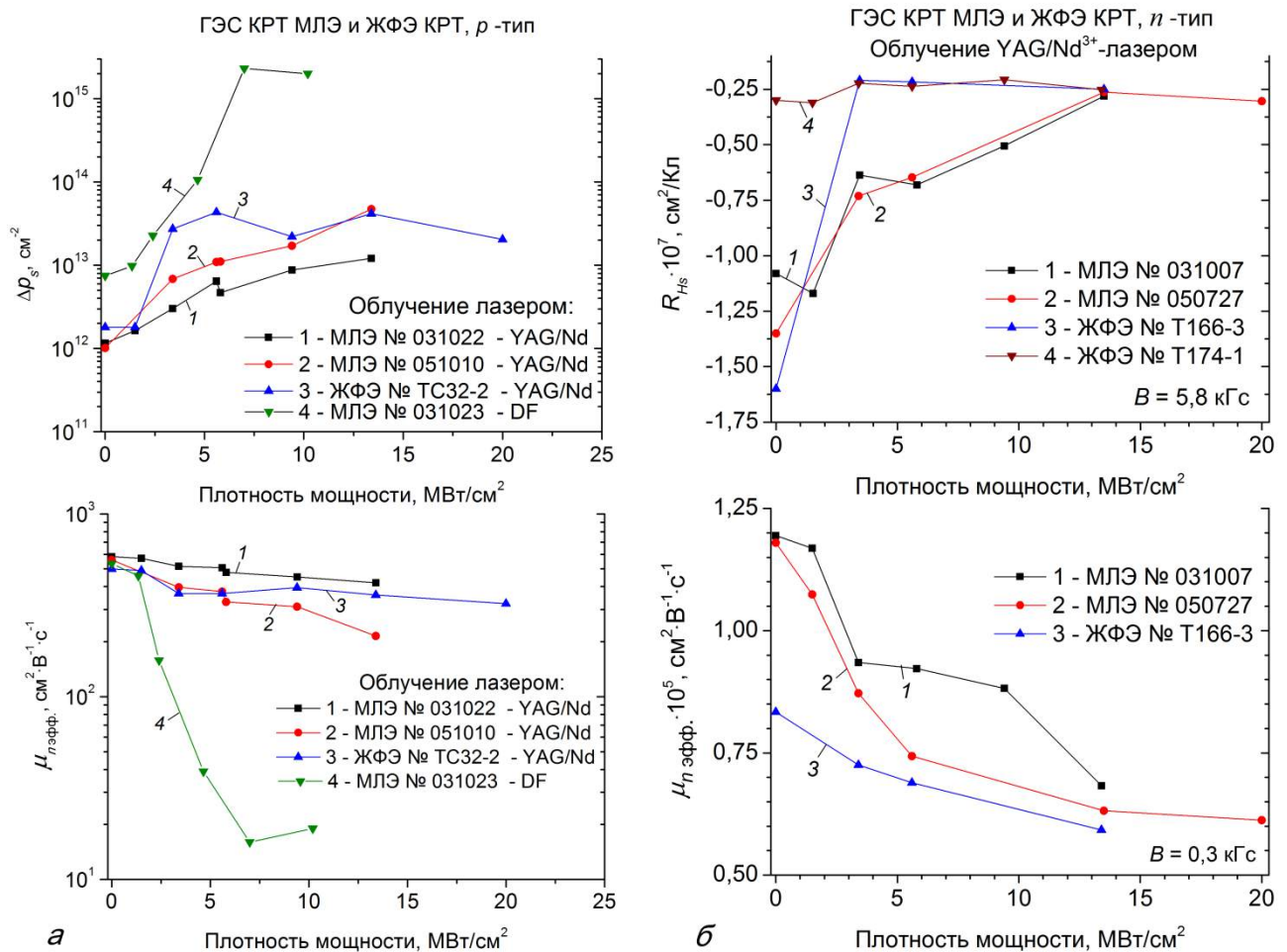


Рисунок 6.12 – Зависимость изменения слоевой концентрации Δp_s и эффективной подвижности дырок $\mu_{p\text{эфф}}$. (а), слоевого коэффициента Холла R_{Hs} и эффективной подвижности электронов $\mu_{n\text{эфф}}$. (б) от плотности мощности излучения YAG/Nd³⁺- и DF-лазеров для ГЭС КРТ МЛЭ и ЖФЭ КРТ p - и n -типа.

В облученных структурах p -типа с ростом интенсивности излучения возрастает концентрация дырок и уменьшается их подвижность (рисунок 6.12, а). Эти изменения начинают происходить при $P = 1,5 \text{ МВт/см}^2$ в случае облучения YAG/Nd³⁺-лазером и $P = 1,35 \text{ МВт/см}^2$ – DF-лазером. В образцах n -типа наблюдается сильная полевая зависимость коэффициента Холла, который, однако, и при максимальной величине индукции магнитного поля поле $5,8 \text{ кГс}$ остается отрицательным, хотя, как видно из рисунка 6.12, б с ростом плотности мощности величина R_{Hs} возрастает. Наибольшее изменение слоевого коэффициента холла и уменьшение эффективной подвижности электронов (она измерялась при слабом поле $B = 0,3 \text{ кГс}$) происходит в образцах n -

типа с низкой исходной концентрацией электронов (таблица 6.1). В ЖФЭ КРТ (кривая 4 на рисунке 6.12, б), у которого концентрация электронов почти на порядок выше, эти изменения слабее. Как видно из рисунка 6.12, а, кривая 4, облучение фтор-дейтериевым лазером по сравнению с лазером на неодиме при одинаковой интенсивности приводит к более существенному увеличению Δp_s и снижению μ_p эфф. Более подробную информацию об изменении электрофизических свойств облученных лазерным ИК-излучением гетероэпитаксиальных структур КРТ дает пространственное распределение объемной концентрации дырок p в материале p -типа и слоевого коэффициента Холла R_{Hs} в образцах n -типа. Пространственные распределения концентрации дырок p в облученных разной плотностью мощности излучения YAG/Nd³⁺-лазера ГЭС КРТ МЛЭ и ЖФЭ КРТ p -типа приведены на рисунке 6.13. Распределения p получены дифференцированием сглаженных экспериментальных профилей изменения слоевой концентрации дырок Δp_s , которые также приводятся на рисунке 6.13. Особенностью данного эксперимента является то, что структура ЖФЭ КРТ не имеет варизонного слоя (рисунок 6.13, а), а структуры ГЭС КРТ МЛЭ имеют варизонный слой на поверхности без ступеньки в рабочем слое (рисунок 6.13, б) и со ступенькой повышенного состава $x = 0,25$ глубиной 2,5 мкм в рабочем слое с $x = 0,209$ (рисунок 6.13, в, г). Структура ГЭС КРТ МЛЭ со ступенькой имела защитное покрытие из Al₂O₃ (рисунок 6.13, г).

Как следует из анализа рисунка 6.13, во всех гетероэпитаксиальных структурах КРТ в приповерхностном слое глубиной до 0,8 мкм сформировался слой с p^+ -типом проводимости, а остальной объем образцов сохранил исходную концентрацию дырок (см. таблицу 6.1). Рост интенсивности облучения приводит к смещению профиля концентрации p в глубь образца и ее росту. Максимум концентрации дырок лежит на глубине 0,2–0,3 мкм, где происходит наибольшее поглощение энергии излучения YAG/Nd³⁺-лазера с длиной волны 1,06 мкм. Максимальная величина $p = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ наблюдается в образце ЖФЭ КРТ (рисунок 6.13, а, кривая 4) и ГЭС КРТ МЛЭ без ступеньки (рисунок 6.13, б, кривая 5). Данная величина концентрации дырок является максимально достижимой для КРТ вакансионного p -типа. В образце со ступенькой концентрация в максимуме ниже (рисунок 6.13, в, кривая 5) при тех же режимах облучения. Это связано с тем, что вся энергия излучения поглощается в слое повышенного состава (с меньшим содержанием ртути), по сравнению со структурами ЖФЭ КРТ и ГЭС КРТ МЛЭ без ступеньки. Уменьшение величины p при самой большой плотности мощности 20 МВт/см² в ЖФЭ КРТ (рисунок 6.13, а, кривая 5) связано, по-видимому с уменьшением толщины образца, когда приповерхностный слой с первоначально высокой концентрацией дырок за время очень короткого импульса длительностью 11 нс сублимируется (см. раздел 6.4), а в оставшемся слое дырочная концентрация наблюдается вследствие вторичных тепловых процессов.

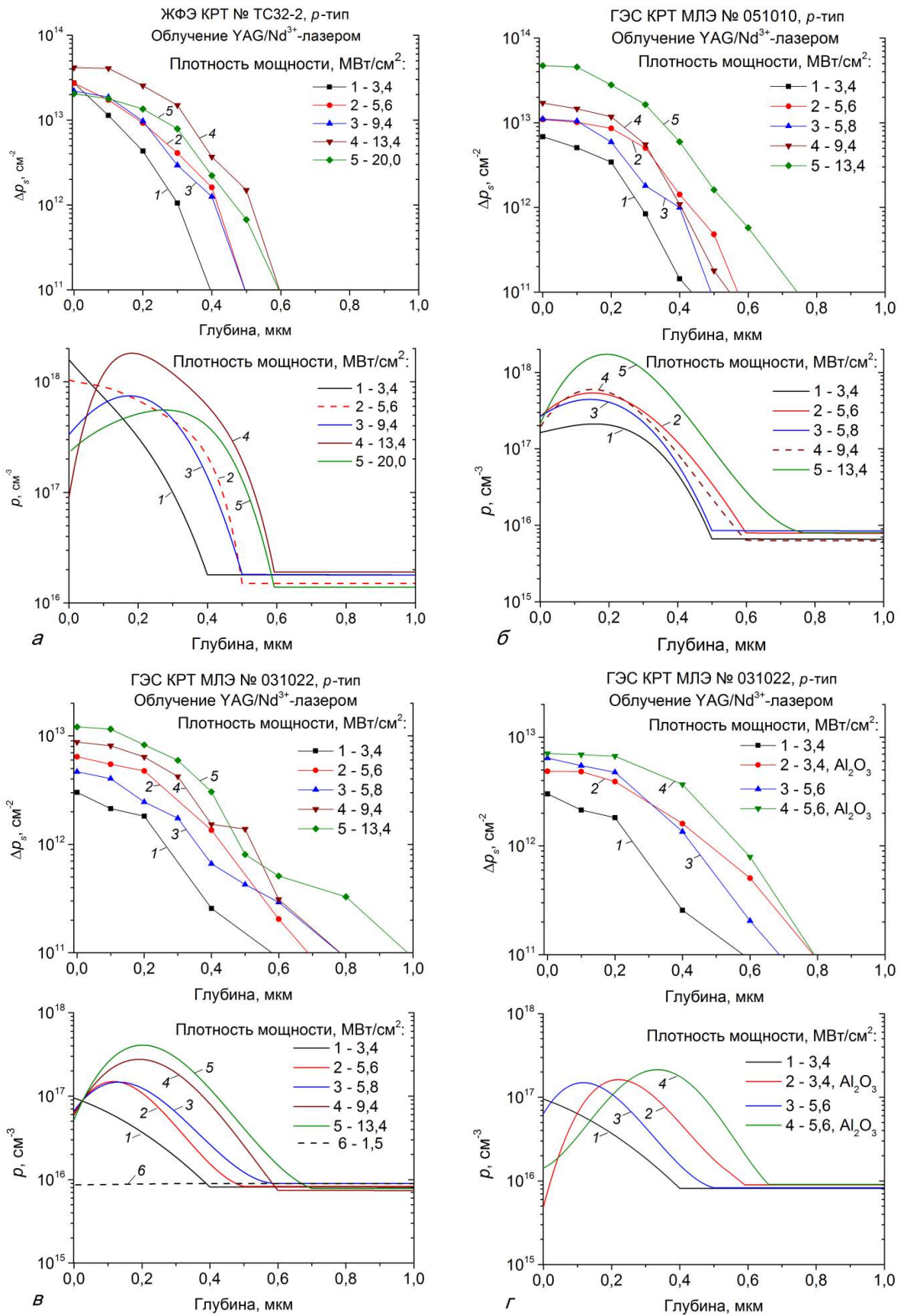


Рисунок 6.13 – Распределение изменения слоевой концентрации Δp_s и концентрации дырок p по глубине при различной плотности мощности излучения YAG/Nd³⁺-лазера для образцов p-типа (таблица 6.1): а – ЖФЭ КРТ без варизонного слоя; б – ГЭС КРТ МЛЭ с варизонным слоем без ступеньки в рабочем слое; в – ГЭС КРТ МЛЭ со ступенькой повышенного состава $x = 0,25$ в рабочем слое; г – ГЭС КРТ МЛЭ без покрытия (1, 3) и покрытого пленкой Al₂O₃ (2, 4).

Несколько неожиданный результат получен для ГЭС КРТ МЛЭ, покрытого защитной пленкой из Al_2O_3 . Как видно из рисунка 6.13, z (кривые 1 и 2, 3 и 4), наблюдается существенное различие в пространственном распределении концентрации дырок p при одной и той же интенсивности излучения YAG/Nd³⁺-лазера. В образцах ГЭС КРТ МЛЭ с покрытием профиль концентрации p лежит глубже, чем в образцах без покрытия, а сама концентрация дырок возрастает. Из работ [231, 466] следует, что в данном эксперименте при высокой оптической мощности $P > 5$ МВт/см² реализуются температуры, превышающие температуру плавления КРТ. Это подтверждает выполненный нами расчет по модели, описанной в разделе 6.2, изменения со временем температуры поверхности КРТ после воздействия излучения YAG/Nd³⁺-лазера импульсами с $\tau_{\text{и}} = 25$ нс (рисунок 6.14).

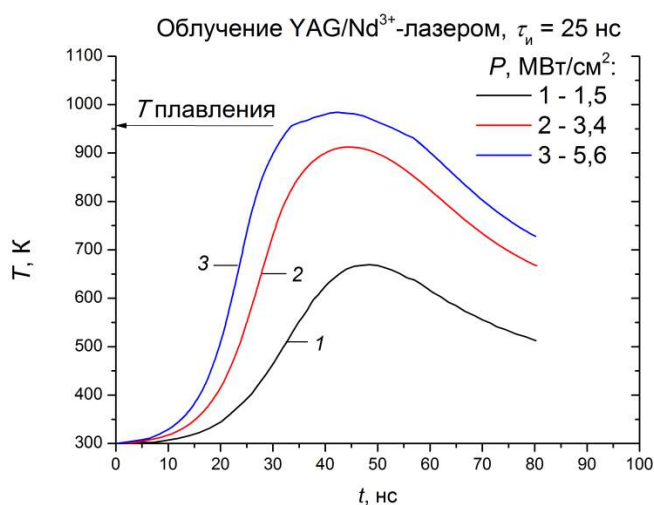


Рисунок 6.14 – Зависимость температуры поверхности КРТ ($x = 0,2$) от времени после воздействия излучения YAG/Nd³⁺-лазера импульсами с $\tau_{\text{и}} = 25$ нс.

По-видимому, определяющий вклад в формирование слоя с p^+ -типом проводимости вносит не процесс испарения ртути с поверхности в течение воздействия мощного лазерного импульса, а вторичные тепловые процессы, происходящие в результате расплавления и рекристаллизации поверхности с образованием $V_{\text{нг}}$. В образцах с покрытием температура поверхности ГЭС КРТ МЛЭ должна быть выше, чем в образцах без покрытия и фронт рекристаллизации распространяется глубже в объем структуры. Данное предположение, на наш взгляд, подтверждает эксперимент с облучением ГЭС КРТ МЛЭ p -типа более длинноволновым и более длительным излучением DF-лазера, результаты которого представлены на рисунке 6.15, где показаны распределения концентрации дырок p и их подвижности μ_p по глубине при различной плотности мощности излучения. При облучении DF-лазером увеличение концентрации носителей происходит во всей структуре, причем с ростом интенсивности излучения до $P = 7,0$ и $10,2$ МВт/см² концентрация дырок возрастает вплоть до $p = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в приповерхностном слое толщиной $0,5$ мкм и затем спадает до $p = (0,6-1,0) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (рисунок 6.15, a), при этом существенно уменьшается подвиж-

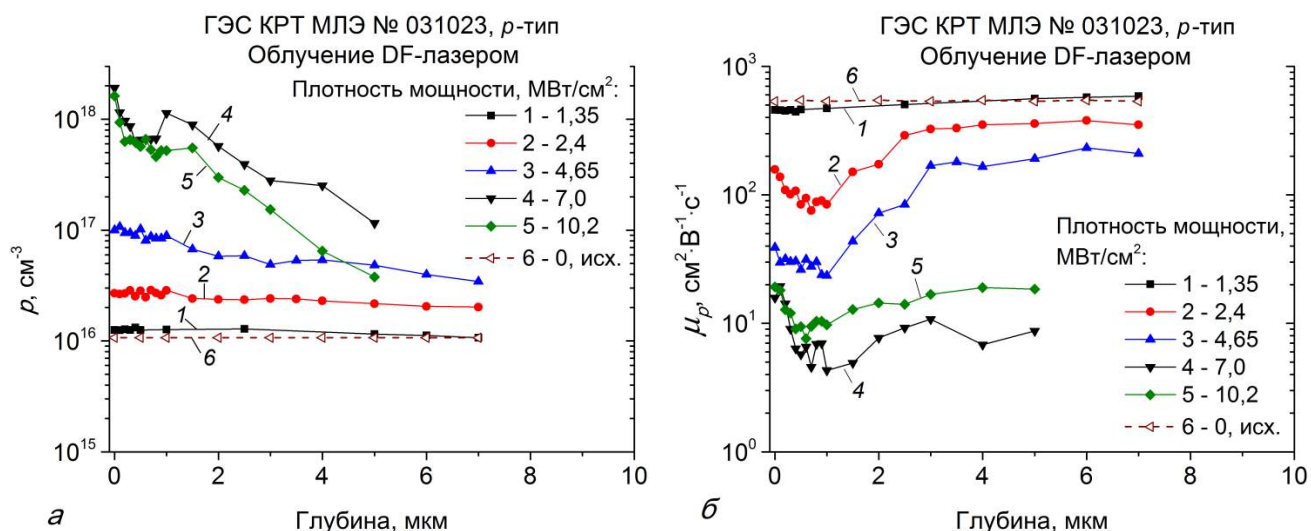


Рисунок 6.15 – Распределение концентрации p (а) и подвижности дырок μ_p (б) по глубине ГЭС КРТ МЛЭ p -типа при различной плотности мощности излучения DF-лазера.

ность дырок (рисунок 6.15, б). Интересно отметить, что на глубине ~ 1 мкм в области максимального поглощения ИК-излучения DF-лазера с длиной волны ~ 4 мкм наблюдается локальный минимум проводимости и подвижности носителей. При самой маленькой интенсивности $P = 1,35$ МВт/см² (рисунок 6.15, а, б, кривая 1) наблюдается очень незначительный рост концентрации дырок и уменьшение их подвижности по сравнению с исходным необлученным образцом (рисунок 6.15, а, б, кривая 6). Поскольку увеличение концентрации дырок происходит практически во всей гетероструктуре КРТ, трудно предположить, что ртуть успеет за время импульса 2 мкс мигрировать из большой глубины в несколько микрон на поверхность и улетучиться. Поэтому можно сделать вывод, что столь существенные изменения электрофизических свойств облученных мощным ИК-излучением YAG/Nd³⁺- и DF-лазеров гетероэпитаксиальных слоев КРТ p -типа происходят вследствие образования вакансий ртути, которые играют роль акцепторов в этом материале, при вторичных тепловых процессах плавления и рекристаллизации облученной поверхности. Поскольку более длинноволновое излучение DF-лазера поглощается в КРТ на большей, по сравнению с излучением YAG/Nd³⁺-лазера глубине, то за время действия импульса DF-лазера изменение за счет тепловых процессов затрагивает более глубокие слои гетероэпитаксиальных структур КРТ. Аналогичные процессы должны происходить и при лазерном облучении гетероэпитаксиальных структур КРТ n -типа (рисунок 6.16).

Как известно, сразу после роста структуры ГЭС КРТ МЛЭ обладают исходным n -типом проводимости [23], а структуры ЖФЭ КРТ – вакансионным p -типом проводимости и в n -тип переводятся при отжигах в насыщенных парах ртути [22]. Исследование тонких поверхностных слоев КРТ p -типа на подложках n -типа методом эффекта Холла представляет определенные трудности вследствие того, что ЭДС Холла при измерении за счет электронов подложки всегда оста-

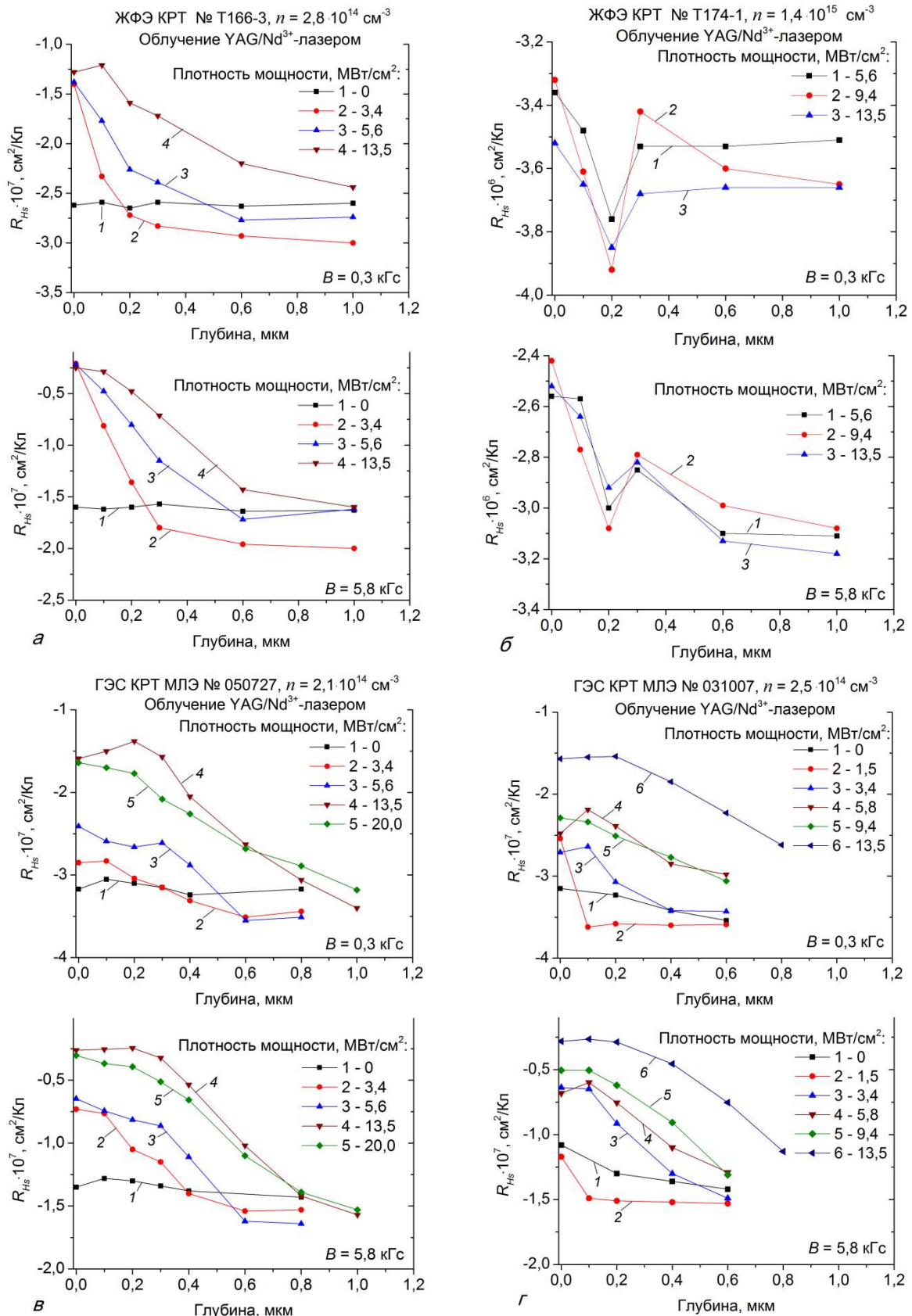


Рисунок 6.16 – Распределение слоевого коэффициента Холла R_{Hs} по глубине для двух значений магнитного поля $B = 0,3$ и $5,8 \text{ кГс}$ при различной плотности мощности излучения YAG/Nd³⁺-лазера для образцов n -типа (таблица 6.1): а, б – ЖФЭ КРТ без варизонного слоя с различной исходной концентрацией электронов (таблица 6.1); в – ГЭС КРТ МЛЭ с варизонным слоем без ступеньки в рабочем слое; г – ГЭС КРТ МЛЭ со ступенькой повышенного состава $x = 0,25$ в рабочем слое.

ется отрицательной даже при сильных магнитных полях и трудно выделить вклад поверхностного p -слоя. Тем не менее в тонких гетероэпитаксиальных слоях КРТ n -типа наличие поверхностного слоя с p -типом проводимости проявляется в сильной полевой зависимости коэффициента Холла. Как видно из данных рисунка 6.16 по распределению слоевого коэффициента Холла R_{Hs} по глубине в облученных YAG/Nd³⁺-лазером ГЭС КРТ МЛЭ и ЖФЭ КРТ n -типа для двух величин магнитного поля $B = 0,3$ и $5,8$ кГс, в приповерхностном слое глубиной до 1 мкм происходят его существенные изменения по сравнению с исходными необлученными образцами (кривые 1 на рисунке 6.16, $a, в, г$), причем наибольшие изменения наблюдаются в слое глубиной 0,2–0,3 мкм. Об этом же свидетельствует пространственное распределение эффективной подвижности электронов $\mu_{n \text{ эфф.}}$ в облученных YAG/Nd³⁺-лазером ГЭС КРТ МЛЭ и ЖФЭ КРТ n -типа, приведенное на рисунке 6.17, где на глубине 0,2–0,3 мкм наблюдается минимум подвижности $\mu_{n \text{ эфф.}}$, более ярко выраженный в образцах без ступеньки повышенного состава в рабочем слое (кривые 2а и 3а).

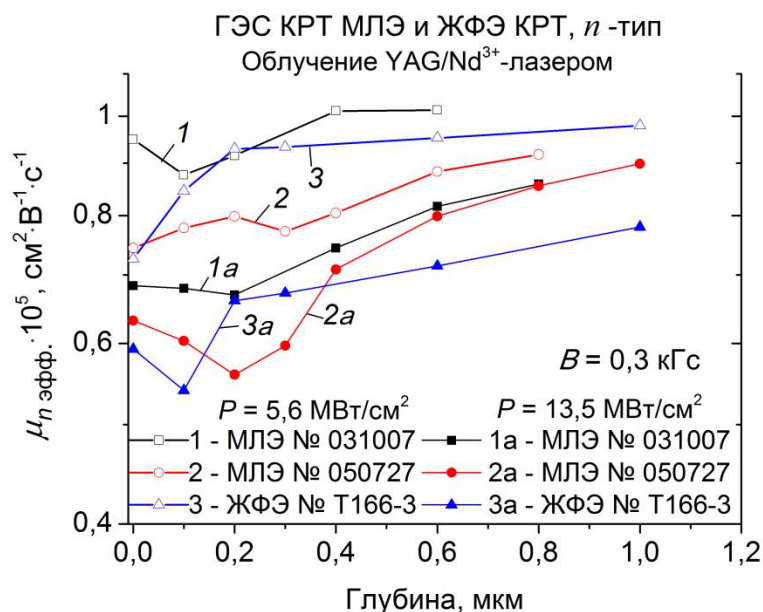


Рисунок 6.17 – Распределение эффективной подвижности электронов $\mu_{n \text{ эфф.}}$ по глубине ГЭС КРТ МЛЭ и ЖФЭ КРТ n -типа при различной плотности мощности излучения YAG/Nd³⁺-лазера.

С ростом интенсивности в приповерхностном слое всех структур R_{Hs} сдвигается в сторону положительных значений. При самой большой плотности мощности 20 МВт/см² (рисунок 6.16, $в$, кривая 5) так же, как и в образцах p -типа (рисунок 6.13, $а$, кривая 5) величина R_{Hs} меньше, чем при $P = 13,4$ МВт/см² (рисунок 6.16, $в$, кривая 4), что, по-видимому, также связано с сублимацией поверхностного слоя. В ЖФЭ КРТ с высокой исходной концентрацией электронов (рисунок 6.16, $б$) в области 0,2–0,3 мкм при всех плотностях мощности наблюдается излом в распределении по

глубине R_{Hs} , что, возможно, связано с большой неоднородностью концентрации дырок в этой области.

Таким образом, представленные результаты существенно отличаются от данных [388, 389], полученных на объемных кристаллах КРТ с составом $x = 0,16–0,18$. Различия в условиях эксперимента определяются не только применением нами неоднородных по составу гетероэпитаксиальных структур КРТ, но и использованием более интенсивного лазерного ИК-излучения с $P = 1,35 – 20$ МВт/см² по сравнению с $P = 0,2 – 0,6$ МВт/см² ([388, 389]). При этом в нашем эксперименте достигались температуры, превышающие температуру плавления КРТ (рисунок 6.14).

6.3.3. Облучение имплантированного бором ГЭС КРТ МЛЭ

Представляет особый интерес исследование влияния воздействия мощного импульсного лазерного ИК-излучения на свойства имплантированных ионами бора структур ГЭС КРТ МЛЭ.

На рисунке 6.18 приведены распределения по глубине слоевой концентрации электронов N_s и объемной концентрации электронов n в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа, имплантированном ионами B^+ с энергией 100 кэВ и дозой $3 \cdot 10^{13}$ см⁻², после облучения CO₂-лазером при $T_{обл.} = 78$ К и YAG/Nd³⁺-лазером при $T_{обл.} = 300$ К с различной плотностью мощности.

Облучение CO₂-лазером на длине волны 9,47 мкм ранее описывалось в разделе 6.1. Здесь же представлен (кривая 4 на рисунке 6.18, *а, б*) профиль распределения внедренных атомов бора с $E = 100$ кэВ и $D = 3 \cdot 10^{13}$ см⁻², измеренный методом ВИМС. На вставках у рисунка 6.18, *а* приведен увеличенный масштаб распределений N_s и n вблизи поверхности.

Особенностью данного эксперимента является то, что структуры ГЭС КРТ МЛЭ имеют в рабочем слое ступеньку повышенного состава $x = 0,25$ глубиной 2,5 мкм (таблица 6.1), которая прозрачна для излучения с длиной волны 9,47 мкм. Как видно из рисунка 6.18, *а, б*, глубина n - p перехода составляет около 0,7 мкм, то есть n^+ -слой полностью располагается в области повышенного состава. И следовало ожидать, что излучение CO₂-лазера, пройдя сквозь этот слой без поглощения, не окажет на него существенное влияние.

Однако, как следует из данных, представленных на рисунке 6.18, *а* после импульсного лазерного воздействия CO₂ лазера произошло снижение слоевой концентрации электронов N_s (кривые 2 и 3 на рисунке 6.18, *а*). Из пространственного распределения концентрации электронов n (рисунок 6.18, *а*, кривые 2 и 3) видно, что в облученных образцах снижение n в 1,5–2 раза произошло только в приповерхностном слое глубиной около 0,25 мкм, равной проецированному пробегу ионов бора. В то время как глубина n - p перехода осталась неизменной. Параметры подложки ГЭС КРТ МЛЭ p -типа тоже не изменились.

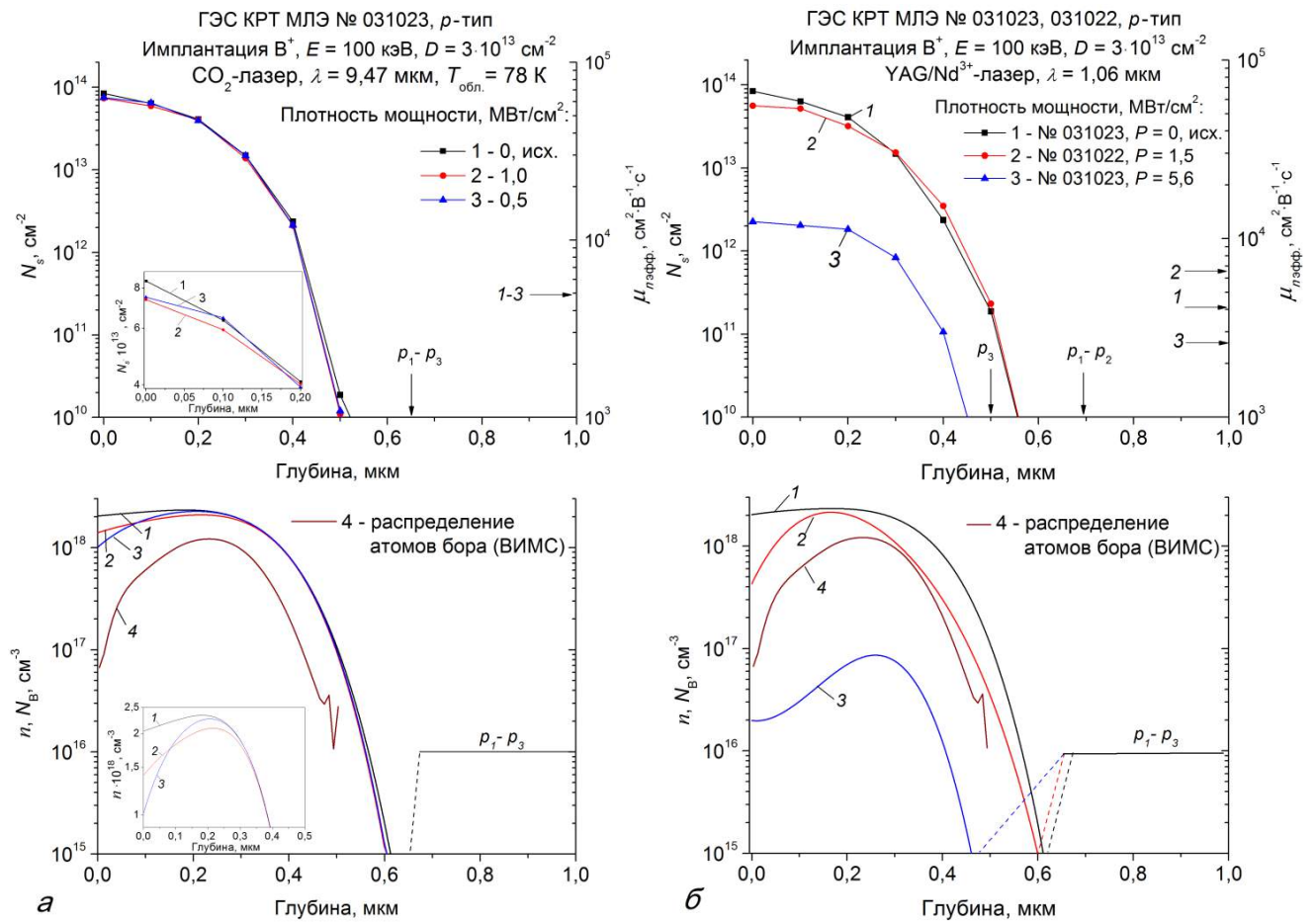


Рисунок 6.18 – Распределение по глубине слоевой концентрации электронов N_s , концентрации электронов n и атомов бора N_B (ВИМС) в имплантированном ионами B^+ ГЭС КРТ МЛЭ p -типа после облучения CO_2 -лазером при $T_{обл.} = 78$ К (а) и YAG/Nd^{3+} -лазером при $T_{обл.} = 300$ К (б) с различной плотностью мощности.

Радиационные донорные дефекты в КРТ, генерированные ионной имплантацией бора, термически нестабильны и начинают отжигаться даже при нагреве КРТ от температуры имплантации ионов B^+ $T_{импл.} = 78$ К до комнатной температуры (см. раздел 4.4.2). Наиболее термически стабильными являются донорные дефектно-примесные комплексы вблизи максимума радиационных нарушений – в области проецированного пробега ионов бора. Следует учитывать и то, что бор сам, являясь донорной примесью, может активироваться, тем самым стабилизируя n^+ -слой. В процессе низкотемпературного импульсного лазерного облучения в области фундаментального поглощения с плотностью мощности порядка 10^6 Вт/см², несмотря на просветление образца (раздел 6.1 и 6.2), все-таки происходит заметный нагрев слоя ГЭС КРТ МЛЭ, когда тепловой поток из области поглощения с низким составом $x = 0,21$ за счет теплопроводности распространяется как к поверхности, так и в подложку GaAs. Этого нагрева уже достаточно, чтобы начался быстрый процесс отжига радиационных дефектов. Однако при данных плотностях мощности импульсного излучения CO_2 -лазера нагрева ГЭС КРТ МЛЭ недостаточно, чтобы полностью отжечь

радиационные донорные дефекты.

Картина кардинальным образом меняется, если имплантированный бором ГЭС КРТ МЛЭ облучается полностью поглощаемым излучением YAG/Nd³⁺-лазера (рисунок 6.18, б). Очевидно, режимы облучения нужно выбирать таким образом, чтобы не было испарения поверхности, в противном случае, вместе с сублимируемым слоем улетучатся и внедренные атомы бора, которые, как видно из данных ВИМС, лежат в слое глубиной 0,5 мкм. Было установлено (см. раздел 6.4), что при облучении гетероэпитаксиальных слоев КРТ YAG/Nd³⁺-лазером с плотностью мощности 5,6 МВт/см² происходит возгона материала на глубину до 0,1 мкм, при этом облученная поверхность рекристаллизуется. Как видно из рисунка 6.18, б, при плотности мощности 1,5 МВт/см² (кривая 2) начался довольно заметный отжиг n^+ -слоя, а при $P = 5,6$ МВт/см² (кривая 3) концентрация электронов n в максимуме снизилась более чем на порядок с $2 \cdot 10^{18}$ см⁻³ до $8 \cdot 10^{16}$ см⁻³, но при этом форма профиля $n(z)$ осталась подобной профилю внедренных атомов бора (кривая 4). Также снизилась и эффективная подвижность электронов, обозначенная стрелками на правой шкале рисунка 6.18, б. Это снижение подвижности свидетельствует, что облученный слой остается сильно дефектным, несмотря на то, что концентрация заряженных рассеивающих центров снизилась. Учитывая то, что в неимплантированном ГЭС КРТ МЛЭ p -типа со ступенькой в рабочем слое при облучении YAG/Nd³⁺-лазером с плотностью мощности 5,6 МВт/см² (рисунок 6.13, в, кривая 2) образовался p^+ -слой с концентрацией дырок $1,5 \cdot 10^{17}$ см⁻³, а в имплантированной структуре со ступенькой n^+ -слой сохранился, можно сделать вывод об электрической активации внедренных атомов бора вследствие плавления и рекристаллизации облученной мощными лазерными импульсами поверхности.

6.4. Влияние мощного импульсного ИК-излучения на свойства поверхности гетероэпитаксиальных структур Cd_xHg_{1-x}Te

Поверхность исходных и облученных мощными импульсами YAG/Nd³⁺- и DF-лазеров гетероэпитаксиальных структур КРТ (таблица 6.1) исследовалась методом электронной спектроскопии для химического анализа (ЭСХА) на установке “Microlab МК II”, на сканирующем электронном микроскопе “JEOL”, оптическом цифровом микроскопе фирмы “Nikon”, профилометре “Dektak-8” и оптическом профилометре “Woko NT 9100 Surface profiler” фирмы Veeco Instr. Inc. Также на Фурье-спектрометре “Инфралом ФТ- 02” при комнатной температуре измерялись спектры отражения и пропускания исходных и облученных образцов.

6.4.1. Плавление, рекристаллизация и испарение, изменение спектров пропускания и отражения

6.4.1.1. Облучение YAG/Nd³⁺-лазером

Рассмотрим влияние воздействия импульсов YAG/Nd³⁺-лазера на состояние поверхности образцов, полученных методом жидкофазной эпитаксии. Поглощающая поверхность у фоточувствительных структур, полученных этим методом, открыта, и поэтому существует возможность выноса вещества в случае, когда температура поверхности превышает температуру плавления, так как ртуть является особо легколетучим элементом [387].

Серия проведенных экспериментов показала, что плотность мощности излучения выше 2 МВт/см² приводит к началу процесса плавления поверхности, который носит очаговый характер с образованием круговых структур (рисунок 6.19). При указанной плотности мощности и дли-

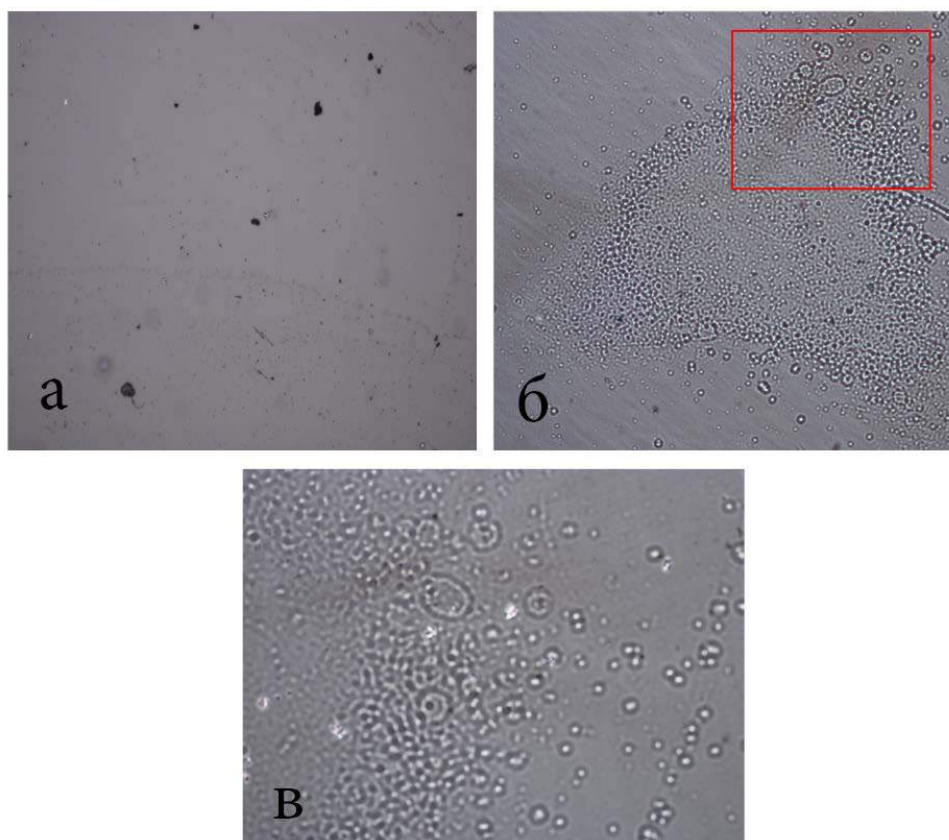


Рисунок 6.19 – Исходная и облученная импульсами YAG/Nd³⁺-лазера поверхность образца ЖФЭ КРТ № Т174-1. Плотность мощности 5,6 МВт/см², $\tau_{\text{и}} = 25$ нс. *а* - исходный (поле снимка 174×252 мкм), *б* - облученный (поле снимка 174×252 мкм), *в* - снимок выделенной красным прямоугольником области (поле снимка 87×126 мкм).

тельности импульса излучения на поверхности образца температура должна превышать температуру плавления материала. Процесс плавления однозначно свидетельствует о начале необратимых изменений в структурах. Неравномерный характер распределения очагов плавления позволяет предположить, что они зарождаются в точках скопления приповерхностных дефектов структуры. При росте плотности мощности происходит увеличение концентрации очагов и увеличение размеров большинства из них. При этом отмечается падение величины коэффициента зеркального отражения от поверхности ЖФЭ КРТ.

В эксперименте с облучением образца ЖФЭ КРТ № Т174-1 его часть была задиафрагмирована от лазерного излучения. На рисунке 6.20 показаны результаты исследования этой области с помощью растрового электронного микроскопа “JEOL”.

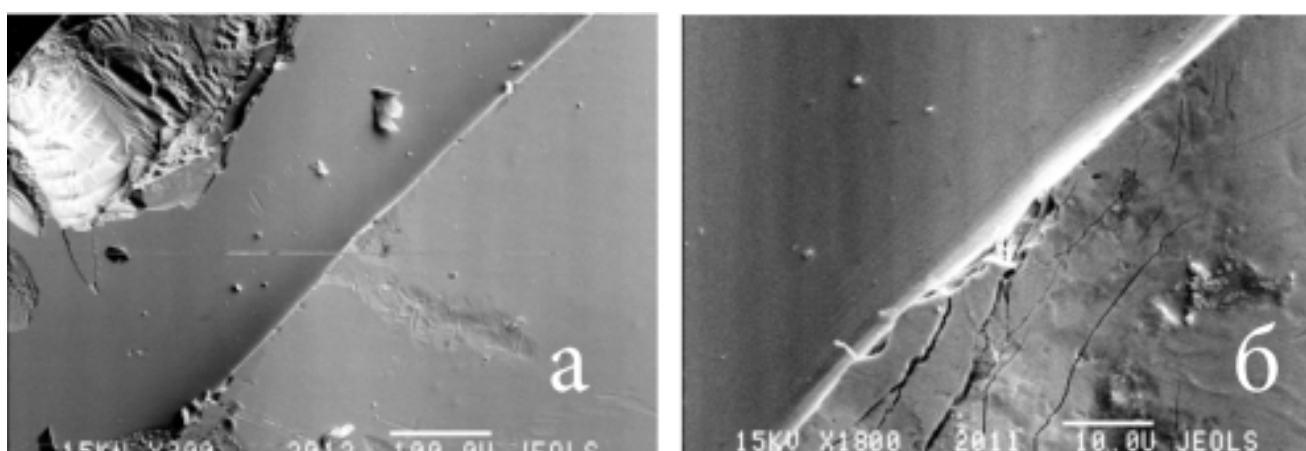


Рисунок 6.20 – Изображение поверхности ЖФЭ КРТ № Т174-1 в электронном микроскопе: *а* - увеличение $\times 300$, *б* - увеличение $\times 1800$, левый угол - необлученная поверхность, правый – облученная YAG/Nd³⁺-лазером. Плотность мощности 5,6 МВт/см², $\tau_{\text{и}} = 25$ нс.

На снимках хорошо видна резкая граница между облученной и необлученной частями образца. Граница соответствует уменьшению толщины облученной части образца приблизительно на 0,1 мкм (см. ниже профилограмму, рисунок 6.23). Обращает на себя также образование трещин вблизи границы областей (рисунок 6.20, *б*), свидетельствующих о возникновении в процессе облучения термоупругих напряжений, величина которых превышает величину предела прочности материала.

Как показали дальнейшие исследования, граница областей формируется в виде ступеньки из материала, испытавшего быструю рекристаллизацию за время прохождения одного импульса наносекундной длительности [386]. Отметим, что термоупругие напряжения распространяются и на необлученную часть структуры, о чем свидетельствуют сколы на границе края кратера (например, треугольник вдоль направления риски в левой части рисунка).

Увеличение плотности центров плавления при росте плотности мощности облучения вплоть до 20 МВт/см^2 демонстрирует рисунок 6.21, на котором представлено изображение поверхности образца ЖФЭ КРТ № ТС-32-1 (*а, б*) и ГЭС КРТ МЛЭ № 050727 (*в*). Образование микротрещин на ЖФЭ КРТ образце видно при большем увеличении (*б*).

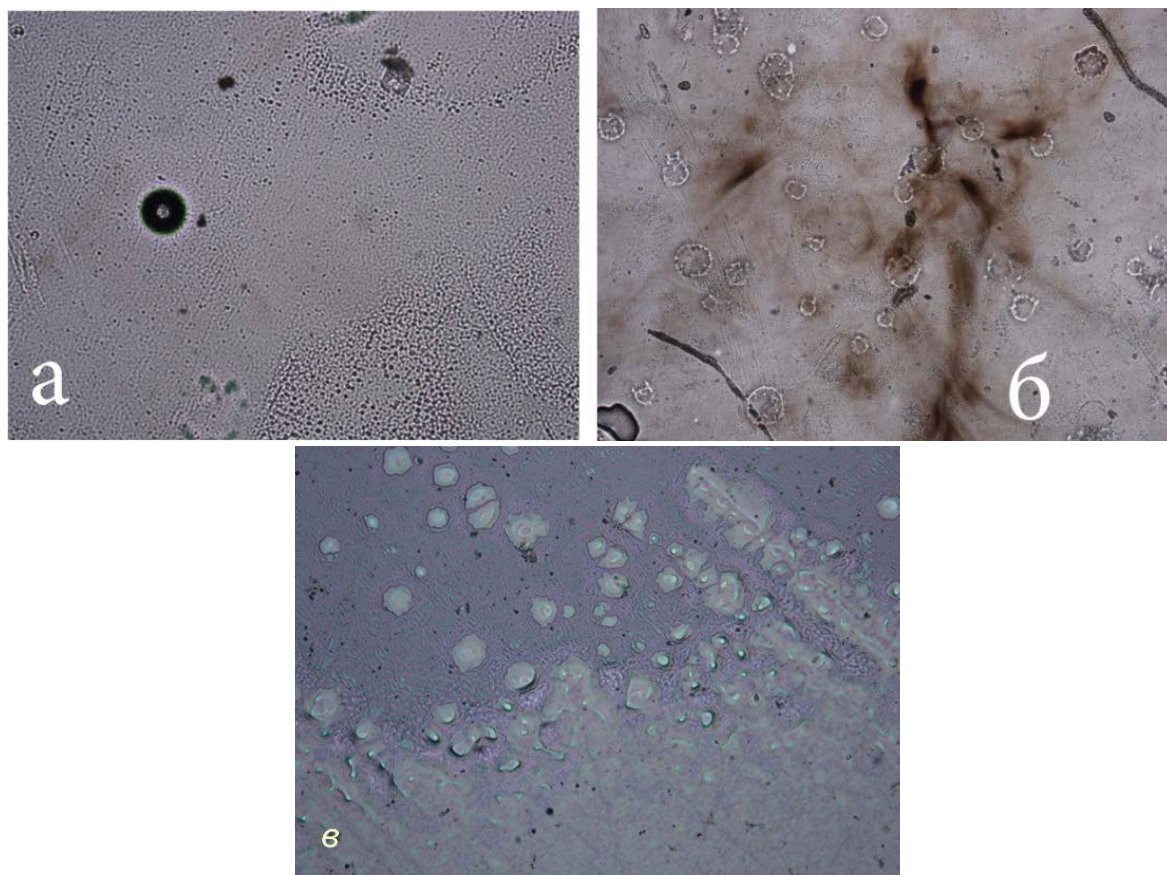


Рисунок 6.21 – Облученная YAG/Nd³⁺-лазером поверхность образца ЖФЭ КРТ № ТС-32-1(*а, б*) и ГЭС КРТ МЛЭ № 050727 (*в*) Плотность мощности 20 МВт/см^2 , $\tau_n = 11 \text{ нс}$. *а* – поле снимка $174 \times 252 \text{ мкм}$, *б, в* – поле снимка $87 \times 126 \text{ мкм}$.

Образцы ГЭС КРТ МЛЭ отличаются от ЖФЭ КРТ, рассмотренных выше, наличием поверхностного варизонного слоя толщиной порядка $0,4 \text{ мкм}$ (см. таблицу 6.1), через который и проводилось облучение в наших экспериментах. При этом указанный варизонный слой частично отражает, а частично поглощает излучение лазера, выполняя, таким образом, защитную функцию по отношению к фоточувствительному слою.

На рисунке 6.22, *а* показано образование трещин в ГЭС КРТ МЛЭ из-за возникновения термоупругих напряжений, причем трещины распространяются через поверхность в рабочий слой. Как и в случае со структурами, полученными методом жидкофазной эпитаксии, напряжения, возникнув в освещенной области, переходят в область, диафрагмированную от облучения.

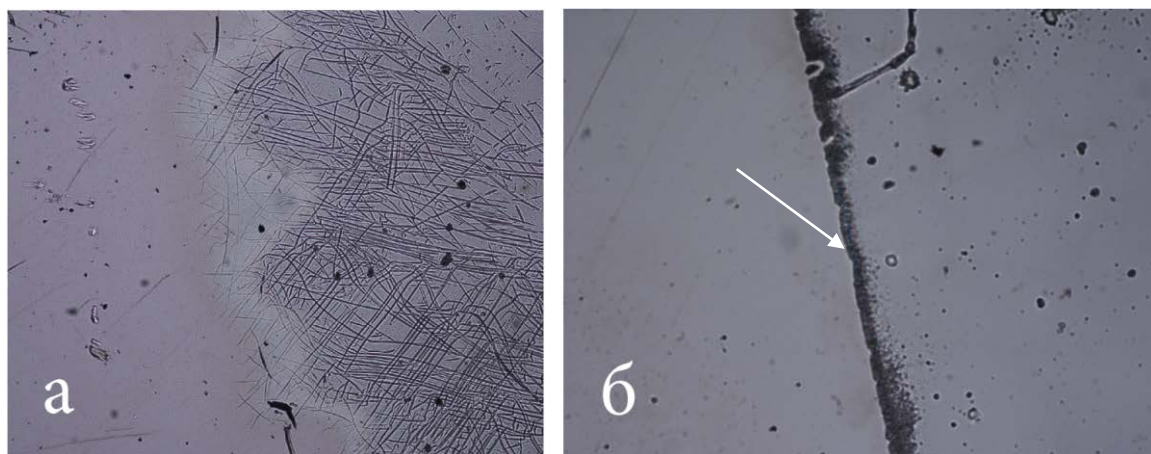


Рисунок 6.22 – Облученная YAG/Nd³⁺-лазером поверхность образца ГЭС КРТ МЛЭ: *а* – № 050727, плотность мощности 3,4 МВт/см², $\tau_{\text{и}} = 25$ нс, левая сторона – необлученная, правая – облученная, видна сетка трещин (поле снимка 348×504 мкм); *б* – № 040107, плотность мощности 5,6 МВт/см², $\tau_{\text{и}} = 25$ нс, левая сторона – необлученная, правая – облученная (поле снимка 174×252 мкм). На облученной поверхности материал испарился на глубину около 0,1 мкм. Видна ступенька (стрелка), профиль которой представлен на рисунке 6.23. Эта ступенька – валик из переплавленного материала.

Действительно, процессы зарождения центров плавления материала на этих образцах возникают, как и в рассмотренном выше случае, на поверхности (рисунок 6.22, *б*). На рисунке видны достаточно плотно расположенные центры рекристаллизации, свидетельствующие о процессе плавления поверхности. Как и в предыдущем случае, часть образца была закрыта диафрагмой, и точно так же вдоль этой границы четко наблюдается образование уступа из рекристаллизованного материала высотой около 0,2 мкм, возникающего за счет возгонки части кристалла в области, подвергнутой лазерному облучению. Отметим, что в данном случае барьер сформирован, по-видимому, целиком в варизонном слое.

Таким образом, наши эксперименты показали, что морфология деградации поверхности гетероэпитаксиальных слоев твердого раствора $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в поле мощного импульсного излучения YAG/Nd³⁺-лазера имеет одинаковую природу и сводится к абсолютно одинаковым процессам независимо от способа получения эпитаксиальных слоев.

Для уточнения изменения морфологии поверхности ГЭС КРТ МЛЭ в результате действия мощного лазерного излучения нами дополнительно проведены измерения степени плоскостности их поверхности с помощью профилометра “Dektak-8”.

На рисунке 6.23 показана типичная профилограмма, полученная в серии экспериментов на облученных структурах. В данном эксперименте левая часть образца была диафрагмирована от



Рисунок 6.23 – Профиль облученной YAG/Nd³⁺-лазером поверхности ГЭС КРТ МЛЭ № 040107, измеренный на профилометре “Dektak-8”. Плотность мощности 5,6 МВт/см², $\tau_{\text{и}} = 25$ нс. Видно, что из облученной части (выделенная область) произошло испарение материала на глубину около 0,1 мкм.

действия лазерного излучения. Как видно из рисунка 6.23, в облученной части произошла возгонка материала на глубину $\sim 0,1$ мкм, причем на границе облученной-необлученной частей возникает барьер из рекристаллизованного материала высотой около 0,2 мкм, о существовании которого свидетельствуют также рисунки 6.20–6.22.

Очевидно, что результатом плавления и испарения материала на основе гетероэпитаксиальных слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в результате действия мощного лазерного излучения должно стать изменение не только строения поверхности, но и изменение состава твердого раствора.

Действительно, химическая связь Hg-Te много слабее, чем связь Cd-Te [11]. Этим обстоятельством объясняются такие особенности твердого раствора, как высокая концентрация вакансий ртути, возникающих из-за относительно низкой энергии активации образования как вакансий в катионной подрешетке, так и сопутствующих им атомов междоузельной ртути. Последние способны мигрировать в кристаллической решетке, достигая поверхности. По этой причине именно ртуть в этом материале является наиболее летучим компонентом. При очень быстром нагреве материала при импульсном лазерном облучении скорость миграции ртути из объема к поверхности должна существенно возрастать, приводя к обогащению приповерхностных областей атомами ртути [109, 385, 396].

Проведенные исследования спектров ЭСХА показали, что этот эффект имеет место и в гетероэпитаксиальных слоях, причем независимо от способа их получения. Результаты измерений представлены на рисунке 6.24.

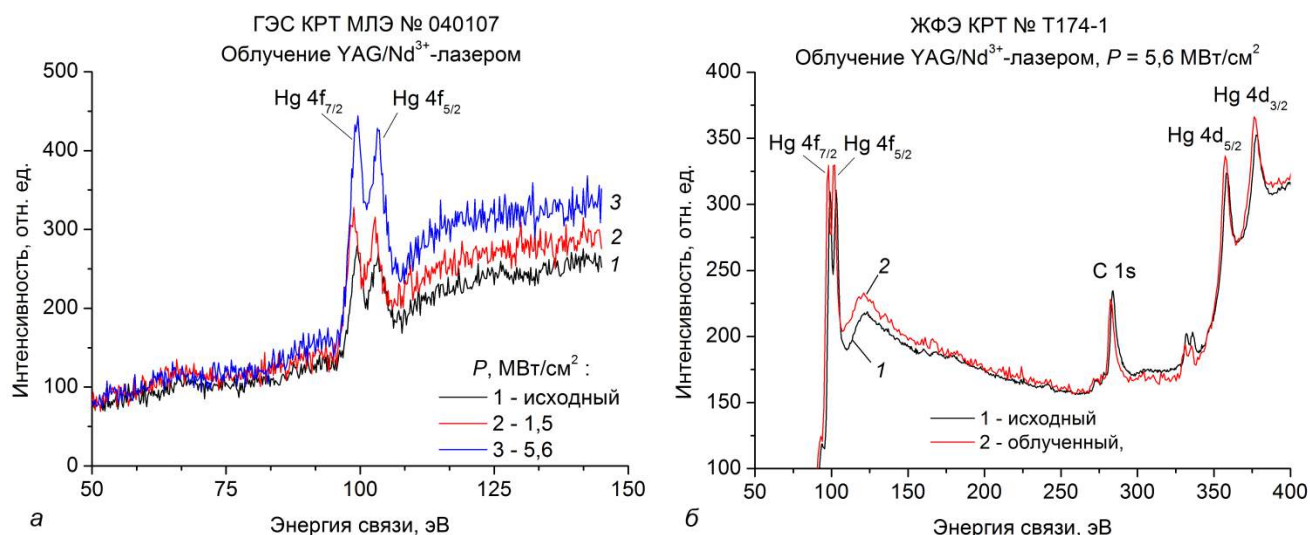


Рисунок 6.24 – Спектры ЭСХА ГЭС КРТ МЛЭ № 040107 (а) и ЖФЭ КРТ № T174-1 (б) после облучения YAG/Nd³⁺-лазером плотностью мощности 1,5 (кривая 2, а) и 5,6 (кривая 3, а и кривая 2, б) Вт/см². Кривая 1, а, б – исходный образец.

Как видно из рисунка 6.24, поверхность как ГЭС КРТ МЛЭ, так и ЖФЭ КРТ обогащается ртутью (рост амплитуды пиков в спектрах, соответствующих возбуждению уровней атомов ртути). Увеличение содержания ртути на поверхности ЖФЭ КРТ наблюдалось методом электронной оже-спектроскопии после облучения неодимовым лазером ($E = 0,24$ Дж/см², $\tau_{\text{и}} = 100$ нс) в работе [386]. Авторы объясняют это увеличение содержания Hg ее испарением с поверхности и последующей частичной конденсацией. Переход ртути в приповерхностную область, однако, не означает, что все ее атомы появились за счет смещения из узлов кристаллической решетки, а, следовательно, – возрастания относительной доли кадмия в составе твердого раствора. Как отмечалось выше, исходные слои содержат в качестве дефектов структуры междоузельную ртуть. К сожалению, с помощью использованного метода ЭСХА невозможно установить природу происхождения анализируемых атомов (ионов), кроме того этот метод позволяет исследовать только тонкий приповерхностный слой порядка 0,1 мкм и не дает информации о состоянии более глубоких областей.

Таким образом, исследования облученных образцов методом ЭСХА не содержат однозначных доказательств изменения состава твердых растворов в объеме, однако содержат информацию о высокой степени их вероятности.

Сделать вывод об изменении состава в рабочем слое (ширины запрещенной зоны) гетероэпитаксиальных структур КРТ можно из анализа оптических спектров отражения и пропускания. Исследования оптических спектров проводилось с помощью Фурье-спектрометра "ИНФРА-ЛЮМ ФТ- 02" при комнатной температуре при нормальном падении излучения на поверхность кристалла. Типичные результаты этих исследований представлены на рисунке 6.25.

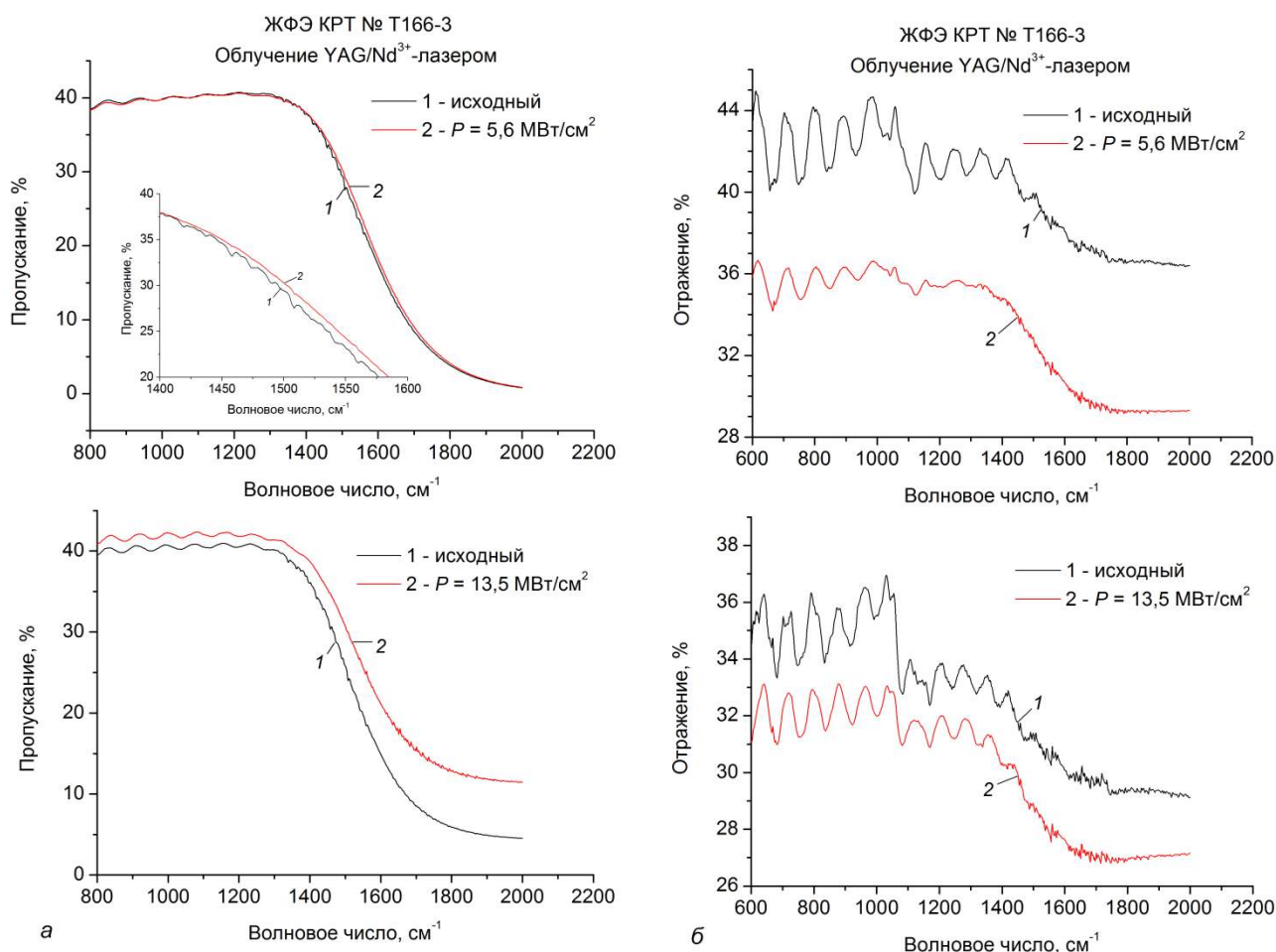


Рисунок 6.25 – Спектры пропускания (а) и отражения (б) ЖФЭ КРТ № Т166-3 исходного и облученного YAG/Nd³⁺-лазером разной плотностью мощности 5,6 и 13,5 МВт/см².

Воздействие излучения YAG/Nd³⁺-лазера при всех использовавшихся значениях плотности мощности и для всех образцов не продемонстрировали возникновения новых спектральных особенностей, которые могли бы быть отнесены к появлению новых примесных (дефектных) уровней в запрещенной зоне.

В спектрах поглощения обращает на себя внимание четкий сдвиг положения края собственного поглощения в коротковолновую область, величина которого возрастает по мере роста плотности мощности падающего излучения (рисунок 6.25, а). В твердом растворе Cd_xHg_{1-x}Te рост ширины запрещенной зоны соответствует увеличению содержания Cd в составе. В данном случае этот рост связан, по-видимому, с относительным уменьшением содержания стехиометрической ртути в составе твердого раствора, что коррелирует с исследованиями методом ЭСХА. Согласно оценкам изменение состава Δx твердого раствора по смещению края собственного поглощения находится в пределах Δx ≈ 0,005–0,01 без учета возможного влияния на это смещение эффекта Мосса-Бурштейна.

Отметим, что при большем изменении состава твердого раствора (обеднении атомами

ртути) изменение ширины запрещенной зоны приведет к более значительному сдвигу спектрального положения края собственного поглощения, которое вызовет изменение вида спектральной характеристики фоточувствительности. В работах [395, 396] наблюдался сдвиг максимума спектра фотопроводимости кристаллов $n\text{-Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$ в коротковолновую область после облучения импульсами рубинового лазера с плотностью мощности $6 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$.

В спектрах отражения обращает внимание существенное падение величины коэффициента отражения (рисунок 6.25, б), которое связано с ухудшением качества облученной поверхности, вызванной, по-видимому, образованием дефектов в виде очагов плавления (см. рисунки 6,19–6,22). С другой стороны, в этих спектрах сохраняется отчетливая интерференционная картина, свидетельствующая о том, что плоскопараллельность образца, в целом, сохраняется. Некоторое уменьшение контрастности интерференционной картины обусловлено также деградацией состояния поверхности.

6.4.1.2. Облучение DF-лазером

Как было показано в разделе 6.3.2, воздействие мощного импульсного ИК-излучения фтор-дейтериевого лазера изменяет электрофизические свойства гетероэпитаксиальных структур КРТ на большей глубине, по сравнению с неодимовым лазером. Это различие обусловлено тем, что более длинноволновое излучение DF-лазера поглощается в КРТ в более глубоком слое, чем излучение YAG/Nd³⁺-лазера. Рассмотрим, как влияет излучение DF-лазера различной интенсивности на свойства поверхности ГЭС КРТ МЛЭ. Режимы облучения приведены в таблице 6,5.

На рисунке 6.26 показаны снимки поверхности ГЭС КРТ МЛЭ № 031023, сделанные на цифровом оптическом микроскопе “Nicon” и профилограммы, снятые на оптическом профилометре “Woko NT 9100 Surface profiler” для разных режимов облучения DF-лазером.

На исходном, необлученном образце, хорошо видны заостренные дефекты (черные точки), которые являются ростовыми V-дефектами [23, с. 146]. Данные V-дефекты являются основными структурными дефектами, присущими технологии молекулярно-лучевой эпитаксии КРТ, плотность которых составляет на уровне 10^2 см^{-2} для ГЭС КРТ МЛЭ, выращенного на подложках из арсенида галлия и на уровне 10^2 см^{-2} для подложек из кремния [24].

Облучение импульсами с $P = 1,35 \text{ МВт/см}^2$ (рисунок 6.26, б) не привело к какому-либо заметному изменению поверхности образца, однако внутри V-дефектов сформировалось четко выраженное сферическое включение. То есть при данной плотности мощности температура поверхности ГЭС КРТ МЛЭ еще очень далека до плавления (см. рисунок 6. 14), однако, в V-дефекте, по-видимому, коэффициент поглощения излучения выше и в нем температура стала такой, что он расплавился, а затем расплав собрался в сферическую микрокаплю диаметром 3–4

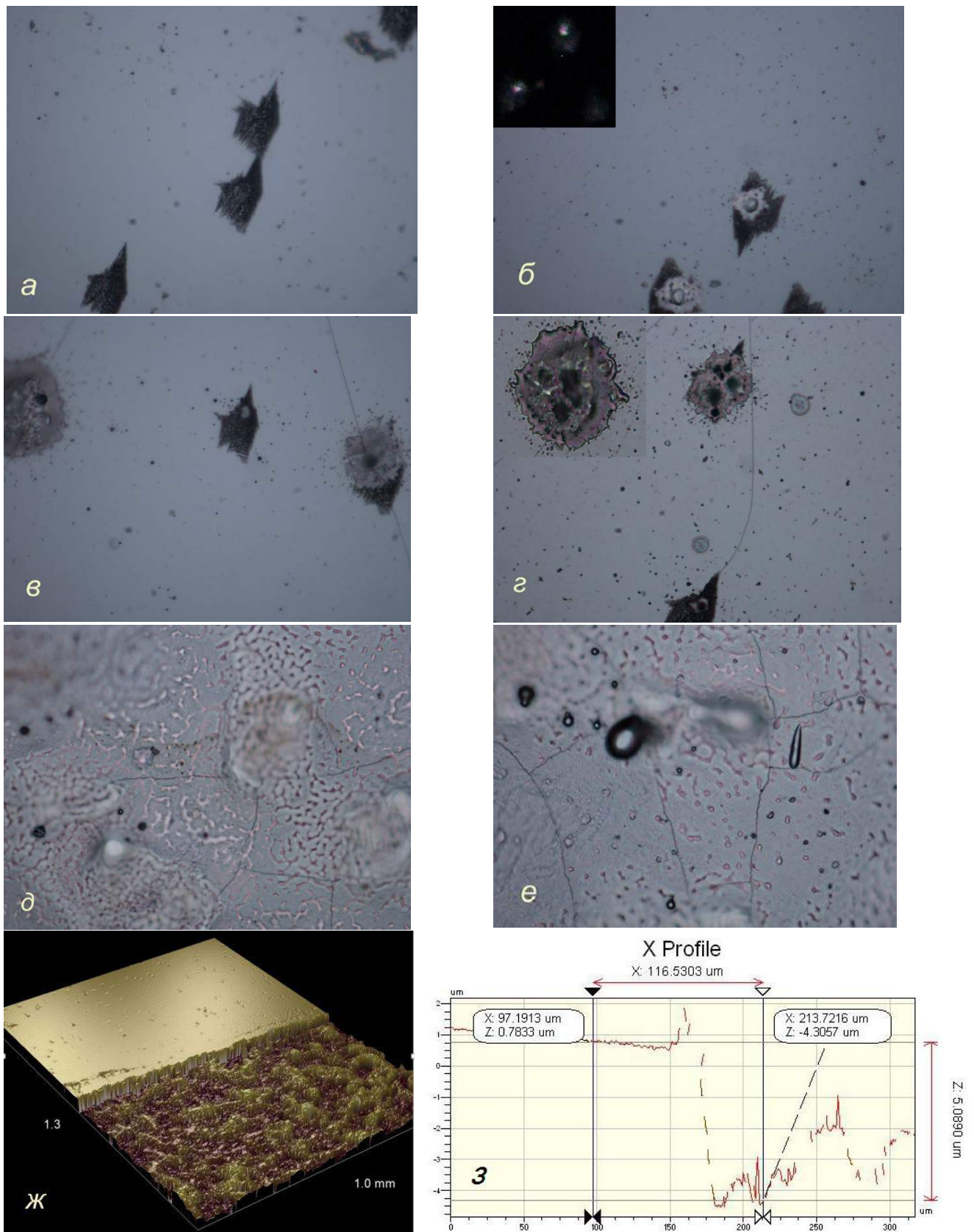


Рисунок 6.26 – Изображение (а – ж) и профилограмма (з) облученной DF-лазером поверхности ГЭС КРТ МЛЭ № 031023 различной плотностью мощности: а – исходная; б – 1,35; в – 2,4; г – 4,65; д – 7,0; е, ж, з – 10,2 МВт/см². (а–е) – поле снимка 87×126 мкм, ж – поле снимка 1,0×1,3 мм. б – в левом верхнем углу темнопольное изображение.

мкм с металлическим блеском, который хорошо виден на темнопольном изображении в левом верхнем углу.

При дальнейшем повышении интенсивности излучения до $2,4 \text{ МВт/см}^2$ (рисунок 6.26, в) из V-дефектов начали выходить трещины, а сам дефект “взорвался”. При плотности мощности $4,65 \text{ МВт/см}^2$ (рисунок 6.26, г) на поверхности образца начали появляться локальные концентрические расплавленные области по всей поверхности, а внутри V-дефекта образовался кратер (выделен в увеличенном масштабе в левом верхнем углу). При плотности мощности $7,0$ и $10,2 \text{ МВт/см}^2$ (рисунок 6.26, д, е) был превышен порог плавления, и поверхность полностью перекристаллизовалась и частично испарилась. Количество трещин увеличилось, поверхность из гладкой превратилась в шероховатую.

Из трехмерной профилограммы поверхности, облученной при самой большой интенсивности $10,2 \text{ МВт/см}^2$ (рисунок 6.26, ж) видно, что она испарилась (часть образца была закрыта маской) и после рекристаллизации поверхность стала иметь выступы и впадины. Толщина испарившегося слоя ГЭС КРТ МЛЭ, как это следует из профилограммы, изображенной на рисунке 6.26, ж в среднем составляет 5 мкм , а высота выступов – до 2 мкм .

Таким образом, по сравнению с облучением лазером на неодиме с длиной волны $1,06 \text{ мкм}$, облучение фтор-дейтериевым лазером с $\lambda = 3,8\text{--}4,2 \text{ мкм}$ при сопоставимых плотностях мощности дает более сильное изменение морфологии поверхности и глубины ее испарения. Это связано с большей глубиной поглощения излучения DF-лазера, равной $\sim 1 \text{ мкм}$, тогда как излучение YAG/Nd³⁺-лазера поглощается на глубине до $0,3 \text{ мкм}$. Возникновению сетки трещин способствуют V-дефекты, в которых, по-видимому, коэффициент поглощения лазерного ИК-излучения выше, чем у остальной поверхности, и они начинают переплавляться при меньшей интенсивности излучения.

6.4.2. Формирование поверхностных периодических структур

На рисунке 6.27 показано увеличенное изображение облученной YAG/Nd³⁺-лазером структуры ГЭС КРТ МЛЭ с плотностью мощности $5,6 \text{ МВт/см}^2$. Обзорный снимок и профилограмма для данного образца представлены на рисунках 6.22, б и 6.23 соответственно. В данном эксперименте левая часть образца была диафрагмирована от действия лазерного излучения. Как видно из рисунка 6.27, в облученной области вблизи ступеньки после рекристаллизации образовалась поверхностная периодическая структура (ППС). Период ППС (расстояние между “гребнями”) составляет $0,6\text{--}1 \text{ мкм}$ и он очень близко совпадает с длиной волны неодимового лазера (точнее, с отношением длины волны к показателю преломления n , но он для КРТ в жидкой фазе неизвестен: $n = 3,48$ для $x = 0,205$ при $T = 300 \text{ К}$ и он уменьшается с ростом температуры [19]).

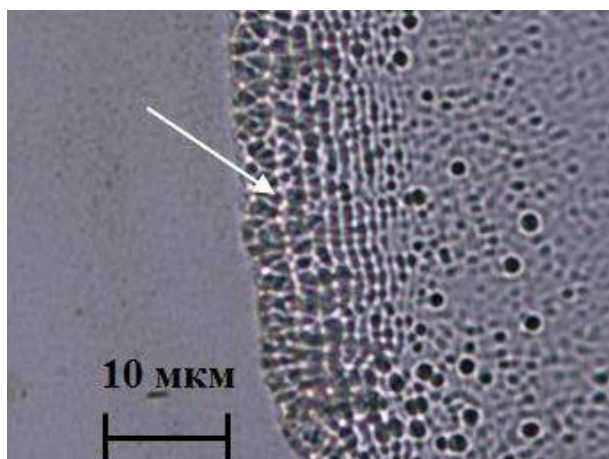


Рисунок 6.27 – Изображение поверхности ГЭС КРТ МЛЭ № 040107, облученной импульсами YAG/Nd³⁺-лазера с плотностью мощности 5,6 МВт/см², $\tau_{\text{и}} = 25$ нс. Стрелкой показана облученная часть структуры. Профилограмма представлена на рисунке 6.23. Виден периодический рельеф с периодом 0,6–1 мкм.

Поверхностная периодическая структура наблюдается и при облучении ГЭС КРТ МЛЭ мощными импульсами DF-лазера с $P = 10,2$ МВт/см². Трехмерное и двумерное изображение ППС структуры, полученное с помощью оптического профилометра “Woko NT 9100 Surface profiler”, показаны на рисунке 6.28. Профилограмма для данного образца представлена на рисунке 6.26, з. В этом случае период ППС (верхние рисунки *a* и *б*) равен 2,6–3 мкм, что также близко к длине волны излучения DF-лазера.

Близкие величины периода ППС и длины волны излучения как в случае облучения ГЭС КРТ МЛЭ YAG/Nd³⁺-лазером, так и DF-лазером свидетельствуют, на наш взгляд, о наличии интерференции падающей и отраженной волн лазерного ИК-излучения от фазовой границы “расплав–кристалл” в приповерхностном расплавленном слое ГЭС КРТ МЛЭ за время импульса с формированием волнообразного температурного поля.

О первых наблюдениях периодических структур после лазерного облучения ионно-имплантированного кремния сообщалось в [469]. Наноразмерные периодические структуры формируются на поверхности *p*-CdTe после облучения импульсом рубинового лазера [470]. Образование ППС при импульсной лазерной обработке структур SiO₂–Si описывается в [372]. Формирование ППС после импульсного лазерного облучения полупроводников и металлов в [410] объясняется процессами резонансного возбуждения поверхностных электромагнитных волн, интерференция которых с падающей волной приводит к пространственной модуляции энерговыделения. Поверхностные периодические структуры после облучения ЖФЭ КРТ неодимовым лазером с плотностью мощности 10 МВт/см² наблюдались ранее в работе [386]. Авторы [386] объясняют возникновение волн на поверхности взаимодействием электромагнитной вол-

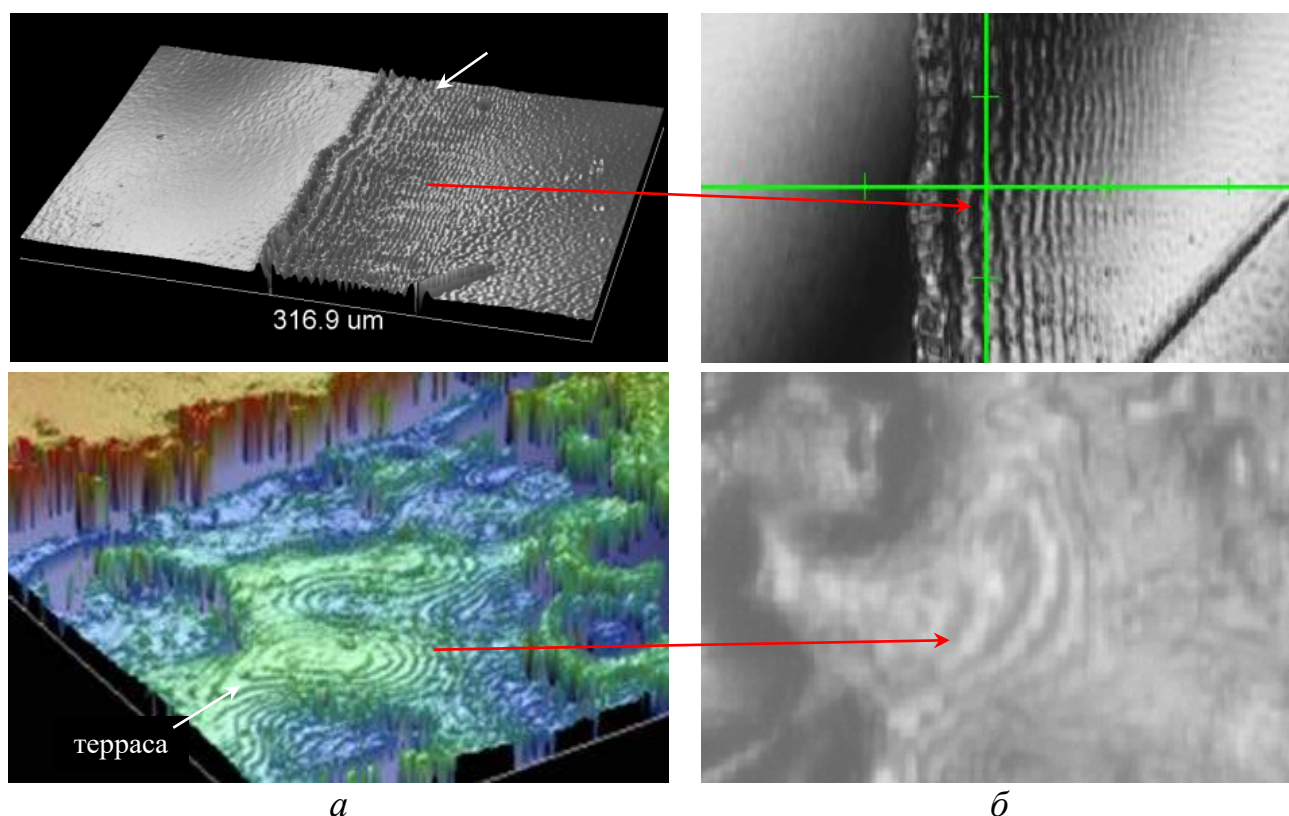


Рисунок 6.28 – Трехмерное (а) и двумерное (б) изображение поверхности ГЭС КРТ МЛЭ № 031023, облученной импульсами DF-лазера с плотностью мощности $10,2 \text{ МВт/см}^2$. Белой стрелкой показана облученная часть структуры. Верхние и нижние рисунки а и б соответствуют одинаковым областям (красные стрелки). Профилограмма представлена на рисунке 6.26, з. На верхних снимках виден периодический рельеф с периодом $2,6\text{--}3 \text{ мкм}$.

ны с расплавленным слоем. Таким образом, формирование поверхностных периодических структур после лазерного облучения наблюдается при лазерном облучении на различных материалах. Теория образования лазерно-индуцированных поверхностных периодических структур в полупроводниках и металлах подробно рассматривается в обзоре [468].

В наших экспериментах ППС образуется на границе между облученной и необлученной части структуры. На верхних снимках рисунка 6.28 видно затухание волн вдали от границы. Это затухание, по-видимому, связано с быстрым латеральным стоком тепла из расплава в необлученную область и вблизи нее рекристаллизация расплава происходит гораздо быстрее, чем в остальной более дальней части. В результате этого вблизи границы формируется клин, который хорошо виден на профилограмме, показанной рисунке 6.23 в случае облучения YAG/ Nd^{3+} -лазером. Толщина клина для излучения DF-лазера больше, чем для YAG/ Nd^{3+} -лазера. Возникает интерференция на клине падающей и отраженных волн. Вдали от границы расплав существует дольше, поверхность выравнивается, и интерференции не происходит. Подтверждением этому служат, на

наш взгляд, нижние снимки на рисунке 6.28, где хорошо видны террасы на клинообразном выступе в рекристаллизованной области.

Выводы по главе 6

В данной главе представлены результаты исследования нелинейного поглощения мощного импульсного ИК-излучения CO_2 -лазера в гетероэпитаксиальных слоях $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, а также радиационной модификации поверхности, электрофизическим свойствам ГЭС КРТ МЛЭ и ЖФЭ КРТ p - и n -типа проводимости и пространственному распределению дефектов акцепторной природы, генерированных при воздействии мощного импульсного ИК-излучения твердотельного $\text{YAG}/\text{Nd}^{3+}$ - и химического DF-лазеров.

В результате проведенных исследований:

- впервые установлено, что мощное импульсное ИК-излучение CO_2 -лазера в области фундаментального поглощения приводит к просветлению ГЭС КРТ МЛЭ. При плотности мощности порядка 10^6 Вт/см^2 пропускание образца при $T = 78 \text{ К}$ близко к пропусканию при $T = 295 \text{ К}$ и в 3 раза выше, чем пропускание при малой мощности. По сравнению с коротковолновым импульсным облучением неодимовым лазером с сопоставимой плотностью мощности, это просветление существенно снижает эффективность лазерного воздействия на КРТ, что подтверждают измерения как эффекта Холла, так и оптического ИК-отражения;

- построена модель мощного импульсного ИК-лазерного воздействия на ГЭС КРТ МЛЭ с учетом эффекта просветления при низкотемпературном облучении и определены температура образцов и коэффициент поглощения в зависимости от плотности мощности излучения. Оценено дефектообразующее воздействие мощного импульсного лазерного облучения. Экспериментальные данные по поглощению излучения CO_2 -лазера согласуются с результатами модельного расчета;

- установлено, что для ГЭС КРТ МЛЭ и ЖФЭ КРТ n -типа с низкой концентрацией электронов порядка $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ критической плотностью энергии импульсного ИК-излучения CO_2 -лазера на длине волны $9,47 \text{ мкм}$ является величина $0,3 \text{ Дж/см}^2$. Образцы ГЭС КРТ МЛЭ и ЖФЭ КРТ n -типа с концентрацией электронов порядка 10^{15} см^{-3} и ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с концентрацией дырок порядка 10^{16} см^{-3} не чувствительны к импульсному облучению CO_2 -лазера вплоть до плотности мощности 10^6 Вт/см^2 ;

- установлено, что заметное изменение электрофизических свойств облученных гетероэпитаксиальных структур КРТ наблюдается уже при плотности мощности $1,5 \text{ МВт/см}^2$. Эту величину интенсивности лазерного ИК-излучения можно считать пороговой. Основным типом де-

фектов, возникающих в результате воздействия импульсного лазерного ИК-излучения с плотностью мощности выше пороговой, являются вакансии ртути, которые играют роль акцепторов в КРТ, что приводит к формированию поверхностных слоев p^+ -типа не за счет процесса испарения ртути с поверхности в течение воздействия мощного лазерного импульса, а вследствие вторичных тепловых процессов, происходящих в результате расплавления и рекристаллизации поверхности с образованием V_{Hg} ;

- показано, что процессы дефектообразования зависят от длины волны лазерного излучения: дефекты, порождаемые импульсами YAG/Nd³⁺-лазера, концентрируются лишь вблизи поверхности в слое глубиной до 1 мкм, причем максимум концентрации дырок лежит на глубине 0,2–0,3 мкм, в то время как излучение DF-лазера создает дефекты в значительной части рабочего слоя гетероэпитаксиальной структуры КРТ. Наличие варизонного слоя на поверхности ГЭС КРТ МЛЭ и ступеньки повышенного состава в рабочем слое уменьшает концентрацию дырок в облученной YAG/Nd³⁺-лазером структуре;

- установлено, что плавление и частичное испарение поверхности гетероэпитаксиальных слоев КРТ наступает при плотности мощности излучения YAG/Nd³⁺ и DF-лазеров $P \geq 5 \text{ МВт/см}^2$, при этом сама поверхность обогащается ртутью. В интервале $P = (3\text{--}5) \text{ МВт/см}^2$ на поверхности ГЭС КРТ МЛЭ происходит генерация термоупругих напряжений с элементами механического повреждения целостности слоев, образуется сетка трещин. Ниже этой интенсивности лазерного облучения заметных изменений свойств поверхности не происходит;

- установлено, что возникновению сетки трещин в ГЭС КРТ МЛЭ при облучении мощными импульсами DF-лазера способствуют V-дефекты, в которых, по-видимому, коэффициент поглощения лазерного ИК-излучения выше, чем у остальной поверхности, и они начинают переплавляться при меньшей интенсивности излучения;

- показано, что по сравнению с облучением лазером на неодиме с длиной волны 1,06 мкм, облучение DF-лазером с длиной волны 3,8–4,2 мкм при сопоставимых плотностях мощности дает более сильное изменение морфологии поверхности ГЭС КРТ МЛЭ и ЖФЭ КРТ и глубины ее сублимации. Это связано с большей глубиной поглощения излучения DF-лазера, равной 1 мкм, тогда как излучение YAG/Nd³⁺-лазера поглощается на глубине до 0,3 мкм. Возможно, последнее обстоятельство связано также с большей длительностью импульса DF-лазера, вследствие чего процессы релаксации в кристаллической решетке начинаются через больший промежуток времени в процессе рекристаллизации расплавленного приповерхностного слоя;

- показано, что в спектрах поглощения наблюдается четкий сдвиг положения края собственного поглощения в коротковолновую область, величина которого возрастает по мере роста плотности мощности падающего ИК-излучения, что свидетельствует об увеличении состава x

твердого раствора $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ вследствие уменьшения концентрации атомов ртути в поглощающем слое;

– установлено, что в имплантированных бором слоях ГЭС КРТ МЛЭ при большой плотности мощности излучения $\text{YAG}/\text{Nd}^{3+}$ -лазера происходит отжиг радиационных донорных центров и активация внедренных атомов бора в результате плавления и рекристаллизации облученного поверхностного слоя. Импульсное облучение CO_2 -лазером на длине волны 9,47 мкм в интервале плотностей мощности до $1 \text{ МВт}/\text{см}^2$ приводит к частичному отжигу дефектов и снижению концентрации электронов в приповерхностной области, даже если n -слой полностью располагается в слое повышенного состава x , прозрачного для лазерного ИК-излучения;

– установлено, что определяющий вклад процесса испарения ртути в течение лазерного импульсного воздействия на электрофизические свойства облучаемых гетероэпитаксиальных структур КРТ не подтверждается результатами экспериментов с защитной пленкой Al_2O_3 , наличие которой на поверхности только усиливает воздействие импульсного излучения на формирование p^+ -слоя. Поэтому его образование связывается с возникновением расплава и рекристаллизацией приповерхностных областей гетероэпитаксиальных структур КРТ, что приводит к росту концентрации вакансий Hg;

– установлено, что при мощном импульсном облучении $\text{YAG}/\text{Nd}^{3+}$ - и DF-лазера вблизи границы облученной и необлученной областей ГЭС КРТ МЛЭ формируется поверхностная периодическая структура. Период структуры коррелирует с длиной волны излучения обоих лазеров, что свидетельствует о наличии интерференции падающей и отраженной волн лазерного ИК-излучения от фазовой границы “расплав–кристалл” в приповерхностном расплавленном слое ГЭС КРТ МЛЭ за время импульса с формированием волнообразного температурного поля. Затухание ППС с увеличением расстояния от границы облученной и необлученной областей свидетельствует о том, что интерференция происходит на клине, сформированном за счет быстрого латерального стока тепла в необлученную область с выравниванием рельефа расплавленной поверхности вдали от нее.

Из полученных результатов можно сделать следующие выводы:

1. Облучение гетероэпитаксиальных структур КРТ мощными импульсами CO_2 -лазера при $T = 78 \text{ К}$ в области фундаментального поглощения приводит к просветлению образца (уменьшению коэффициента поглощения) вследствие увеличения температуры рабочего слоя. По сравнению с коротковолновым импульсным излучением $\text{YAG}/\text{Nd}^{3+}$ -лазера с сопоставимой плотностью мощности, это просветление существенно снижает эффективность лазерного воздействия на КРТ.

2. Основными дефектами, генерируемыми мощными импульсами ИК-излучения в поглощающем слое гетероэпитаксиальных структур КРТ, являются дефекты акцепторной природы –

вакансии ртути, приводящие к формированию поверхностного сильнолегированного p^+ -слоя с концентрацией дырок $2 \cdot 10^{17} - 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ как в исходном материале n -типа, так и p -типа. Пространственное распределение генерируемых вакансий ртути зависит от интенсивности и длины волны лазерного излучения: дефекты, порождаемые импульсами YAG/Nd $^{3+}$ -лазера, концентрируются лишь вблизи поверхности, в то время как излучение DF-лазера создает дефекты по всему объему гетероэпитаксиальной структуры. При капсулировании поверхности диэлектриками, например Al $_2$ O $_3$, формирование сильнолегированного p^+ -слоя происходит не за счет процесса испарения ртути с поверхности в течение воздействия мощного лазерного импульса, а вследствие вторичных тепловых процессов, происходящих в результате расплавления и рекристаллизации поверхности с образованием вакансий Hg.

3. Заметное изменение электрофизических свойств облученных гетероэпитаксиальных слоев КРТ наблюдается уже при плотности мощности 1,5 МВт/см ^{2} . Эту величину интенсивности лазерного ИК-излучения можно считать пороговой. Наличие варизонного слоя на поверхности ГЭС КРТ МЛЭ и ступеньки повышенного состава в рабочем слое уменьшает концентрацию дырок в облученной YAG/Nd $^{3+}$ -лазером структуре.

4. Воздействие мощного импульсного лазерного ИК-излучения на гетероэпитаксиальные слои твердых растворов Cd $_x$ Hg $_{1-x}$ Te приводит к обогащению приповерхностных слоев атомами ртути, генерации термоупругих напряжений с элементами механического повреждения целостности слоев, сублимации и деградации поверхности. В спектрах поглощения облученных гетероэпитаксиальных структур КРТ наблюдается четкий сдвиг положения края собственного поглощения в коротковолновую область, величина которого возрастает по мере роста плотности мощности падающего ИК-излучения. Этот рост связан, по-видимому, с относительным уменьшением содержания стехиометрической ртути в составе твердого раствора, что коррелирует с исследованиями методом электронной спектроскопии для химического анализа. Согласно оценкам, изменение состава Δx твердого раствора Cd $_x$ Hg $_{1-x}$ Te по смещению края собственного поглощения находится в пределах $\Delta x \approx 0,005 - 0,01$ без учета возможного влияния на это смещение эффекта Мосса-Бурштейна. С точки зрения термодинамики, процессы воздействия мощного импульсного лазерного ИК-излучения на Cd $_x$ Hg $_{1-x}$ Te относятся к необратимым и поэтому обладают свойством к накоплению. Указанные эффекты приводят к процессам долговременной деградации матричных фотоприемников на основе гетероэпитаксиальных слоев КРТ при эксплуатации их в условиях интенсивной освещенности лазерным излучением.

5. Облучение YAG/Nd $^{3+}$ -лазером имплантированных ионами бора гетероэпитаксиальных слоев p -Cd $_x$ Hg $_{1-x}$ Te приводит к отжигу радиационных донорных дефектов и электрической активации внедренных атомов бора в результате плавления и рекристаллизации облученного поверхностного слоя.

6. Формирование поверхностных периодических структур при мощном импульсном облучении YAG/Nd³⁺ - и DF-лазеров ГЭС КРТ МЛЭ вблизи границы облученной и необлученной областей происходит вследствие интерференции падающей и отраженной волн лазерного ИК-излучения от фазовой границы “расплав–кристалл” в приповерхностном расплавленном слое ГЭС КРТ МЛЭ за время импульса с формированием волнообразного температурного поля, затухающего с увеличением расстояния от границы облученной и необлученной областей за счет быстрого латерального стока тепла в необлученную область.

Глава 7. ПРИМЕНЕНИЕ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ЛИНЕЙЧАТЫХ И МАТРИЧНЫХ ФООПРИМНИКОВ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -ТИПА

Настоящая глава посвящена исследованию параметров n - p переходов на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа, сформированных ионной имплантацией бора и оптимизации технологии создания широкоформатных матричных фотоприемников (МФП) радиационно-термическими методами.

Теоретически показано, что по сравнению с резкими n^+ - p переходами n^+-n^- - p структуры обладают более низкими туннельными токами утечки, что увеличивает параметр R_0A , а значит и обнаружительную способность у фотодиодов с такими переходами [310, 311]. Одновременно приповерхностная сильнолегированная n^+ -область позволяет создавать надежный омический контакт. Поскольку в n^+-n^- - p структуре n - p переход удален от нарушенной ионной бомбардировкой n^+ -области, то значительно уменьшается влияние рекомбинации в области пространственного заряда (ОПЗ) на фотоответ и генерационно-рекомбинационных процессов в ОПЗ на темновые токи. Однако в литературе отсутствуют экспериментальные данные сравнительного анализа резких n^+ - p переход и n^+-n^- - p переходов, сформированных на ГЭС КРТ МЛЭ p -типа при различных режимах ионной имплантации B^+ без постимплантационного отжига, подтверждающих выводы модельных расчетов.

Существующая базовая технология I^2/DMD при производстве широкоформатных матриц планарных фотодиодов на основе жидкофазных эпитаксиальных слоев КРТ p -типа в фирме “LETI/LIR-Sofradir joint laboratory” (Франция) [67] требует проведения постимплантационного отжига в атмосфере азота при температуре $T = 200$ °C в течение 15–40 мин, в результате которого из резкого n^+ - p перехода, полученного имплантацией ионов B^+ , формируется n^+-n^- - p структура (см. раздел 1.1.4). Однако формирование n^+-n^- - p структуры в течение постимплантационного отжига при $T = 200$ °C является трудно контролируемым процессом, поскольку глубина конверсии может составлять десятки микрон (см. рисунок 4.16, кривую 2 и таблицу 4.6). Учитывая то, что типичная толщина ГЭС КРТ МЛЭ имеет значение ~ 10 мкм, в этом случае будет происходить сквозная $p \rightarrow n$ конверсия всей структуры и будут формироваться вертикальные n - p переходы.

В широкоформатных линейчатых и матричных фотоприемных модулях (МФПМ) фотоприемная матрица на основе гетероэпитаксиальных слоев КРТ и кремниевый мультиплексор стыкуются по гибридной технологии с помощью индиевых микростолбов, поэтому засветка n - p перехода осуществляется со стороны подложки [10, 189]. Когда n - p переход является планарным, то есть располагается внутри рабочего слоя ГЭС КРТ МЛЭ (не достигает нижней границы с буферным слоем, см. рисунок 2.2), то сбор носителей заряда идет как латерально с типичной диффузи-

онной длины $\sim 25\text{--}32$ мкм, так и фронтально, из поглощающего слоя, лежащего под n - p переходом. В случае же сквозной $p \rightarrow n$ конверсии всей гетероструктуры, n - p переход будет вертикальным и, следовательно, он будет собирать фотоносители только латерально. В работе [471] экспериментально, с помощью светового зонда, показано, что диффузионная длина (L_n) сбора неосновных носителей заряда (электронов) в n - p переходах с площадью (A) 20×20 мкм² на основе КРТ составляет величину $L_n = 35\text{--}40$ мкм. Следовательно, эффективный размер ($A_{\text{эфф.}}$) фоточувствительной площадки (пикселя) с учетом диффузионной длины имеет значение $A_{\text{эфф.}} = (\sqrt{A} + 2L_n)^2 = 100 \times 100$ мкм². В широкоформатных (320×256) МФПУ на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа, работающих в длинноволновом диапазоне ($\lambda_c = 10$ мкм) площадь $A = 10 \times 10$ мкм² и шаг матрицы фотодиодов составляет 30 мкм [12, с. 212]. При типичных значениях параметров неосновных носителей в ГЭС МЛЭ КРТ p -типа: подвижности электронов $\mu_n = (5\text{--}8) \cdot 10^4$ см²·В⁻¹·с⁻¹ [472] и их времени жизни $\tau_n = 10\text{--}20$ нс [12, с. 149] максимальная диффузионная длина $L_n = \sqrt{(kT/q)\mu_n\tau_n} = 32$ мкм (k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, τ_n – время жизни электронов) и $A_{\text{эфф.}} = 72 \times 72$ мкм², что является критичным с точки зрения влияния фотоэлектрической связи соседних элементов на качество тепловизионного изображения, поскольку величина L_n сопоставима с шагом матрицы.

Вертикальные n - p переходы неприемлемы для МФП на основе ГЭС КРТ МЛЭ, в которых, наряду с рабочим p -слоем для уменьшения поверхностного сопротивления и предотвращения эффекта “бублика” на изображении, предлагается создавать подслои n -типа с помощью легирования индием в процессе выращивания гетероэпитаксиальных структур [189].

С целью снижения взаимного влияния соседних n - p переходов и уменьшения шага фотоприемной матрицы в работе [309] предложено между элементами матрицы создавать узкую охранную n^+ -область шириной ~ 5 мкм. Оптимальное расстояние от границы n - p перехода до охранной n^+ -области составляет величину $L_n/6$, при котором отношение латерального фототока к фронтальному ($I_{\text{ф}}^{\text{лат.}} / I_{\text{ф}}^{\text{фронт.}}$) имеет значение $I_{\text{ф}}^{\text{лат.}} / I_{\text{ф}}^{\text{фронт.}} = 0,2 L_n / \sqrt{A}$. Это отношение растет с увеличением расстояния между n - p переходом и охранной областью и уменьшается с увеличением площади фотодиода. Таким образом, для того, чтобы уменьшить латеральный сбор носителей и, следовательно, взаимную фотоэлектрическую связь соседних элементов МФПУ на качество формируемого изображения, n - p переход должен быть планарным, с преимущественно фронтальным фототоком, что обеспечивается созданием охранной n^+ -области ([309]), при этом, очевидно, что размер фоточувствительного элемента $\sqrt{A}$ не должен быть меньше длины волны ИК-излучения.

Ранее в главах 3–5 были рассмотрены следующие методы формирования n^+n^-p структур в p -КРТ: (1) – имплантация больших доз $1 \cdot 10^{14}\text{--}3 \cdot 10^{15}$ см⁻² ионов В⁺ при энергии 100–150 кэВ;

(2) – имплантация ионов B^+ при низких энергиях 15–30 кэВ в интервале средних доз $1 \cdot 10^{13}$ – $1 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$; (3) – постимплантационный отжиг при $T = 150$ – 200 °С; (4) – имплантация ионов B^+ при повышенной температуре 90–130 °С; (5) – обработка в плазме водорода или аргона; (6) – ионно-лучевое травление Ag^+ . Из всех перечисленных методов, только имплантация ионов B^+ либо при комнатной температуре, либо при $T = 90$ – 100 °С контролируемо может обеспечить формирование n^+-n^- -р структуры с локализацией планарного n -р перехода в рабочей области ГЭС КРТ МЛЭ на глубине 2–5 мкм при типичной толщине структуры 10–12 мкм.

Как было показано в разделе 3.3.3, в гетероэпитаксиальных слоях КРТ без постимплантационного отжига могут формироваться как резкие n^+ -р переходы, так и n^+-n^- -р структуры в зависимости от режимов имплантации ионов и состава рабочего слоя ГЭС КРТ МЛЭ, однако в гетероэпитаксиальных структурах глубина n^- -слоя и концентрация электронов в приповерхностном n^+ -слое, в отличие от объемных кристаллов, имеют меньшие значения из-за наличия варизонного слоя. Поэтому, выбор дозы и энергии ионов бора зависит от исходной концентрации дырок в ГЭС КРТ МЛЭ, состава поверхности x_s , толщины варизонного слоя, типа и толщины диэлектрика, сквозь который проводится имплантация бора.

В работе [473] было показано, что в идеальном планарном n -р переходе, в котором отсутствуют поверхностные токи утечки, величина $1/R_0A$ не зависит от отношения периметра к площади фотодиода, то есть она должно совпадать с величиной $1/R_0A$ меза диодов такой же площади, для которых поверхностные токи утечки не существенны. Измеряя произведение R_0A планарных и меза диодов разной площади можно определить, как диффузионную длину неосновных носителей заряда, которая хорошо согласуется с прямыми методами измерения величины L_n ([473]), так и скорость поверхностной рекомбинации [474, 475]. В работах [323, 476] были выполнены измерения вклада поверхностных токов утечки в n -р переходах разной площади, изготовленных с помощью ионной имплантации бора как в планарном, так и меза вариантах на HgCdTe/CdTe/сапфир жидкофазных эпитаксиальных слоях и определена диффузионная длина электронов, которая хорошо согласуется с измерениями величины L_n на сканирующем лазерном микроскопе. Однако до настоящего времени в литературе отсутствуют эксперименты по измерению параметров n^+-n^- -р переходов разной площади, сформированных на ГЭС КРТ МЛЭ p -типа методом ионной имплантации бора, и оценки на их основе величины L_n .

Актуальным остается вопрос о возможности формирования n -р переходов в ГЭС КРТ МЛЭ с помощью низкотемпературной активации внедренных атомов бора. Очень важны исследования временной стабильности электрофизических параметров ионно-имплантированных бором слоев в ГЭС КРТ МЛЭ и фотодиодов на их основе, а также их термической стойкости.

7.1. Влияние режимов ионной имплантации бора и площади n - p перехода на параметры фотодиодов

7.1.1. Темновые ВАХ фотодиодов с n^+ - p и n^+-n^- - p переходами

Исследования n - p переходов проводились на матрицах фотодиодов (рисунок 7.1), сформированных в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа при различных режимах ионной имплантации бора.

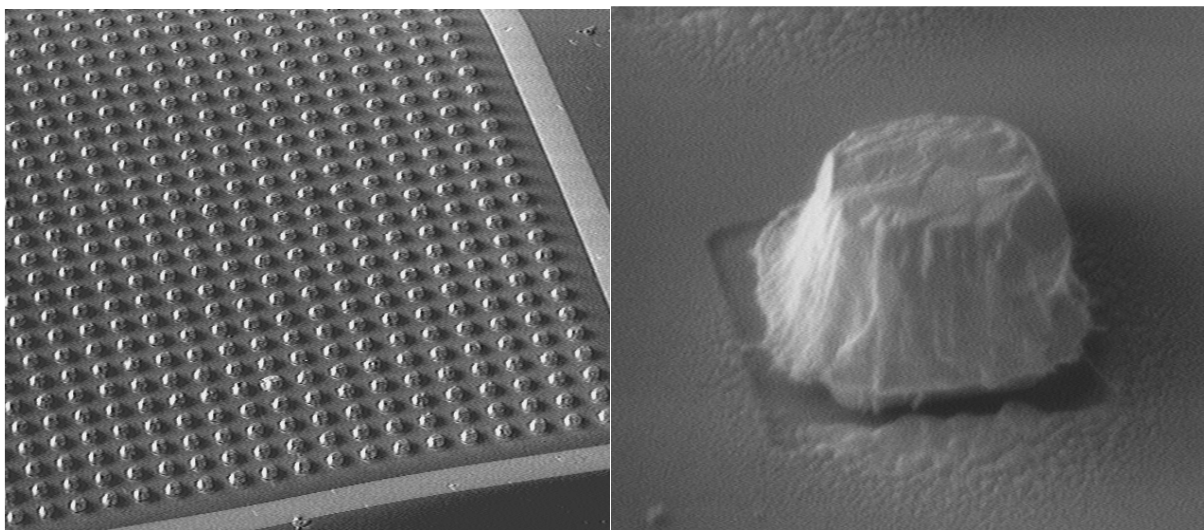


Рисунок 7.1 – Фрагмент и отдельный элемент матрицы фотодиодов размерностью 128×128 элементов с шагом 50 мкм на ГЭС КРТМЛЭ. Высота индиевых столбов 15 мкм.

Одновременно с рабочими структурами имплантировались образцы-спутники, на которых при послойном травлении определялась глубина n - p перехода по холловским измерениям. В таблице 7.1 приведены данные по электрофизическим параметрам n -слоя (слоевая концентрация N_s и эффективная подвижность электронов $\mu_{n\text{эфф.}}$, глубина n - p перехода d_n), сформированном при различных режимах имплантации ионов B^+ в контрольных образцах, вырезанных из одной исходной пластины ГЭС КРТМЛЭ p -типа с $x = 0,22$ в рабочем слое. Из представленных в таблице 7.1 данных следует, что n^+-n^- - p структура заведомо формируется при имплантации ионов B^+ с любой энергией при дозах $D \geq 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Глубина n - p перехода лежит, как правило, в пределах от 2 до 3 мкм, что является оптимальной величиной для создания фотодиодных структур. Отметим, что у образцов 2, 4, 5 концентрация электронов в n^- -слое составляют величину $(4-6) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, подвижность – $5 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Данные величины концентрации и подвижности электронов хорошо совпадают с электрофизическими параметрами исходной пластины ГЭС КРТ МЛЭ, которая сразу после роста (до отжига в p -тип) имела электронный тип проводимости с $n = 7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $\mu_n = 4 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. На наш взгляд, это является подтверждением предложенной в раз-

Таблица 7.1

Электрофизические параметры n -слоев, полученных при различных режимах имплантации ионов B^+ в ГЭС МЛЭ КРТ p -типа с $x_s/x = 0,45/0,22$

Режим имплантации					Параметры n -слоя*		
Образец	E , кэВ	D , см ⁻²	j , мкА/см ²	$t_{\text{импл.}}$, мин	N_s , см ⁻²	$\mu_{n \text{эфф.}}$, см ² ·В ⁻¹ ·с ⁻¹	d_n , мкм
1	150	$3 \cdot 10^{13}$	0,050	1,5	$5,5 \cdot 10^{13}$	$4,8 \cdot 10^3$	1
2	150	$3 \cdot 10^{14}$	0,040	21	$3,5 \cdot 10^{13}$	$1,0 \cdot 10^4$	3
3	25	$3 \cdot 10^{13}$	0,030	3	$5,5 \cdot 10^{12}$	$1,2 \cdot 10^4$	1
4	25	$1 \cdot 10^{14}$	0,054	5	$6,3 \cdot 10^{12}$	$1,3 \cdot 10^4$	2
5	25	$3 \cdot 10^{14}$	0,045	18	$6,9 \cdot 10^{12}$	$1,6 \cdot 10^4$	3

Примечание*: n^+-n^- -р структура сформировалась в образцах 2, 4, 5.

деле 3.3.5 модели *in-situ* формирования n^+-n^- -р структуры при ионной имплантации бора.

Как видно из таблицы 3.2, при имплантации ионов B^+ с энергией 150 кэВ с ростом дозы происходит снижение слоевой концентрации электронов. Это объясняется тем, что концентрация электронов в приповерхностном n^+ -слое падает за счет нейтрализации донорных дефектов накапливаемыми с ростом дозы структурными нарушениями. Увеличение эффективной подвижности у образца 2 по сравнению с образцом 1 связано с наличием у образца 2 n^- -слоя с высокой подвижностью электронов.

В целом электрофизические параметры n^+-n^- -р структуры, сформированной при низкой энергии ионов бора, более предпочтительны для формирования фотодиодных матриц. Это подтверждают измерения при температуре 77 К вольт-амперных характеристик (ВАХ) у диодов, изготовленных имплантацией бора с различными энергиями и дозами. Матрицы фотодиодов, полученные имплантацией ионов B^+ при энергии 150 кэВ, обладают меньшей однородностью темновых токов по сравнению с диодами, сформированными при энергии 20–30 кэВ. Существенным преимуществом диодов с n^+-n^- -р структурой, сформированной при низкоэнергетической имплантации бора, является то, что они имеют ВАХ с длинной “полкой” в обратной ветви, тогда как у резких n^+-p переходов, полученных при энергии 150 кэВ, наблюдается значительный рост темнового тока при гораздо меньших обратных смещениях. Данное увеличение тока, вероятно, связано с туннелированием носителей заряда через уровни в запрещенной зоне, создаваемые радиационными нарушениями и дефектами несоответствия в варизонном слое, которое в n^+-n^- -р переходах в значительной степени подавляется за счет наличия глубокой слаболегированной n^- -

области. Наиболее ярко этот эффект выражен у МФП, созданных на основе ГЭС КРТ МЛЭ с длинноволновой границей fotocувствительности $\lambda_c = 8\text{--}12$ мкм. Однако он наблюдается и в ГЭС КРТ МЛЭ с более коротковолновой границей fotocувствительности.

На рисунке 7.2 представлены темновые (с остаточным фоном) ВАХ диодов с $A = 17 \times 17$ мкм при 77 К у МФП, изготовленных на ГЭС КРТ МЛЭ с различным составом x_s/x .

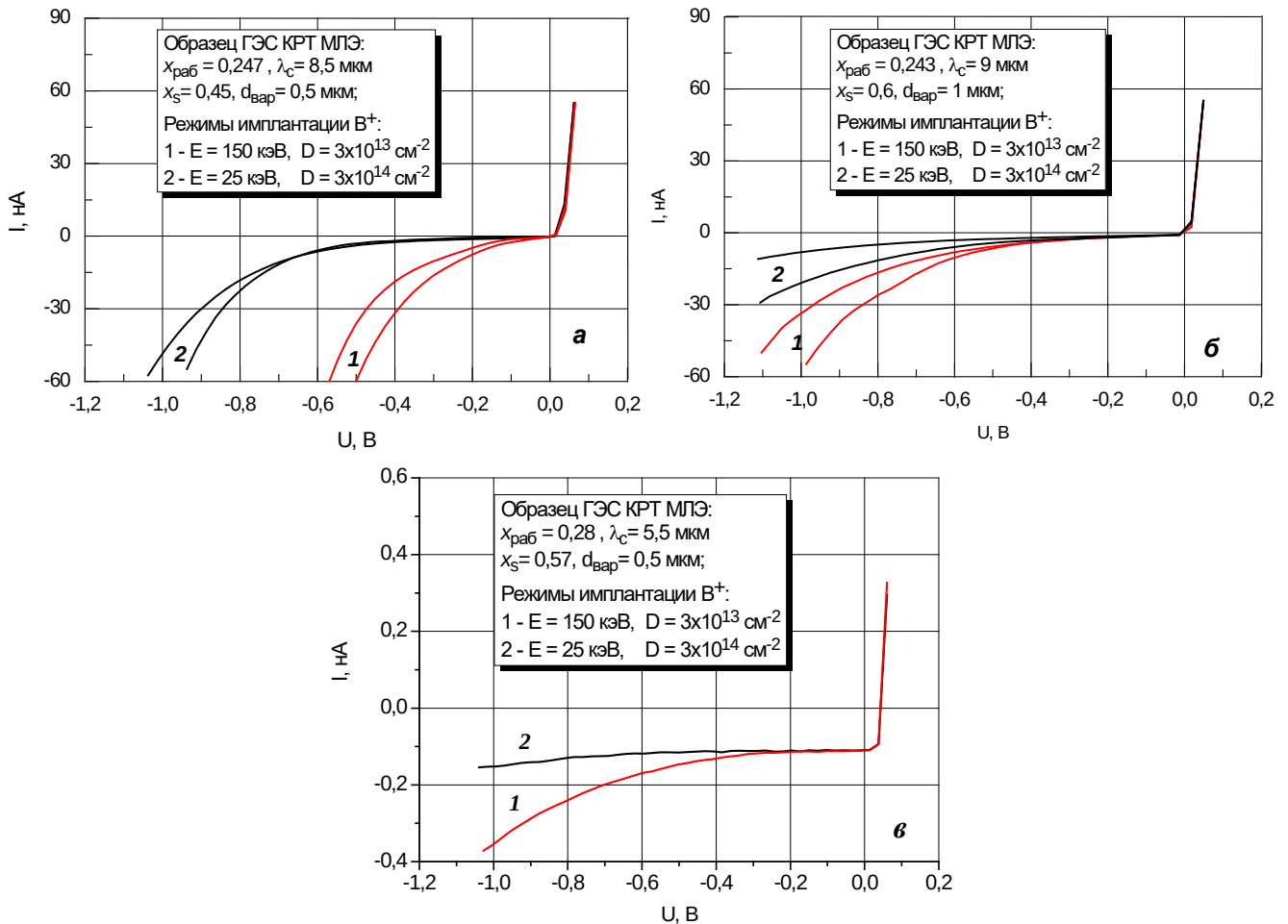


Рисунок 7.2 – Вольт-амперные характеристики диодов, сформированных на ГЭС КРТ МЛЭ с составом: *а* – $x_s/x = 0,45/0,247$ ($\lambda_c = 8,5$ мкм), $d_{\text{вар.}} = 0,5$ мкм; *б* – $x_s/x = 0,6/0,243$, ($\lambda_c = 9,0$ мкм), $d_{\text{вар.}} = 1,0$ мкм; *в* – $x_s/x = 0,57/0,28$ ($\lambda_c = 5,5$ мкм), $d_{\text{вар.}} = 0,5$ мкм при различных режимах имплантации ионов B^+ : 1 – $E = 150$ кэВ, $D = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$; 2 – $E = 25$ кэВ, $D = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Площадь n - p перехода $17 \times 17 \text{ мкм}^2$.

Одна половина пластин с матрицами фотодиодов размерностью 128×128 , имплантировалась ионами B^+ с энергией 150 кэВ, дозой $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (кривые 1 на рисунке 7.2, *а*, *б*, *в*), вторая половина – с энергией 25 кэВ, дозой $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ (кривые 2 на рисунке 7.2, *а*, *б*, *в*). Далее по технологическому маршруту пластины с обеими имплантированными в различных режимах половинами проходили целиком без разделения. Измерение контрольных образцов-спутников от пластины ГЭС КРТ МЛЭ с $x_s/x = 0,57/0,28$, имплантированных вместе с рабочими структурами, дало

следующие параметры n -слоя: 1 – для $E = 150$ кэВ – $N_s = 4,4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, $\mu_{n \text{ эфф.}} = 6,2 \cdot 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$; 2 – для $E = 25$ кэВ – $N_s = 8,1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $\mu_{n \text{ эфф.}} = 1,4 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Эти данные близки параметрам n -слоя, представленным в таблице 7.1 для этих же режимов (образцы 1 и 5). Из рисунка 7.2, *а* видно, что у диодов из группы 1 (ВАХ группы диодов заключены в пределах красных кривых 1) ток в обратной ветви начинает возрастать при напряжении смещения $U = -0,1$ В, тогда как у диодов из группы 2 (ВАХ группы диодов заключены в пределах черных кривых 2) “полка” тянется вплоть до $U = -0,5$ В. На ВАХ, представленных на рисунке 7.2, *б*, эффект влияния энергии и дозы также явно выражен, но со сдвигом в сторону более высоких обратных смещений, что, вероятнее всего, обусловлено наличием более широкого варизонного слоя у данной структуры ГЭС КРТ МЛЭ, толщина которого 1 мкм практически совпадает с глубиной n - p перехода $d_n \approx 1$ мкм, получаемой при имплантации ионов В^+ с энергией 150 кэВ, дозой $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (таблица 7.1).

Для образца с большим составом в рабочем слое (рисунок 7.2, *в*) при энергии ионов 150 кэВ, диоды также имеют существенное возрастание тока в обратной ветви начиная со смещения $U = -0,4$ В, тогда как у диодов, полученных при низкой энергии, ток практически остается неизменным вплоть до $U = -1$ В (кривые 1 и 2 на рисунке 7.2, *в* выбраны из семейства подобных ВАХ группы диодов).

В n^+-n^- - p переходах происходит не только увеличение напряжения туннельного пробоя по сравнению с резкими n^+-p переходами, которое наблюдается на рисунке 7.2, *а*, *б*, *в* (кривые 2), но также уменьшается генерационно-рекомбинационный ток, о чем свидетельствует существенное увеличение динамического сопротивления (R_d). На рисунке 7.3 показаны ВАХ и дифференциальное сопротивление R_d фотодиодов площадью 35×35 мкм, сформированных в структуре ГЭС КРТ МЛЭ № 040122 имплантированных с $E = 100$ кэВ ионов В^+ дозами, при которых, по данным холловских измерений, сформировался как резкий n^+-p переход ($D = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$) с $d_n \approx 1$ мкм, так и n^+-n^- - p переход ($D = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$) с $d_n \approx 2,5$ мкм.

Из рисунка 7.3 видно, что в случае формирования n^+-n^- - p структуры темновые токи гораздо ниже по сравнению с резким n^+-p переходом и величина R_d в максимуме составляет $\sim 10^7$ Ом (кривая 2), тогда как у n^+-p перехода она имеет значение $\sim 10^6$ Ом (кривая 1). У n^+-n^- - p перехода гораздо выше сопротивление при нулевом смещении, которое имеет значение $R_0 \approx 2 \cdot 10^5$ Ом, тогда как у резкого n^+-p перехода $R_0 \approx 6 \cdot 10^4$ Ом (проблема определения параметра $R_0 A$ будет обсуждаться далее).

7.1.2. Фотодиоды с разной площадью n^+-n^- - p переходов

В ГЭС КРТ МЛЭ p -типа диффузионная длина неосновных носителей заряда намного выше,

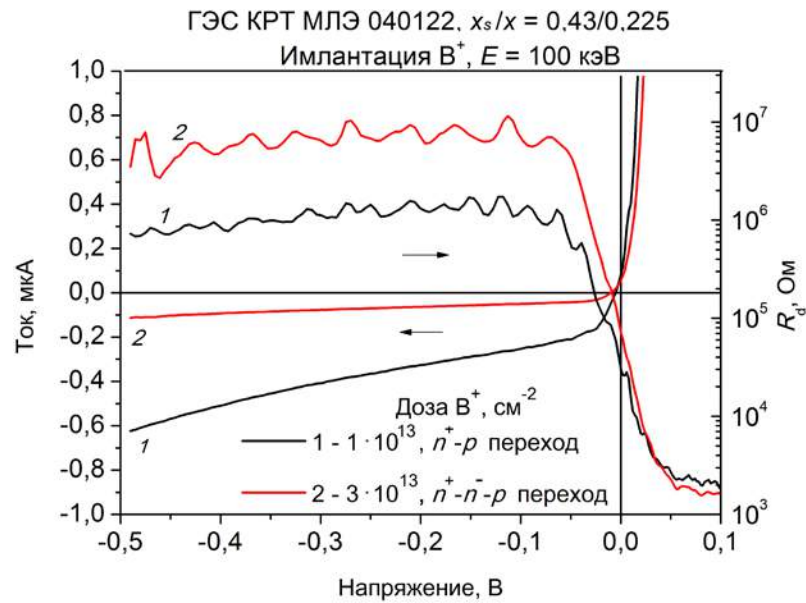


Рисунок 7.3 – Вольт-амперные характеристики диодов и дифференциальное сопротивление R_d , сформированных на ГЭС КРТ МЛЭ с составом $x_s/x = 0,43/0,225$, $d_{вар.} = 0,4$ мкм при имплантации ионов B^+ с энергией 100 кэВ дозами: 1 – $1 \cdot 10^{13}$; 2 – $3 \cdot 10^{13}$ $см^{-2}$. $A = 35 \times 35$ мкм².

чем в материале n -типа [12, 413]. Эта особенность должна учитываться при проектировании многоэлементных фотоприемников с маленькими размерами пиксела [189, 309]. В работе [414] предложена методика измерения диффузионной длины электронов в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа по величине фототока у n - p переходов разной площади и для гетероструктур с составом $x = 0,225$ на диодах Шоттки проведена оценка величины L_n , которая имела значение 20,7–23,8 мкм. Интересно эти результаты сопоставить с диффузионной длиной, оцененной из темновых токов фотодиодов разной площади, созданных на ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с помощью имплантации ионов B^+ .

На структурах ГЭС КРТ МЛЭ, представленных в таблице 7.2, были изготовлены n - p переходы по технологическому маршруту, описанному в разделе 7.3. Площадь n - p переходов (размер окна в фоторезисте) составляла 35×35 , 50×50 , 100×100 , 200×200 , 250×250 и 400×400 мкм².

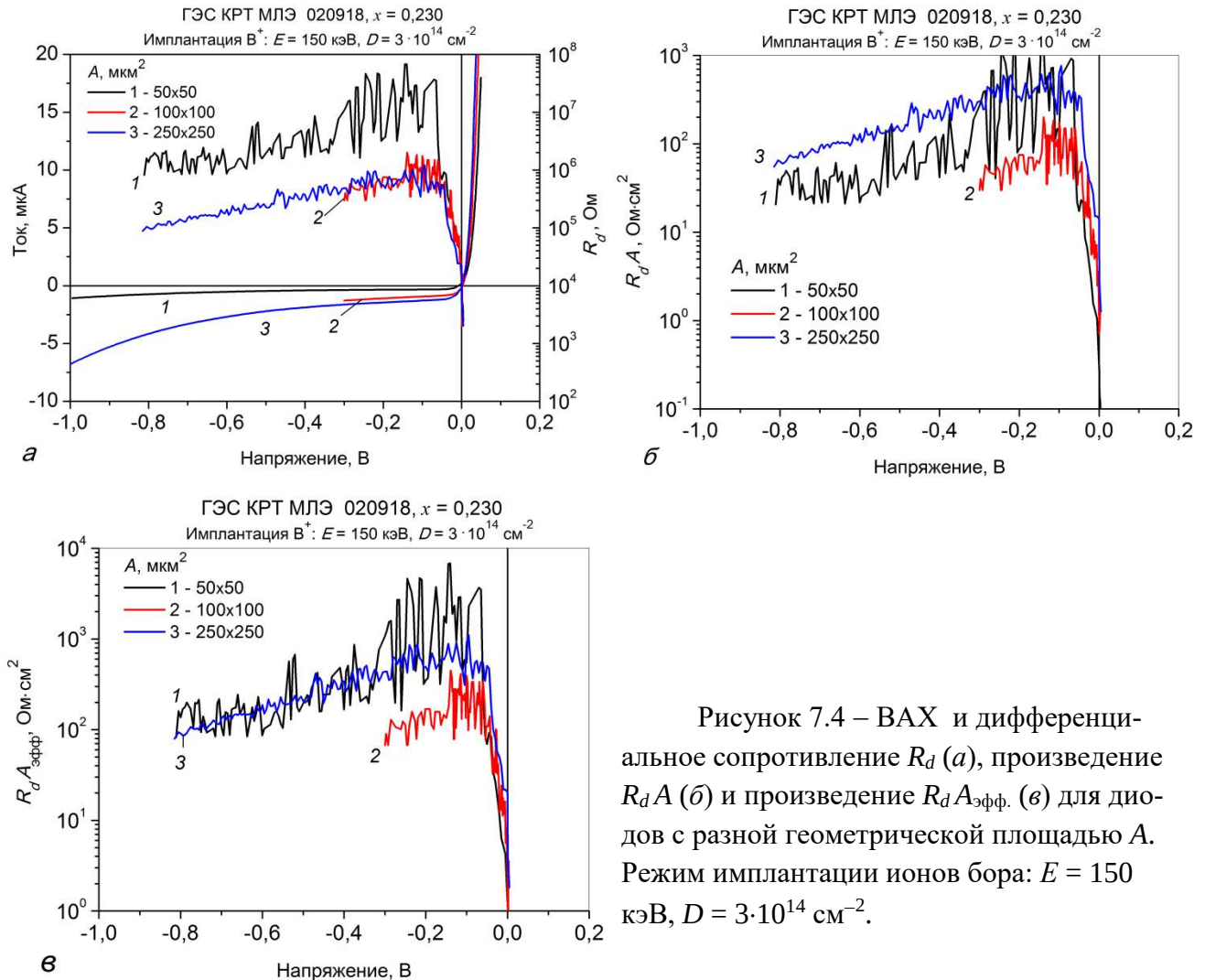
Таблица 7.2

Параметры исходных структур ГЭС КРТ МЛЭ

Номер структуры, тип проводимости	Состав поверхности и рабочего слоя, x_s/x	Толщина варизонного слоя, мкм	Толщина общая d , мкм	Концентрация p , $см^{-3}$	Подвижность μ_p , $см^2 \cdot В^{-1} \cdot с^{-1}$
020916 p -тип	0,48/0,230	0,4	10,9	$1,2 \cdot 10^{16}$	460
020918 p -тип	0,46/0,230	0,4	10,8	$1,1 \cdot 10^{16}$	470

Имплантация ионов бора проводилась сквозь защитный диэлектрик Al_2O_3 толщиной 100

нм (операция 4 на рис. 1) с энергией 150 кэВ, дозами $3 \cdot 10^{13}$ и $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. В нашем эксперименте эти дозы ионов бора выбирались с целью заведомого формирования n^+-n^-p перехода с разной глубиной. На рисунке 7.4 представлены ВАХ, дифференциальное сопротивление R_d , произведение $R_d A$ и $R_d A_{\text{эфф.}}$ для диодов, с разной площадью, изготовленных на ГЭС КРТ МЛЭ № 020918.



Эффективная площадь сбора носителей $A_{\text{эфф.}}$ определяется через геометрическую площадь n - p перехода A и диффузионную длину электронов L_n соотношением $A_{\text{эфф.}} = (\sqrt{A} + 2L_n)^2$. Диффузионная длина, рассчитываемая из выражения $L_n = \sqrt{(kT/q)\mu_n\tau_n}$, имеет значение $L_n = 25 \text{ мкм}$. Приняты типичные значения параметров неосновных носителей в ГЭС МЛЭ КРТ p -типа: $\mu_n = 5 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $\tau_n = 20 \text{ нс}$ [12, 413, 472]. Как видно из рисунка 7.4, а, диод 1 площадью $50 \times 50 \text{ мкм}^2$ имеет очень высокое дифференциальное сопротивление $R_d \sim 10^7 \text{ Ом}$. С ростом площади диода величина R_d уменьшается. Из сравнения рисунков 7.4, б и в следует, что параметр $R_d A_{\text{эфф.}}$ хорошо совпадает для диодов 1 ($A = 50 \times 50 \text{ мкм}^2$) и 3 ($A = 250 \times 250 \text{ мкм}^2$), тогда как параметр $R_d A$ у диода 3 выше, чем у диода 1. У диода 2 ($A = 100 \times 100 \text{ мкм}^2$) величина $R_d A_{\text{эфф.}}$ приблизилась к

значению данного параметра у диодов 1 и 3. Близкие значения $R_d A_{\text{эфф}}$ для диодов с разной площадью свидетельствуют о хорошей границе раздела КРТ – Al_2O_3 и отсутствию поверхностных токов утечки.

Более подробно зависимость параметров $R_d A$ и $R_d A_{\text{эфф}}$ от площади $n^+ - n^- - p$ перехода исследовалась на ГЭС КРТ МЛЭ № 020916, который имплантировался ионами бора с энергией 150 кэВ и дозами $3 \cdot 10^{13}$ и $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ (рисунок 7.5). Для обеих доз темновые токи и дифференциальное сопротивление (рисунок 7.5, а, б) у диодов с одинаковой площадью практически совпадают и для $A = 50 \times 50 \text{ мкм}^2$ величина $R_d \sim 10^6 \text{ Ом}$. Так же, как и для ГЭС КРТ МЛЭ № 020918 (рисунок 7.4, в), наблюдается сближение параметров $R_d A_{\text{эфф}}$ (рисунок 7.5, д, е) у всех диодов на уровне $R_d A_{\text{эфф}} \sim 10^2 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$. Очевидно, что для каждой конкретной структуры ГЭС КРТ МЛЭ p -типа необходимо знать точную величину диффузионной длины из измерений подвижности и времени жизни неосновных носителей заряда [413], методики которых описаны в монографии [12]. Тем не менее принятая нами величина диффузионной длины электронов 25 мкм, которая близка к величине $L_n = 15\text{--}24 \text{ мкм}$, полученной в работах [413–415], вполне корректно оценивает параметр $R_d A_{\text{эфф}}$. Актуальным данный параметр является для изготовления широкоформатных матриц фотодиодов с маленькими геометрическими размерами $n - p$ перехода ($17 \times 17 \text{ мкм}^2$ [12]), когда площадь перехода (с учетом боковой поверхности) и эффективная площадь сбора носителей отличаются в несколько раз и параметр $R_d A_{\text{эфф}}$ является более корректным по сравнению с параметром $R_d A$. Следовательно, и параметр $R_0 A$ надо вычислять с учетом эффективной площади сбора $A_{\text{эфф}}$.

С учетом вышеизложенного, для фотодиодов с площадью $A = 35 \times 35 \text{ мкм}^2$, ВАХ которых приведены на рисунке 7.3, получаем: 1 – $R_0 A = 0,73 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ и $R_0 A_{\text{эфф}} = 4,3 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$; 2 – $R_0 A = 2,5 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ и $R_0 A_{\text{эфф}} = 14,5 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$. Из данного анализа видно, как сильно различаются параметры $R_0 A$ и $R_0 A_{\text{эфф}}$. Величина $R_0 A_{\text{эфф}} = 14,5 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ для фотодиода с $n^+ - n^- - p$ структурой и $\lambda_c = 10,2 \text{ мкм}$ соответствует лучшим достижениям для фотодиодов на основе гетероэпитаксиальных слоев КРТ p -типа, приведенных в литературе для данного диапазона граничных длин волн [2, 12].

Из сравнения рисунков 7.5, д и е видно, что диоды, сформированные при имплантации ионов B^+ дозой $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, имеют величину $R_d A_{\text{эфф}}$ ниже, чем при дозе $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, (диоды изготавливались на одной пластине в одном технологическом цикле) несмотря на то, что глубина $n - p$ переходов по данным дифференциальных холловских измерений у первых больше на 1,5 мкм ($d_n \approx 4 \text{ мкм}$, $D = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$), чем у последних ($d_n \approx 2,5 \text{ мкм}$, $D = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$). Доза ионов B^+ $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ при энергии 100 кэВ (по данным SRIM-2013 потери в диэлектрике Al_2O_3 составляют 50 кэВ) является достаточно большой, превышающей величину дозы насыщения слоевой концентрации электронов (глава 3) в КРТ с $x \sim 0,2$, когда уже начинают формироваться крупные структурные нарушения вблизи поверхности, которые могут служить источником утечек по периметру сильно

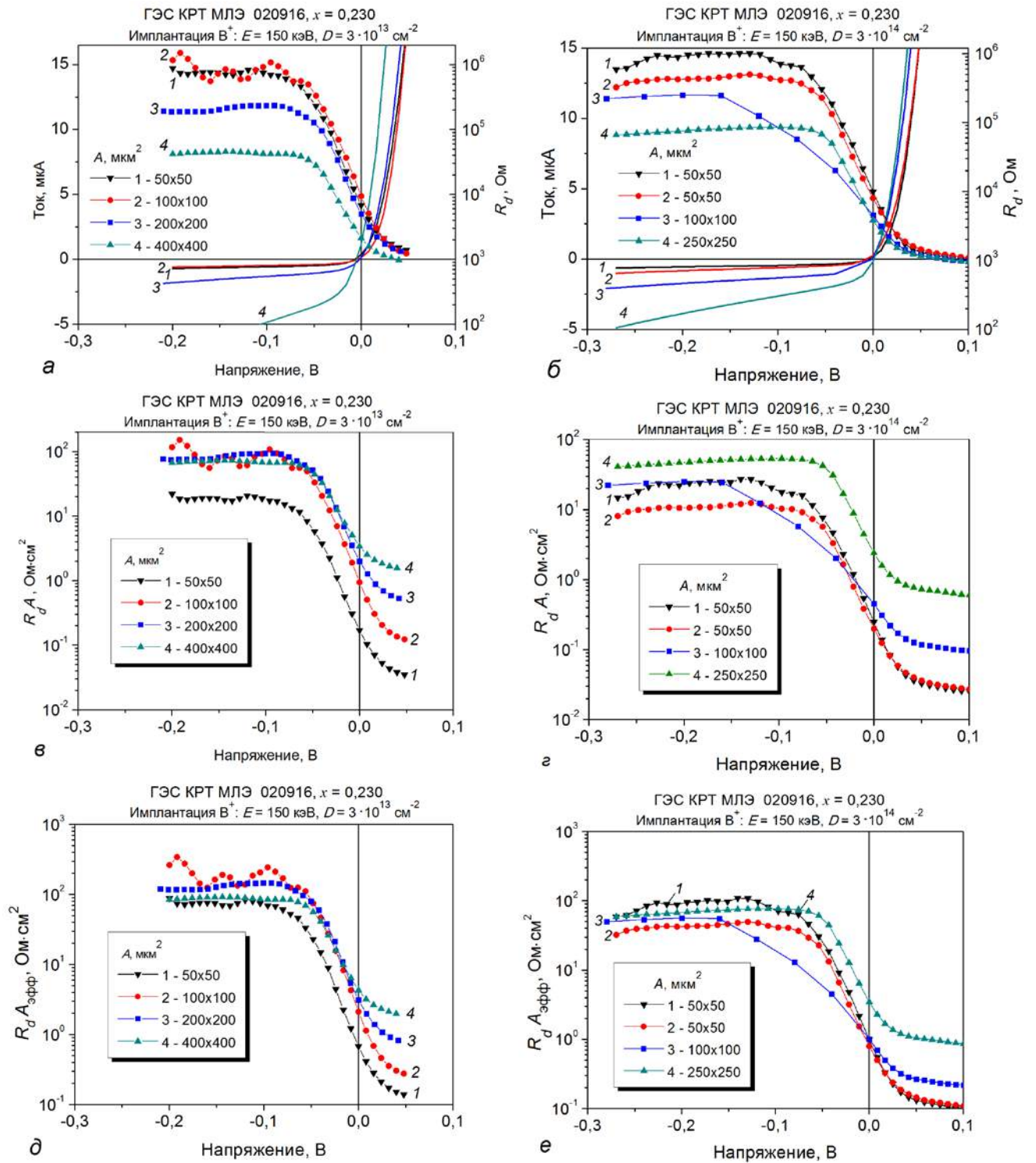


Рисунок 7.5 – ВАХ и дифференциальное сопротивление R_d (а, б) произведение $R_d A$ (в, г) и произведение $R_d A_{\text{эфф}}$ (д, е) для диодов с разной геометрической площадью A . Режим имплантации ионов бора: а, в, д – $E = 150$ кэВ, $D = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$; б, г, е – $E = 150$ кэВ, $D = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$.

нарушенного поверхностного n^+ -слоя и p -поверхности, лежащей под диэлектриком. Поэтому, во избежание данных утечек, при изготовлении МФП на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа, дозу ионов B^+ нужно выбирать в интервале $D = 3 \cdot 10^{13} - 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и энергию (с учетом потерь в диэлектрике)

– в интервале $E = 20\text{--}50\text{--}100$ кэВ. В этом случае будет формироваться n^+-n^-p структура на глубине 2–3 мкм, что приемлемо для фронтального сбора фотоносителей при толщине гетероструктуры МЛЭ КРТ 10–12 мкм.

7.1.3. Фотодиоды на МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с разным составом поверхности

В разделе 7.1.1 было показано, что фотодиоды на основе имплантированного бором ГЭС КРТ МЛЭ с n^+-n^-p переходами обладают более высоким динамическим сопротивлением и более длинной диффузионной полкой в обратной ветви ВАХ по сравнению с резкими n^+-p переходами.

Рассмотрим, как влияет состав верхнего варизонного слоя ГЭС КРТ МЛЭ на параметры фотодиодов.

Для изготовления фотодиодов использовались гетероэпитаксиальные слои КРТ, параметры и профиль состава которых приведены в таблице 3.5 и рисунке 3.10. По технологическому маршруту, описанному в разделе 7.2 были изготовлены планарные фотодиоды с площадью $n-p$ перехода 35×35 мкм². Учитывая, то, что структуры ГЭС КРТ МЛЭ имели достаточно толстый варизонный слой, энергия ионов бора 100 кэВ (имплантация проводилась сквозь диэлектрик Al_2O_3 толщиной 100 нм, поэтому энергия ионов бора, внедряемых непосредственно в ГЭС КРТ МЛЭ была ниже на величину энергетических потерь в диэлектрике, составляющих 50 кэВ) и доза $3 \cdot 10^{14}$ см⁻² выбирались таким образом, чтобы сформировался n^+-n^-p переход с глубиной $d_n \approx 3$ мкм в рабочем слое (см. профиль распределения $n(z)$ на рисунке 3.46, б для $D = 1 \cdot 10^{14}$ см⁻²).

На рисунке 7.6 приведены зависимости тока и дифференциального сопротивления R_d от приложенного напряжения для фотодиодов, сформированных имплантацией ионов B^+ на ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с различным составом поверхности $x_s = 0,33\text{--}0,56$. Здесь же указан параметр $R_0 A_{\text{эфф}}$. Подвижность электронов μ_n бралась из таблицы 3.5 для ГЭС КРТ МЛЭ с соответствующим составом поверхности. Время жизни электронов принималось равным 20 нс. Рассчитанная диффузионная длина имела значение $L_n = 27\text{--}28$ мкм. В разделе 7.1.2 с помощью фотодиодов разной площади, изготовленных на основе имплантированного бором ГЭС КРТ МЛЭ p -типа, было показано, что для $n-p$ переходов с маленькой геометрической площадью A параметр $R_d A_{\text{эфф}}$ и, следовательно, параметр $R_0 A_{\text{эфф}}$ является более корректным для определения качества фотодиода, по сравнению с параметром $R_0 A$. Из рисунка 7.6 видно, что $n-p$ переходы имеют увеличивающиеся с ростом x_s высокие дифференциальное сопротивление $R_d = 3 \cdot 10^6\text{--}1 \cdot 10^7$ Ом·см² в максимуме и произведение $R_0 A_{\text{эфф}} = 9,0\text{--}20,7$ Ом·см². Граничная длина волны для состава рабочего слоя ГЭС КРТ МЛЭ (см. таблицу 3.5) $x = 0,221$ имеет значение $\lambda_c = 10,8$ мкм (образец с $x_s = 0,49$)

и для $x = 0,225$ (образцы с $x_s = 0,33$ и $0,56$) – $\lambda_c = 10,2$ мкм. Полученные произведения $R_0 A_{\text{эфф}}$.

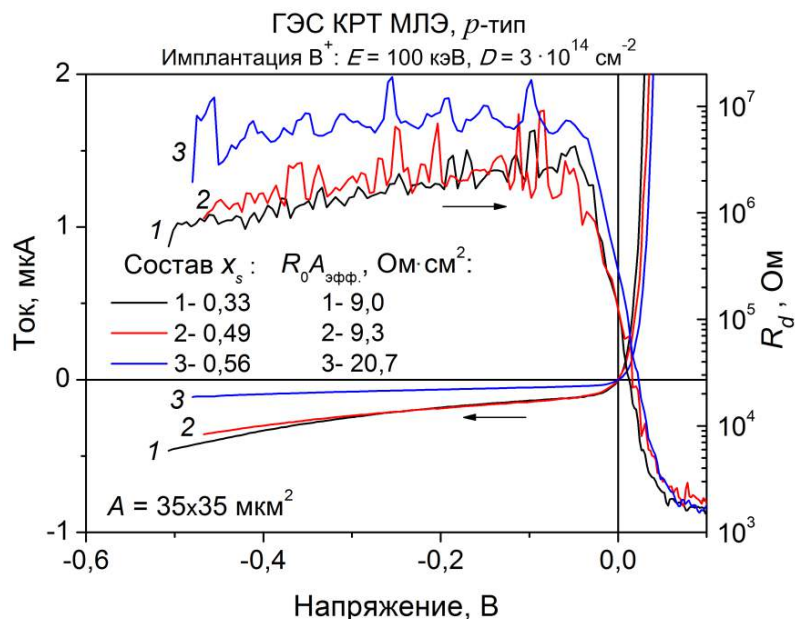


Рисунок 7.6 – Зависимость тока и дифференциального сопротивления R_d от приложенного напряжения для фотодиодов, сформированных имплантацией ионов B^+ с энергией 100 кэВ и дозой $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ на ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с различным составом поверхности x_s : 1 – 0,33; 2 – 0,49; 3 – 0,56. Площадь n - p перехода $35 \times 35 \text{ мкм}^2$.

соответствуют лучшим достижениям для фотодиодов на основе КРТ p -типа, приведенным в литературе для данного диапазона граничных длин волн [2, 12].

7.1.4. Мезафотодиоды на активированных в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $Cd_xHg_{1-x}Te$ имплантированных атомов бора

В разделе 4.5.2. показана возможность низкотемпературной электрической активации имплантированных атомов бора в ГЭС КРТ МЛЭ при отжиге под анодным окислом. Электрофизические свойства полученных n -слоев пригодны для формирования n - p переходов. Для изготовления мезафотодиодов использовались структуры ГЭС КРТ МЛЭ, параметры которых приведены в таблице 4.9. На рисунке 7.7 приведены вольт-амперные характеристики, дифференциальное сопротивление и относительная спектральная чувствительность фотодиодов, сформированных имплантацией ионов B^+ при различной энергии на ГЭС КРТ МЛЭ–2с отжигом под АО (кривые 1, 1а, 2) и ГЭС КРТ МЛЭ–4 (кривые 3, 3а) без постимплантационного отжига. Площадь n - p переходов составляла $50 \times 50 \text{ мкм}$. Имплантация ионов бора с энергией 300 кэВ и дозой $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ в ГЭС КРТ МЛЭ–2 проводилась через АО толщиной 100 нм. После отжига под АО ($250^\circ\text{C}/2 \text{ ч} + 200^\circ\text{C}/22 \text{ ч}$) фотодиоды изготавливались по мезатехнологии. В ГЭС КРТ МЛЭ–4 ионы B^+

имплантировались с $E = 150$ кэВ и $D = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ через окна в фоторезисте сквозь пассивирую-

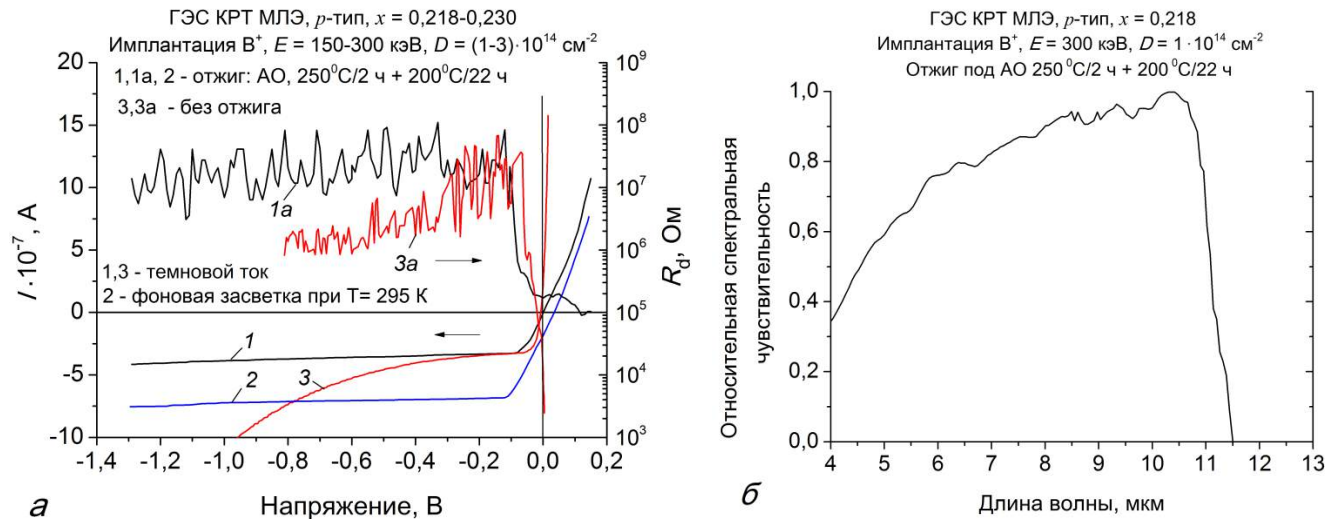


Рисунок 7.7 – (а) зависимость тока I и дифференциального сопротивления R_d от приложенного напряжения для фотодиодов, сформированных имплантацией ионов B^+ : 1, 1а, 2 – ГЭС КРТ МЛЭ-2 p -типа, $E = 300$ кэВ, $D = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, отжиг под АО 250 °C/2 ч + 200 °C/22 ч, мезадиоды; 3, 3а – ГЭС КРТ МЛЭ-4 p -типа, $E = 150$ кэВ, $D = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ без постимплантационного отжига, планарные диоды. (б) – относительная спектральная чувствительность фотодиодов на ГЭС КРТ МЛЭ-2. $A = 50 \times 50 \text{ мкм}^2$. Параметры ГЭС КР МЛЭ приведены в таблице 4.9.

щий диэлектрик Al_2O_3 толщиной 100 нм. Постимплантационный отжиг не проводился. Фотодиоды изготавливались по планарной технологии. Как видно из рисунка 7.7, планарные фотодиоды, изготовленные без постимплантационного отжига (кривые 3, 3а) имеют типичную ВАХ с небольшой диффузионной полкой в обратной ветви и возрастающей компонентой туннельного тока при увеличении смещения (см. рисунок 7.1). Мезафотодиоды, изготовленные с помощью активационного отжига под АО (кривые 1, 1а, 2), имеют длинную диффузионную “полку” вплоть до обратных смещений “–”1,3 В. Это на 0,3 В больше, чем получено в работе [303] для p - n переходов, сформированных на основе ЖФЭ КРТ n -типа с длинноволновой границей фоточувствительности 9,3 мкм с помощью ионной имплантации мышьяка и активационного отжига в парах Hg при температуре 420 °C.

Отсутствие туннельных и генерационно-рекомбинационных токов в мезафотодиодах свидетельствует о высоком совершенстве кристаллической структуры в ионно-имплантированном слое после активационного отжига под анодным окислом. В работе [477] методом рамановской спектроскопии было установлено, что имплантированные ионами B^+ структуры ЖФЭ КРТ ($E = 200$ кэВ, $D = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$) полностью восстанавливают исходную кристаллическую структуру после отжига в ванне со ртутью при $T = 325$ °C в течение 10 минут, и при этом происходит электри-

ческая активация внедренных атомов бора. Мы использовали более длительный двухступенчатый отжиг под анодным окислом, который, на наш взгляд, также привел к полному отжигу дефектов структуры.

Изготовленные мезафотодиоды на основе активированного бора в ГЭС КРТ МЛЭ–2 *p*-типа с рабочим составом $x = 0,218$ и $\lambda_c = 11$ мкм (рисунок 7.7, б) имели высокое произведение R_dA в максимуме, равное $(6-8) \cdot 10^2$ Ом·см², произведение $R_0A = 5-6$ Ом·см² и длинную диффузионную “полку” вплоть до обратных смещений “–” 1,3 В.

Таким образом, впервые показана возможность создания фотодиодов на ГЭС КРТ МЛЭ *p*-типа за счет низкотемпературной электрической активации внедренных атомов бора, которые обладают высокими параметрами.

7.2. Термическая и временная стабильность *n*-слоев и *n-p* переходов, сформированных ионной имплантацией бора

Вопросы временной и термической стабильности фотодиодов на основе *p*-КРТ имеют большое практическое значение. Установлено [10, 180], что длительное (до 10 лет) хранение при комнатной температуре и термоциклирование вплоть до температуры 80 °С не приводило к ухудшению параметров фотодиодов, созданных ионной имплантацией бора. Однако в литературе до настоящего времени нет данных о стабильности электрофизических характеристик ионно-имплантированных бором слоев на ГЭС КРТ МЛЭ *p*-типа с различным составом поверхности, от которых также зависит стабильность параметров фотоприемников.

В работах [478, 479] было показано, что у планарных фотодиодов, изготовленных на основе ЖФЭ КРТ *p*-типа с составом $x \sim 0,22$ методом ионной имплантации бора, увеличивается параметр R_0A (с 1,6 до 8,8 Ом·см² [479]) после кратковременного (1–1,5 ч) отжига при температуре 120 и 150 °С, однако исходные диоды в данных работах имеют низкое напряжение туннельного пробоя ~ 50 мВ, и после отжига оно увеличивается до ~ 100 мВ, что свидетельствует о плохом качестве исходных структур ЖФЭ КРТ. Увеличение динамического сопротивления и снижение темнового тока авторы [478] объясняют ростом глубины *n-p* перехода за счет формирования *n*[–]-слоя в результате диффузии ртути из сильнолегированной *n*⁺-области, что приводит к снижению генерационно-рекомбинационных и туннельных токов. Модельные расчеты [479] показали, что в результате отжига снижаются как концентрация доноров в *n-p* переходе, так и плотность ловушек, ответственных за туннелирование (эффект Пула–Френкеля).

Увеличение параметра R_0A с 0,39–1,11 до 2,0–3,34 Ом·см² фотодиодов на основе ГЭС КРТ МЛЭ *p*-типа с составом $x = 0,222-0,223$, созданных ионной имплантацией бора с энергией 150

кэВ дозой $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, наблюдалось после отжига при $T = 120$ и 150°C в течение 1,5 часов в [480]. Однако, в литературе отсутствуют работы в, которых подробно исследовалась кинетика изменения темнового тока и фототока, а также динамического сопротивления и величины R_0A диодов на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа при постимплантационном отжиге.

В настоящем разделе рассматривается влияние термообработок на фотоэлектрические параметры диодов на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа и временная стабильность их вольт-амперных характеристик, а также электрофизических параметров ионно-имплантированных бором n -слоев.

7.2.1. Временная стабильность n -слоев

В таблице 7.3 приведены слоевая концентрация и эффективная подвижность электронов в зависимости от дозы ионов B^+ , имплантированных с энергией 100 кэВ в объемном КРТ и ГЭС КРТ МЛЭ p -типа для различных времен измерения: (1) – сразу после имплантации; (2) – после выдержки при комнатной температуре в течение 12 месяцев.

Таблица 7.3

Зависимость слоевой концентрации N_s и эффективной подвижности электронов $\mu_{n \text{ эфф.}}$ от дозы ионов B^+ , имплантированных в ГЭС КРТ МЛЭ и объемный КРТ p -типа с энергией 100 кэВ. Измерения проводились сразу после имплантации и после выдержки при комнатной температуре в течение 1 года. Параметры ГЭС КРТ МЛЭ: $x_s / x = 0,45/0,225$; $d_{\text{вар}} = 0,4 \text{ мкм}$; $p = 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $\mu_p = 500 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Параметры объемного КРТ: $x = 0,223$; $p = 6,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $\mu_p = 560 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$

Образец	Параметр	Дата измерения	Доза, см^{-2}							
			$3 \cdot 10^{11}$	$1 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{12}$	$1 \cdot 10^{13}$	$3 \cdot 10^{13}$	$1 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^{14}$	$1 \cdot 10^{15}$
ГЭС КРТ МЛЭ	$N_s, \text{см}^{-2}$	Исходный	$2,1 \cdot 10^{12}$	$9,5 \cdot 10^{12}$	$2,0 \cdot 10^{13}$	$4,6 \cdot 10^{13}$	$6,4 \cdot 10^{13}$	$6,5 \cdot 10^{13}$	$6,8 \cdot 10^{13}$	$6,0 \cdot 10^{13}$
		Через 1 год	$1,3 \cdot 10^{12}$	$6,9 \cdot 10^{12}$	$1,5 \cdot 10^{13}$	$4,1 \cdot 10^{13}$	$6,1 \cdot 10^{13}$	$7,7 \cdot 10^{13}$	$7,4 \cdot 10^{13}$	$7,9 \cdot 10^{13}$
	$\mu_{n \text{ эфф.}}, \text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	Исходный	$1,0 \cdot 10^4$	$8,6 \cdot 10^3$	$7,0 \cdot 10^3$	$5,3 \cdot 10^3$	$5,7 \cdot 10^3$	$6,1 \cdot 10^3$	$6,0 \cdot 10^3$	$6,6 \cdot 10^3$
		Через 1 год	$1,3 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^4$	$9,0 \cdot 10^3$	$5,4 \cdot 10^3$	$6,2 \cdot 10^3$	$6,0 \cdot 10^3$	$6,0 \cdot 10^3$	$5,5 \cdot 10^3$
Объемный КРТ	$N_s, \text{см}^{-2}$	Исходный		$1,7 \cdot 10^{13}$		$7,4 \cdot 10^{13}$		$6,0 \cdot 10^{13}$		$5,2 \cdot 10^{13}$
		Через 1 год		$1,1 \cdot 10^{13}$		$4,8 \cdot 10^{13}$		$6,8 \cdot 10^{13}$		$6,7 \cdot 10^{13}$
	$\mu_{n \text{ эфф.}}, \text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	Исходный		$1,1 \cdot 10^4$		$7,5 \cdot 10^3$		$9,7 \cdot 10^3$		$1,1 \cdot 10^4$
		Через 1 год		$1,6 \cdot 10^4$		$9,6 \cdot 10^3$		$1,1 \cdot 10^4$		$1,0 \cdot 10^4$

Как видно из таблицы 7.3 измерения сразу после имплантации как у ГЭС КРТ МЛЭ, так и объемных кристаллов показывает насыщение слоевой концентрации электронов при дозе порядка 10^{14} см^{-2} . С дальнейшим увеличением дозы происходит снижение N_s вследствие накопления структурных дефектов, которые нейтрализуют донорные центры. Во время хранения при комнатной температуре как у ГЭС КРТ МЛЭ, так и у объемных образцов, имплантированных при не больших дозах ионов бора $3 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, наблюдается снижение слоевой концентрации электронов. При больших дозах $1 \cdot 10^{14} - 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, наоборот, величина N_s у обоих типов образцов возрастает.

Возможное объяснение данного эффекта заключается в том, что сразу после имплантации ионов B^+ сильнолегированный приповерхностный n^+ -слой находится в неравновесном состоянии и со временем происходит частичная нейтрализация донорных дефектов (это можно назвать самоотжигом, но только процесс происходит при комнатной температуре). Эффект снижения концентрации донорных центров в процессе выдержки при комнатной температуре более ярко наблюдается в ГЭС КРТ МЛЭ после ионно-лучевого травления Ag^+ (см. раздел 1.2).

При малых дозах ионов B^+ роль бора, как донорной примеси, на фоне радиационных донорных дефектов проявляется незначительно. С увеличением дозы, в процессе вылеживания образцов, происходит медленный распад нейтральных примесно-дефектных комплексов, и атомы бора частично активируются, что не позволяет на фоне нейтрализации донорных дефектов снизиться слоевой концентрации электронов. По-видимому, этот эффект аналогичен тому, что наблюдается при низкотемпературной имплантации бора (см. раздел 4.4.2), когда при нагреве от $T = 77 \text{ К}$ до комнатной температуры донорные дефекты отжигаются, а бор частично активируется.

На рисунке 7.8 представлены зависимости слоевой концентрации и эффективной подвижности электронов от состава поверхности x_s в имплантированном ионами B^+ ГЭС КРТ МЛЭ p -типа для различных времен измерения: (1) – сразу после имплантации при $E = 100 \text{ кэВ}$ и $D = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$; (2) – после выдержки в течение 5 лет при комнатной температуре.

Из рисунка 7.8 видно, что слоевая концентрация электронов заметно увеличилась для всех составов поверхности x_s ГЭС КРТ МЛЭ, причем, чем больше величина x_s , тем относительный рост выше. Соответственно, с ростом концентрации уменьшается эффективная подвижность электронов. Данный результат подтверждает результаты, приведенные в таблице 7.8, что свидетельствует, на наш взгляд, о сложных перестройках дефектно-примесных комплексов в n^+ -слое, когда нейтральные центры становятся донорами, либо акцепторные центры становятся нейтральными и тем самым уменьшается степень компенсации донорных центров. Поскольку никаких постимплантационных отжигов не проводилось и ионы бора имплантировались при комнатной температуре, то основными радиационными донорными центрами остаются комплексы на ос

нове междоузельной ртути, генерированной в процессе ионной имплантации бора. Так как кон-

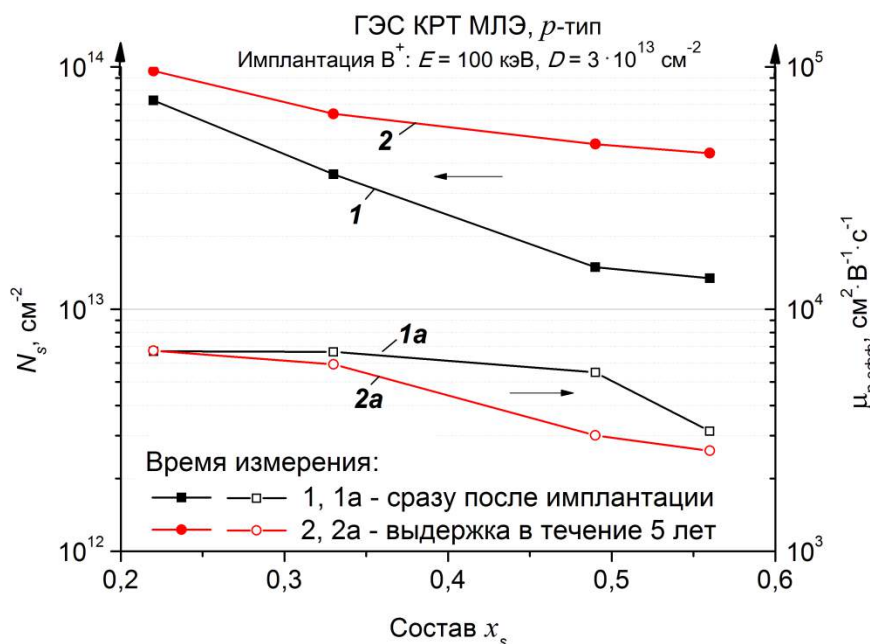


Рисунок 7.8 – Зависимость слоевой концентрации N_s и эффективной подвижности $\mu_{n\text{эфф}}$ электронов от состава поверхности x_s в имплантированном ионами В⁺ ГЭС КРТ МЛЭ *p*-типа с энергией 100 кэВ и дозой $3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-2}$ для различных времен измерения: 1, 1a – сразу после имплантации; 2, 2a – после выдержки в течение 5 лет при комнатной температуре.

центрация атомов ртути в ГЭС КРТ МЛЭ зависит от состава, то с повышением величины x_s концентрация электронов в ионно-имплантированном n^+ -слое уменьшается. Сразу после имплантации во всех образцах устанавливается равновесная концентрация донорных центров на основе как In_g , так и электрически активных атомов бора. Процесс электрической активации имплантированных атомов бора в ГЭС КРТ МЛЭ *p*-типа при низкотемпературных отжигах под анодным окислом рассматривался в разделе 4.5.2. Для полного отжига радиационных донорных центров на основе междоузельной ртути необходимы температуры $T \geq 250$ °С. Только после отжига радиационных донорных дефектов полностью начинают проявляться донорные свойства бора, эффективность электрической активации которого сильно зависит от дозы. Нами было установлено, что эффективность активации бора повышается в процессе термоциклирования от температуры жидкого азота до комнатной, то есть происходит активация тех атомов бора, которые не стали активными сразу после отжига. Очевидно, что и при длительной выдержке при комнатной температуре должны происходить медленные активационные процессы, энергия активации которых порядка $kT \approx 0,026$ эВ. Вероятнее всего, эти процессы обусловлены постепенным высвобождением связанных в нейтральные примесно-дефектные комплексы атомов бора, который становится электрически активным и в целом растет концентрация электронов.

Таким образом, ионно-имплантированные бором гетероэпитаксиальные слои КРТ остаются стабильными долгие годы за счет медленной активации атомов бора, происходящей при комнатной температуре.

7.2.2. Термическая и временная стабильность планарных фотодиодов

Исследования термической стабильности фотодиодов проводились на структурах ГЭС КРТ МЛЭ, у которых длинноволновая граница fotocувствительности (по уровню 0,5), имела значение 10,0–12,6 мкм (рисунок 7.9).

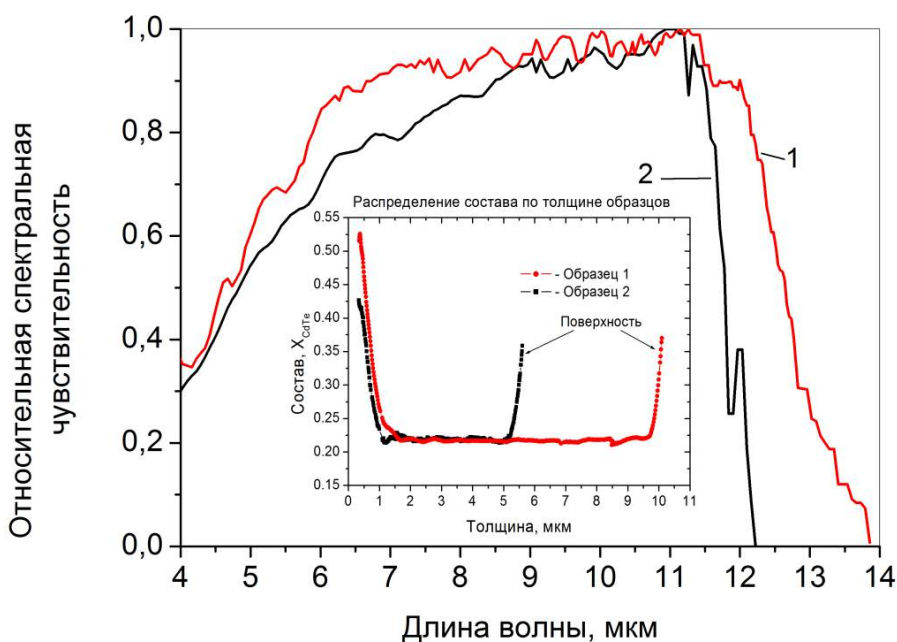


Рисунок 7.9 – Относительная спектральная чувствительность образцов ГЭС МЛЭ КРТ № 1 и № 2. Вставка – распределение состава X_{CdTe} по толщине образцов.

В образцы ГЭС МЛЭ КРТ при комнатной температуре в окна в фоторезисте проводилась ионная имплантация бора для формирования матричных (128×128) и линейчатых (2×64) n - p переходов с геометрической площадью 10×10 и 50×50 мкм² соответственно. Энергия и доза ионов бора составляли: 20 кэВ и $3 \cdot 10^{14}$ см⁻²; 50 кэВ и $3 \cdot 10^{13}$ см⁻². Постимплантационный отжиг не проводился. Диэлектрическим покрытием являлся низкотемпературный пиролитический SiO₂ с нанесенным сверху плазмохимическим Si₃N₄. Температура осаждения диэлектриков не превышала 100 °С. Контакты к n - p переходам изготавливались напылением индия с последующим формированием столбов высотой 8 мкм. Диоды в количестве 10 штук из каждой матрицы и линейки разваривались с помощью золотых выводов на внешние индиевые контакты нагреваемого сапфирового держателя, который после каждой ступени отжига диодов в атмосфере азота или в ва-

кууме помещался в азотный криостат и проводились измерения темновых и световых ВАХ фотодиодов при температуре 77 К, с одновременными холловскими измерениями параметров n -слоев на имплантированных и отожженных в тех же режимах образцах-спутниках. В таблице 7.4 приведены параметры исходных образцов ГЭС МЛЭ КРТ, режимы ионной имплантации B^+ и отжига фотодиодов.

Таблица 7.4

Параметры исходных образцов ГЭС МЛЭ КРТ p -типа и режимы ионной имплантации бора и термообработок фотодиодов

Номер образца	1	2	3
Состав $Cd_xHg_{1-x}Te$, x : на поверхности в рабочем слое	0,37 0,215–0,217	0,35 0,216–0,219	0,47 0,220–0,225
Длинноволновая граница чувствительности по уровню 0,5, мкм	12,6	11,7	9,5
Толщина пленки, мкм	10	5,5	9
Концентрация дырок, $см^{-3}$	$7 \cdot 10^{15}$	$6 \cdot 10^{15}$	$8 \cdot 10^{15}$
Подвижность дырок, $см^2 \cdot В^{-1} \cdot с^{-1}$	500	450	480
Геометрическая площадь n - p перехода, $см^2$	$2,5 \cdot 10^{-5}$ (50×50 мкм ^{2})	$1 \cdot 10^{-6}$ (10×10 мкм ^{2})	$1 \cdot 10^{-6}$ (10×10 мкм ^{2})
Режим ионной имплантации*: энергия, кэВ доза, $см^{-2}$	20 $3 \cdot 10^{14}$	20 $3 \cdot 10^{14}$	50 $3 \cdot 10^{13}$
Режим термообработки: изохронный в течение 1 ч, шаг 5–10 °С изотермический, шаг 2 ч	– 100 °С, 18 ч	60–115 °С 100 °С, 18 ч	– 90 °С, 24 и 54 ч
Атмосфера отжига	азот	азот	вакуум

Примечание*: во всех образцах сформировалась n^+-n^- - p структура с глубиной n^- -слоя 2–3 мкм.

На рисунке 7.10 приведены темновые ВАХ, дифференциальное сопротивление (произведение $R_{d \max} A$, где $R_{d \max}$ – дифференциальное сопротивление диода в максимуме) и фототок диода для образца ГЭС КРТ МЛЭ № 2 при различных температурах изохронного отжига в интервале 60–115 °С в течение 1 ч в инертной среде.

Из рисунка 7.10, б видно, что дифференциальное сопротивление и фототок начинают значительно увеличиваться уже при температуре отжига 90 °С, а при $T = 115$ °С возрастают почти на порядок. Вид ВАХ на рисунке 7.10, а показывает, что с ростом температуры отжига существенно повышается напряжение смещение, когда резко возрастает ток, связанный с туннельным пробоем. Аналогичный результат получен и для изотермического отжига фотодиодов у образца ГЭС КРТ МЛЭ № 2 при температуре 100 °С (рисунок 7.11).

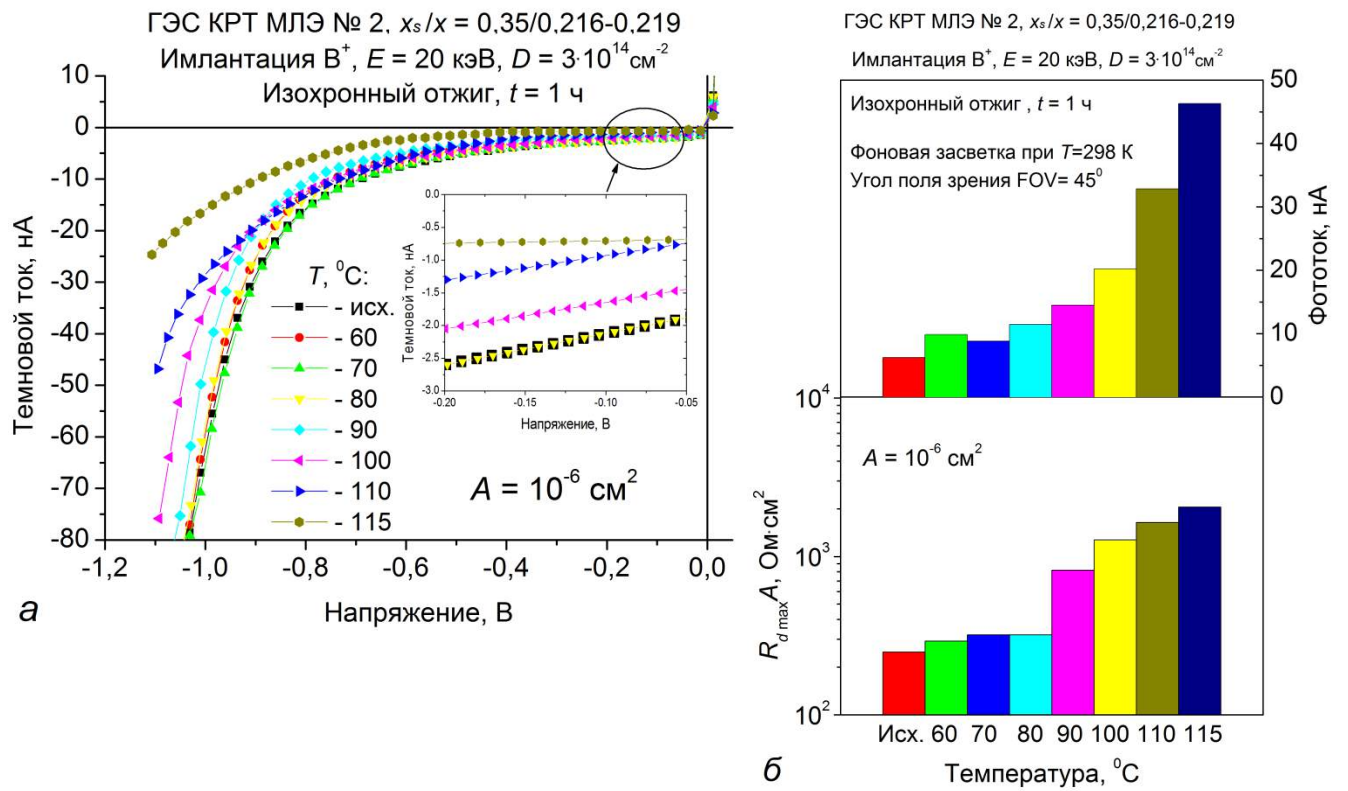


Рисунок 7.10 – Темновые ВАХ (а), $R_{d \max} A$ и фототок (б) диода у образца ГЭС КРТ МЛЭ № 2 при различных температурах изохронного отжига в течение 1 ч в инертной среде.

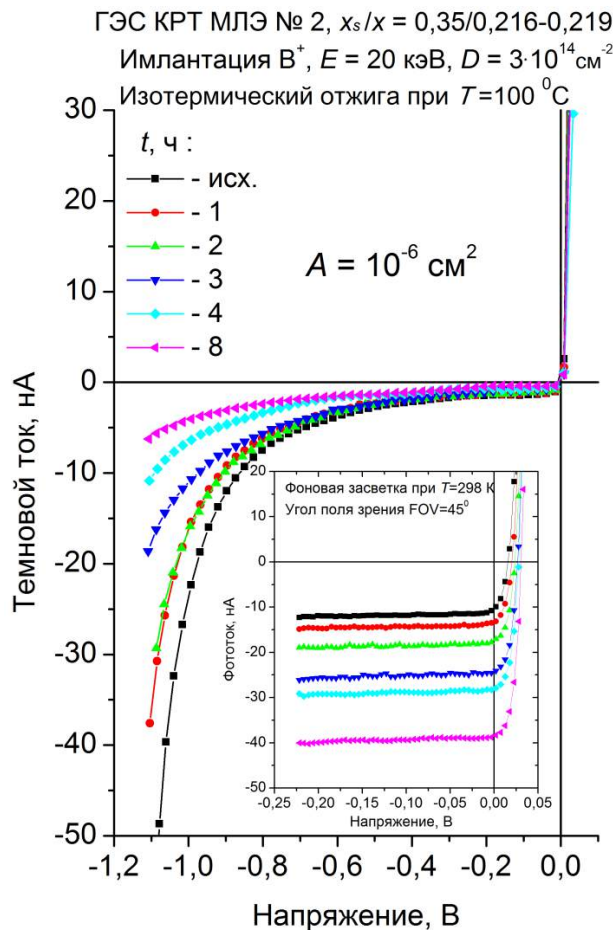


Рисунок 7.11 – Темновые ВАХ диода у образца ГЭС КРТ МЛЭ № 2 для различных времен изотермического отжига при $T = 100^\circ\text{C}$ в инертной среде. Вставка – фототок.

Для образца ГЭС КРТ МЛЭ № 1 с бóльшей граничной длиной волны по сравнению с образцом № 2, с увеличением времени изотермического отжига при $T = 100\text{ }^{\circ}\text{C}$, как видно из рисунка 7.12, *а, б* наблюдается монотонный рост как дифференциального сопротивления, так и произведения R_0A (в расчете бралась геометрическая площадь n - p перехода A) в 3–4 раза и для диода 1 параметр R_0A достигает величины $47\text{ Ом}\cdot\text{см}^2$.

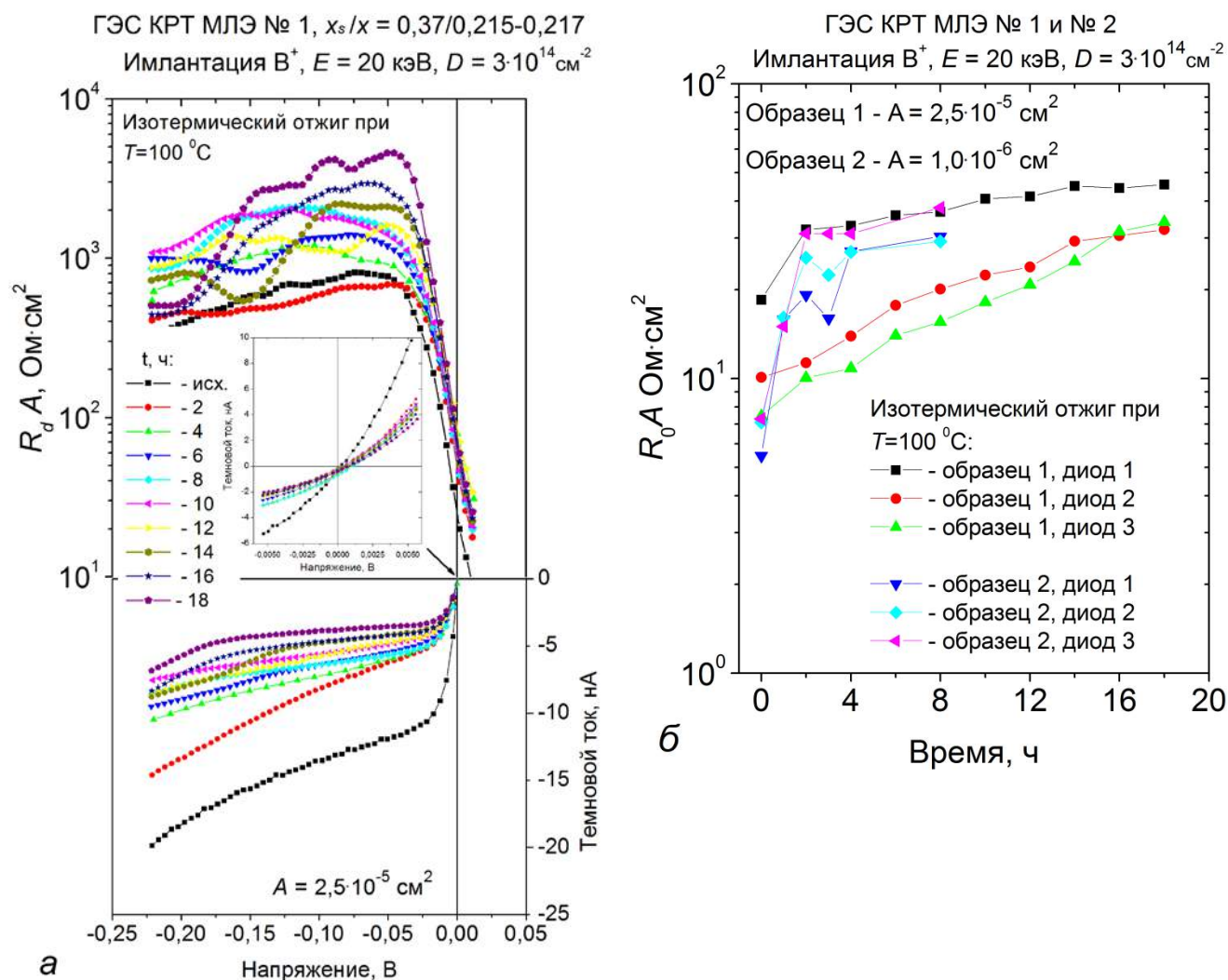


Рисунок 7.12 – Зависимость темнового тока, дифференциального сопротивления (*а*) и R_0A (*б*) диода у образца ГЭС КРТ МЛЭ № 1 (*а, б*) и № 2 (*б*) от времени изотермического отжига при $T = 100\text{ }^{\circ}\text{C}$ в инертной среде.

Для диодов, изготовленных на образце № 2 наблюдался (рисунок 7.12, *б*) значительный рост R_0A уже в первые 2 часа отжига. Следует отметить, что поскольку для данных конкретных образцов ГЭС КРТ МЛЭ мы точно не знаем диффузионной длины неосновных носителей, то для диодов маленькой площади действительный параметр $R_0A_{\text{эфф}}$ (см. раздел 7.1.2) должен иметь существенно бóльшее значение. Из рисунка 7.13 видно, что относительное изменение темнового тока и фототока для диодов разной площади (образцы № 1 и № 2) почти одинаковое.

Как показали наши исследования, термическая стабильность диодов не ухудшается при отжигах в вакууме. На рисунке 7.14 приведен результат отжига в вакууме при $T = 90^\circ\text{C}$ в течение 54 ч для образца № 3. Величина $R_{d\max}A$ увеличилось на порядок с 33 до $300\text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ (см. вставку на рисунке 7.14), фототок – в 2,5 раза.

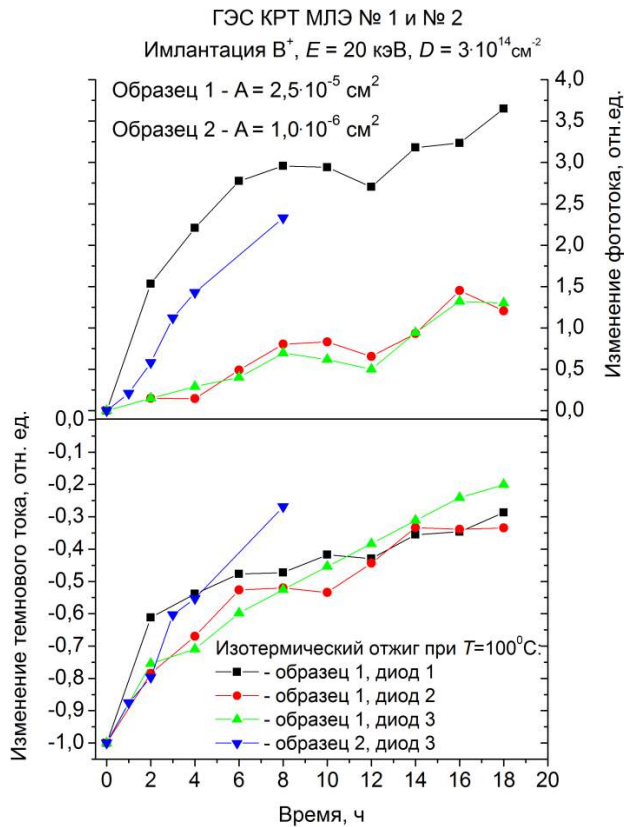


Рисунок 7.13 – Зависимость относительного изменения темнового тока и фототока диодов у образцов ГЭС КРТ МЛЭ № 1 и № 2 от времени изотермического отжига при $T = 100^\circ\text{C}$ в инертной среде.

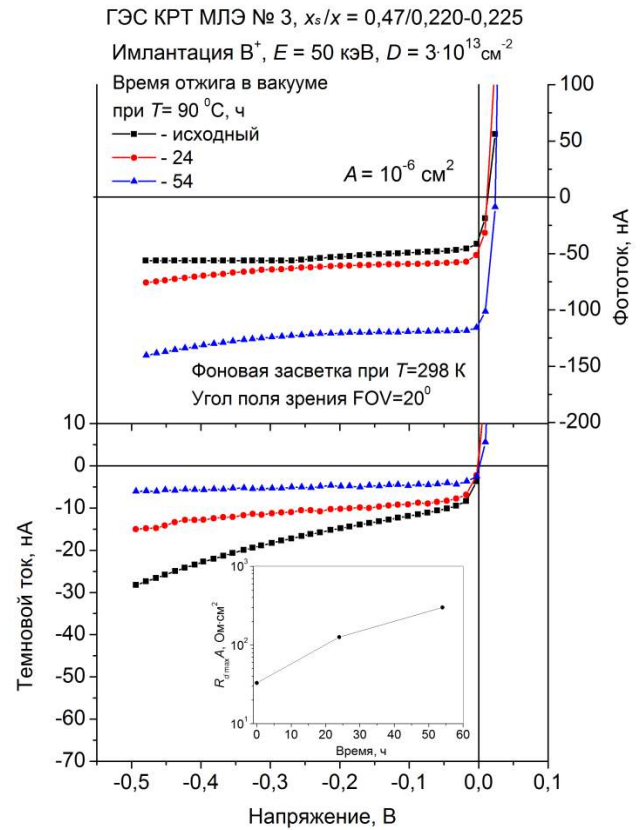


Рисунок 7.14 – Темновая ВАХ, и фототок диода у образца ГЭС КРТ МЛЭ № 3 для различных времен изотермического отжига при $T = 90^\circ\text{C}$ в вакууме. Вставка – $R_{d\max}A$.

Однородность изменения параметров фотодиодов по матрице характеризует рисунок 7.15, на котором показано распределение темнового тока и фототока 10 фотодиодов у образца ГЭС КРТ МЛЭ № 3 для различных времен изотермического отжига при $T = 90^\circ\text{C}$ в вакууме.

Длительная выдержка диодов (образец № 2) в течение 4 лет не привела к существенному изменению темновых токов (рисунок 7.16), что свидетельствует о высоком качестве исходного материала ГЭС МЛЭ КРТ и используемой нами планарной технологии изготовления многоэлементных матричных фотодиодных структур.

В работе [481] методом измерения зависимости дифференциальной проводимости диодов от напряжения смещения было установлено, что в ГЭС МЛЭ КРТ ($x = 0,22$) существует три типа

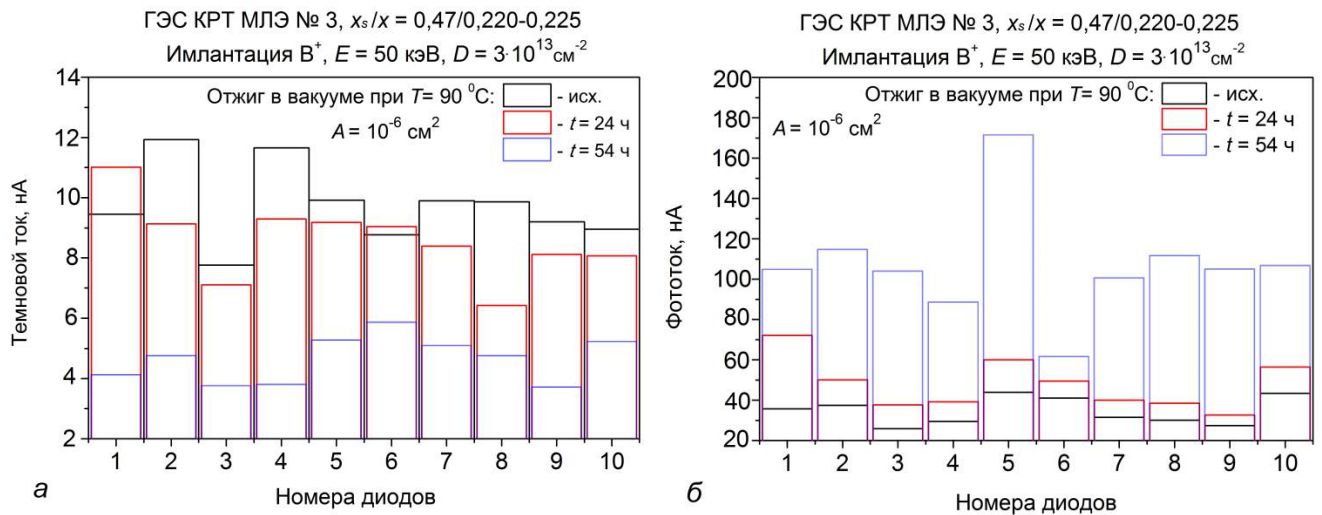


Рисунок 7.15 – Распределение темнового тока (а) и фототока (б) по 10 элементам матрицы фотодиодов у образца ГЭС КРТ МЛЭ № 3 для различных времен изотермического отжига при $T = 90^\circ \text{C}$ в вакууме. Темновой ток и фототок измерялись при обратном напряжении смещения 50 мВ.

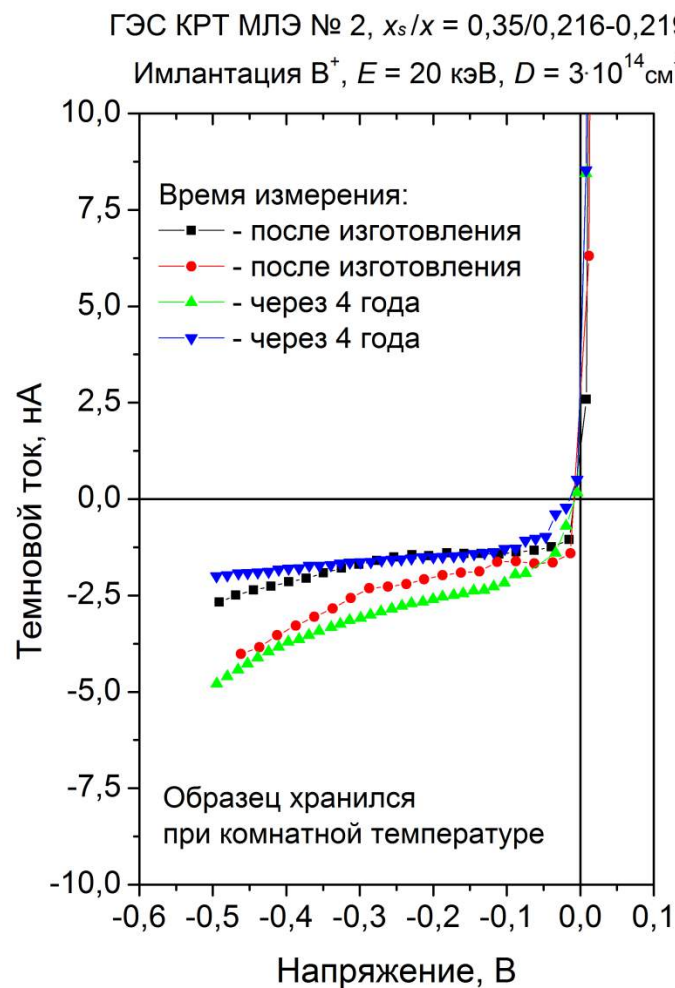


Рисунок 7.16 – Временная стабильность темновых ВАХ диодов у образца ГЭС КРТ МЛЭ № 2, который 4 года хранился при комнатной температуре. $A = 10 \times 10 \text{ мкм}^2$.

ловушек с энергиями залегания $E_v + 0,032$ эВ, $E_v + 0,043$ эВ и $E_v + 0,062$ эВ. Авторами [481] предполагается, что наличие данных локальных состояний в ГЭС КРТ МЛЭ связано с собственными дефектами и дислокациями. Показано, что при обратном смещении ток в диффузионных вертикальных n - p переходах на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа, сформированных методом отжига под анодным окислом ($T = 180$ °С, $t = 10$ мин, $p \rightarrow n$ конверсия произошла на всю толщину пленки) определяется генерационно-рекомбинационными и туннельными процессами (туннелирование через незаполненные уровни ловушек и неупругое резонансное туннелирование с участием ловушек) в области пространственного заряда. Найдено, что концентрация электронных ловушек в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа имеет величину $1,4 \cdot 10^{15}$ см⁻³. С ростом концентрации ловушек, например, вследствие приложения механического воздействия на индиевый столбик, лежащий на n - p переходе, генерационно-рекомбинационная и туннельная составляющая темнового тока увеличиваются [482].

В настоящее время нет экспериментальных данных о глубоких уровнях, создаваемых в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа при ионной имплантации бора, используемой для формирования n - p переходов. Поскольку при ионной имплантации B^+ в решетке КРТ генерируется большое количество структурных дефектов, простирающихся на глубину $(2-3)R_p$ (см. раздел 3.3.1), то очевидно, что и концентрация ловушек при этом существенно возрастает. Поэтому, как было показано в разделе 7.1.1, резкие n^+ - p переходы имеют, по сравнению с n^+ - n^- - p переходами, гораздо выше темновые токи и меньшее дифференциальное сопротивление. Наиболее полный отжиг структурных дефектов и, следовательно, концентрации ловушек достигается в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа, имплантированного ионами B^+ , в процессе постимплантационного активационного отжига, когда токи в области пространственного заряда резкого n^+ - p перехода определяются только диффузионной компонентой (см. раздел 7.1.4). Сравнение вольт-амперных характеристик диодов, полученных в работе [481] на ГЭС КРТ МЛЭ p -типа ($x_s/x = 0,6/0,22$) диффузионным методом ($A = 40 \times 40$ мкм²), и ВАХ, приведенных на рисунке 7.12, а для n^+ - n^- - p переходов ($A = 50 \times 50$ мкм²) сформированных на ГЭС КРТ МЛЭ p -типа ($x_s/x = 0,37/0,215-0,217$) имплантацией бора, показывает, что последние обладают в пять раз меньшими начальными темновыми токами при напряжении смещения “–” 50 мВ, которые затем уменьшаются в процессе изотермического отжига при $T = 100$ °С. То есть, можно сделать вывод, что диффузионный метод не дает кардинальных преимуществ для изготовления матричных фотоприемников на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа по сравнению с ионной имплантацией B^+ при режимах, формирующих n^+ - n^- - p структуры.

Дифференциальные холловские измерения на образце-спутнике № 1 показали, что при постимплантационном отжиге при $T = 100$ °С в течение 4 часов глубина n^- -слоя увеличивается с 3 до 5 мкм, при этом концентрация и подвижность электронов в n^+ -слое имеют значение $n^+ =$

$(2-3) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (до отжига $n^+ = (4-5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) и $\mu_n = (3-5) \cdot 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, а в n^- -слое – $n^- = (2-4) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $\mu_n = (4-6) \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. С увеличением температуры и времени отжига $p \rightarrow n$ конверсия происходит уже на всю толщину ГЭС КРТ МЛЭ, то есть $n^+ - n^- - p$ переход становится вертикальным. Очевидно, что с ростом глубины n^- -слоя происходит и его латеральное расширение в окне под диэлектрик практически на такое же расстояние [121], что увеличивает площадь фотодиода и уменьшает расстояние между ними в МФП. Недостатки вертикальных $n-p$ переходов с точки зрения формирования изображения в МФПМ, созданных на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа, обсуждались выше.

Одной из возможных причин значительного улучшения при низкотемпературных отжигах параметров диодов, сформированных на ГЭС КРТ МЛЭ p -типа имплантацией ионов бора, является, на наш взгляд, частичный отжиг генерированных ионной бомбардировкой радиационных дефектов, с энергией активации 0,06 эВ (см. рисунок 4.12), приводящему к снижению концентрации электронов в сильнолегированном n^+ -слое и увеличению глубины n^- -слоя, в которой концентрация электронов имеет фоновый уровень, вследствие чего уменьшаются генерационно-рекомбинационная и туннельная составляющая темнового тока и преобладающей становится диффузионная компонента. Аналогичные выводы были сделаны и в работе [121] при постимплантационных отжигах диодов ($T = 120^\circ \text{C}$, $t = 4 \text{ ч}$, воздух), сформированных на ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с составом $x = 0,222$ имплантацией ионов В^+ с $E = 50 \text{ кэВ}$ и $D = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

Таким образом, термические низкотемпературные отжики матричных фотодиодов, изготовленных методом ионной имплантации бора на ГЭС МЛЭ КРТ p -типа, приводят к существенному улучшению их параметров. Однако режимы постимплантационных отжигов надо выбирать исходя из того, чтобы не “разгонять” n^- -слой на всю толщину гетероэпитаксиальной структуры, поскольку при этом будут формироваться вертикальные $n-p$ переходы и будет происходить латеральное расширение площади $n-p$ перехода, уменьшающее расстояние между элементами матрицы и увеличивающее их фотоэлектрическую связь.

7.3. Оптимизация технологии формирования матричных ИК–фотоприемников методом ионной имплантации бора

В технологии создания многоэлементных матричных фотоприемников на основе гетероэпитаксиальных слоев КРТ p -типа, с целью формирования $n-p$ переходов, применяется как ионная имплантация бора, так и ионно-лучевое травление ионами аргона (см. раздел 1.3). Оба этих процесса приводят к образованию $n^+ - n^- - p$ структуры. Однако, есть принципиальные различия в процессах ионно-лучевого травления и ионной имплантации в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа.

Ионная имплантация – процесс контролируемый, глубина n - p перехода (глубина n^- -слоя) зависит от дозы и энергии ионов бора и, как было нами установлено, имеет в ГЭС КРТ МЛЭ величину $d_n = 2\text{--}3$ мкм при $E = 20\text{--}50$ кэВ и $D = 3 \cdot 10^{13}\text{--}3 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$. Как правило, с ростом дозы ионов B^+ до $1 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$ глубина d_n увеличивается до 5–6 мкм. Однако большие дозы и энергии ионов B^+ приводят к генерации крупных радиационных нарушений кристаллической структуры. Поэтому в технологии создания n - p переходов их применять нецелесообразно. Низкотемпературный ($T = 90\text{--}115$ °C) постимплантационный отжиг увеличивает глубину n - p перехода и снижает концентрацию электронов в приповерхностном n^+ -слое, глубина которого в зависимости от энергии ионов бора составляет 0,5–1 мкм, что уменьшает темновые токи и увеличивает дифференциальное сопротивление.

Низкоэнергетическое ионно-лучевое травление Ag^+ – сложный, трудно контролируемый процесс, при котором происходит одновременное распыление поверхности и $p \rightarrow n$ конверсия ГЭС КРТ МЛЭ p -типа. Скорость травления ГЭС КРТ МЛЭ сильно зависит от плотности ионного тока, а глубина – от времени обработки. В отличие от ионной имплантации, при которой в области проецированного пробега ионов бора – максимума структурных нарушений происходит частичная аннигиляция на стоках генерируемых высокоподвижных донорных дефектов (междоузельных атомов ртути), что ограничивает глубину n^- -слоя, тогда как у процесса ИЛТ таких стоков в объеме ГЭС КРТ МЛЭ нет (см раздел 5.4). Поэтому генерируемая в процессе ИЛТ в приповерхностной области ГЭС КРТ МЛЭ междоузельная ртуть в большом количестве беспрепятственно быстро диффундирует в объем p -типа, формируя глубокий n^- -слой. Как показали наши исследования, ионно-лучевое травление Ag^+ на установке с источником Кауфмана ($E = 1$ кэВ, $t = 1$ мин, $j = 0,1$ мА/см ^{2} , $D = 3,8 \cdot 10^{16}$ см $^{-2}$) приводит к $p \rightarrow n$ конверсии ГЭС КРТ МЛЭ p -типа ($x_s/x = 0,41/0,212$) на всю глубину до нижней варизонной границы (см. рисунки 5.16 и 5.17). На поверхности, где концентрация электронов $n \sim 10^{17}$ см $^{-3}$, формируется n^+ -слой глубиной ~ 1 мкм, а в рабочем слое – n^- -слой с концентрацией электронов $n^- = (2\text{--}4) \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$, на порядок бóльшей, чем концентрация электронов в формируемом имплантацией ионов B^+ n^- -слое, которая близка к фоновому уровню неконтролируемых донорных примесей в ГЭС КРТ МЛЭ. Расчеты, выполненные в работе [310] для n^+-n^-p структуры с различной концентрацией донорных центров в n^- -слое, которая варьировалась в диапазоне $N_D = 5 \cdot 10^{14}\text{--}1 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, показывают, что низкая концентрация электронов в n^- -области снижает величину темновых токов и повышает величину R_0A . Эти выводы подтверждаются расчетами темновых токов в n^+-n^-p переходах [121], из которых следует, что уменьшение концентрации доноров в базе диода n -типа с $N_D = 3 \cdot 10^{15}$ до $6 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$ на порядок снижает отношение туннельной составляющей темновых токов $I_{0,7}/I_{0,1}$ ($I_{0,7}$ и $I_{0,1}$ – токи при напряжении смещения ”–0,7 и ”–0,1 В соответственно). Рассмотренное в разделе 7.2.2

большое различие в темновых токах диодов практически одинаковой площади, созданных ионной имплантацией B^+ и отжигом под анодным окислом обусловлено тем, что при ионной имплантации концентрация электронов в n^- -слое составляет величину $n^- = (2-4) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, тогда как при отжиге под анодным окислом концентрация электронов в n -области, по данным авторов [481], имеет значение 10^{15} см^{-3} . Поэтому фотодиоды с n^+-n^-p переходами, созданные ионной имплантацией бора на ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с составом $x \approx 0,22$ ($\lambda_c = 10-11 \text{ мкм}$) имеют очень низкие значения темновых токов и высокие дифференциальные сопротивления (см. разделы 7.1 и 7.2).

На глубину n^- -слоя существенное влияние оказывает состав приповерхностного варизонного слоя ГЭС КРТ МЛЭ. Увеличение состава поверхности с $x_s = 0,33$ до $0,56$ уменьшает глубину n^- -слоя в 2–3 раза при одинаковых условиях ИЛТ Ag^+ (см. раздел 5.2). При ионной имплантации B^+ повышенный состав поверхности ГЭС КРТ МЛЭ также снижает глубину n^- -слоя (см. раздел 3.3.3), однако при низких энергиях ионов B^+ 20 кэВ и дозах $(1-3) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ заведомо формируется n^+-n^-p структура с глубиной n^- -слоя до 3 мкм.

Планарная технология создания МФП включает в себя важнейшую операцию – нанесение пассивирующего покрытия на предварительно подготовленную поверхность ГЭС КРТ МЛЭ. В качестве диэлектрических покрытий, как правило, используются тонкие слои-сэндвичи $SiO_2 + Si_3N_4$, а также Al_2O_3 , $CdTe$ и ZnS . Теллурид кадмия можно выращивать и непосредственно в процессе эпитаксиального роста гетероструктуры МЛЭ КРТ. После нанесения диэлектрика проводится имплантация ионов бора в окна в маске из фоторезиста. Энергия ионов B^+ подбирается таким образом, чтобы их пробег в пленке диэлектрика превышал ее толщину. Например, для пленки Al_2O_3 толщиной 100 нм потери энергии ионов B^+ составляют 50 кэВ.

Поскольку состав поверхностных варизонных слоев МЛЭ КРТ лежит, как правило, в интервале $x = 0,4-0,6$ для формирования малошумящих омических контактов к $n-p$ переходу, лежащем в рабочем слое ГЭС КРТ МЛЭ с $x = 0,22$, необходимо сравнить широкозонный варизонный слой. Эту операцию можно проводить одновременно со вскрытием контактных окон в диэлектрике. Вместо жидкостного травления для вскрытия контактных окон в диэлектрике и в варизонном слое можно применять “сухое травление”, осуществляемое методом ИЛТ низкоэнергетичными ($E = 0,5-1 \text{ кэВ}$) ионами Ag^+ . В процессе ИЛТ одновременно со вскрытием окон в диэлектрике *in situ* формируется n^+-n^-p переход, когда происходит травление варизонного слоя ГЭС КРТ МЛЭ. Этот процесс существенно упрощает технологию создания планарных фотодиодов по сравнению с ионной имплантацией, тем не менее, преимущества последней, рассмотренные выше, возможно сочетать с методом “сухого травления” диэлектрика и варизонного слоя без нарушения предварительно сформированной имплантацией ионов B^+ n^+-n^-p структуры.

На рисунках 7.17 и 7.18 приведены последовательности основных операций формирования планарных n - p переходов в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа методами ИЛТ и ионной имплантации бора.

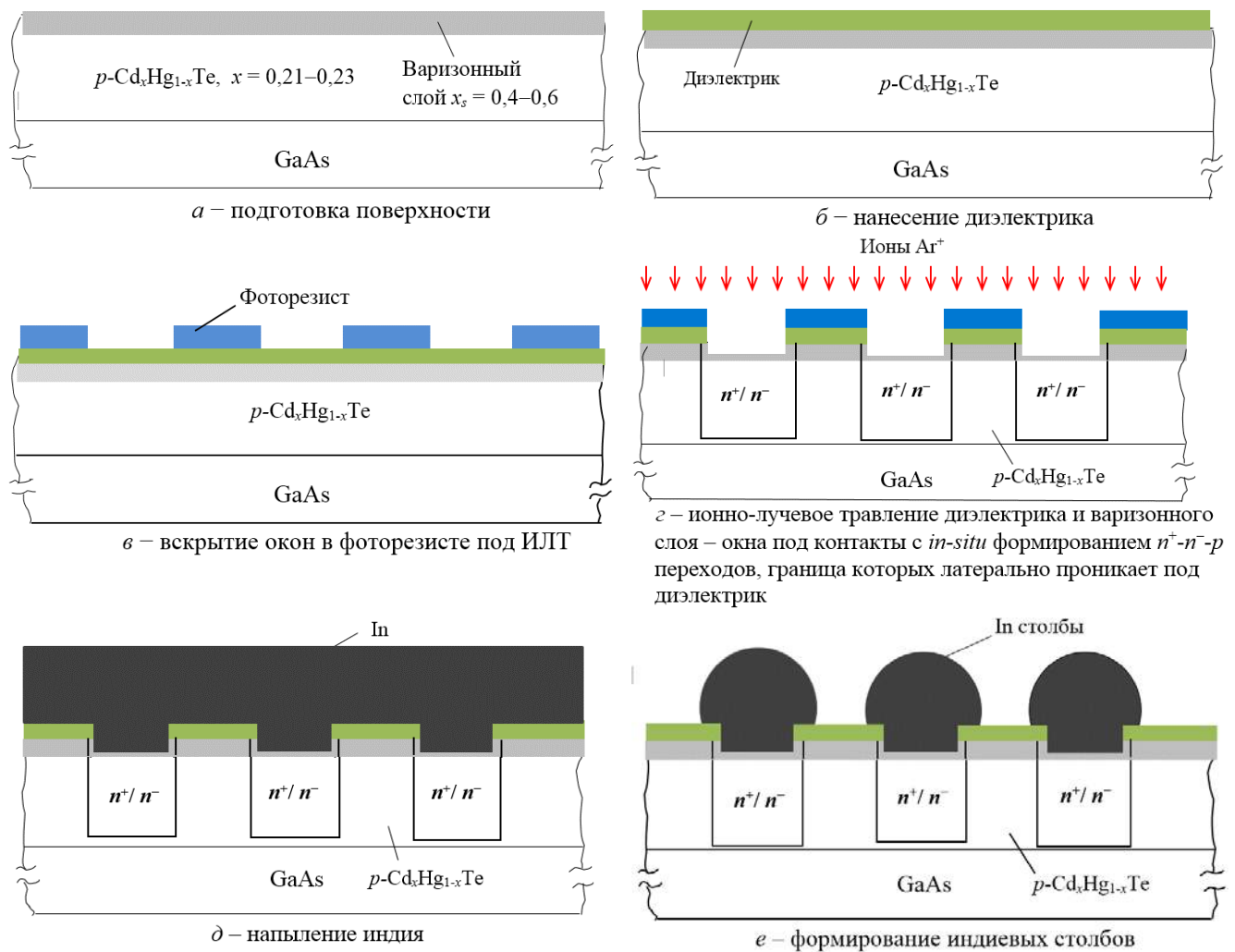


Рисунок 7.17 – Основные стадии (а–е) формирования матрицы фотодиодов на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа методом ионно-лучевого травления Ag^+ .

Как видно из сравнения рисунков 7.17 и 7.18, маршрут изготовления МФП методом ионной имплантации более длительный, чем методом ИЛТ. При изготовлении планарных фотодиодов методом ионной имплантации бора, после формирования n^+n^-p переходов необходимо проводить вскрытие контактных окон одновременно в диэлектрике и в широкозонном варизонном слое ГЭС КРТ МЛЭ методом ИЛТ.

В разделе 5.4 было показано, что ионно-лучевое травление гетероэпитаксиальных слоев КРТ, в которые предварительно имплантировались ионы B^+ (см. рисунки 5.16 и 5.17), не приводит к изменениям параметров исходной n^+n^-p структуры (физический механизм рассматривался там же). Это важное обстоятельство позволяет существенно оптимизировать процесс изготовления МФП на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа методом ионной имплантации бора, поскольку

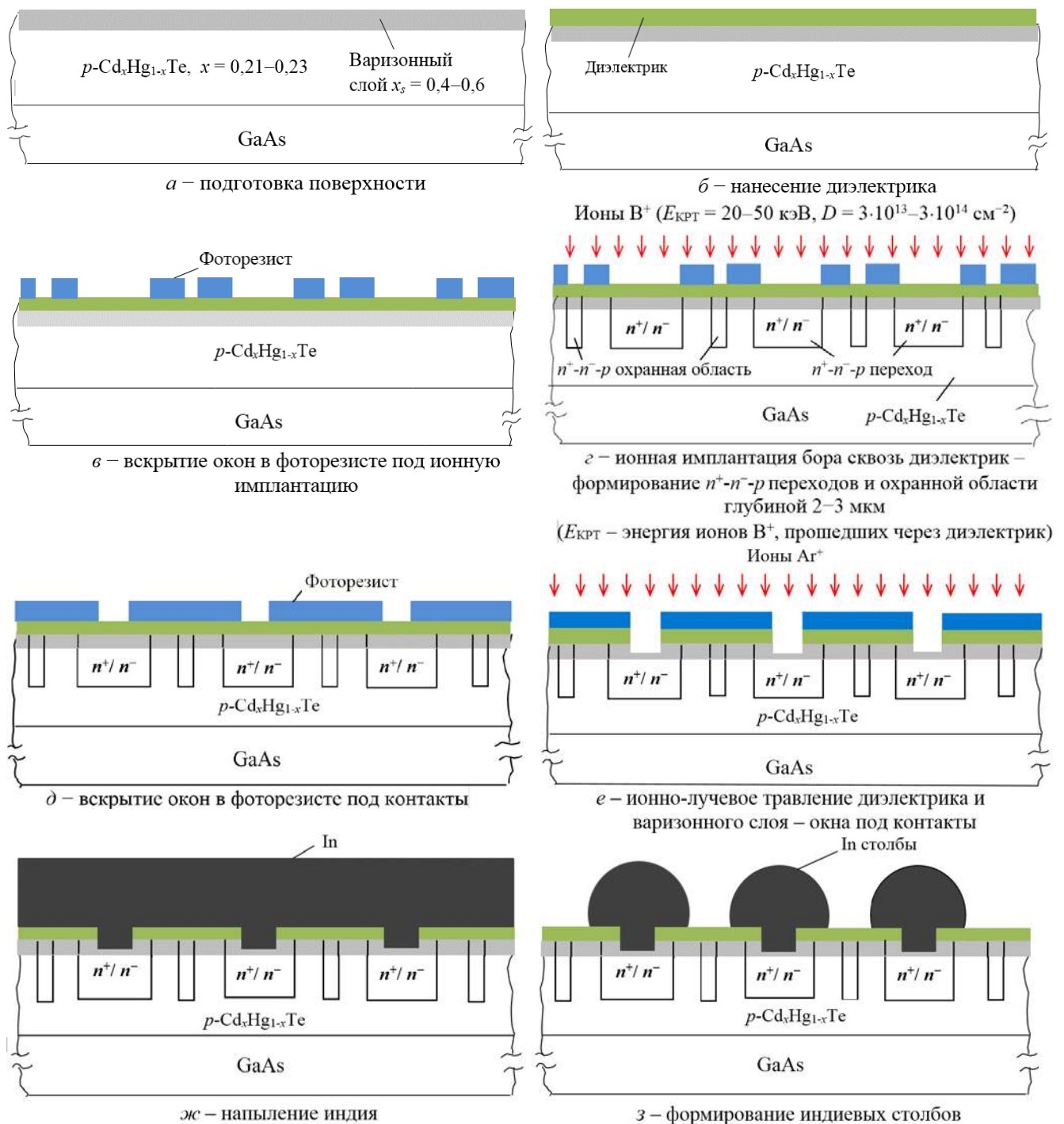


Рисунок 7.18 – Основные стадии (а–з) формирования матрицы фотодиодов с охранной областью на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа методом ионной имплантацией бора.

исключаются слабо контролируемые процессы жидкостного травления контактных окон микронного размера ($4 \times 4 \text{ мкм}$ при площади n - p переходов $A = 10 \times 10 \text{ мкм}^2$) в диэлектрике и в варизонном слое (используются разные химические травители), при которых неизбежен латеральный уход размеров. Охранные области, формируются ионной имплантацией бора одновременно с n^+ - n^- - p переходами, что не требует проведения дополнительных технологических операций. Данные

области позволяют уменьшить шаг матрицы фотодиодов (размер пикселя), поскольку существенно снижают фотоэлектрическую связь между ними, что повышает качество теплового изображения, получаемого с помощью МФПМ, созданного на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа.

С целью уменьшения темновых токов и увеличения динамического сопротивления, а также фототока диодов, либо после операции ионной имплантации, либо после формирования индиевых столбов необходимо проводить низкотемпературный отжиг в инертной среде или в вакууме при температуре 90–110 °С в течение 4 ч, при этом частично отжигаются радиационные донорные дефекты, что приводит к уменьшению концентрации электронов в сильнолегированном n^+ -слое, а глубина n^+-n^- - p перехода увеличивается до 4–6 мкм.

7.4. Линейчатые 288×4 и матричные 128×128 фотоприемные модули, созданные на основе МЛЭ гетерозитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ методом ионной имплантации бора

С применением методом ионной имплантации бора, при котором в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа *in-situ* формируются n^+-n^- - p переходы, в ИФП СО РАН им. А. В. Ржанова (г. Новосибирск) были созданы матричные 128×128 [9, с. 179–241, 483] и линейчатые 288×4 [12, с. 215– 223] фотоприемные модули (МФПМ, ЛФПМ) с высокими параметрами. Результаты многолетней работы по созданию ЛФПМ и МФПМ в ИФП СО РАН им. А. В. Ржанова отражены в статьях [A11, A14, A16, A17, A18, A22, A23, A25, A26, A28, A30, A31, A33] и в монографии [9], в которых соискатель является соавтором в части исследования процессов формирования n - p переходов в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа методом ионной имплантации бора ([A24]).

На рисунке 7.19, *а* и *в* приведены фотографии линейчатого фотоприемника форматом 288×4 и матричного фотоприемника форматом 128×128. Маршрут изготовления ЛФП и МФП был аналогичен маршруту, представленному на рисунке 7.18, *а–з*, только осаждение диэлектрика проводилось после ионной имплантации B^+ (переставлены операции *б*, *в* и *г* на рисунке 7.18), а также в операции травления контактных окон в диэлектрике (рисунок 7.18, *е*) вместо ИЛТ использовалось химическое травление. В качестве диэлектрика использовался сэндвич из низкотемпературных $\text{SiO}_2 + \text{Si}_3\text{N}_4$ [9, с. 204–206]. МФПМ и ЛФПМ представляют собой состыкованные с кремниевыми мультиплексорами с помощью индиевых микростолбов [484] матричные и линейчатые фотоприемники (рисунок 7.20, *б* и *г*). Засветка фотоприемных модулей осуществляется со стороны подложки ГЭС КРТ МЛЭ. Описание матричных 128×128 кремниевых мультиплексоров приводится в [9, с. 215–227, 483]. Линейчатый кремниевый мультиплексор 288×4, работающий по принципу временной задержки и накопления, описан в работе [485].

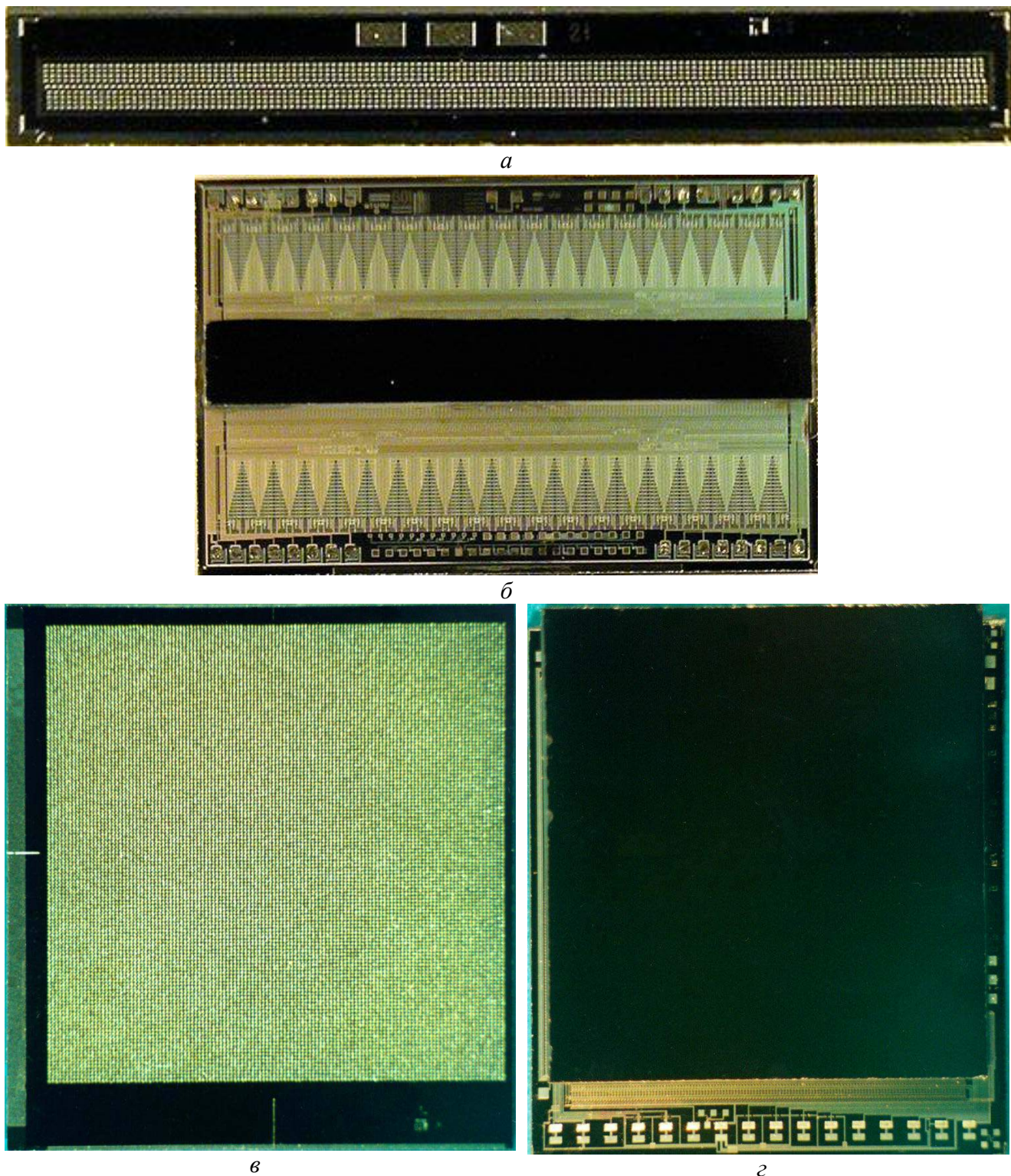


Рисунок 7.19 – Фотографии ЛФП (а), ЛФПМ (б) форматом 288×4 и МФП (в) МФПМ (г) форматом 128×128, созданных на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа. Шаг ЛФП 56×43 мкм, длина 9 мм. Шаг МФП 50×50 мкм, размер кристалла 7,3×7,85 мм. Высота индиевых столбов на 8 мкм.

Измерение параметры фотоприемных модулей проводилось при температуре 78–80 К. На рисунке 7.20 приведены темновые и световые ВАХ, дифференциальное сопротивление и спектральная характеристика элементов линейчатого фотоприемника форматом 288×4 элементов с

n^+-n^- - p переходами ($A = 10 \times 10$ мкм²), сформированными в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа ($x_s / x = 0,45/0,222$, $p = 7,0 \cdot 10^{15}$ см⁻³) имплантацией ионов B^+ с энергией 50 кэВ дозой $3 \cdot 10^{13}$ см⁻², постимплантационный отжиг не проводился.

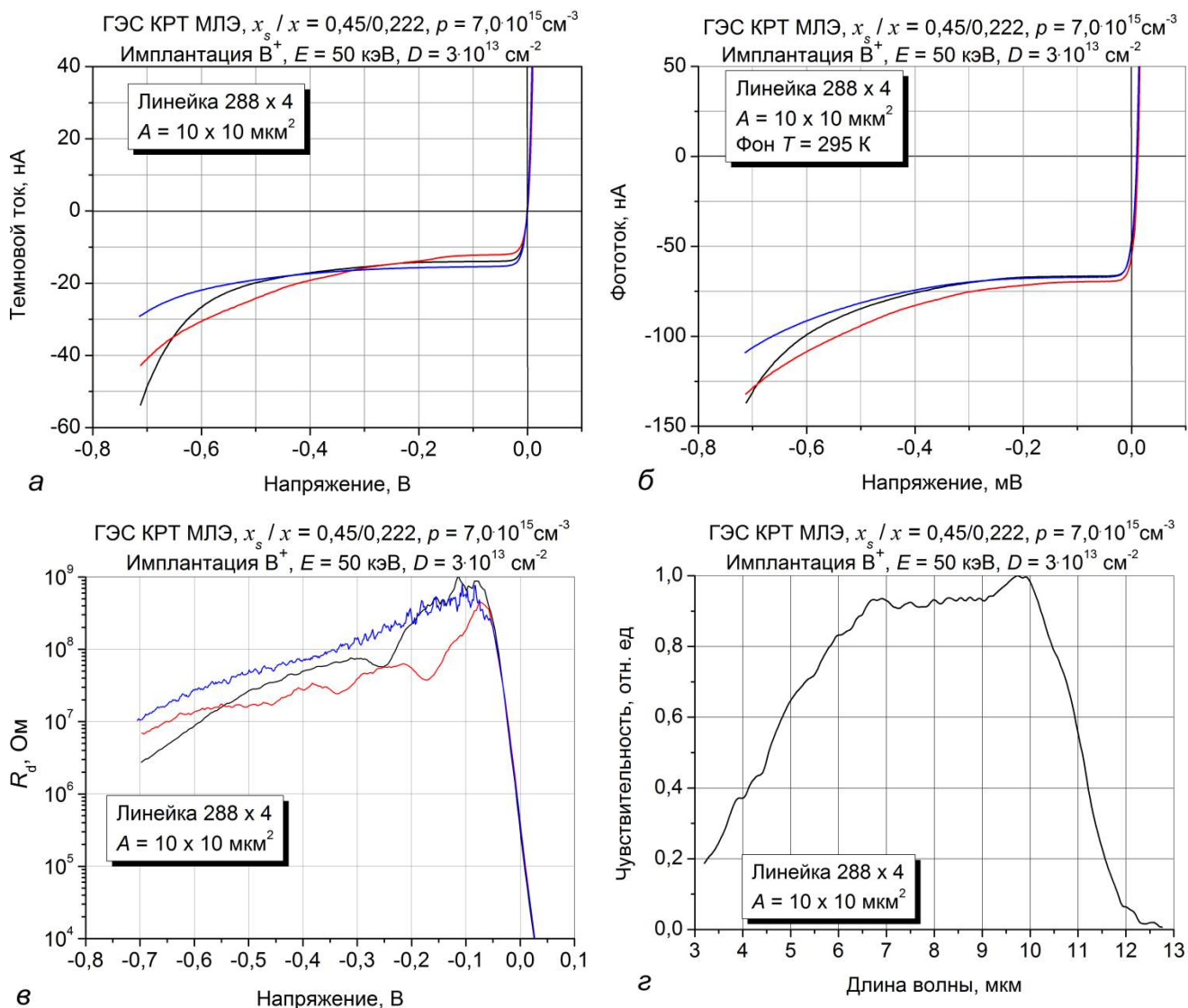


Рисунок 7.20 – ВАХ темнового тока (а) и фототока (б), дифференциальное сопротивление (в) и спектральная характеристика (г) элементов ЛФП 288×4 с n^+-n^- - p переходами, сформированными в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа имплантацией ионов B^+ с $E = 50$ кэВ и $D = 3 \cdot 10^{13}$ см⁻².

Из рисунка 7.20, а видно, что темновые токи ЛФП лежат в интервале 10–15 нА при $\lambda_c = 11,2$ мкм (рисунок 7.20, в), и до $U = -0,2$ В они в основном диффузионные, а максимум R_d (рисунок 7.20, в) лежит в интервале $(0,6-1,0) \cdot 10^9$ Ом, ($R_{d \max} \cdot A \approx 10^3$ Ом·см²), что соответствует лучшим параметрам для фотодиодов с сопоставимыми площадью A и величиной λ_c , сформированных имплантацией ионов B^+ на ЖФЭ КРТ [66, 478, 486]. На рисунке 7.21 представлены гистограммы распределения вольт-ваттной чувствительности, эквивалентной шуму разности температур NETD и удельной обнаружительной способности D^* для ЛФПМ форматом 288×4 элементов, параметры

фотодиодов которого приведены на рисунке 7.20.

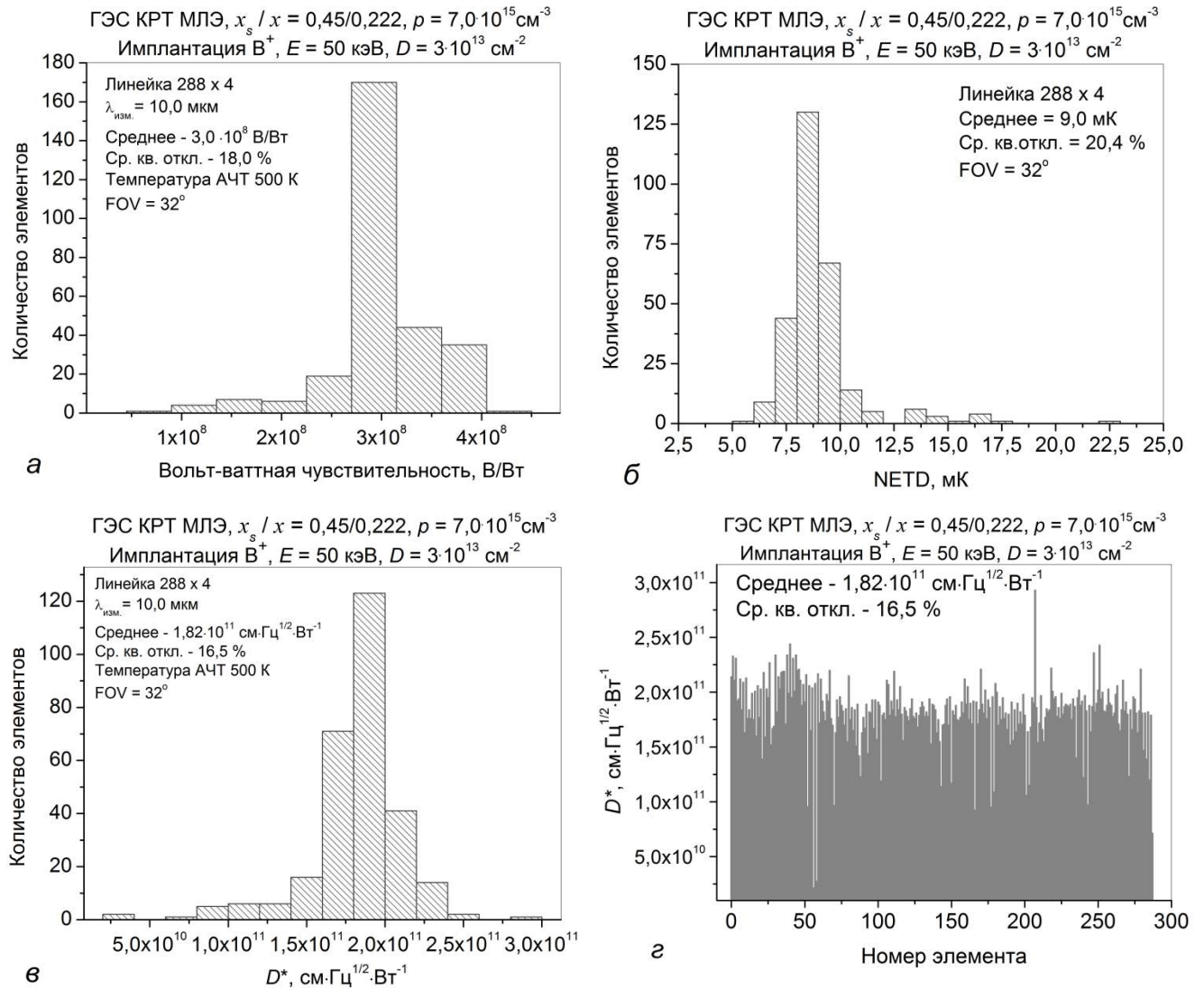


Рисунок 7.21 – Гистограммы распределения вольт-ватной чувствительности (а), эквивалентной шуму разности температур NETD (б), удельной обнаружительной способности D^* (в) и распределения величины по элементам (г) для ЛФПМ форматом 288×4 элементов, параметры фотодиодов которого приведены на рисунке 7.20.

Приведенная на рисунке 7.21, в средняя величина $D^* = 1,82 \cdot 10^{11} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$ при среднем квадратичном отклонении 16,5 % близка к параметрам ЛФПМ форматом 288×4 элементов ($D^* = 1,82 \cdot 10^{11} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$ при среднем квадратичном отклонении 11,5 % и FOV = 0,28 ср), изготавливаемым на фирме “Sofradir” [487] на материале ЖФЭ КРТ. Средняя маленькая величина NETD = 9 мкм (рисунок 7.21, б) обеспечивается высокими параметрами фотодиодов с $n^+ - n^- - p$ переходами в ЛФП 288×4 и высоким качеством кремниевого мультиплексора (низкие шумы).

На рисунке 7.22 представлены гистограммы распределения эквивалентной шуму разности температур для матричных фотоприемных модулей форматом 128×128 элементов на ГЭС КРТ

МЛЭ p -типа с длинноволновой границей чувствительности 6,0 и 8,7 мкм при температуре $T = 78$ К. Фотодиоды с $n^+ - n^- - p$ переходами ($A = 25 \times 25$ мкм²) изготавливались имплантацией ионов В⁺ с энергией 50 кэВ дозой $3 \cdot 10^{13}$ см⁻², постимплантационный отжиг не проводился.

ГЭС КРТ МЛЭ, $x_s / x = 0,47/0,275$, $d_{\text{вар.}} = 0,7$ мкм, $p = 7,0 \cdot 10^{15}$ см⁻³ ГЭС КРТ МЛЭ, $x_s / x = 0,46/0,234$, $d_{\text{вар.}} = 0,67$ мкм, $p = 1,6 \cdot 10^{16}$ см⁻³

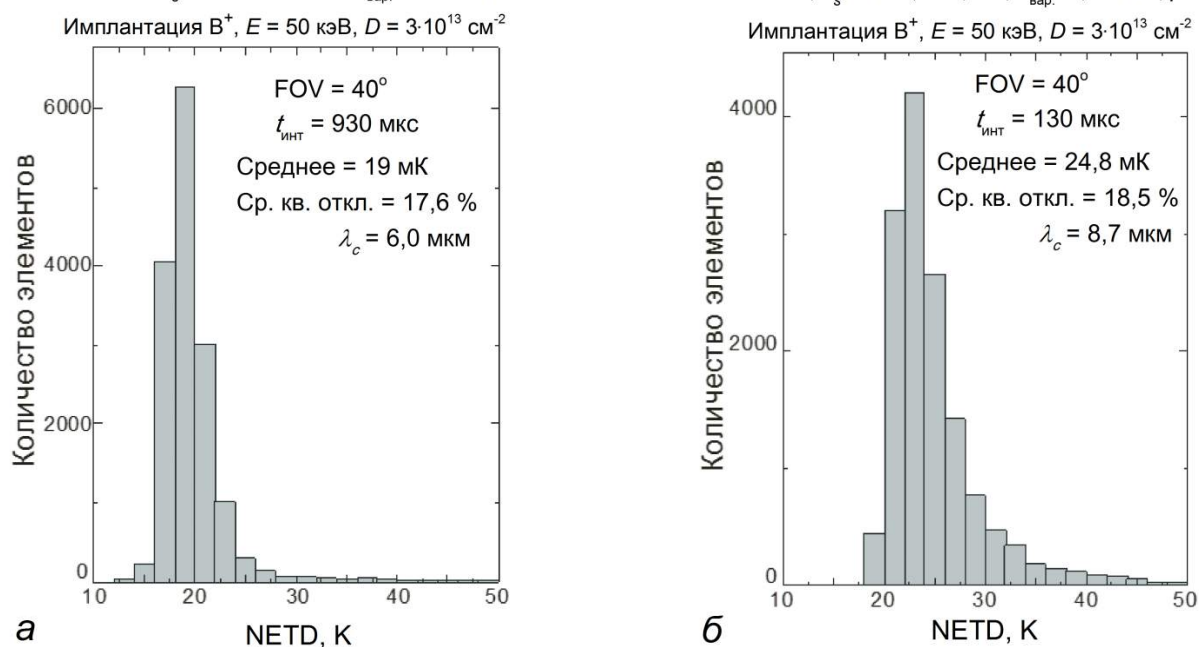


Рисунок 7.22 – Гистограммы распределения эквивалентной шуму разности температур NETD для МФПМ размерностью 128×128 элементов при $T = 78$ К. λ_c : а – 6,0; б – 8,7 мкм.

Основные параметры некоторых МФПМ на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с $n^+ - n^- - p$ переходами, сформированными ионной имплантацией бора приведены в таблице 7.5.

Таблица 7.5

Основные параметры МФПМ форматом 128×128 элементов на основе

ГЭС КРТ МЛЭ p -типа. Режимы имплантации ионов В⁺: $E = 50$ кэВ, $D = 3 \cdot 10^{13}$ см⁻²

Длинноволновая граница чувствительности λ_c , мкм	6,0	8,7	10,2
Площадь n - p перехода A , мкм ²	25×25	25×25	20×20
Шаг размещения элементов, мкм	50×50	50×50	40×40
Рабочая температура, К	78–82	78–82	78–82
Частота кадров, Гц	50	50	50
Время интегрирования, мкс	900	130	65
Эквивалентная шуму разность температур NETD, мК ($T_{\text{фона}} = 295$ К, FOV = 40 °)	19	25	17

Примеры тепловых изображений, полученных с объективом F/1,6, при частоте кадров 50

Гц показаны на рисунке 7.23. На рисунке 7.23, *а* представлено изображение автомобиля в ночное время с работающим двигателем. Четко видно поперечное расположение двигателя. На рисунке 7.23, *б* представлено изображение человека с поднятой рукой при комнатной температуре. На тыльной стороне ладони видны венозные сосуды.



Рисунок 7.23 – Примеры тепловых изображений, полученных с помощью матричных фотоприемных модулей размерностью 128×128 элементов. λ_c : *а* – 6,0; *б* – 8,7 мкм.

Таким образом, ионная имплантация B^+ в режимах, при которых в ГЭС КРТ МЛЭ *p*-типа формируются n^+-n^- -*p* переходы, позволяет создавать широкоформатные линейчатые и матричные фотоприемные модули с высокими параметрами на уровне зарубежных аналогов.

7.5. Сдвиг длинноволновой границей фоточувствительности фотодиодов на основе КРТ *p*-типа с n^+-n^- -*p* переходами

Интересной и, на наш взгляд, полезной особенностью n^+-n^- -*p* структур является сдвиг в длинноволновую область пороговой длины волны фотосоответа у диодов с глубоким n^- -слоем. Как известно [488], для увеличения чувствительности в длинноволновой области спектра, необходимо повысить толщину базы фотодиода или величину ОПЗ, что приводит к увеличению коэффициента собирания неосновных носителей заряда, генерируемых на большой глубине проникающим туда длинноволновым излучением, поэтому данный эффект хорошо наблюдается у *p-i-n* фотодиодов. На рисунке 7.24 приведены спектральные зависимости чувствительности при $T = 77$ и 16 К для мезафотодиодов с площадью 700×700 мкм².

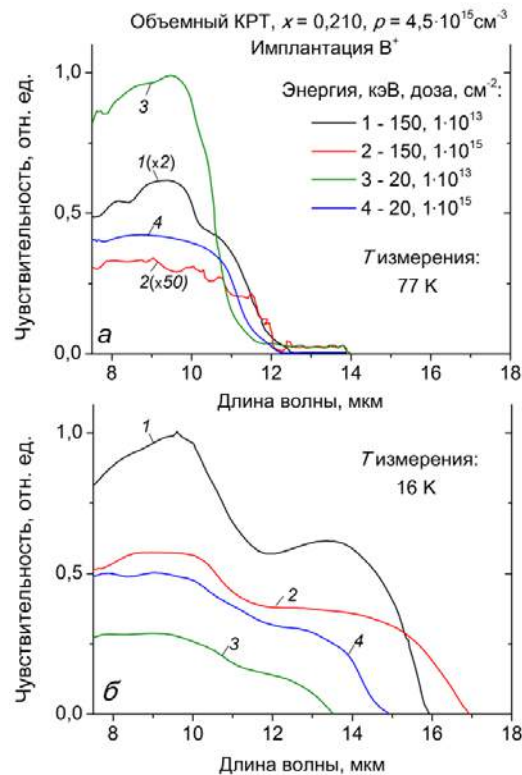


Рисунок 7.24 – Спектральные зависимости фотоответа при $T = 77$ К (а) и $T = 16$ К (б) для мезафотодиодов с n^+-n^-p структурой, сформированной в объемном КРТ p -типа ($x = 0,210$, $p = 4,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) имплантацией ионов B^+ с энергиями 150 (1, 2) и 20 (3, 4) кэВ, дозами $1 \cdot 10^{13}$ (1, 3) и $1 \cdot 10^{15}$ (2, 4) см^{-2} . Соответствующие данным спектрам параметры n -слоя и глубина n^+-n^-p перехода приведены на рисунке 3.37, б.

Мезафотодиоды изготавливались имплантацией ионов B^+ с энергиями 20 и 150 кэВ, дозами $1 \cdot 10^{13}$ и $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, при которых в объемном КРТ p -типа с составом $x = 0,21$ и низкой концентрации дырок $p = 4,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ сформировались n^+-n^-p переходы различной глубины от 3 до 18 мкм (см. соответствующий рисунок 3.37, б). Измерения спектральных зависимостей фотоэдс в вольтаическом режиме проводилось при температуре 77 и 16 К и нормировались на поток фотонов $\sim 10^8 \text{ см}^2/\text{с}$, падающих на мезафотодиоды со стороны верхнего n^+ -слоя, к которому создавались In контакты размером $50 \times 50 \text{ мкм}^2$, распаиваемые золотым проводом толщиной 20 мкм на внешние контакты сапфирового держателя образца КРТ с мезафотодиодами.

Из приведенных на рисунке 7.24 спектральных зависимостей чувствительности мезафотодиодов видно, что увеличение глубины n^- -слоя для энергий 150 и 20 кэВ соответственно (пары кривых 1 и 2, 3 и 4 на рисунке 7.24, б) приводит к сдвигу λ_c в длинноволновую область, который возрастает с понижением температуры. Данный эффект противоположен сдвигу Мосса-Бурштейна, наблюдаемого на тонких эпитаксиальных пленках, имплантированных ионами B^+ , за счет сильнолегированного n^+ -слоя [54]. Снижение величины фотоответа на рисунке 7.24, а, при

$T = 77$ К при $E = 150$ кэВ и $D = 1 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$ ионов B^+ (кривая 2) связано с сильно нарушенным n^+ -слоем, который при изготовлении мезафотодиодов не удалялся. Структурные нарушения приводят к увеличению скорости поверхностной рекомбинации. Снижение величины фотоответа у диодов с глубокими n^+-n^- - p переходами связано также с увеличением толщины базы, в которой резко падает интенсивность длинноволнового ИК-излучения [442], что накладывает определенные ограничения на параметры данных структур.

Рассмотренный на рисунке 7.24 сдвиг пороговой длины fotocувствительности n^+-n^- - p структур в длинноволновую область при увеличении глубины n - p перехода подтверждается результатами, представленными на рисунке 7.25, для мезафотодиодов, созданных в объемном КРТ p -типа с составом $x = 0,220$ и низкой концентрации дырок $p = 1 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ имплантацией ионов B^+ дозой $1 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$ и энергиями 30 и 150 кэВ, при которых глубина сформированных n^+-n^- - p структур составляла 3 и 2 мкм соответственно. В процессе постимплантационного отжига при $T = 200$ °С в течение $t = 10$ мин глубина n^+-n^- - p переходов увеличилась до 21 ($E = 30$ кэВ) и 18 ($E = 150$ кэВ) мкм. Соответствующие параметры n -слоев и глубины n - p переходов приведены в таблице 4.6.

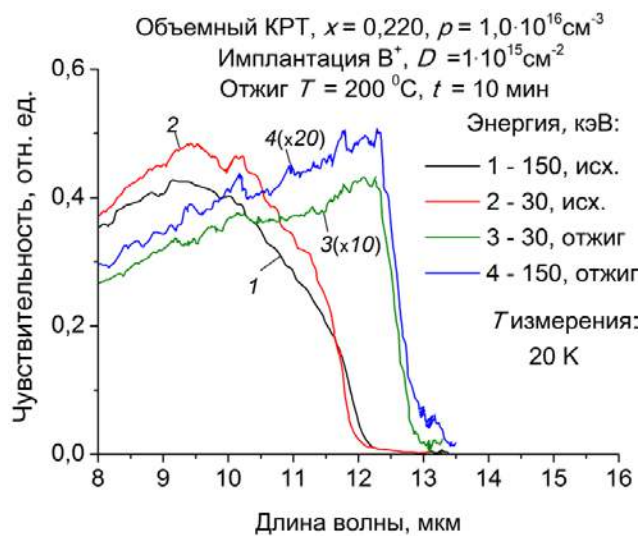


Рисунок 7.25 – Спектральные зависимости фотоответа при $T = 20$ К для мезафотодиодов с n^+-n^- - p структурой, сформированной в объемном КРТ p -типа ($x = 0,220$ $p = 1,0 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$) имплантацией ионов B^+ с энергией 150 (1, 4) и 30 (2, 3) кэВ дозой $1 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$: 1, 2 – исходный спектр; 3, 4 – постимплантационный отжиг при $T = 200$ °С в течение $t = 10$ мин. Соответствующие параметры n -слоев и глубины n - p переходов приведены в таблице 4.6.

Как видно из рисунка 7.25 с увеличением глубины n^+-n^- - p перехода после отжига произошел сдвиг λ_c в длинноволновую область почти на 1 мкм, при этом на порядок снизилась величина чувствительности, однако форма спектров (кривые 3 и 4) стала иметь более резкий край по срав-

нению с исходными спектрами (кривые 1 и 2), что по-видимому, связано с уменьшением концентрации электронов в сильнолегированном поверхностном n^+ -слое из-за частичного отжига донорных центров и дефектов структуры, и уменьшением скорости поверхностной рекомбинации.

Таким образом, показано, что у фотодиодов на КРТ p -типа с n^+-n^-p структурой при засветке со стороны n^+ -слоя за счет увеличения толщины поглощающего слоя происходит сдвиг длинноволновой границы фоточувствительности в сторону бóльших длин волн.

Выводы по главе 7

В данной главе представлены результаты исследования параметров n - p переходов, сформированных на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа при различных режимах ионной имплантации бора, а также их временной и термической стабильности. Рассматривается технология создания многоэлементных фотоприемников с применением ионной имплантации бора, а также приведены параметры линейчатых 288×4 и матричных 128×128 ФПМ на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа.

В результате проведенных исследований:

- экспериментально показано, что имплантация ионов B^+ , применяемая для создания широкоформатных МФП на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с широким интервалом составов x_s/x на поверхности и в рабочем слое, является управляемым процессом, позволяющим контролируемо формировать как резкие n^+-p переходы, так и переходы с n^+-n^-p структурой на заданной глубине;

- из исследований ВАХ фотодиодов, созданных на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа при различных режимах имплантации ионов B^+ , следует, что n^+-n^-p переходы по сравнению с резкими n^+-p переходами обладают гораздо меньшими темновыми токами вследствие снижения генерационно-рекомбинационной и туннельной компоненты. Поэтому в n^+-n^-p переходах наблюдаются высокие напряжения туннельного пробоя, а также высокие динамическое сопротивление R_d и сопротивление при нулевом смещении R_0 , которое определяет обнаружительную способность фотодиодов;

- из измерений темновых токов диодов разной площади, изготовленных на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа методом имплантации ионов B^+ , установлено, что для корректной оценки произведения динамического сопротивления на площадь фотодиода $R_d A$ или произведения $R_0 A$, вместо геометрической площади n - p перехода A необходимо использовать эффективную площадь сбора носителей $A_{эфф.}$, учитывающую диффузионную длину электронов, вследствие чего параметры $R_d A_{эфф.}$ и $R_0 A_{эфф.}$ являются более корректными по сравнению с параметрами $R_d A$ и $R_0 A$;

- впервые изготовлены мезафотодиоды на основе активированного бора в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с рабочим составом $x = 0,218$ ($\lambda_c = 11$ мкм), которые имели высокое дифференциальное

сопротивление в максимуме $R_d A = (6-8) \cdot 10^2 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$, произведение $R_0 A = 5-6 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ и диффузионную “полку” обратной ветви ВАХ вплоть до напряжений смещения “–” 1,3 В;

– обнаружен рост слоевой концентрации электронов в имплантированных бором объемных кристаллах КРТ и ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с разным составом поверхности при выдержке при комнатной температуре в течение нескольких лет. Рост слоевой концентрации электронов обусловлен постепенным высвобождением связанных в нейтральные примесно-дефектные комплексы внедренных атомов бора, который становится электрически активным, вследствие чего n -слои и фотодиоды на ГЭС КРТ МЛЭ p -типа остаются стабильными в течение многих лет;

– экспериментально показано, что с целью уменьшения темновых токов и увеличения динамического сопротивления, а также фототока диодов на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа, либо после операции ионной имплантации бора, либо после формирования индиевых столбов на линейчатых и матричных фотоприемниках необходимо проводить низкотемпературный отжиг в инертной среде или в вакууме при температуре 90–110 °С в течение 4 ч, при этом частично отжигаются радиационные донорные дефекты, что приводит к уменьшению концентрации электронов в сильнолегированном n^+ -слое, а глубина n^+-n^-p перехода увеличивается до 4–6 мкм;

– предложено оптимизировать технологию изготовления многоэлементных матричных и линейчатых фотоприемников на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа методом ионной имплантации бора в части, касающейся вскрытия контактных окон в диэлектрике и верхнем варизонном слое: вместо слабо контролируемого процесса жидкостного травления контактных окон микронного размера в диэлектрике и в варизонном слое, при которых неизбежен латеральный уход размеров, рекомендуется использовать ионно-лучевое травление Ag^+ , которое не изменяет параметры и глубину предварительно сформированных имплантацией ионов $\text{B}^+ n^+-n^-p$ переходов;

– на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа методом имплантации ионов B^+ с энергией 50 кэВ и дозой $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ изготовлены линейчатые фотоприемные модули форматом 288×4 элементов ($\lambda_c = 11,2 \text{ мкм}$) и матричные фотоприемные модули форматом 128×128 элементов ($\lambda_c = 6,0, 8,7$ и $10,2 \text{ мкм}$). Для линейчатого модуля 288×4 получено среднее значение удельной обнаружительной способности $D^* = 1,82 \cdot 10^{11} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$ при среднем квадратичном отклонении 16,5 %. Темновые токи фотодиодов с n^+-n^-p переходами лежат в интервале 10–15 нА при $\lambda_c = 11,2 \text{ мкм}$, дифференциальное сопротивление в максимуме $R_{d \max} = (0,6-1,0) \cdot 10^9 \text{ Ом}$. Для матричных модулей 128×128 среднее значение эквивалентной шуму разности температур (NETD) составляет 17–25 мК при среднеквадратичном отклонении 17,6–18,5 % ($T_{\text{фона}} = 295 \text{ К}$, $\text{FOV} = 40^\circ$);

– экспериментально показано, что у фотодиодов на КРТ p -типа с n^+-n^-p структурой при засветке со стороны n^+ -слоя за счет увеличения толщины поглощающего слоя происходит сдвиг длинноволновой границы фоточувствительности в сторону бóльших длин волн.

Из полученных результатов можно сделать следующие выводы:

1. Использование режимов ионной имплантации бора в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с учетом толщины и состава верхнего варизонного слоя, при которых формируются n^+-n^-p переходы, позволяет создавать линейчатые и матричные фотоприемные модули с высокими параметрами, близким к параметрам зарубежных аналогов. Оптимальный состав верхнего варизонного слоя в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа ($x \sim 0,22$) должен иметь значение $x_s = 0,49-0,56$, который обеспечивает лучшую защиту поверхности и в то же время позволяет при энергии ионов B^+ 20–50 кэВ и дозе $3 \cdot 10^{13}-3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ *in-situ* формировать n^+-n^-p переходы на глубине 3–5 мкм, значительно удаленной от области радиационных нарушений, генерируемых в процессе ионной имплантации, что снижает туннельные и генерационно-рекомбинационные токи утечки и повышает динамическое сопротивление и параметр R_0A .

2. При выдержке при комнатной температуре в имплантированных ионами бора объемных кристаллов КРТ и ГЭС КРТ МЛЭ p -типа происходит рост слоевой концентрации электронов, обусловленный постепенным высвобождением связанных в нейтральные примесно-дефектные комплексы внедренных атомов бора, который становится электрически активным, вследствие чего n -слои и фотодиоды на ГЭС КРТ МЛЭ p -типа остаются стабильными в течение многих лет.

3. Термические низкотемпературные отжиги в инертной среде или в вакууме при температуре 90–110 °С линейчатых и матричных фотоприемников, изготовленных методом ионной имплантации бора на ГЭС МЛЭ КРТ p -типа, приводят к существенному улучшению их параметров. Однако режимы постимплантационных отжигов надо выбирать исходя из того, чтобы не “разгонять” n^- -слой на всю толщину гетероэпитаксиальной структуры, поскольку при этом будут формироваться вертикальные $n-p$ переходы и будет происходить латеральное расширение площади $n-p$ перехода, уменьшающее расстояние между элементами матрицы и увеличивающее их фотоэлектрическую связь.

4. Низкотемпературная электрическая активация имплантированных атомов бора при отжиге под анодным окислом позволяет создавать на ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с рабочим составом $x = 0,22$ фотодиоды с темновым током, ограниченным только диффузионной компонентой, что обеспечивает отсутствие туннельных токов вплоть до напряжений смещения “–”1,3 В.

5. При изготовлении многоэлементных матричных и линейчатых фотоприемников на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа методом ионной имплантации бора для одновременного вскрытия контактных окон микронного размера в диэлектрике и в варизонном слое можно использовать ионно-лучевое травление Ag^+ , которое не изменяет параметры и глубину предварительно сформированных имплантацией ионов B^+ n^+-n^-p переходов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Построена модель *in-situ* формирования $n^+ - n^- - p$ структуры в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа при ионной имплантации. Формирование n^+ -слоя происходит за счет сложных комплексов малоподвижных радиационных дефектов донорного типа, которые сначала накапливаются в окрестности проецированного пробега ионов – области максимума выделившейся энергии. С ростом дозы часть сложных комплексов распадается на простые донорные дефекты, которые в процессе имплантации мигрируют в объем на глубину $(3-4)R_p$ и $(20-30)R_p$ в случае внедрения ионов B^+ и Xe^+ соответственно, причем при больших дозах глубины n^+ -слоя и нарушенного слоя совпадают. Формирование $n^+ - n^- - p$ структуры при имплантации легких ионов B^+ обусловлено тем, что примесно-дефектный донорный комплекс “атом бора – междоузельная ртуть” является малоподвижным и он формирует границу n^+ -слоя на “хвосте” пробега ионов бора, а свободная несвязанная в примесные комплексы с атомами бора междоузельная ртуть (или высвобожденная из него за счет активационного процесса, вероятнее всего за счет возбуждения электронной подсистемы) быстро мигрирует в объем и формирует n^- -слой. Его глубина определяется только количеством продиффундировавших междоузельных атомов Hg, которые способны заполнить собственные вакансии (V_{Hg}) – акцепторы в объеме кристалла.

2. Установлено, что при внедрении очень больших доз ионов $\text{B}^+ \sim 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, близких к пределу растворимости в решетке $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, происходит радиационно-стимулированная диффузия атомов бора в объем кристалла. При дозах ионов $\text{B}^+ 1 \cdot 10^{13} - 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ их пространственное распределение определяется только процессами торможения ионов в решетке $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, что подтверждается хорошим согласием экспериментальных профилей распределения внедренных атомов бора, измеренных методом ВИМС, и расчетных профилей, полученных с помощью метода SRIM-2013.

3. Обнаружено, что при имплантации ионов B^+ в объемные кристаллы $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ и ЖФЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа на зависимостях слоевой концентрации электронов (N_s) в конвертированном n -слое от энергии в интервале 15–150 кэВ и дозы в интервале $10^{11} - 10^{16} \text{ см}^{-2}$ после начального роста и последующего достижения предельного значения величины слоевой концентрации электронов на уровне $\sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$ при энергиях 100–120 кэВ и дозах $3 \cdot 10^{13} - 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ с дальнейшим ростом как энергии, так и дозы происходит снижение N_s . Эффект снижения слоевой концентрации электронов после достижения предельного значения с накоплением радиационных дефектов при росте дозы ионов B^+ в интервале $1 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ наблюдается только в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа с низким составом поверхности $x_s = 0,22 - 0,33$, в то время как увеличение состава поверхности до $x_s = 0,49 - 0,56$

приводит как к значительному снижению величины N_s , так и отсутствию насыщения на пространственных распределениях объемной концентрации электронов во всем интервале рассматриваемых доз. С ростом массы ионов от 4 (He^+) до 131 (Xe^+) а.е.м., имплантируемых при одинаковых режимах в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, наблюдается монотонное снижение слоевой концентрации электронов, которое сопровождается увеличением структурных нарушений поверхности, нейтрализующих радиационные донорные дефекты. Следствием накопления структурных дефектов-стоков является то, что при имплантации в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ как легких ионов B^+ , так и тяжелых ионов Xe^+ с энергией 100–150 кэВ глубина приповерхностного сильнолегированного n^+ -слоя сначала растет и достигает максимума в интервале доз $1 \cdot 10^{11}$ – $1 \cdot 10^{15}$ см^{-2} и с дальнейшим увеличением дозы до $1 \cdot 10^{16}$ см^{-2} она начинает снижаться.

4. Установлено что при имплантации тяжелых ионов Xe^+ максимальные структурные нарушения в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ локализуются в поверхностном слое толщиной проецированного пробега (R_p), а сами структурные дефекты проникают на глубину 0,5–0,8 мкм, что в 20–30 раз больше величины проецированного пробега ионов Xe^+ . При имплантации легких ионов B^+ максимальные нарушения кристаллической структуры генерируются в поверхностном слое толщиной, соответствующей проецированному пробегу ионов, а затем в объеме количество структурных дефектов монотонно снижается вплоть до глубины $(4\text{--}5)R_p$, которая увеличивается с ростом дозы в интервале 10^{14} – 10^{15} см^{-2} .

5. Обнаружено, что формирование n^+n^-p структур в ионно-имплантированном $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа происходит не только при постимплантационном отжиге при $T = 200$ °С (модель “Bubulac”), но и *in-situ* в процессе имплантации легких ионов He^+ , B^+ , N^+ с энергией 15–150 кэВ дозой 10^{13} – 10^{16} см^{-2} при комнатной температуре. Формирование n^+n^-p структур в p -КРТ происходит только при внедрении легких ионов (He^+ , B^+ , N^+), тогда как при имплантации тяжелых ионов от Ag^+ до Xe^+ при любых дозах и энергиях n^+n^-p структура не образуется, а создается только резкий n^+p переход.

6. Установлено, что чем меньше энергия при одинаковой дозе имплантируемых ионов B^+ , тем больше глубина n - p перехода в гетероэпитаксиальных структурах и объемных кристаллах $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Более высокая концентрации дырок в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ уменьшает глубину n - p перехода при одинаковых режимах ионной имплантации. Предварительное создание структурных нарушений вблизи поверхности объемного кристалла $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ путем ее бомбардировки тяжелыми ионами Xe^+ , не только подавляет формирование n^- -слоя, но также влияет на распределение носителей заряда в самом n^+ -слое при последующей имплантации легких ионов B^+ : внедрение ионов B^+ практически через весь нарушенный слой, созданный предварительной имплантацией

ксенона, приводит к меньшему значению концентрации электронов в максимуме профиля распределения в 1,5–2 раза и некоторому увеличению глубины n^+ -слоя по сравнению с имплантацией только одного бора в исходный кристалл. Повышенная дефектность предварительно имплантированного ионами Xe^+ кристалла и возникшие в нем напряжения, способствуют более глубокой диффузии вновь генерированных имплантацией ионов B^+ электрически активных дефектов. Перестановка последовательности внедрения ионов (сначала B^+ , затем Xe^+) приводит к еще большему снижению концентрации электронов вблизи поверхности и к аналогичным предыдущему случаю изменению в максимуме профиля распределения концентрации электронов и увеличению глубины n^+ -слоя

7. Определено, что наличие верхнего варизонного слоя в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ существенно снижает в нем как концентрацию электронов, так и глубину n^+ - и n^- -слоя в n^+n^-p структуре по сравнению с объемными кристаллами и гетероэпитаксиальными структурами $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ без варизонного слоя при одинаковых режимах имплантации ионов B^+ . Откуда следует, что процесс генерации донорных дефектов, которыми преимущественно являются междоузельные атомы ртути (I_{Hg}) в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с более высоким составом поверхности протекает менее интенсивно, что приводит к снижению концентрации электронов в приповерхностном n^+ -слое. По этой же причине уменьшается и глубина n^- -слоя в n^+n^-p структуре с увеличением состава поверхности. Формирование n^+n^-p перехода в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с варизонными слоями с составом $x_s = 0,33\text{--}0,56$ происходит при имплантации ионов бора с энергией 100–150 кэВ только при дозах выше $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$;

8. На основе обнаруженного различия в величине концентрации избыточной ртути, определенной методами резерфордского обратного рассеяния и оптического отражения установлена природа диффузионного источника атомов Hg при отжигах $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ под анодным окислом: в результате химического взаимодействия анодного окисла с элементами соединения на границе раздела в междоузлиях решетки образуется избыточная ртуть, которая мигрирует в объем кристалла и формирует n -слой. Электрофизические параметры n -слоя, формирующегося при отжиге под анодным окислом, соответствуют параметрам $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ n -типа, получаемым отжигом в парах ртути. Процесс формирования n -слоя при отжиге p -КРТ под анодным окислом имеет диффузионный характер с параметром диффузии ртути $d_n^2/t = (1,2\text{--}7,6) \cdot 10^{-9} \text{ см}^2/\text{с}$ (d_n – глубина n -слоя, t – время) при $T = 200^\circ\text{C}$ и в температурном интервале 200–275 °C имеет энергию активации 0,65 эВ диффузии атомов Hg. При больших температурах глубина конвертированного слоя лимитируется истощением диффузионного источника ртути вследствие ее испарения. Определены условия отжига капсулирующих покрытий из SiO_2 и анодного окисла на поверхности

$\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, при которых происходит минимальная потеря атомов ртути с поверхности и не изменяются электрофизические параметры исходных образцов. Показана возможность использования анодного окисла как эффективного маскирующего покрытия для постимплантационных отжигов МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа в температурном интервале 200–250 °С без нарушения состава верхнего варизонного слоя и изменения электрофизических свойств материала.

9. Совокупность экспериментальных данных по влиянию предварительно введенных ионной бомбардировкой нарушений кристалла на процесс формирования n^+-n^-p структуры при ионно-лучевом травлении и плазменной обработке, отжигу под анодным окислом предварительно имплантированных ионами B^+ кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа, являются прямым подтверждением предложенной нами модели, что *in-situ* формирование n^+-n^-p структуры в процессе имплантации в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ легких ионов происходит вследствие миграции вглубь кристалла не захваченных на стоки подвижных донорных дефектов – междоузельных атомов ртути, а также экспериментальным подтверждением гипотезы “Bubulac” формирования глубоких n - p переходов в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при постимплантационных отжигах за счет диффузии смещенных атомов ртути.

10. Обнаружено, что низкотемпературная имплантация при $T = 80$ К больших доз ионов бора $\sim 10^{15} \text{ см}^{-2}$ приводит как к подавлению процесса формирования n^+-n^-p структуры, так и к значительному снижению концентрации электронов в n^+ -слое по сравнению с имплантацией при комнатной температуре. Откуда следует, что большая концентрация не успевших отжечься структурных дефектов, которые генерируются при низкотемпературной имплантации и являются стоками, нейтрализующими радиационные донорные дефекты, уменьшает концентрацию электронов в n^+ -слое и его глубину, а также подавляет формирование n^- -слоя. Распределение концентрации электронов по глубине в n^+ -слое, полученное в случае имплантации при $T = 80$ К, точно совпадает с профилем распределения атомов бора, тогда как имплантация при $T = 300$ К приводит к существенному расширению n^+ -слоя за область пространственного распределения внедренного бора вследствие миграции малоподвижных донорных дефектов, не связанных с атомами бора в примесно-дефектные комплексы. В процессе нагрева до комнатной температуры имплантированного при $T = 80$ К образца КРТ, происходит частичная электрическая активации внедренных атомов бора.

11. Обнаружен рост слоевой концентрации электронов в имплантированных бором объемных кристаллах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ и в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа с разным составом поверхности при выдержке при комнатной температуре в течение нескольких лет. Рост слоевой концентрации электронов обусловлен постепенным высвобождением связанных в

нейтральные примесно-дефектные комплексы внедренных атомов бора, который становится электрически активным, вследствие чего n -слои и фотодиоды на основе МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа остаются стабильными в течение многих лет.

12. Установлено, что обработка в плазме газов Ag и H_2 объемных кристаллов $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с $x = 0,217\text{--}0,25$ без приложения ускоряющего напряжения позволяет получать очень глубокие (до 130 мкм) слои n -типа проводимости с высокими электрофизическими характеристиками. Обнаружено пороговое значение плотности тока ВЧ-разряда ($j = 4 \text{ мкА/см}^2$), ниже которого $p \rightarrow n$ конверсия типа проводимости под действием плазмы не наблюдается. Установлено, что вследствие отсутствия распыления поверхности при плазменной обработке $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в аргоне концентрация электронов в n^+ -слое составляет величину $(2\text{--}4) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, которая на порядок выше, чем при ионно-лучевом травлении Ag^+ . Параметр диффузии ртути $d_n^2/t \approx (3\text{--}4) \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{с}$ при плазменной обработке на порядок больше, чем при ионно-лучевом травлении, что обусловлено более высокой концентрацией в поверхностном диффузионном источнике смещенных атомов Hg при воздействии плазмы. Радиационно-стимулированная активация процесса диффузии генерированных на поверхности междоузельных атомов ртути вследствие возбуждения электронной подсистемы, приводит к глубокой $p \rightarrow n$ конверсии типа проводимости кристаллов $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ как при ионно-лучевом травлении, так и плазменной обработке при комнатной температуре. Глубина n -слоя существенно зависит от концентрации генерируемых междоузельных атомов ртути в поверхностном диффузионном источнике, которая определяется энергией бомбардирующих поверхность ионов.

13. Обнаружено, что ионно-лучевое травление и плазменная обработка кристаллов $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ повышенного состава $x = 0,250\text{--}0,265$ приводит к формированию $n^+-n^--n^--p$ структуры с глубококомпенсированным n^-- -слоем с очень низкой проводимостью, величина которой в несколько раз ниже, чем проводимость объема $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа, тогда как в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с составом $x = 0,20\text{--}0,22$ формируется только n^+-n^- структура. Оценка концентрации электронов в n^-- -слое дает величину $n^-- \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$. В холловских измерениях n^-- -слой проявляется после травливания верхних n^+ - и n^- -слоев: в зависимости слоевой проводимости от глубины травления наблюдается явно выраженный минимум в той области, где толщина n^-- -слоя максимальна. При ионно-лучевом травлении толщина n^-- -слоя зависит от дозы ионов Ag^+ и составляет величину от 5 до 15 мкм. Формирование n^-- -слоя обусловлено тем, что в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с большим составом $x = 0,250\text{--}0,265$ содержание атомов ртути на 7–9 % ниже, чем у $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с составом $x = 0,20\text{--}0,22$. Вследствие этого, в процессе ионной обработки $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с составом $x = 0,250\text{--}0,265$ количество генерируемой на поверхности междоузельной ртути, за счет диффузии которой происходит

$p \rightarrow n$ конверсия типа проводимости, недостаточно для полной компенсации акцепторов – вакансий ртути по всей толщине слоя вплоть до глубины, куда междоузельные атомы Hg успевают продиффундировать за время обработки. Поэтому на “хвосте” профиля распределения, где полной компенсации акцепторов не произошло, концентрация электронов на порядок ниже, чем в n -слое, в котором междоузельные атомы Hg полностью скомпенсировали собственные вакансии.

14. Установлено, что облучение МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ мощными импульсами CO_2 -лазера при $T = 78 \text{ K}$ в области фундаментального поглощения приводит к просветлению образца вследствие увеличения температуры рабочего слоя. При плотности мощности порядка 10^6 Вт/см^2 пропускание образца при $T = 78 \text{ K}$ близко к пропусканию при $T = 295 \text{ K}$ и в 3 раза выше, чем пропускание при малой мощности. По сравнению с коротковолновым импульсным облучением YAG/Nd³⁺-лазера с сопоставимой плотностью мощности, это просветление существенно снижает эффективность воздействия излучения CO_2 -лазера на $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Построена модель мощного импульсного ИК-лазерного воздействия на МЛЭ гетероэпитаксиальные структуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с учетом эффекта просветления при низкотемпературном облучении и определены температура образцов и коэффициент поглощения в зависимости от плотности мощности излучения. Оценено дефектообразующее воздействие мощного импульсного лазерного облучения, при этом экспериментальные данные по поглощению излучения CO_2 -лазера согласуются с результатами модельного расчета.

15. Показано, что воздействие мощного импульсного лазерного ИК-излучения на гетероэпитаксиальные слои твердых растворов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ приводит к обогащению приповерхностных слоев атомами ртути, генерации термоупругих напряжений с элементами механического повреждения целостности слоев, сублимации и деградациии поверхности. Установлено, что облучение YAG/Nd³⁺-лазером имплантированных ионами бора гетероэпитаксиальных слоев $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ приводит к отжигу радиационных донорных дефектов и электрической активации внедренных атомов бора в результате плавления и рекристаллизации облученного поверхностного слоя. В спектрах поглощения облученных лазерным ИК-излучением гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ наблюдается четкий сдвиг положения края собственного поглощения в коротковолновую область, величина которого возрастает по мере роста плотности мощности падающего ИК-излучения. Этот рост связан, по-видимому, с относительным уменьшением содержания стехиометрической ртути в составе твердого раствора, что коррелирует с исследованиями методом электронной спектроскопии для химического анализа. Согласно оценкам, изменение состава Δx твердого раствора $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ по смещению края собственного поглощения находится в пределах $\Delta x \simeq 0,005\text{--}0,01$ без учета возможного влияния на это смещение эффекта Мосса-Бурштейна. С

точки зрения термодинамики, процессы воздействия мощного импульсного лазерного ИК-излучения на $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ относятся к необратимым и поэтому обладают свойством к накоплению. Указанные эффекты приводят к процессам долговременной деградации матричных фотоприемников на основе гетероэпитаксиальных слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при эксплуатации их в условиях интенсивной освещенности лазерным излучением.

16. Установлено, что при мощном импульсном облучении YAG/ Nd^{3+} -лазера и DF-лазера МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ вблизи границы облученной и необлученной областей образца формируется поверхностная периодическая структура. Период структуры коррелирует с длиной волны излучения обоих лазеров, что свидетельствует о наличии интерференции падающей и отраженной волн лазерного ИК-излучения от фазовой границы “расплав–кристалл” в приповерхностном расплавленном слое гетероэпитаксиальной структуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ за время действия лазерного импульса с формированием волнообразного температурного поля. Затухание поверхностной периодической структуры с увеличением расстояния от границы облученной и необлученной областей обусловлено тем, что интерференция происходит на клине, сформированном за счет быстрого латерального стока тепла в необлученную область с выравниванием рельефа расплавленной поверхности вдали от нее.

17. Из исследований ВАХ фотодиодов, созданных на основе МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа при различных режимах имплантации ионов B^+ , следует, что n^+-n^-p переходы по сравнению с резкими n^+-p переходами обладают гораздо меньшими темновыми токами вследствие снижения генерационно-рекомбинационной и туннельной компоненты. Поэтому в n^+-n^-p переходах наблюдаются высокие напряжения туннельного пробоя, а также высокие динамическое сопротивление R_d и сопротивление при нулевом смещении R_0 , которое определяет обнаружительную способность фотодиодов. Из измерений темновых токов диодов разной площади, изготовленных на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа методом имплантации ионов B^+ , установлено, что для корректной оценки произведения динамического сопротивления на площадь фотодиода R_dA или произведения R_0A , вместо геометрической площади $n-p$ перехода A необходимо использовать эффективную площадь сбора носителей $A_{\text{эфф.}}$, учитывающую диффузионную длину электронов, вследствие чего параметры $R_dA_{\text{эфф.}}$ и $R_0A_{\text{эфф.}}$ являются более корректными по сравнению с параметрами R_dA и R_0A . Изготовлены мезафотодиоды на основе активированного бора в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа с рабочим составом $x = 0,218$ ($\lambda_c = 11$ мкм), которые имели высокое дифференциальное сопротивление в максимуме $R_dA = (6-8) \cdot 10^2 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$, произведение $R_0A = 5-6 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ и диффузионную “полку” обратной ветви ВАХ вплоть до напряжений смещения “–”1,3 В.

18. На основе МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа методом имплантации ионов В^+ с энергией 50 кэВ и дозой $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ изготовлены линейчатые фотоприемные модули форматом 288×4 элементов ($\lambda_c = 11,2 \text{ мкм}$) и матричные фотоприемные модули форматом 128×128 элементов ($\lambda_c = 6,0, 8,7$ и $10,2 \text{ мкм}$). Для линейчатого модуля 288×4 получено среднее значение удельной обнаружительной способности $D^* = 1,82 \cdot 10^{11} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$ при среднем квадратичном отклонении 16,5 %. Темновые токи фотодиодов с $n^+ - n^- - p$ переходами лежат в интервале 10–15 нА при пороговой длине волны $\lambda_c = 11,2 \text{ мкм}$, дифференциальное сопротивление в максимуме $R_{d \text{ max}} = (0,6 - 1,0) \cdot 10^9 \text{ Ом}$. Для матричных модулей 128×128 среднее значение эквивалентной шуму разности температур (NETD) составляет 17–25 мК при среднеквадратичном отклонении 17,6–18,5 % ($T_{\text{фона}} = 295 \text{ К}$, $\text{FOV} = 40^\circ$).

Основные результаты диссертационной работы опубликованы в следующих печатных работах:

1. Ремесник, В. Г. О концентрации и подвижности электронов в узкозонных полупроводниковых соединениях $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ p -типа / В. Г. Ремесник, Н. Х. Талипов // ФТП. – 1991. – Т. 25. – В. 6. – С. 1091–1094.
2. Талипов, Н. Х. Влияние отжига под анодным окислом на изменение состава поверхности и конверсию типа проводимости монокристаллов $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0,2$) / Н. Х. Талипов, В. П. Попов, В. Г. Ремесник, З. А. Налькина // ФТП. 1992. – Т. 26. – В. 2. – С. 310–317.
3. Двуреченский, А. В. Инверсия типа проводимости слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, подвергнутых плазменной обработке / А. В. Двуреченский, В. Г. Ремесник, И. А. Рязанцев, Н. Х. Талипов. // ФТП. – 1993. – Т. 27. – В. 1. – С. 168–171.
4. Талипов, Н. Х. Определение параметров носителей заряда в узкозонных полупроводниках A_2B_6 p -типа на основе магнитосопротивления / Н. Х. Талипов, В. Г. Ремесник // Письма в ЖТФ. – 1994. – Т. 20. – В. 5. – С. 57–61.
5. Мищенко, А. М. Способ создания на образцах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа структур с глубоко компенсированным слоем / А. М. Мищенко, Н. Х. Талипов, В. В. Шашкин // Патент РФ. – № 2023326. – 1994.
6. Мищенко, А. М. Способ модификации поверхностного слоя теллурида кадмия ртути / А. М. Мищенко, Н. Х. Талипов, В. В. Шашкин // Патент РФ. – № 2035801. – 1995.
7. Рязанцев, И. А. Способ получения слоев n -типа проводимости в образцах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа / И. А. Рязанцев, А. В. Двуреченский, Н. Х. Талипов, А. М. Мищенко // Патент РФ. – № 2035804. – 1995.

8. Овсюк, В. Н. Планарные фотодиоды на основе эпитаксиальных слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии / В. Н. Овсюк, В. В. Васильев, Т. И. Захарьяш, В. Г. Ремесник, С. А. Студеникин, А. О. Сусляков, Н. Х. Талипов, Ю. Г. Сидоров, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, В. Г. Либерман, В. С. Варавин // ФТП. – 1996. – Т.30. – В.2. – С. 193–198.
9. Ovsyuk, V. N. Planar photodiodes based on $p\text{-HgCdTe}$ ($x = 0,22$) epilayers grown by molecular beam epitaxy / V. N. Ovsyuk, V. G. Remesnik, S. A. Studenikin, A. O. Suslyakov, N. Kh. Talipov, V. V. Vasilyev, T. I. Zaharyash, Yu. G. Sidorov, S. A. Dvoretzky, N. N. Mikhaylov, V. G. Liberman, V.S. Varavin // Infrared Phys. and Techn. – 1996. – V.37. – P. 321–323.
10. Ovsyuk, V.N. Fabrication and characteristics of long-wavelength infrared planar photodiodes on molecular beam epitaxial $p\text{-HgCdTe}$ films / V. N. Ovsyuk, S. A. Studenikin, A. O. Suslyakov, N. Kh. Talipov, V. V. Vasilyev, T. I. Zaharyash, Yu. G. Sidorov, S. A. Dvoretzky, N. N. Mikhaylov, V.S. Varavin // SPIE Proceedings. – 1996. – V. 2746. – P. 190–198.
11. Васильев, В. В. Фокальные матрицы 2×64 для спектрального диапазона 8–10 мкм на объемных кристаллах CdHgTe / В. В. Васильев, Т. И. Захарьяш, А. Г. Клименко, А. И. Крымский, И. В. Марчишин, Т. Н. Недосекина, В. Н. Овсюк, Л. Н. Ромашко, К. К. Свиташев, А. О. Сусляков, Н. Х. Талипов, Л. В. Тишкова // Автометрия. – 1996. – № 4. – С. 32–39.
12. Талипов, Н. Х. Электрическая активация имплантированных в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x = 0,22$) атомов бора при низкотемпературном отжиге под анодным окислом / Н. Х. Талипов, В. Н. Овсюк, В. Г. Ремесник, В. В. Васильев // Автометрия. – 1996. – № 4. – С. 82–88.
13. Talipov, N. Kh. Electrical activation of boron implanted in $p\text{-HgCdTe}$ ($x = 0,22$) by low-temperature annealing under an anodic oxide / N. Kh. Talipov, V. N. Ovsyuk, V. G. Remesnik, V. V. Vasilyev // Materials Science and Engineering B. – 1997. – V. B44. – P. 266–269.
14. Vasilyev, V. V. Focal plane arrays based on HgCdTe epitaxial layers MBE-grown on GaAs substrate / V. V. Vasilyev, D. G. Esaev, A. G. Klimenko, A. I. Kozlov, A. I. Krymsky, I. V. Marchishin, V. N. Ovsyuk, L. N. Romashko, A. O. Suslyakov, N. K. Talipov, V. G. Voinov, T. I. Zaharyash, Yu. G. Sidorov, V. S. Varavin, S. A. Dvoretzky, N. N. Mikhaylov // SPIE Proceedings. – 1997. – V. 3061. – Part 2. – P. 956–966.
15. Talipov, N. Kh. Method for characterization of electron, light and heavy hole concentrations and mobilities in narrow-gap $p\text{-HgCdTe}$ / N. Kh. Talipov, V. N. Ovsyuk, V. G. Remesnik, V. V. Schaschkin // Materials Science and Engineering B. – 1997. – V. B44. – Is. 1–3. – P. 278–282.
16. Васильев, В. В. Фокальные фотоприемные матрицы на основе гетероэпитаксиальных слоев CdHgTe , выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках из GaAs / В. В. Васильев, В. Г. Войнов, Д. Г. Есаев, Т. И. Захарьяш, А. Г. Клименко, А.

- И. Козлов, А. И. Крымский, И. В. Марчишин, В. Н. Овсюк, Л. Н. Ромашко, К. К. Свиташев, А. О. Сусяков, Н. Х. Талипов, Ю. Г. Сидоров, В. С. Варавин, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов // Оптический журнал. – 1998. – № 1. – Т. 65. – С. – 80–85.
17. Esaev, D. G. 128×128 hybrid FPAs using MBE HgCdTe films on GaAs substrates / D. G. Esaev, A. G. Klimenko, A. I. Kozlov, I. V. Marchishin, V. N. Ovsyuk, N. K. Talipov, T. I. Zaharyash, V. V. Vasilyev, Yu. G. Sidorov, S. A. Dvoretzky // SPIE Proceedings. – 1998. – V. 3379. – P. 594–600.
 18. Васильев, В. В. Матричное фотоприемное устройство 128×128 на основе слоев CdHgTe, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs / В. В. Васильев, Д. Г. Есаев, Т. И. Захарьяш, А. Г. Клименко, А. И. Козлов, И. В. Марчишин, В. Н. Овсюк, Н. Х. Талипов, Ю. Г. Сидоров, С. А. Дворецкий // Автометрия. – 1998. – № 4. – С. 27–34.
 19. Бородовский, П. А. Исследование магнито-плазменных резонансов в эпитаксиальных пленках n -CdHgTe на СВЧ / П. А. Бородовский, А. Ф. Булдыгин, Н. Х. Талипов // Автометрия. – 1998. – № 5. – С. 66–72.
 20. Дворецкий, С. А. Применение метода отражательной спектроскопии для оценки структурного совершенства пленок CdTe/GaAs / С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, В. Г. Ремесник, Н. Х. Талипов // Автометрия. – 1998. – № 5. – С. 73–77.
 21. Овсюк, В. Н. Метод дифференциального магнитосопротивления для определения концентрации и подвижности электронов и легких дырок в $Cd_xHg_{1-x}Te$ p -типа / В. Н. Овсюк, Д. Ю. Протасов, Н. Х. Талипов // Автометрия. – 1998. – № 5. – С. 99–107.
 22. Vasilyev, V. V. 128×128 FPAs on MBE grown CdHgTe layers for medium and far IR range / V.V. Vasilyev, S. A. Dvoretzky, D. G. Esaev, T. I. Zaharyash, A. G. Klimenko, A. I. Kozlov, I. V. Marchishin, V. N. Ovsyuk, N. K. Talipov, Yu. G. Sidorov, A. O. Suslyakov // SPIE Proceedings. – 2000. – V. 4340. – P. 49–55.
 23. Васильев, В. В. Фотоприемники на основе слоев CdHgTe, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии / В. В. Васильев, С. А. Дворецкий, Д. Г. Есаев, Т. И. Захарьяш, А. Г. Клименко, А. И. Козлов, И. В. Марчишин, В. Н. Овсюк, Н. Х. Талипов, Ю. Г. Сидоров, А. О. Сусяков // Автометрия. – 2001. – № 3. – С. 4–8.
 24. Талипов, Н. Х. Исследование процессов формирования n - p переходов в слоях МЛЭ КРТ / Н. Х. Талипов // Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона : монография / В. Н. Овсюк, Г. Л. Курышев, Ю. Г. Сидоров, В. М. Базовкин, В. С. Варавин, Н. А. Валишева, В. В. Васильев, А. А. Гузев, С. А. Дворецкий, Д. Г. Есаев, В. М. Ефимов, А. Г. Клименко, А. Э. Климов, А. П. Ковчавцев, Т. Е. Ковалевская, А. И. Козлов, И. И. Ли, И.

- В. Марчишин, Н. Н. Михайлов, З. В. Панова, Л. Н. Ромашко, С. П. Сеница, Н. Х. Талипов, А. И. Торопов, А. А. Французов, В. В. Шашкин, В. Н. Шумский; отв. ред. С. П. Сеница. – Новосибирск : Наука, 2001. – 376 с. – Разд. 3.1.2. – С. 195–204.
25. Васильев, В. В. Фотоприемники на основе молекулярно-лучевой эпитаксии слоев кадмий-ртуть-теллур для среднего и дальнего ИК диапазонов / В. В. Васильев, С. А. Дворецкий, Д. Г. Есаев, Т. И. Захарьяш, А. Г. Клименко, А. И. Козлов, И. В. Марчишин, В. Н. Овсюк, Н. Х. Талипов, Ю. Г. Сидоров, А. О. Сусяков // Наука – производству. – 2001. – № 12. – С. 9–11.
 26. Васильев, В. В. Фотоприемники на основе гетероэпитаксиальных слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ для среднего и дальнего ИК диапазонов / В. В. Васильев, А. Г. Голенков, С. А. Дворецкий, Д. Г. Есаев, Т. И. Захарьяш, А. Г. Клименко, А. И. Козлов, И. В. Марчишин, В. Н. Овсюк, В. П. Рева, Ю. Г. Сидоров, Ф. Ф. Сизов, А. О. Сусяков, Н. Х. Талипов // Микроэлектроника. – 2002. – Т. 31. – № 6. – С. 414 – 422.
 27. Войцеховский, А. В. Распределение профилей радиационных дефектов при ионной имплантации варизонных структур КРТ, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии / А. В. Войцеховский, А. П. Коханенко, А. Г. Коротаев, Д. В. Григорьев, В. С. Варавин, С. А. Дворецкий, Ю. Г. Сидоров, Н. Х. Талипов // Прикладная физика. – 2003. – № 5. – С. 93–95.
 28. Derkach, Yu. P. The 4×288 linear FPA on the heteroepitaxial $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ base / Yu. P. Derkach, S. A. Dvoretzki, A. G. Golenkov, A. G. Klimenko, A. I. Kozlov, I. V. Marchishin, V. N. Ovsyuk, V. P. Reva, Yu. G. Sidorov, F. F. Sizov, A. O. Suslyakov, N. C. Talipov, V. V. Vasilyev, T. I. Zahar'yash, V. V. Zabudsky // SPIE Proceedings. – 2003. – V. 5126. – P. 98–104.
 29. Овсюк, В. Н. Особенности распределения донорных центров в кристаллах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа при низкотемпературной ионной имплантации / В. Н. Овсюк, Н. Х. Талипов // Прикладная физика. – 2003. – № 5. – С. 87–92.
 30. Sizov, F.F. MCT linear arrays and associated silicon readouts / F. F. Sizov, Yu. P. Derkach, S. A. Dvoretzki, A. G. Golenkov, J. V. Gumenyuk-Sichevska, V. P. Reva, V. N. Ovsyuk, Yu. G. Sidorov, N. K. Talipov, V. V. Vasiliev, V. V. Zabudsky // SPIE Proceedings. – 2004. – V. 5251. – P. 16–25.
 31. Vasilyev, V. V. MCT heteroepitaxial 4×288 FPA / V. V. Vasilyev, A. G. Klimenko, I. V. Marchishin, V. N. Ovsyuk, N. Ch. Talipov, T. I. Zahar'yash, A. G. Golenkov, Yu. P. Derkach, V. P. Reva, Yu. G. Sidorov, F. F. Sizov, V. V. Zabudsky // Infrared Phys. and Techn. – 2004. – V. 45. – P. 13–23.

32. Voitsekhovskii, A.V. The boron implantation in the varied zone MBE MCT epilayer / A. V. Voitsekhovskii, D. V. Grigor'ev, A. P. Kokhanenko, A. G. Korotaev, Yu. G. Sidorov, V. S. Varavin, S. A. Dvoretzky, N. N. Mikhailov, N. Kh. Talipov // SPIE Proceedings. – 2005. – V. 5957. – P. 254–259.
33. Sizov, F. F. 4×288 linear array with hybrid ROIC (CCD+CMOS) / F. F. Sizov, V. N. Ovsyuk, V. V. Vasiliev, T. I. Zakhar'yash, A. O. Suslyakov, N. H. Talipov, N. N. Mikhailov, V. S. Varavin, V. P. Reva, A. G. Golenkov, Yu. P. Derkach, V. V. Zabudsky, S. V. Korinets // SPIE Proceedings. – 2005. – V. 5726. – P. 132–139.
34. Васильев, В. В. Влияние термообработок на параметры фотодиодов сформированных ионной имплантацией бора в гетероэпитаксиальные слои МЛЭ CdHgTe *p*-типа / В. В. Васильев, В. Н. Овсюк, Д. Ю. Протасов, Н. Х. Талипов // Прикладная физика. – 2005. – № 2. – С. 37–42.
35. Войцеховский, А. В. Процессы радиационного дефектообразования в варизонных структурах МЛЭ КРТ при ионной имплантации / А. В. Войцеховский, Д. В. Григорьев, А. Г. Коротаев, А. П. Коханенко, Н. Х. Талипов // Прикладная физика. – 2005. – № 3. – С. 83–88.
36. Войцеховский, А. В. Динамика накопления электрически активных радиационных дефектов при имплантации варизонных эпитаксиальных пленок МЛЭ КРТ / А. В. Войцеховский, А. Г. Коротаев, А. П. Коханенко, Д. В. Григорьев, В. С. Варавин, С. А. Дворецкий, Ю. Г. Сидоров, Н. Н. Михайлов, Н. Х. Талипов // Изв. вузов. Физика. – 2006. – Т. 49. – № 9. – С. 25–28.
37. Войцеховский, А. В. Особенности имплантации ионов бора в варизонные эпитаксиальные пленки КРТ, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии / А. В. Войцеховский, А. Г. Коротаев, А. П. Коханенко, Д. В. Григорьев, В. С. Варавин, С. А. Дворецкий, Ю. Г. Сидоров, Н. Н. Михайлов, Н. Х. Талипов // Изв. вузов. Физика. – 2006. – Т. 49. – № 9. Приложение. – С. 142–145.
38. Voitsekhovskii, A.V. The radiation defects accumulation dynamics at ion implantation of the MCT graded-gap epilayer / A.V. Voitsekhovskii, D. V. Grigor'ev, A. P. Kokhanenko, A. G. Korotaev, N. Kh. Talipov // Изв. вузов. Физика. – 2006. – Т. 49. – № 10. Приложение. – С. 389–391.
39. Voitsekhovskii A.V. Radiation defects profiles in boron implantated MBE MCT graded-gap epilayer / A.V. Voitsekhovskii, D. V. Grigor'ev, A. P. Kokhanenko, A. G. Korotaev, N. Kh. Talipov // Изв. вузов. Физика. – 2006. – Т. 49. – № 10. Приложение. – С. 392–394.
40. Войцеховский, А. В. Радиационное дефектообразование в варизонных эпитаксиальных структурах CdHgTe при ионной имплантации / А. В. Войцеховский, Д. В. Григорьев, А.

- Г. Коротаев, А. П. Коханенко, Н. Х. Талипов // Изв. вузов. Материалы электронной техники. – 2007. – № 2. – С. 35–40.
41. Войцеховский, А. В. Легирование ионами бора варизонных эпитаксиальных пленок МЛЭ КРТ / А. В. Войцеховский, А. Г. Коротаев, А. П. Коханенко, Д. В. Григорьев, В. С. Варавин, С. А. Дворецкий, Ю. Г. Сидоров, Н. Н. Михайлов, Н. Х. Талипов // Прикладная физика. – 2007. – № 6. – С. 119–123.
 42. Войцеховский, А. В. Профили распределения дефектов в варизонных слоях гетероэпитаксиальных структур p -HgCdTe при ионно-лучевом травлении / А. В. Войцеховский, В. С. Волков, Д. В. Григорьев, И. И. Ижнин, А. Г. Коротаев, А. П. Коханенко, М. Посяцк, В. Г. Средин, Н. Х. Талипов // Изв. вузов. Физика. – 2008. – Т. 51. – № 9. – С. 51–56.
 43. Войцеховский, А. В. Ионная имплантация в гетероэпитаксиальный CdHgTe, выращенный методом молекулярно-лучевой эпитаксии / А. В. Войцеховский, Д. В. Григорьев, Н. Х. Талипов // Изв. вузов. Физика. – 2008. – Т. 51. – № 10. – С. 5–18.
 44. Войцеховский, А. В. Облучение низкоэнергетическими ионами гетероэпитаксиальных пленок CdHgTe, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии / А. В. Войцеховский, Д. В. Григорьев, И. И. Ижнин, А. Г. Коротаев, А. П. Коханенко, Н. Х. Талипов // Изв. вузов. Физика. – 2009. – Т. 52. – № 8/2. – С. 485–488.
 45. Izhnin, I. I. Long-term room-temperature relaxation of the defects induced in (Hg,Cd)Te by low-energy ions / I. I. Izhnin, K. D. Mynbaev, M. Posiask, R. Ya. Mudryy, A. V. Voitsekhovskii, N. Kh. Talipov // Physica B: Condensed Matter. – 2009. – V. 404. – No. 23–24. – P. 5025–5027.
 46. Pociask, M. Ion milling-induced conductivity-type conversion in p -type HgCdTe MBE-grown films with graded-gap surface layers / M. Pociask, I. I. Izhnin, S. A. Dvoretzky, Yu. G. Sidorov, V. S. Varavin, N. N. Mikhailov, N. H. Talipov, K. D. Mynbaev, A. V. Voitsekhovskii // Semicond. Sci. and Techn. – 2010. – V. 25. – № 6. – P. 065012(5pp).
 47. Войцеховский, А. В. Модельное представление пропускания мощного импульсного лазерного ИК излучения в области фундаментального поглощения в эпитаксиальных слоях $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / А. В. Войцеховский, С. А. Шульга, В. Г. Средин, Н. Х. Талипов // Изв. вузов. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 9. – С. 54–58.
 48. Войцеховский, А. В. Ионная имплантация в гетероэпитаксиальные слои и кристаллы p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / А. В. Войцеховский, Н. Х. Талипов // Изв. вузов. Материалы электронной техники. – 2011. – № 4. – С. 32–41.
 49. Войцеховский, А. В. Радиационное дефектообразование в КРТ МЛЭ при воздействии мощного лазерного излучения / А. В. Войцеховский, Н. Х. Талипов, В. Г. Средин, С. А. Шульга // Изв. вузов. Физика. – 2012. – Т. 55. – № 8/3. – С. 73–75.

50. Fitsych, O. I. Ion implantation and ion milling in MBE $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ films / O. I. Fitsych, A.V. Voitsekhovskii, D. V. Grigorjev, N. N. Mikhailov, N. H. Talipov, K. D. Mynbaev, I. I. Izhnin // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2012. – V. 272. – P. 313–317.
51. Талипов, Н. Х. Влияние воздействия мощного импульсного лазерного ИК-излучения на электрофизические свойства гетероэпитаксиальных слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / Н. Х. Талипов // Изв. вузов. Физика. – 2012. – Т. 55. – № 12. – С. 3–14.
52. Войцеховский, А. В. Влияние режимов имплантации бора на параметры фотодиодов, сформированных в гетероэпитаксиальных слоях $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / А. В. Войцеховский, М. С. Никитин, Н. Х. Талипов // Изв. вузов. Физика. – 2013. – Т. 56. – № 5. – С. 104–109.
53. Болтарь, К. О. Исследование воздействия мощного импульсного лазерного ИК излучения на свойства поверхности гетероэпитаксиальных слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / К. О. Болтарь, И. Д. Бурлаков, А. В. Войцеховский, А. Л. Сизов, В. Г. Средин, Н. Х. Талипов, С. А. Шульга // Изв. вузов. Физика. – 2013. – Т. 56. – № 8. – С. 29–36.
54. Войцеховский, А. В. Низкотемпературная активация ионно-имплантированных атомов бора и азота в гетероэпитаксиальных слоях $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / А. В. Войцеховский, Н. Х. Талипов // Изв. вузов. Физика. – 2013. – Т. 56. – № 7. – С. 36–49.
55. Талипов, Н. Х. Влияние состава варизонного слоя на формирование n^+-n^-p структур в имплантированных бором гетероэпитаксиальных слоях $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / Н. Х. Талипов, А. В. Войцеховский, Д. В. Григорьев // Изв. вузов. Физика. – 2014. – Т. 57. – № 3. – С. 54–67.
56. Талипов, Н. Х. О термической стабильности $p\text{-Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$ / Н. Х. Талипов, В. П. Попов, Н. А. Корнюшкин, А. А. Кремаренко, Г. А. Качурин // Материалы II Всесоюзного семинара “Примеси и дефекты в узкозонных полупроводниках”. Павлодар, 1989. – Ч. 1. – С. 69–73.
57. Талипов, Н. Х. Особенности распределения донорных центров в имплантированном бором $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при накоплении радиационных дефектов / Н. Х. Талипов, Г. А. Качурин, В. П. Попов // Тезисы докладов III Всесоюзной конференции “Ионно-лучевая модификация полупроводников и других материалов микроэлектроники”. Новосибирск, 1991. – С. 31.
58. Талипов, Н. Х. Термический отжиг имплантированного бором $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / Н. Х. Талипов, Г. А. Качурин // Тезисы докладов III Всесоюзной конференции “Ионно-лучевая модификация полупроводников и других материалов микроэлектроники”. Новосибирск, 1991. – С. 86.
59. Талипов, Н. Х. Концентрация и подвижность электронов, легких и тяжелых дырок в узко-зонных полупроводниках A_2B_6 p -типа / Н. Х. Талипов, В. Г. Ремесник, В. В. Шашкин

// Тезисы докладов I Российской конференции по физике полупроводников. Нижний Новгород, 1993. – Т. 1. – С. 111.

60. Emeksuzyan, V. M. The application of CVD SiO_2 and PECVD Si_3N_4 in fabrication and passivation of long-wavelength HgCdTe photodiode arrays / V. M. Emeksuzyan, L. N. Romashko, G. Y. Saleeva, T. I. Zakharyash, N. Kh. Talipov, V. V. Vasilyev, V. N. Ovsyuk // Reprinted from Extended Abstracts of the 1995 International Conference on Solid State Devices and Materials. Osaka, Japan, 1995. – P. 1061–1062.
61. Васильев, В. В. Релаксация избыточных туннельных токов в диодных структурах, изготовленных на $p\text{-HgCdTe}$ / В. В. Васильев, В. Н. Овсюк, Л. Н. Ромашко, Н. Х. Талипов, В. М. Эмексузьян // Тезисы докладов II Российской конференции по физике полупроводников. Зеленогорск, 1996. – Т. 2. – С.155.
62. Talipov, N. Kh. Electrical activation of boron implanted in $p\text{-HgCdTe}$ ($x=0,22$) by low-temperature annealing under an anodic oxide / N. Kh. Talipov, V. N. Ovsyuk, V. G. Remesnik, V. V. Vasilyev // Abstracts of Third International Workshop “Expert Evaluation and Control of Compound Semiconductor Materials and Technologies”. Freiburg, Germany, 1996. – P. 5.3.
63. Talipov, N. Kh. Method for characterization of electron, light and heavy hole concentrations and mobilities in narrow-gap $p\text{-HgCdTe}$ / N. Kh. Talipov, V. N. Ovsyuk, V. G. Remesnik, V. V. Schaschkin // Abstracts of Third International Workshop “Expert Evaluation and Control of Compound Semiconductor Materials and Technologies”. Freiburg, Germany, 1996. – P. P17.
64. Esaev, D. G. LWIR focal plane array based on MBE HgCdTe films / D. G. Esaev, A. G. Klimenko, A. I. Kozlov, A. I. Krymsky, I. V. Marchishin, V. N. Ovsyuk, L. N. Romashko, A. O. Suslyakov, N. Kh. Talipov, V. V. Vasilyev, T. I. Zaharyash, Yu. G. Sidorov, S. A. Dvoretzky, V. S. Varavin, N. N. Mikhaylov // Proceedings of the Eighth International Conference on Narrow Gap Semiconductors. Shanghai, China, 1997. – P. 160–163.
65. Talipov, N. Kh. Formation of $n\text{-p}$ junctions in $p\text{-type}$ MBE HgCdTe films by low-temperature electrical activation of implanted boron atoms / N. Kh. Talipov, V. N. Ovsyuk, V. V. Vasilyev, T. I. Zaharyash, V. G. Remesnik, D. Yu. Protasov, S. A. Dvoretzky, V. S. Varavin, N. N. Mikhaylov // Abstracts of Fourth International Workshop “Expert Evaluation and Control of Compound Semiconductor Materials and Technologies”. Cardiff, United Kingdom, 1998. – P. 84.
66. Ovsyuk, V. N. Differential magnetoresistance method for the characterization of electron and light-hole concentrations and mobilities in narrow-gap $p\text{-type}$ HgCdTe / V. N. Ovsyuk, D. Yu. Protasov, N. Kh. Talipov // Abstracts of Fourth International Workshop “Expert Evaluation and Control of Compound Semiconductor Materials and Technologies. Cardiff, United Kingdom, 1998. – P. 85.

67. Mikhailov, N. N. The optical reflectance spectral method for the evaluation of crystal quality of CdTe films on GaAs and HgCdTe / N. N. Mikhailov, V. G. Remesnik, N. Kh. Talipov, S. A. Dvoretzky // Abstracts of Fourth International Workshop "Expert Evaluation and Control of Compound Semiconductor Materials and Technologies". Cardiff, United Kingdom, 1998. – P. 99.
68. Ovsyuk, V. N. Differential magnetoresistance method for the characterization of electron and light-hole concentrations and mobilities in narrow-gap *p*-type HgCdTe / V. N. Ovsyuk, D. Yu. Protasov, N. Kh. Talipov // Abstracts of IV International Conference on Material Science and Material Properties for Infrared Optoelectronics. Kyiv, Ukraine, 1998. – P. 123–124.
69. Ovsyuk, V. N. 128×128 hybrid FPAs using MBE HgCdTe films / V. N. Ovsyuk, D. G. Esaev, A. G. Klimenko, I. Kozlov, I. V. Marchishin, N. Kh. Talipov, T. I. Zaharyash, V. V. Vasilyev, Yu. G. Sidorov, S. A. Dvoretzky // Abstracts of IV International Conference on Material Science and Material Properties for Infrared Optoelectronics. Kyiv, Ukraine, 1998. – P. 129.
70. Овсюк, В. Н. Применение метода "спектр подвижности" к исследованию имплантированных слоев HgCdTe / В. Н. Овсюк, Д. Ю. Протасов, Н. Х. Талипов // Тезисы докладов IV Российской конференции по физике полупроводников. Новосибирск, 1999. – С. 285.
71. Васильев, В. В. Фотоприемный модуль 128×128 на основе слоев HgCdTe для среднего ИК диапазона / В. В. Васильев, Д. Г. Есаев, Т. И. Захарьяш, А. И. Козлов, И. В. Марчишин, В. Н. Овсюк, Н. Х. Талипов // Тезисы докладов XVI Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. Москва, 2000. – С. 45.
72. Овсюк, В. Н. Низкотемпературная электрическая активация атомов бора, имплантированных в пленки МЛЭ HgCdTe *p*-типа / В. Н. Овсюк, Н. Х. Талипов, В. В. Васильев, Т. И. Захарьяш, В. Г. Ремесник, Д. Ю. Протасов, С. А. Дворецкий, В. С. Варавин, Н. Н. Михайлов // Тезисы докладов XVI Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. Москва, 2000. – С. 97.
73. Овсюк, В. Н. Особенности распределения донорных центров в кристаллах $Cd_xHg_{1-x}Te$ *p*-типа при низкотемпературной ионной имплантации / В. Н. Овсюк, Н. Х. Талипов // Тезисы докладов XVII Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. Москва, 2002. – С. 149.
74. Войцеховский, А. В. Распределение профилей радиационных дефектов при ионной имплантации варизонных структур КРТ, выращенных методом МЛЭ. / А. В. Войцеховский, А. П. Коханенко, А. Г. Коротаев, Д. В. Григорьев, В. С. Варавин, С. А. Дворецкий,

- Ю. Г. Сидоров, Н. Х. Талипов // Тезисы докладов XVII Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. Москва, 2002. – С. 155.
75. Васильев, В. В. О термической стабильности фотодиодов на основе гетероэпитаксиальных слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа / В. В. Васильев, В. Н. Овсюк, Н. Х. Талипов // Тезисы докладов Совещания “Актуальные проблемы полупроводниковой фотоэлектроники” Фотоника-2003. Новосибирск, 2003. – С. 65.
 76. Sizov, F. F. MCT linear arrays and associated silicon readouts / F. F. Sizov, Yu. P. Derkach, S. A. Dvoretzki, A. G. Golenkov, J. V. Gumenyuk-Sichevska, V. P. Reva, V. N. Ovsiyuk, Yu. G. Sidorov, N. K. Talipov, V. V. Vasiliev, V. V. Zabudsky // Abstracts of International Conference “Optical Systems and Design”. Saint-Etienne, France, 2003. – P. 11.
 77. Овсюк, В. Н. Многоэлементные ФПУ с ВЗН 4×288 для дальней инфракрасной области спектра с ПЗС+КМОП фокальными процессорами / В. Н. Овсюк, В. В. Васильев, Т. И. Захарьяш, А. О. Сусяков, Н. Х. Талипов, Н. Н. Михайлов, В. С. Варавин, Ф. Ф. Сизов, В. П. Рева, А. Г. Голенков, Ю. П. Деркач, В. В. Забудский, С. В. Коринец // Тезисы докладов XVIII Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. Москва, 2004. – С. 14.
 78. Войцеховский, А. В. Процессы радиационного дефектообразования в варизонных структурах КРТ МЛЭ при ионной имплантации / А. В. Войцеховский, Д. В. Григорьев, А. Г. Коротаев, А. П. Коханенко, Н. Х. Талипов // Тезисы докладов XVIII Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. Москва, 2004. – С. 174–175.
 79. Васильев, В. В. Влияние термообработок на параметры фотодиодов, сформированной ионной имплантацией бора в гетероэпитаксиальные слои МЛЭ $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа / В. В. Васильев, В. Н. Овсюк, Д. Ю. Протасов, Н. Х. Талипов // Тезисы докладов XVIII Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. Москва, 2004. – С. 179.
 80. Войцеховский, А. В. Имплантация ионов бора в варизонные эпитаксиальные пленки МЛЭ КРТ / А. В. Войцеховский, Д. В. Григорьев, А. Г. Коротаев, А. П. Коханенко, Н. Х. Талипов // XI Международная научно-техническая конференция «Высокие технологии в промышленности России (Материалы и устройства функциональной электроники и фотоники)». 2005. 8-10 сентября. – Москва: ОАО ЦНТИ «Техномаш». – 2005. – С. 171–179.
 81. Voitsekhovskii, A. V. The boron implantation in the graded-band MBE HgCdTe epilayer / A. V. Voitsekhovskii, A. P. Kokhanenko, A. G. Korotaev, D. V. Grigor'ev, Y. G. Sidorov, V. S.

- Varavin, S. A. Dvoretzky, N. N. Mikhailov, N. Kh. Talipov // Technical Abstract of the International Congress on "Optics and Optoelectronics". Warsaw, Poland, 2005. – P. 154.
82. Войцеховский, А. В. Радиационное дефектообразование в варизонных эпитаксиальных структурах CdHgTe при ионной имплантации / А. В. Войцеховский, Д. В. Григорьев, А. Г. Коротаев, А. П. Коханенко, Н. Х. Талипов // Тезисы докладов III Международной конференции по физике кристаллов "Кристаллофизика 21-го века". Москва, 2006. – С. 312–313.
 83. Войцеховский, А. В. Легирование ионами бора варизонных эпитаксиальных пленок МЛЭ КРТ / А. В. Войцеховский, А. Г. Коротаев, А. П. Коханенко, Д. В. Григорьев, В. С. Варавин, С. А. Дворецкий, Ю. Г. Сидоров, Н. Н. Михайлов, Н. Х. Талипов // Тезисы докладов XIX Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. Москва, 2006. – С. 111–112.
 84. Войцеховский, А. В. Особенности распределения донорных центров в варизонных слоях МЛЭ КРТ *p*-типа при ионно-лучевом травлении и ионной имплантации бора / А. В. Войцеховский, Д. В. Григорьев, А. П. Коханенко, А. Г. Коротаев, В. С. Волков, В. Г. Средин, Н. Х. Талипов, И. И. Ижнин // Тезисы докладов XX Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. Москва, 2008. – С. 177.
 85. Войцеховский, А. В. Исследования влияния ионной имплантации бора и ионно-лучевого травления варизонных структур МЛЭ КРТ при формировании *n-p* переходов / А. В. Войцеховский, Д. В. Григорьев, А. П. Коханенко, А. Г. Коротаев, В. С. Волков, В. Г. Средин, Н. Х. Талипов, И. И. Ижнин // Тезисы докладов Совещания "Актуальные проблемы полупроводниковой фотоэлектроники" Фотоника-2008. Новосибирск, 2008. – С. 28.
 86. Никитин, М. С. Анализ характеристик фоторезисторов, SPRITE-фотоприемников и фотодиодов на основе ГЭС КРТ МЛЭ, изготовленных в промышленных условиях. Проблемы сертификации структур, однородности и стабильности параметров структур и приборов / М. С. Никитин, Г. В. Чеканова, А. А. Комов, И. Ю. Ларцев, Н. Х. Талипов // Тезисы докладов Совещания "Актуальные проблемы полупроводниковой фотоэлектроники" Фотоника-2008. Новосибирск, 2008. – С. 145.
 87. Войцеховский, А. В. Электрофизические свойства ионно-имплантированных кристаллов и гетероэпитаксиальных слоев МЛЭ КРТ / А. В. Войцеховский, Н. Х. Талипов // Тезисы докладов IX Российской конференции по физике полупроводников. Новосибирск-Томск, 2009. – С. 212.
 88. Леонов, М. Ю. Расчет профилей распределения радиационных дефектов в КРТ при воздействии высокоинтенсивными импульсными лазерными пучками. / М. Ю. Леонов, А. В. Войцеховский, С. А. Шульга, Н. Х. Талипов // Тезисы докладов IX Российской конференции по физике полупроводников. Новосибирск-Томск, 2009. – С. 244.

89. Ижнин, И. И. Конверсия типа проводимости при ионном травлении МЛЭ структур CdHgTe с варизонными защитными слоями. / И. И. Ижнин, А. В. Войцеховский, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, Ю. Г. Сидоров, В. С. Варавин, К. Д. Мынбаев, М. Поцяск, Н. Х. Талипов // Тезисы докладов IX Российской конференции по физике полупроводников. Новосибирск-Томск, 2009. – С. 318.
90. Войцеховский, А. В. Активация имплантированного бора и азота в гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, выращенных методами ЖФЭ и МЛЭ, при низкотемпературном отжиге под анодным окислом / А. В. Войцеховский, Н. Х. Талипов // Тезисы докладов IX Российской конференции по физике полупроводников. Новосибирск-Томск, 2009. – С. 334.
91. Войцеховский, А. В. Формирование глубококомпенсированных слоев при ионно-лучевом травлении кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа / А. В. Войцеховский, И. И. Ижнин, Н. Х. Талипов // Тезисы докладов XXI Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. Москва, 2010. – С. 155–156.
92. Войцеховский, А. В. Нелинейное поглощение мощного импульсного лазерного ИК–излучения в области фундаментального поглощения в гетероэпитаксиальных слоях $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / А. В. Войцеховский, С. А. Шульга, В. М. Громовенко, Ю. А. Резунков, В. Г. Средин, В. В. Степанов, Н. Х. Талипов // Тезисы докладов XXI Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. Москва, 2010. – С. 184.
93. Войцеховский, А. В. Ионная имплантация в гетероэпитаксиальные слои и кристаллы p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при создании многоэлементных фотоприемников среднего и дальнего ИК-диапазонов / А. В. Войцеховский, Н. Х. Талипов // Тезисы докладов XXI Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. Москва, 2010. – С. 33.
94. Аронзон, Б. А. О природе n -типа проводимости гетероэпитаксиальных структур $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ непосредственно после выращивания методом МЛЭ и его изменении после отжига в квазиравновесных и равновесных парах ртути / Б. А. Аронзон, М. С. Никитин, Г. В. Чеканова, Н. Х. Талипов // Тезисы докладов XXI Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. Москва, 2010. – С. 28.
95. Fitsych, O. I. Ion Implantation and Ion Milling in MBE $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ structures / O. I. Fitsych, A. V. Voitsekhovskii, D. V. Grigorjev, A. P. Kokhanenko, A. G. Korotaev, N. H. Talipov, I. I. Izhnin // Abstracts of 17th International Conference on “Ion Beam Modification of Materials”. Montreal, Canada, 2010. – P. 308.

96. Конюхов, М. В. Лазерная интерферометрия эпитаксиальных слоев полупроводниковых материалов / М. В. Конюхов, В. Г. Средин, М. В. Сахаров, А. А. Воробьев, Н. Х. Талипов, С. Б. Суховой // Тезисы докладов XIV Национальной конференции по росту кристаллов и IV Международной конференции “Кристаллофизика XXI века”. Москва, 2010. – Т. 2. – С. 102.
97. Войцеховский, А. В. Модифицирование свойств варизонных эпитаксиальных пленок КРТ при ионной имплантации и ионном травлении / А. В. Войцеховский, Д. В. Григорьев, А. П. Коханенко, А. Г. Коротаев, Н. Х. Талипов, И. И. Ижнин // Тезисы докладов XIV Национальной конференции по росту кристаллов и IV Международной конференции “Кристаллофизика XXI века”. Москва, 2010. – Т. 1. – С. 19–20.
98. Войцеховский, А. В. Ионная имплантация и ионное травление варизонных эпитаксиальных структур HgCdTe / А. В. Войцеховский, Н. Х. Талипов, И. И. Ижнин // Тезисы докладов Российской конференции и школы по актуальным проблемам нанوفотозлектроники “Фотоника-2011”. Новосибирск, 2011. – С. 51.
99. Болтарь, К. О. Влияние воздействия мощного импульсного лазерного излучения на свойства поверхности гетероэпитаксиальных слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / К. О. Болтарь, И. Д. Бурлаков, А. В. Войцеховский, А. Л. Сизов, В. Г. Средин, Н. Х. Талипов, С. А. Шульга // Тезисы докладов Российской конференции и школы по актуальным проблемам нанوفотозлектроники “Фотоника-2011”. Новосибирск, 2011. – С. 90.
100. Войцеховский, А. В. Формирование поверхностных периодических структур в гетероэпитаксиальных слоях $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при воздействии мощного импульсного лазерного ИК-излучения / А. В. Войцеховский, В. Г. Средин, Н. Х. Талипов // Труды XXII Международной научно-технической конференции по фотозлектронике и приборам ночного видения. Москва, 2012. – С. 52–54.
101. Талипов, Н. Х. Влияние воздействия мощного импульсного лазерного ИК-излучения на электрофизические свойства гетероэпитаксиальных слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / Н. Х. Талипов // Труды XXII Международной научно-технической конференции по фотозлектронике и приборам ночного видения. Москва, 2012. – С. 319–321.
102. Войцеховский, А. В. Влияние воздействия мощного импульсного лазерного ИК-излучения на свойства имплантированных бором гетероэпитаксиальных слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа / А. В. Войцеховский, Н. Х. Талипов // Тезисы докладов IV Всероссийской конференции “Физические и физико-химические основы ионной имплантации”. Новосибирск, 2012. – С. 29.

103. Войцеховский, А. В. Ионная имплантация в КРТ / А. В. Войцеховский, Н. Х. Талипов // Тезисы докладов IV Всероссийской конференции “Физические и физико-химические основы ионной имплантации”. Новосибирск, 2012. – С. 52.
104. Войцеховский, А. В. Влияние термоциклирования на процесс низкотемпературной активации в гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ имплантированных атомов бора и азота / А. В. Войцеховский, Н. Х. Талипов // Тезисы докладов XI Российской конференции по физике полупроводников. Санкт-Петербург, 2013. – С. 335.
105. Войцеховский, А. В. Применение метода “спектр подвижности” для исследования процесса низкотемпературной активации имплантированных атомов бора в гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / А. В. Войцеховский, Д. Ю. Протасов, Н. Х. Талипов // Тезисы докладов XI Российской конференции по физике полупроводников. Санкт-Петербург, 2013. – С. 336.
106. Талипов, Н. Х. Активация ионно-имплантированных атомов бора и азота в гетероэпитаксиальных слоях $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / Н. Х. Талипов, А. В. Войцеховский // Тезисы докладов V Международной конференции “Кристаллофизика XXI века”. Москва, 2013. – С. 226.
107. Талипов, Н. Х. Особенности формирования n^+-n^-p структур в варизонных гетероэпитаксиальных слоях CdHgTe при имплантации ионов бора / Н. Х. Талипов, А. В. Войцеховский, Д. В. Григорьев // Труды XXIII Международной научно-технической конференции и школы по фотоэлектронике и приборам ночного видения. Москва, 2014. – С. 63–67.
108. Талипов, Н. Х. О механизме формирования n^+-n^-p структур при ионной имплантации $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа / Н. Х. Талипов, А. В. Войцеховский // Тезисы докладов конференции и школы по актуальным проблемам физики полупроводниковых структур. Новосибирск, 2014. – С. 38.

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

АО – анодный окисел

АЧТ – абсолютно черное тело

ВАХ – вольт-амперная характеристика

ВИМС – вторичная ионная масс–спектрометрия

ВЧ – высокочастотное

ГЭС КРТ МЛЭ – гетероэпитаксиальная структура теллурида кадмия ртути, выращенная методом молекулярно-лучевой эпитаксии

ДМ – дифференциальное магнитосопротивление

ЖФЭ – жидкофазная эпитаксия

ЖФЭ КРТ – теллурид кадмия ртути, выращенный методом жидкофазной эпитаксии

ИК – инфракрасный

ИЛТ – ионно-лучевое травление

ИРТ – ионно-реактивное травление

КРТ – полупроводниковый твердый раствор $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (теллурид кадмия ртути)

ЛШШ – Линдхарда-Шарфа-Шютта теория пробегов ионов

МЛЭ – молекулярно-лучевая эпитаксия

МФП – матричный фотоприемник

МФПМ (ЛФПМ) – матричный (линейчатый) фотоприемный модуль (ФПМ)

ОПЗ – область пространственного заряда

ППС – поверхностная периодическая структура

ПЭМ – просвечивающая электронная микроскопия

РОР – резерфордское обратное рассеяние

СП+МП – спектр подвижности + многозонная подгонка

ЭСХА – электронная спектроскопия для химического анализа

ЭО – электроотражение

EBIC – Electron Beam Induced Current

EXAFS – Extended X-ray Absorption Fine Structure

DF – фтор-дейтериевый химический лазер

FOV – Field of View

HRXRD – High-Resolution X-ray Diffraction

I^2/DMD – Ion Implantation and Diffusion of the Irradiation-Displaced Mercury Atoms

LBIC – Laser Beam Induced Current

MOCVD – Metal Organic Chemical Vapor Deposition

NETD – Noise Equivalent Temperature Difference

PIXE – Particle-Induced X-ray Emission

SRIM – программный комплекс Stopping Range in Material

YAG/Nd³⁺ – твердотельный лазер на иттрий-алюминиевом гранате с неодимом

$A, A_{\text{эф.}}$ – геометрическая и эффективная площадь фотодиода (n - p перехода)

a – коэффициент температуропроводности

a_T – коэффициент излучения (серости)

B – индукция магнитного поля

b – отношение подвижности электронов к подвижности дырок

C – концентрация радиационных дефектов

C_p – удельная теплоемкость

D – доза ионов

D^* – удельная обнаружительная способность

D_{Hg} – коэффициент диффузии атомов ртути

d – толщина гетероэпитаксиальной структуры

d_n – глубина слоя с n -типом проводимости (n - p перехода)

E – энергия ионов, плотность энергии лазерного импульса

$E_a, \Delta E$ – энергия активации

E_d – пороговая энергия смещений атомов узлов решетки

E_g – ширина запрещенной зоны

E_{lnl} – уровень локальной электронейтральности

E_{n} – пороговая плотность энергии лазерного излучения

f – эффективность электрической активации атомов примеси

F_{lim} – предельное положение уровня Ферми

j – плотность тока ионов

I_{Hg} – междоузельные атомы ртути

k – постоянная Больцмана

L_n – диффузионная длина неосновных носителей заряда (электронов)

M – атомная масса

N_A – концентрация акцепторной примеси

N_D – концентрация донорной примеси

N_s – слоевая концентрация электронов

N_{Hg} – концентрация атомов ртути

n – концентрация электронов

p, p_l, p_h – концентрации дырок, легких и тяжелых дырок

$P, P_{\text{п}}$ – плотность мощности, пороговая плотность мощности лазерного излучения

Q, Q_V – объемная плотность мощности

R_H – коэффициент Холла

R_s, R_{Hs} – слойный коэффициент Холла

R_p – средний проецированный пробег ионов

ΔR_p – среднеквадратичное отклонение пробега ионов (страгглинг)

R – полный пробег ионов, коэффициент отражения

R_0, R_d – сопротивление при нулевом смещении и динамическое сопротивление фотодиода

S_e, S_n – электронные и ядерные потери энергии

T – температура

t – время

V_{Hg} – вакансии ртути

W – плотность энергии лазерного излучения

x – состав твердого раствора $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

z – глубина

α – коэффициент поглощения

β – коэффициент поперечного магнитосопротивления

$\varepsilon_{\text{ион.}}, \varepsilon_{\text{деф.}}, \varepsilon_{\text{фон.}}$ – доля потерь энергии ионов на ионизацию, дефектообразование и фононы

Γ – параметр уширения в спектрах оптического отражения

σ – электропроводность, постоянная Стефана-Больцмана

σ_s – слойная проводимость

λ, λ_c – длина волны, граничная длина волны

ρ – удельное сопротивление

ρ_V – плотность

$\mu_n, \mu_{n \text{ эфф.}}$ – подвижность и эффективная подвижность электронов

μ_p, μ_l, μ_h – подвижность дырок, легких и тяжелых дырок

$\tau (\tau_n)$ – время жизни неравновесных носителей заряда (электронов)

$\tau_{\text{и}}$ – длительность импульса лазерного излучения

$\tau_{\text{п}}$ – коэффициент пропускания лазерного излучения

χ – коэффициент теплопроводности

ЛИТЕРАТУРА

1. Lawson, W. D. Preparation and properties of HgTe and mixed crystals of HgTe-CdTe crystals of HgTe-CdTe / W. D. Lawson, S. Nielsen, E. H. Putley, A. S. Young // J. Phys. Chem. Solids – 1959. – V. 9. – P. 325–329.
2. Рогальский, А. Инфракрасные детекторы / А. Рогальский; пер с англ. под ред. А. В. Войцеховского. – Новосибирск: Наука, 2003. – 636 с.
3. Rogalski, A. HgCdTe infrared detector material: history, status and outlook / A. Rogalski // Rep. Prog. Phys. – 2005. – V. 68. – No. 10. – P. 2267–2336.
4. Rogalski, A. Infrared detectors : second edition / A. Rogalski. – New York : CRC Press Taylor & Francis Group, –2011. – 876 p.
5. Bovina, L. A. Mercury cadmium-telluride photodiodes and focal plane arrays / L. A. Bovina, V. I. Stafeev // SPIE Proceedings. – 1998. – V. 3819. – P. 37–39.
6. Пономаренко, В. П. Теллурид кадмия-ртути и новое поколение приборов инфракрасной фотоэлектроники / В. П. Пономаренко // УФН.– 2003. –Т. 173. – № 6. – С. 649–665.
7. Пономаренко, В. П. Новые направления инфракрасной фотоэлектроники / В. П. Пономаренко, А. М. Филачев // Успехи современной радиоэлектроники. – 2010. – № 5. – С. 44–53.
8. Пономаренко, В. П. Инфракрасная техника и электронная оптика. Становление научных направлений в 1942–2006 г. / В. П. Пономаренко, А. М. Филачев. – М. : Физматкнига, 2013. – 384 с.
9. Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона : монография / отв. ред. С. П. Синица. – Новосибирск : Наука, 2001. – 376 с.
10. Стафеев, В. И. Матричные фотоприемные устройства среднего и дальнего инфракрасных диапазонов спектра на основе фотодиодов из $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / В. И. Стафеев, К. О. Болтарь, И. Д. Бурлаков, В. М. Акимов, Е. А. Климанов, Л. Д. Сагинов, В. Н. Соляков, Н. Г. Мансветов, В. П. Пономаренко, А. А. Тимофеев, А. М. Филачев // ФТП. – 2005. – Т. 39. – В. 10. – С. 1257–1265.
11. Стафеев, В. И. Теллурид кадмия – ртути. Фотоприемники инфракрасного диапазона. Другие приборы / В. И. Стафеев. – М. : Изд. ФГУП «Орион», 2011. – 203 с.
12. Фотоприемные устройства на основе эпитаксиальной системы кадмий-ртуть-теллур : монография / отв. ред. А. Л. Асеев. – Новосибирск : Изд-во СО РАН, 2012. – 258 с.
13. Берченко, Н. Н. Полупроводниковые твердые растворы и их применение : Справочные

- таблицы / Н. Н. Берченко, В. Е. Кревс, В. Г. Средин; Под ред. В. Г. Средина. – М. : Воениздат, 1982. – 208 с.
14. Гавалешко, Н. П. Узкозонные полупроводники. Получение и физические свойства / Н. П. Гавалешко, П. Н. Горлей, В. А. Шендеровский. – Киев : Наукова думка, 1984. – 287 с.
 15. Бовина, Л. А. Узкозонные твердые растворы (CdHg)Te / Л. А. Бовина, В. И. Стафеев // Физика соединений $A^{II}B^{VI}$: монография / Под ред. А.Н. Георгобиани, М. К. Шейнкмана. – М.: Наука, 1986. – 320 с. – Гл. 8. – С. 246–281.
 16. Гирич, Б. Г. Новые материалы для оптоэлектроники и тепловидения / Б. Г. Гирич, В. М. Лакеенков // Новости науки техники. Серия: Нов. матер., технол. их пр-ва и обраб. ВИНИТИ. – 1990. – № 9. – С. 1–52.
 17. Барышев, Н. С. Свойства и применение узкозонных полупроводников : монография / Н. С. Барышев. – Казань : УНИПРЕСС, 2000. – 434 с.
 18. Kinch, M. A. Fundamentals of infrared detector materials / M. A. Kinch. – Washington, USA : SPIE Press, 2007. – 173 p.
 19. Chu, J. Physics and properties of narrow gap semiconductors / J. Chu, Sher A. – New York : Springer Science, 2008. – 608 p.
 20. Capper, P. Mercury cadmium telluride : growth, properties and applications / P. Capper, J. Garland, – Chichester, UK : John Wiley & Sons Ltd, 2011. – 556 p
 21. Заитов, Ф. А. Дефектообразование и диффузионные процессы в некоторых полупроводниковых твердых растворах / Ф. А. Заитов, Ф. К. Исаев, А. В. Горшков. – Баку: Азернешр, 1984. – 211 с
 22. Денисов, И. А. Разработка технологии выращивания эпитаксиальных слоев кадмий-ртуть-теллур методом жидкофазной эпитаксии для инфракрасных фотоприемников : дис. ... канд. техн. наук : 05.17.01 / Денисов Игорь Андреевич. – М., 2007. – 140 с.
 23. Сидоров, Ю. Г. Физико-химические и технические основы молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) соединений $Cd_xHg_{1-x}Te$ / Ю. Г. Сидоров, С. А. Дворецкий, В. С. Варавин, Н. Н. Михайлов // Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона : монография /отв. ред. С. П. Синица. – Новосибирск : Наука, 2001. – 376 с. – Гл. 2. – С. 119–178.
 24. Якушев, М. В. Гетероэпитаксия ZnTe, CdTe и твердых растворов CdHgTe на подложках GaAs и Si : дис. ... д-ра физ.-мат. наук : 01.04.10 / Якушев Максим Витальевич. – Новосибирск, 2011. – 251 с.
 25. Lyon, T. J. MBE growth of HgCdTe on silicon substrates for large-area infrared focal plane arrays: A review of recent progress / T. J. de Lyon, J. E. Jensen, M. D. Gorwitz, C. A. Cockrum, S. M. Johnson, G. M. Venzor // J. of Electr. Mater. – 1999. – V. 28. – No. 6. – P. 705–711.

26. Войцеховский, А. В. Особенности спектральных и рекомбинационных характеристик МЛЭ-структур на основе CdHgTe / А. В. Войцеховский, Ю. А. Денисов, А. П. Коханенко, В. С. Варавин, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, Ю. Г. Сидоров, М. В. Якушев // Автометрия. – 1998. – № 4. – С. 47–58.
27. Васильев, В. В. Исследование влияния варизонности эпитаксиальных слоев на эффективность работы фотодиодов на основе твердых растворов / В. В. Васильев, Д. Г. Есаев, А. Ф. Кравченко, В. М. Осадчий, А. О. Сусяков // ФТП. – 2000. – Т. 34. – В. 7. – С. 877–880.
28. Johnson, E. S. Doping properties of selected impurities in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / E. S. Johnson, J. L. Schmit // J. of Electr. Mater. – 1977. – V. 6. – No. 1. – P. 25–38.
29. Capper, P. The behavior of selected impurities In $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / P. Capper // J. Cryst. Growth. – 1982. – V. 57. – P. 280–299.
30. Brown, M. Diffusion in $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ and related materials / M. Brown, A. F. W. Willoughby // J. Cryst. Growth. – 1982. – V. 59. – P. 27–39.
31. Мейер, Дж. Ионное легирование полупроводников / Дж. Мейер, Л. Эрикссон, Дж. Дэвис. – М. : Мир, 1973. – 296 с.
32. Риссел, Х. Ионная имплантация / Х. Риссел, И. Руге; пер. с нем. под ред. М. И. Гусева. – М. : Наука, 1983. – 360 с.
33. Аброян, И. А. Физические основы электронной и ионной технологии / И. А. Аброян, А. Н. Андронов, А. И. Титов. – М. : Высшая школа, 1984. – 320 с.
34. Физические процессы в облученных полупроводниках : монография / Под. ред. Л. С. Смирнова. – Новосибирск: Наука, 1977 – 256 с.
35. Вопросы радиационной технологии полупроводников : монография / Под. ред. Л. С. Смирнова. – Новосибирск: Наука, 1980. – 296 с.
36. Смирнов, Л. С. Атомные процессы в полупроводниковых кристаллах / Л. С. Смирнов // ФТП. – 2001. – Т. 35. – В. 9. – С. 1029–1031.
37. Васильев, А. В. Дефектно-примесные реакции в полупроводниках / А. В. Васильев, А. И. Баранов. – Новосибирск : Изд-во СО РАН, 2001. – 256 с.
38. Mallon, C. E. Radiation effects In $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / C. E. Mallon, B. A. Green, R. E. Leadon, J. A. Naber // IEEE Transact. on Nucl. Sci. – 1975. – V. NS-22. – No. 6. – P. 2283–2288.
39. Foyt, A. C. Type conversion and n - p junction formation in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ produced by proton bombardment / A. C. Foyt, T. C. Harman, J. P. Donnelly // Appl. Phys. Lett. – 1971. – V. 18. – No. 8. – P. 321–323.
40. Войцеховский, А. В. Радиационная физика узкозонных полупроводников / А. В. Войцеховский, А. П. Коханенко. – Алматы : Гылым, 1998. – 165 с.

41. Marine, J. Infrared photovoltaic detectors from ion-implanted $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / J. Marine, C. Motte // Appl. Phys. Lett. – 1973. – V. 23. – No. 8. – P. 450–452.
42. Fiorito, G. Hg-implanted $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ infrared photovoltaic detectors in the 8- to 14- μm range / G. Fiorito, G. Gasparri, F. Svelto // Appl. Phys. Lett. – 1973. – V. 23. – No. 8. – P. 448–449.
43. Fiorito, G. Advances in Hg implanted $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ photovoltaic detectors / G. Fiorito, G. Gasparri, F. Svelto // Infrared Phys. – 1975. – V. 15. – P. 287–293.
44. Fiorito, G. Sheet resistance effects in mercury cadmium telluride implanted photodiodes / G. Fiorito, G. Gasparri, F. Svelto // Infrared Phys. – 1977. – V. 17. – P. 191–196.
45. Fiorito, G. Properties of Hg implanted $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ infrared detectors / G. Fiorito, G. Gasparri, F. Svelto // Appl. Phys. – 1978. – V. 17. – P. 105–110.
46. Fiorito, G. *P-n* junction characteristics and ultimate performances of high quality 8-14 μm $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ implanted photodetectors / G. Fiorito, G. Gasparri, F. Svelto // Infrared Phys. – 1977. – V. 17. – P. 25–31.
47. Igras, E. Investigation of ion implanted graded gap $(\text{CdHg})\text{Te}$ photodiodes / E. Igras, J. Piotrowski, I. Zimnoch-Higersberger // Electron Techn. – 1977. – V. 10. – No. 4. – P. 63–70.
48. Lanir, M. Backside - illuminated $\text{HgCdTe}/\text{CdTe}$ photodiodes / M. Lanir, C. C. Wang, A. H. B. Vanderwyck // Appl. Phys. Lett. – 1979. – V. 34. – No. 1. – P. 50–52.
49. Chu, M. High performance back side-illuminated $\text{Hg}_{0,78}\text{Cd}_{0,22}\text{Te}/\text{CdTe}$ ($\lambda_{\text{co}} = 10 \mu\text{m}$) planar diodes / M. Chu, A. H. B. Vanderwyck, D. T. Cheung // Appl. Phys. Lett. – 1980. – V. 37. – No. 5. – P. 486–488.
50. Pitcher, P. G. Formation of shallow photodiodes by implantation of boron into mercury cadmium telluride / P. G. Pitcher, P. L. F. Hemment, Q. V. Davis // Electronics Letters. – 1982. – V. 18. – No. 25. – P. 1090–1092.
51. DeWames, R. E. Current generation mechanisms in small band gap HgCdTe *p-n* junctions fabricated in ion implantation / R. E. DeWames, G. M. Williams, J. G. Pasko, A. H. B. Vanderwyck // J. Cryst. Growth. – 1988. – V. 86. – No. 1–4. – P. 849–858.
52. Centeno, J. H. Experimental study of the effect of the ion-implanted dose on the resistance-area product of $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te } n^+p$ photodiodes / J. H. Centeno, C. Gonzalez, J. Sangrador, I. Rodriguez // J. Appl. Phys. – 1990. – V. 68. – No. 12. – P. 6149–6152.
53. Bubulac, L. O. Behavior of implantation-induced defects in HgCdTe / L. O. Bubulac, W. E. Tennant, R. A. Riedel, T. J. Magee // J. Vac. Sci. Technol. – 1982. – V. 21. – No. 1. – P. 251–254.
54. Destefanis, G. L. Electrical and optical properties of ion implanted $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{CdTe}$ epilayers

- / G. L. Destefanis, R. Boch, R. Roussille // J. Cryst. Growth. – 1982. – V. 59. – P. 270–275.
55. Bubulac, L. O. Ion implanted junction formation in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / L. O. Bubulac, W. E. Tennant, D. S. Lo, D. D. Edwall, J. C. Robinson, J. S. Chen, G. Bostrup // J. Vac. Sci. Technol. – 1987. – V. A5. – No. 5. – P. 3166–3170.
 56. Destefanis, G. L. Electrical doping of HgCdTe by ion implantation and heat treatment / G. L. Destefanis // J. Cryst. Growth. – 1988. – V. 86. – No. 1–4. – P. 700–722.
 57. Bubulac, L. O. Defects, diffusion and activation in ion implanted HgCdTe / L. O. Bubulac // J. Cryst. Growth. – 1988. – V. 86. – P. 723–734.
 58. Wotherspoon, John T. M. Methods of manufacturing a detector device / John T. M. Wotherspoon // Patent. GB. – No. 2 095 898. – 1982. Patent. USA. – No. 4 411 732. – 1983.
 59. Baker, Ian M. Infrared radiation imaging devices and methods for their manufacture / Ian M. Baker // Patent. USA. – No. 4 521 798. – 1985.
 60. Yusaburo, Segava. Formation of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ion implantation / Segava Yusaburo, Nyol Lyu Hyong, Namba Susumu // Jap. J. Appl. Phys. – 1974. – V. 13. – No. 5. – P. 911–912.
 61. Сафронов, Л. Н. Гетеродиоды на основе $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, полученных имплантацией ионов кадмия / Л. Н. Сафронов, И. В. Грищенко, Н. Н. Герасименко, А. Ю. Суртаев // Тез. докл. III Всесоюзной конф. “Ионно-лучевая модификация полупроводников и других материалов микроэлектроники”. Новосибирск, 1991. – С. 50.
 62. Baars, J. Arsenic ion implantation in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / J. Baars, H. Seelewind, Ch. Fritzsche, U. Kaiser, J. Ziegler // J. Cryst. Growth. – 1988. – V. 86. – P. 762–767.
 63. Arias, J. M. Planar p -on- n HgCdTe heterostructure photovoltaic detectors / J. M. Arias, J. G. Pasko, M. Zandian, S. H. Shin, G. M. Williams, L. O. Bubulac, R. E. DeWames, W. E. Tennant // Appl. Phys. Lett. – 1993. – V. 62. – No. 9. – P. 976–978.
 64. Bubulac, L. O. Characteristics and uniformity of group V implanted and annealed HgCdTe heterostructure / L. O. Bubulac, J. Bajaj, W. E. Tennant, M. Zandian, J. Pasko, W. V. Mc Levege // J. of Electr. Mater. – 1996. – V. 25. – No. 8. – P. 1312–1317.
 65. Mollard, L. Status of p -on- n arsenic-implanted HgCdTe technologies / L. Mollard, G. Destefanis, G. Bourgeois, A. Ferron, N. Baier, O. Gravrand, J. P. Barnes, A. M. Papon, F. Milesi, A. Kerlain, L. Rubaldo // J. of Electr. Mater. – 2011. – V. 40. – No. 8. – P. 1830–1839.
 66. Destefanis, G. Large improvement in HgCdTe photovoltaic detector performances at LETI / G. Destefanis, J. P. Chamonal // J. of Electr. Mater. – 1993. – V. 22. – No. 8. – P. 1027–1032.
 67. Gravrand, O. From long infrared to very long infrared wavelength focal plane arrays made with $\text{HgCdTe } n^+-n^-p$ ion implantation technology / O. Gravrand, E. De Borniol, S. Bisotto, L. Mollard, G. Destefanis // J. Electr. Mater. – 2007. – V. 36. – No. 8. – P. 981–987.

68. Gravrand, O. Study of LWIR and VLWIR focal plane array developments: comparison between *p-on-n* and different *n-on-p* technologies on LPE HgCdTe / O. Gravrand, L. Mollard, C. Largeron, N. Baier, E. Deborniol, Ph. Chorier // *J. of Electr. Mater.* – 2009. – V. 38. – No. 8. – P. 1733–1740.
69. Стафеев, В. И. Фотоприёмники дальнего ИК диапазона для обнаружения космических объектов / В. И. Стафеев // *Прикладная физика.* – 2001. – В. 3. – С. 44–47.
70. Атаманюк, В. М. Взаимодействие лазерного излучения с материалами оптико-электронной техники : монография / В. М. Атаманюк, О. В. Володин, И. В. Дяченко, Н. С. Захаров, А. Ф. Коваленко, А. В. Козлов, С. А. Комаров, Т. А. Михайлова, А. В. Никонов, В. Е. Рогалин, М. В. Сахаров, И. П. Суханов, Я. А. Суханов, А. В. Федичев; под. ред. Н. С. Захарова. – Сергиев Посад : Изд-во ЦФТИ МО РФ, 2004. – 176 с.
71. Bahir, G. Damage and lattice location studies in Hg implanted $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / G. Bahir, T. Bernstein, R. Kalish // *Radiation Effects* – 1900. – V. 48. – P. 247–252.
72. Bahir, G. Structure of ion-implanted and annealed $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / G. Bahir, R. Kalih // *J. Appl. Phys.* – 1983. – V. 54. – No. 6. – P. 3129–3140.
73. Chu, Wei-Kan. Backscattering spectrometry / Wei-Kan Chu, James W. Mayer, Marc A. Nicolet. – New York : Acad. Press, 1978. – 384 p.
74. Wu, S.Y. Effects of implantation and annealing temperatures on implantation induced damage in HgCdTe / S.Y. Wu, W. J. Choyke, W. J. Takei, A. J. Noreika, M. H. Francombe, R. B. Irwin // *J. Vac. Sci. Technol.* – 1982. – V. 21. – No. 1. – P. 255–258.
75. Destefanis, G. L. Ion implantation in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / Destefanis G. L. // *Nucl. Instr. Meth.* – 1983. – V. 209/210. – P. 567–580.
76. Voitsekhovskii, A. V. Spatial distribution profiles of defects in mercury cadmium telluride after ion implantation / A. V. Voitsekhovskii, A. P. Kokhanenko, S. A. Shulga, Roger Smith // *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B.* – 2004. – V. 215. – Is. 1–2. – P. 109–121.
77. Войцеховский, А. В. Распределение профилей радиационных дефектов в КРТ после ионной имплантации / А. В. Войцеховский, А. П. Коханенко // *Прикладная физика.* – 2000. – № 4. – С. 38–44.
78. Magel, L. K. Dose rate effects in indium-implanted $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / L. K. Magel, T. W. Sigmon // *J. Cryst. Growth.* – 1988. – V. 86. – P. 756–761.
79. Петров, А. С. Радиационные дефекты в кристаллах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, имплантированных ионами Ag^+ / А. С. Петров, В. С. Куликаускас, Ю. В. Лиленко, А. П. Коханенко, А. В. Войцеховский, Е. М. Кирюшкин, К. В. Шастов, К. Р. Курбанов, А. П. Мамонтов, В. А. Коротченко // *Изв. вузов. Физика.* – 1988. – № 12. – С. 83–90.

80. Лиленко, Ю. В. Свойства имплантированных поверхностных слоев $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / Ю. В. Лиленко, В. С. Куликаускас, К. В. Шастов, Е. М. Кирюшкин // Поверхность. Физ., хим., мех. – 1988 – № 7. – С. 142–144.
81. Lilenko, Yu. V. Radiation induced defects in implanted $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ crystals / Yu. V. Lilenko, K. V. Shastov, A. S. Petrov, A. V. Voitsekhovskii, V. S. Kulikauskas, N. V. Kuznetsov, A. P. Mamontov // Phys. Stat. Sol. (a). – 1989. – V. 113. – No. 2. – P. 285–294.
82. Ибрагимова, М. И. Трансформация кристаллической структуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при ионной имплантации / М. И. Ибрагимова, И. А. Файзрахманов, И. Б. Хайбуллин, Н. А. Саинов // ФТП. – 1993. – Т. 27. – В. 8. – С. 1276–1281.
83. Барышев, Н. С. Структурные свойства ионно-легированных слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / Н. С. Барышев, М. И. Ибрагимова, И. Б. Хайбуллин // Матер. II Всесоюзного семинара “Примеси и дефекты в узкозонных полупроводниках”. Павлодар, 1989. – Ч. 2. – С. 131–135.
84. Ибрагимова, М. И. Трансформация поверхности $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ под воздействием ионных пучков / М. И. Ибрагимова, В. Ю. Петухов, И. Б. Хайбуллин, Н. С. Барышев // Матер. VIII Всес. симп. “Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы”. Львов, 1991. – Ч. 1. – С. 118–120.
85. Ибрагимова, М. И. Радиационное распухание и распыление $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при имплантации ионов в больших дозах / М. И. Ибрагимова, В. Ю. Петухов, И. Б. Хайбуллин // ФТП. – 1993. – Т. 27. – В. 4. – С. 560–566.
86. Schaake, H. F. Ion implantation damage in $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ / H. F. Schaake // J. Vac. Sci. Technol. – 1986. – V. A4. – No. 4. – P. 2174–2176.
87. Aguirre, M. H. Transmission electron microscopy of the induced damage by argon implantation in (111) HgCdTe at room temperature / M. H. Aguirre, H. R. Canepa, N. E. Walsoe de Reca // J. Appl. Phys. – 2002. – V. 92. – No. 10. – P. 5745–5748.
88. Aguirre, M. H. Ar-implanted epitaxially grown HgCdTe : evaluation of structural damage by RBS and TEM / M. H. Aguirre, H. R. Canepa // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2001. – V. 175–177. – P. 274–279.
89. Carey, G. P. TEM investigation of the differences in ion milling induced damage of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ and CdTe heterojunctions / G. P. Carey, S. Cole, T. Yamashita, J. A. Silberman, H. E. Spicer, J. A. Wilson // J. Vac. Sci. Technol. – 1985. – V. A3. – No. 1. – P. 255–258.
90. Uzan-Sague, C. Build up of ion implantation damage in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ for various x values / C. Uzan-Sague, D. Comedi, V. Richter, R. Kalish // J. Vac. Sci. Technol. – 1989. – V. A7. – No. 4. – P. 2575–2579.
91. Richter, V. Evolution of point to extended defects in low-temperature implanted $\text{Hg}_{0.76}\text{Cd}_{0.24}\text{Te}$

- / V. Richter, R. Kalish // J. Appl. Phys. – 1900. – V. 67. – No. 10. – P. 6578–6580.
92. Куликаускас, В. С. Радиационные дефекты в имплантированных кристаллах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / В. С. Куликаускас, Ю. В. Лиленко, К. В. Шастов, А. Г. Коротаев // Матер. Всес. сем. “Примеси и дефекты в узкозонных полупроводниках”. Павлодар, 1987. – С. 60–63.
 93. Запорожченко, В. И. Образование дефектов на поверхности $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$ при облучении низкоэнергетическими ионами аргона и электронами / В. И. Запорожченко, В. Ф. Кулешов, Н. М. Омеляновская, А. В. Покровский // Поверхность. Физ., хим., мех. – 1986. – № 3. – С. 47–52.
 94. Bowman, R. C. Optical and structural characterization of heavily boron-implanted CdTe / R. C. Bowman, R. L. Alt, P. M. Adams, J. F. Knudsen, D. N. Jamieson, R. G. Downing // J. Cryst. Growth. – 1988. – V. 86. – P. 768–777.
 95. Гураускас, Е. В. Профиль распределения дефектов в ионно-имплантированных кристаллах $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$ / Е. В. Гураускас, Ю. Ф. Кавалаяускас, И. Н. Петров, А. Ю. Шилейка // ФТП. – 1983. – Т. 17. – В. 7. – С. 1322–1324.
 96. Кавалаяускас, Ю. Ф. Изучение радиационных дефектов и состояния поверхности имплантированных кристаллов $\text{Cd}_{0,27}\text{Hg}_{0,73}\text{Te}$ / Ю. Ф. Кавалаяускас, Г. С. Эйджюнас, М. В. Седнев, А. Ю. Шилейка // Поверхность. Физ., хим., мех. – 1985. – № 10. – С. 127–132.
 97. Кавалаяускас, Ю. Исследование состояния поверхностного слоя имплантированных кристаллов $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$ / Ю. Кавалаяускас, Р. Мицкунас, А. Шилейка // Матер. VIII Всес. симп. “Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы”. Львов, 1991. – Ч. 1. – С. 3–5.
 98. Эйджюнас, Г. С. Фотоотражение имплантированных B^+ кристаллов $\text{Cd}_{0,27}\text{Hg}_{0,73}\text{Te}$ в области краевого поглощения / Г. С. Эйджюнас, Ю. Ф. Кавалаяускас, А. Ю. Шилейка // ФТП. – 1986. – Т. 20. – В. 5. – С. 789–793.
 99. Raccach, P. M. Study of implantation in HgCdTe by electrolyte electroreflectance / P. M. Raccach, J. W. Garland, Z. Zhang, D. Yang, L. O. Bubulac, W. E. Tennant // J. Vac. Sci. Technol. – 1987. – V. A5. – No. 5. – P. 3180–3183.
 100. Williams, B. L. X-ray rocking curve analysis of ion implanted mercury cadmium telluride / B. L. Williams, H. G. Robinson, C. R. Helms // J. of Electr. Mater. – 1997. – V. 26. – No. 6. – P. 600–605.
 101. Indrea, E. X-ray absorption fine structure of ion-implanted $\text{Hg}_{0,79}\text{Cd}_{0,21}\text{Te}$ semiconductors / E. Indrea, M. Jaouen, P. Chartier // Semicond. Sci. and Techn. – 1997. – V. 12. – No. 1. – P. 42–46.
 102. Mainzer, N. Percolation problem in boron-implanted mercury cadmium telluride / N. Mainzer, E. Zolotoyabko // J. of Electr. Mater. – 2000. – V. 29. – No. 6. – P. 792–797.

103. Войцеховский, А. В. Применение пучков медленных позитронов для исследования ионной имплантации в КРТ / А. В. Войцеховский, А. Г. Коротаев, А. П. Коханенко, А. Д. Погребняк // Тез. докл. III Всесоюзной конф. “Ионно-лучевая модификация полупроводников и других материалов микроэлектроники”. Новосибирск, 1991. – С. 85.
104. Uedono, A. Defects and their annealing properties in B⁺-implanted Hg_{0.78}Cd_{0.22}Te studied by positron annihilation / A. Uedono, H. Ebe, M. Tanaka, S. Tanigawa, K. Yamamoto, Y. Miyamoto // Jpn. J. Appl. Phys. – 1998. – V. 37. – Part 1. – No. 3A. – P. 786–791.
105. Uedono, A. Defects in ion implanted Hg_{0.78}Cd_{0.22}Te probed by monoenergetic positron beams / A. Uedono, H. Ebe, M. Tanaka, R. Suzuki, T. Ohdaira, S. Tanigawa, T. Mikado, K. Yamamoto, Y. Miyamoto // Jpn. J. Appl. Phys. – 1998. – V. 37. – Part 1. – No. 7. – P. 3910–3914.
106. Smith, C. D. Observation of vacancy charge states in Cd_{0.2}Hg_{0.8}Te by positron annihilation / C. D. Smith, P. Rice-Evans, N. Shaw // Phys. Rev. Lett. – 1994. – V. 72. – No. 7. – P. 1108–1111.
107. Войцеховский, А. В. Электрон-позитронная аннигиляция в узкозонных полупроводниках Hg_{1-x}Cd_xTe / А. В. Войцеховский, А. Г. Коротаев, А. П. Коханенко // Изв. вузов. Физика. – 1995. – № 10. – С. 3–21.
108. Conway, K. L. Rutherford backscattering analysts of thermal-puls annealed Hg_{1-x}Cd_xTe / K. L. Conway, N. G Opyd, J. F. Gibbons, T. H. Sigmon // Nucl. Instr. Meth. – 1983. – V. 209/210. – P. 651–655.
109. Dimiduk, K. C. Annealing of Hg_{1-x}Cd_xTe: Hg loss rates and annealing of ion implantation damage / K. C. Dimiduk, N. G. Opyd, J. F. Gibbons, T. H. Sigmon, T. H. Magee, R. D. Osmond // J. Vac. Sci. Technol. – 1983. – V. A1. – No. 3. – P. 1661–1665.
110. Takita, K. Atomic migration and surface evaporation of Hg in Hg_{1-x}Cd_xTe crystals observed by 40-MeV O⁵⁺ ion backscattering method / K. Takita, T. Ipposhi, K. Murakami, K. Masuda, H. Kudo, S. Seki // J. Appl. Phys. – 1986. – V. 59. – No. 5. – P. 1500–1503.
111. Takita, K. Thermal stability of Hg_{1-x}Cd_xTe crystals covered with the anodic oxide films / K. Takita, T. Ipposhi, K. Murakami, K. Masuda, H. Kudo, S. Seki // Jpn. J. Appl. Phys. – 1986. – V. 25. – No. 12. – P. 1862–1864.
112. Takita, K. Hg content of anodic oxide films on Hg_{1-x}Cd_xTe after heat treatment as measured by 40-MeV O⁵⁺ ion backscattering / K. Takita, T. Ipposhi, K. Murakami, K. Masuda, H. Kudo, S. Seki // Appl. Phys. Lett. – 1986. – V. 48. – No. 13. – P. 852–854.
113. Jenner, M. D. Infra-red detector device manufacture / M. D. Jenner, M. V. Blackman // Patent. United Kingdom. – No. 1 600 599. – 1981.
114. Ито, Макото. Получение слоя HgCdTe *n*-типа / Макото Ито, К. К. Фудзицу // Патент. Япония. – No. 60-18.22.12. – 1987.

115. Brogowski, P. The *p*-to-*n* conversion in HgCdTe, HgZnTe and HgMnTe by anodic oxidation and subsequent heat treatment / P. Brogowski, J. Piotrowski // Semicond. Sci. and Techn. – 1990. – V. 5. – No. 6. – P. 530–532.
116. Syllaïos, A. J. Conductivity type conversion in (Hg,Cd)Te / A. J. Syllaïos, M. J. Williams // J. Vac. Sci. Technol. – 1982. – V. 21. – No. 1. – P. 201–204.
117. Jones, C. L. Effects of annealing on the electrical properties of $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / C. L. Jones, M. J. T. Quelch, P. Capper, J. J. Gosney // J. Appl. Phys. – 1982. – V. 53. – No. 12. – P. 9080–9092.
118. Stahle, C. M. Thermal stability of the anodic oxide/ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ interface / C. M. Stahle, C. R. Helms, A. Simmons // J. Vac. Sci. Technol. – 1987. – V. B5. – No. 4. – P. 1092–1096.
119. Stahle, C. M. Physical and chemical properties of the anodic oxide/HgCdTe interface / C. M. Stahle, C. R. Helms, H. F. Schaake, R. L. Strong, A. Simmons, J. P. Pallix, C. H. Becker // J. Vac. Sci. Technol. – 1989. – V. A7. – No. 2. – P. 474–482.
120. Kao, T. H. Growth and characterization of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ photochemical native oxide / T. H. Kao, T. W. Sigmon // J. Electrochem. Soc. Sol. St. Sci. and Technol. – 1988. – V. 135. – No. 12. – P. 3076–3081.
121. Вишняков, А. В. Исследование влияния постимплантационного отжига на вольт-амперные характеристики ИК-фотодиодов на основе *p*-CdHgTe / А. В. Вишняков, В. С. Варавин, М. О. Гарифуллин, А. В. Предеин, В. Г. Ремесник, И. В. Сабинаина, Г. Ю. Сидоров // Автометрия. – 2009. – Т. 45. – № 4. – С. 32–40.
122. Deutscher, N. F. Ion implantation into (Hg,Cd)Te through dielectric encapsulants / N. F. Deutscher, R. J. Roedel, L. McIntyre, J. Leavitt // J. Vac. Sci. Technol. – 1990. – V. A8. – No. 2. – P. 1143–1146.
123. Conway, K. L. Use of Rutherford backscattering and channeling in the study of (Hg,Cd)Te / K. L. Conway, J. F. Gibbons, T. W. Sigmon // J. Vac. Sci. Technol. – 1982. – V. 21. – No. 1. – P. 212–214.
124. Bahir, G. cw CO₂ and ruby laser annealing of ion-implanted $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / G. Bahir, R. Kalish // Appl. Phys. Lett. – 1981. – V. 39. – No. 9. – P. 730–732.
125. Khait, Y. L. Reduction of post-implantation damage in semiconductors by weak magnetic field / Y. L. Khait, V. Richter // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1993. – V. 26. – P. 1806–1809.
126. Mao, D. H. Optical absorption of un-implanted and implanted HgCdTe / D. H. Mao, A. J. Syllaïos, H. G. Robinson, C.R. Helms // J. of Electr. Mater. – 1998. – V. 27. – No. 6. – P. 703–708.
127. Войцеховский А. В. Влияние облучения протонами с высокой энергией на электрофизические и рекомбинационные свойства $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / А. В. Войцеховский, Ю.В. Лиленко, А. С. Петров // Изв. АН СССР. Неорг. матер. – 1980. – Т. 16. – В. 4. – С. 644–647.

128. Войцеховский, А. В. Особенности поведения кристаллов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, облученных электронами, при различных температурных обработках / А. В. Войцеховский, А. П. Коханенко, С. Ф. Коверчик, Ю. В. Лиленко, А. С. Петров // ФТП. – 1983. – В. 10. – С. 1876–1879.
129. Войцеховский, А. В. Особенности радиационного дефектообразования в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ при облучении высокоэнергетическими протонами / А. В. Войцеховский, А. Г. Коротаев, А. П. Коханенко // Матер. VIII Всес. симп. “Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы”. Львов, 1991. – Ч. 2. – С. 172–174.
130. Войцеховский, А. В. Отжиг радиационных дефектов в облученных электронами кристаллах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / А. В. Войцеховский, А. П. Коханенко, Ю. В. Лиленко // Неорг. матер. – 1983. – Т. 19. – № 8. – С. 1298–1301.
131. Войцеховский, А. В. Скорости введения дефектов в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ при электронном облучении / А. В. Войцеховский, А. П. Коханенко, Ю. В. Лиленко, А. С. Петров // Матер. Всес. сем. “Примеси и дефекты в узкозонных полупроводниках”. Павлодар, 1987. – С. 57–59.
132. Коханенко, А. П. Радиационная модификация свойств узкозонных полупроводников КРТ и структур на его основе для фотоприемников ИК диапазона : дис. ... д-ра физ.-мат. наук : 01.04.10 / Коханенко Андрей Павлович. – Томск, 1999. – 488 с.
133. Войцеховский, А. В. Облучение высокоэнергетическими электронами и гамма-квантами эпитаксиальных пленок методом молекулярно-лучевой эпитаксии / А. В. Войцеховский, А. П. Коханенко, А. Г. Коротаев, Д. В. Григорьев, В. С. Варавин, С. А. Дворецкий, Ю. Г. Сидоров, Н. Н. Михайлов // Прикладная физика. – 2003. – № 5. – С. 99 – 101.
134. Григорьев, Д. В. Радиационное дефектообразование при ионной имплантации в варизонных полупроводниковых структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии : дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.10 / Григорьев Денис Валерьевич. – Томск, 2005. – 218 с.
135. Эминов, Ш. О. Воздействие ионизирующего излучения на электрические и фотоэлектрические свойства фотодиодов на основе $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / Ш. О. Эминов, А. А. Раджабли, Т. И. Ибрагимов // Прикладная физика. – 2007. – № 4. – С. 115–118.
136. Pickel, J. C. Radiation effects on photonic imagers – a historical perspective / J. C. Pickel, A. H. Kalma, G. R. Hopkinson, C. J. Marshall // IEEE Transact. on Nucl. Sci. – 2003. – V. 50. – No. 3. – P. 671–688.
137. Войцеховский, А. В. Радиационные эффекты в кристаллах теллурида кадмия-ртути / А. В. Войцеховский, А. П. Коханенко, А. Г. Коротаев, Д. В. Григорьев, Н. А. Кульчицкий, А. А. Мельников // Нано- и Микросистемная техника. – 2010. – № 6. – С. 10–17.

138. Войцеховский, А. В. Радиационные эффекты в HgCdTe/ А. В. Войцеховский, А. П. Коханенко, А. Г. Коротаев, Д. В. Григорьев, Н. А. Кульчицкий, А. А. Мельников // Прикладная физика. – 2012. – № 1. – С. 82–89.
139. Кумахов, М. А. Энергетические потери и пробеги ионов в твердых телах / М. А. Кумахов, Ф. Ф. Комаров. – Мн. : Изд-во БГУ, 1979. – 320 с.
140. Буренков, А. Ф. Пространственные распределения энергии, выделенной в каскаде атомных столкновений в твердых телах / А. Ф. Буренков, Ф. Ф. Комаров, М. А. Кумахов, М. М. Темкин. – М. : Энергоатомиздат, 1985. – 248 с.
141. Аккерман, А. Ф. Моделирование траекторий заряженных частиц в веществе / А. Ф. Аккерман. – М. : Энергоатомиздат, 1991. – 200 с.
142. Баранов, А. И. Отжиг сложных дефектов в облученных полупроводниках / А. И. Баранов // Радиационные эффекты в полупроводниках: монография / Под. ред. Л. С. Смирнова. – Новосибирск: Наука, 1979. – 224 с.– С. 130–179.
143. Баранов, А. И. Накопление дефектов и процессы аморфизации при бомбардировке полупроводников ионами / А. И. Баранов // Радиационные эффекты в полупроводниках: монография / Под. ред. Л. С. Смирнова. – Новосибирск: Наука, 1979. – 224 с.– С. 23–60.
144. Вавилов, В. С. Действие излучений на полупроводники : монография / В. С. Вавилов. – М. : Физматлит, 1963. – 264 с.
145. Вавилов, В. С. Механизмы образования и миграции дефектов в полупроводниках : монография / В. С. Вавилов, А. К. Кив, О. Р. Ниязова. – М. : Наука, 1981. – 368 с.
146. Емцев, В. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках : монография / В. В. Емцев, Т. В. Машовец. – М. : Радио и связь, 1981. – 248 с.
147. Уоткинс, Дж. Дефекты решетки в соединениях A^2B^6 / Дж. Уоткинс // Точечные дефекты в твердых телах : монография / Под ред. Б. И. Болтакса. – М.: Мир, 1979. – 381 с.– С. 221–242.
148. Андерсен, Х. Х. Изменение состава сплавов и соединений под воздействием ионной бомбардировки / Х. Х. Андерсен // Ионная имплантация и лучевая технология, под. ред. Дж. С. Вильямса, Дж. М. Поута. – Киев : Наукова Думка, 1988, – 357 с. – С. 107–149.
149. Джафаров Т. Д. Радиационно-стимулированная диффузия в полупроводниках / Т. Д. Джафаров. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 287 с.
150. Лейман, К. Взаимодействие излучения с твердым телом и образование элементарных дефектов / К. Лейман. – М. : Атомиздат, 1979. – 296 с.
151. Biersack, J. P., Haggmark L .G. A Monte Carlo computer program for the transport of energetic ions in amorphous target // Nucl. Instr. Meth. – 1980. – V. 174. Is. 1–2. – P. 257–269.

152. Ryssel, H. Range and range straggling of ion-implanted boron in $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$ / H. Ryssel, K. Muller, J. Biersack, W. Kruger, G. Lang, F. Jahnel // *Phys. Stat. Sol. (a)*. – 1980. – V. 57. – P. 619–624.
153. Wilson, R. G. (111) random and $\langle 110 \rangle$ channeled implantation profiles and range parameters In $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / R. G. Wilson // *J. Appl. Phys.* – 1988. – V. 63. – No. 11. – P. 5302–5311.
154. Wilson, R. G. Ion implantation and SIMS profiling of impurities In II-VI materials (HgCdTe and CdTe) / R. G. Wilson // *J. Cryst. Growth.* – 1988. – V.86. – P. 735–743.
155. Wilson, R. G. Secondary ion mass spectrometry sensitivity factors versus ionization potential and electron affinity for many elements in HgCdTe and CdTe using oxygen and cesium ion beams // R. G. Wilson // *J. Appl. Phys.* – 1988. – V. 63. – No. 10. – P. 5121–5125.
156. Wilson, R. G. Depth distributions of ^1H , ^2H , and ^4He implanted into HgCdTe and CdTe measured by secondary ion mass spectrometry / R. G. Wilson // *Appl. Phys. Lett.* – 1984. – V. 45. – No. 1. – P. 107–109.
157. Bubulac, L. O. Ion implantation study of HgCdTe / L. O. Bubulac, W. E. Tennant, S. H. Shin, C. C. Wang, M. Lanir, E. R. Gerther, E. D. Marshall // *Jap. J. Appl. Phys.* – 1980. – V. 19. – P. 495–500.
158. Margalit, S. Electrical properties ion-implanted layers in $\text{Hg}_{0,79}\text{Cd}_{0,21}\text{Te}$ / S. Margalit, Y. Nemirovsky, I. Rotstein // *J. Appl. Phys.* – 1979. – V. 50. – No. 10. – P. 6386–6389.
159. Kolodny, A. Properties of ion-implanted junction in mercury-cadmium-telluride / A. Kolodny, J. Kidron // *IEEE Transact. on Electr. Devices* – 1980. – V. ED-27. – No. 1. – P. 37–42.
160. Vodopyanov, L. K. Infrared reflection spectroscopy of ion-implanted $n\text{-Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$ / L. K. Vodopyanov, S. P. Kozyrev // *Phys. Stat. Sol. (a)*. – 1982. – V. 72. – No. 2. – P. 737–744.
161. Vodopyanov, L. K. Ion implantation of B^+ in HgCdTe / L. K. Vodopyanov, S. P. Kozyrev // *Phys. Stat. Sol. (a)*. – 1982. – V. 72. – No. 2. – P. K133–K136.
162. Водопьянов, Л. К. Анализ электрических и оптических свойств имплантированного маг-
нием $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0,20$) из спектров ИК отражения / Л. К. Водопьянов, С. П. Козырев // *ФТП*. – 1982. – Т. 16. – В. 4. – С. 680–686.
163. Водопьянов, Л. К. Ионная имплантация примесей в $n\text{-Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$. I. Ионы второй группы Mg^+ , Zn^+ , Cd^+ / Л. К. Водопьянов, С. П. Козырев, А. В. Спицын // *ФТП*. – 1982. – Т. 16. – В. 5. – С. 782–788.
164. Водопьянов, Л. К. Ионная имплантация примесей в $n\text{-Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$. II. Ионы III группы Al^+ , Ga^+ / Л. К. Водопьянов, С. П. Козырев, А. В. Спицын // *ФТП*. – 1982. – Т. 16. – В. 6. – С. 972–977.

165. Козырев, С. П. Образование радиационных дефектов в $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$ при ионной имплантации. I. Имплантация ионов Ag^+ / С. П. Козырев, Л. К. Водопьянов // ФТП. – 1983. – Т. 17. – В. 5. – С. 893–899.
166. Козырев, С. П. Образование радиационных дефектов в $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$ при ионной имплантации. II. Имплантация ионов II и III группы / С. П. Козырев, Л. К. Водопьянов // ФТП. – 1983. – Т. 17. – В. 5. – С. 900–903.
167. Кавалаяускас, Ю. Ф. Особенности спектров ИК-отражения имплантированных V^+ кристаллов $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$ / Ю. Ф. Кавалаяускас, Г. З. Кривайте, А. Ю. Шилейка, Г. С. Эйджюнас // Матер. Всес. сем. “Примеси и дефекты в узкозонных полупроводниках”. Павлодар, 1987. – С. 86–89.
168. Marcantonio, U. Di. The realization of ion-implanted $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ photovoltaic arrays / U. Di Marcantonio, N. Marinelli, S. Selleri, A. C. A. Zammit // Infrared Phys. – 1984. – V. 24. – No. 6. – P. 499–504.
169. Cotton, V. A Effects of ion implantation on deep electron traps in $\text{Hg}_{0,7}\text{Cd}_{0,3}\text{Te}$ / V. A. Cotton, J. A. Wilson // J. Vac. Sci. Technol. – 1986. – V. A4. – No. 4. – P. 2177–2180.
170. Baars, J. Boron ion implantation in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / J. Baars, A. Hurre, W. Rothmund, C. R. Fritzsche, T. Jakobus // J. Appl. Phys. – 1982. – V. 53. – No. 3. – P. 1461–1466.
171. Leveque, P. A simple way to analyze infrared reflectivity spectra of p -type $\text{Hg}_{0,78}\text{Cd}_{0,22}\text{Te}$ implanted in various conditions / P. Leveque, A. Declémy // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 1999. – V. 147. – P. 181–186.
172. Leveque, P. Influence of extended structural defects on the effective carrier concentration of p -type $\text{Hg}_{0,78}\text{Cd}_{0,22}\text{Te}$ implanted with aluminium ions / P. Leveque, A. Declémy, P. O. Renault // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2000. – V. 168. – Is. 1. – P. 40–46.
173. Renault, P. O. Study of damage induced by room-temperature Al ion implantation in $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$ by x-ray diffuse scattering / P. O. Renault, A. Declémy, P. Lévêque, C. Fayoux, M. Bessière, S. Lefebvre, C. Corbel, L. Baroux // J. Appl. Phys. – 1997. – V. 82. – No. 2. – P. 609–616.
174. Дирочка, А. И. Электрофизические свойства ионно-имплантированных слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / А. И. Дирочка, А. Н. Костюк, М. С. Никитин, В. В. Поляков // Матер. VIII Всес. симп. “Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы”. Львов, 1991. – Ч. 1. – С. 127–129.
175. Syz, J. Thermal annealing studies on boron-implanted HgCdTe diodes / J. Syz, J. D. Beck, T. W. Orent, H. F. Schaaake // J. Vac. Sci. Technol. – 1989. – V. A7. – No. 2. – P. 396–403.
176. Shin, S. H. 1.22- μm $\text{HgCdTe}/\text{CdTe}$ avalanche photodiodes / S. H. Shin, J. G. Pasko, H. D. Law,

- D. T. Cheung // Appl. Phys. Lett. – 1982. – V. 40. – No. 11. – P. 965–967.
177. Mollmann, K. P. Diffusion limited dark current in as-implanted (Hg,Cd)Te photodiodes / K. P. Mollmann, H. Bittner, H. Heukenkamp, B. Schubert // Infrared Phys. – 1991. – V. 31. – P. 493–499.
 178. Sarusi, G. Degradation mechanisms of gamma irradiated LWIR HgCdTe photovoltaic detectors / G. Sarusi, D. Eger, A. Zemel, N. Mainzer, R. Goshen, E. Weiss // IEEE Transact. on Nucl. Sci. – 1990. – V. 37. – No. 6. – P. 2042–2049.
 179. Бовина, Л. А. Фотодиоды и фотодиодные матрицы на основе $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / Л. А. Бовина, В. И. Стафеев // Прикладная физика. – 1999. – № 2. – С. 58–62.
 180. Бовина, Л. А. Исследование стабильности характеристик фотодиодов из $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / Л. А. Бовина, В. И. Стафеев, К. О. Болтарь, В. М. Лакеенков, М. А. Лощинина // Прикладная физика. – 1999. – № 3. – С. 41–45.
 181. Гуменюк-Сычевская, Ж. В. Процессы токопереноса в n^+p -фотодиодах на основе HgCdTe / Ж. В. Гуменюк-Сычевская, Ф. Ф. Сизов, В. Н. Овсяк, В. В. Васильев, Д. Г. Есаев // ФТП. – 2001. – Т. 35. – В. 7. – С. 835–840.
 182. Terterian, S. A comparative study and performance characteristics of ion-implanted and hetero-junction short-wave infrared HgCdTe focal-plane arrays / S. Terterian, M. Chu, S. Mesropian, H. K. Gurgenian, M. Ngo, C. C. Wang // J. of Electr. Mater. – 2002. – V. 31. – No. 7. – P. 720–725.
 183. Rutkowski, J. Planar junction formation in HgCdTe infrared detectors / J. Rutkowski // Optoelectronics review. – 2004. – V. 12. – No. 1. – P. 123–128.
 184. Туринов, В. И. Создание фотодиодов на основе InSb, PbTe и $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ и анализ их функционирования в составе оптико-электронных систем : дис. ... д-ра физ.-мат. наук : 05.27.01 / Туринов Валерий Игнатьевич. – М., 2004. – 213 с.
 185. Shi, Yan-Li. HgCdTe photovoltaic arrays formed by B^+ ion implantation / Yan-Li Shi; Sheng-Qiong Lei; Yi Cai // SPIE Proceedings. – 2005. – V. 5640. – P. 701–706.
 186. Васильев, В. В. Формирование n - p -переходов на основе p -CdHgTe с низкой концентрацией носителей заряда / В. В. Васильев, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, Д. Ю. Протасов, Р. Н. Смирнов // Письма в ЖТФ. – 2006. – Т. 32. – №. 18. – С. 50–57.
 187. Chandra, D. Junction stability in ion-implanted mercury cadmium telluride / D. Chandra, H. F. Schaake, M. A. Kinch // J. of Electr. Mater. – 2008. – V. 37. – No. 9. – P. 1329–1333.
 188. Udovitska, R. S. Ion implantation of B ions into CdHgTe/CdZnTe substrate and determination of optimum optical characteristics for making diode p - n structures in narrow(-band)-gap semiconductor material CdHgTe/CdZnTe / R. S. Udovitska, G. V. Kalisty, V. V. Fedulov // SPIE

- Proceedings.– 2008. – V. 6890. – P. 68900O-12 p.
189. Vasiliev, V. V. LWIR photodiodes and focal plane arrays based on novel HgCdTe/CdZnTe/GaAs heterostructures grown by MBE technique / V. V. Vasiliev, V. S. Varavin, S. A. Dvoretzky, I. M. Marchishin, N. N. Mikhailov, A. V. Predein, I. V. Sabinina, Yu. G. Sidorov, A. O. Suslyakov, A. L. Aseev // Photodiodes - from fundamentals to applications / Edited by Ilgu Yun. ISBN 978-953-51-0895-5. – Published by InTech, 2012. – 367 p. – Chapter 4. – P. 133–172.
 190. Brudnyi, V. N. Local neutrality conception: Fermi level pinning in defective semiconductors / V. N. Brudnyi, S. N. Grinyaev, V. E. Stepanov // Physica B Cond. Matter. – 1995. – V. 212. – P. 429–435.
 191. Брудный, В. Н. Электрические свойства и пиннинг уровня Ферми в облученных сплавах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / В. Н. Брудный, С. Н. Гриняев, С. Н. Катаев // Матер. VIII Всес. симп. “Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы”. Львов, 1991. – Ч. 2. – С. 203–205.
 192. Брудный, В. Н. Закрепление химического потенциала и электрические свойства облученных сплавов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / В. Н. Брудный, С. Н. Гриняев // ФТП. – 2001. – Т. 35. – В. 7. – С. 819–822.
 193. Брудный, В. Н. Радиационные эффекты в полупроводниках / В. Н. Брудный // Вестник Томского государственного университета. – 2005. – № 285. – С. 95–102.
 194. Болтарь, К. О. Исследование электрофизических характеристик ионно-имплантированных слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / Болтарь К. О., В. П. Корольков, А. В. Фролов, А. А. Косарев, И. Н. Петров // Матер. VIII Всес. симп. “Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы”. Львов, 1991. – Ч. 2. – С. 14–16.
 195. Petritz, R. L. Theory of an experiment for measuring the mobility and density of carries in the space-charge region of a semiconductor surface / R. L. Petritz // Phys. Rev. – 1958. – V. 110. – No. 6. – P. 1254–1262.
 196. Коньков, В. Л. Об эффекте Холла в двухслойных полупроводниковых образцах / В. Л. Коньков // Изв. вузов. Физика. – 1966. – В. 2. – С. 161–163.
 197. Павлов, Н. И. Измерение проводимости и холловской подвижности неоднородных полупроводниковых слоев произвольной формы / Н. И. Павлов // ФТП. – 1970. – Т. 4. – В. 10. – С. 1918–1921.
 198. Цидильковский, И. М. Бесщелевые полупроводники - новый класс веществ / И. М. Цидильковский. – М. : Наука, 1986. – 240 с.
 199. Цидильковский, И. М. Электронный спектр бесщелевых полупроводников / И. М. Цидильковский. – Свердловск, 1991, – 224 с.

200. Карачевцева, Л. А. Гальваномангнитные эффекты в многослойных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ со смешанной проводимостью / Л. А. Карачевцева, А. В. Любченко, В. Д. Соболев // УФЖ. – 1992. – Т. 37 – № 6. – С. 924–929.
201. Карачевцева, Л. А. Особенности магнитопольевых зависимостей кинетических коэффициентов в двухслойных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / Л. А. Карачевцева, А. В. Любченко, Э. А. Маловичко // ФТП. – 1992. – Т. 26. – В. 3. – С. 535–538.
202. Kumar, R. Boron ion implantation in *p*-type $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$ / R. Kumar, M. B. Dutt, R. Nath, R. Chander, S. C. Gupta // J. Appl. Phys. – 1990. – V. 68. – No. 11. – P. 5564–5566.
203. Лиленко, Ю. В. Электрофизические свойства кристаллов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0,3$), облученных ионами / Ю. В. Лиленко, К. В. Шастов, Н. В. Кузнецов // ФТП. – 1986. – Т. 20. – В. 10. – С. 1907–1910.
204. Шастов, К. В. Дефектообразование при имплантации $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ионами с различной массой / К. В. Шастов // Тез. докл. III Всесоюзной конф. “Ионно-лучевая модификация полупроводников и других материалов микроэлектроники”. Новосибирск, 1991. – С. 84.
205. Шастов, К. В. Радиационные дефекты при ионной имплантации $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / К. В. Шастов, А. В. Войцеховский // Матер. VIII Всес. симп. “Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы”. Львов, 1991. – Ч. 2. – С. 175–177.
206. Шастов, К. В. Радиационное дефектообразование в кристаллах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ при ионной имплантации : дис. ... канд. физ.-мат. наук 01.04.10 / Шастов Константин Владимирович. – Томск, 1989. – 187 с.
207. Ибрагимова, М. И. Влияние имплантации ионов I и III групп на электрические и фотоэлектрические свойства монокристаллов кадмий-ртуть-теллур / М. И. Ибрагимова, Ф. И. Ахмедова, Н. С. Барышев, И. Б. Хайбуллин // Матер. Всес. сем. “Примеси и дефекты в узкозонных полупроводниках”. Павлодар, 1987. – С. 78–81.
208. Ибрагимова, М. И. Электрические свойства имплантированных Xe^+ , Cu^+ , Ag^+ и термически отожженных кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / М. И. Ибрагимова, И. О. Барышев, И. Б. Хайбуллин, Ф. И. Ахмедова, А. П. Фадеева // ФТП. – 1989. – Т. 23. – В. 7. – С. 1249–1253.
209. Ибрагимова, М. И. Влияние последовательности имплантации ионов $\text{Ag}^+(\text{Cu}^+)$ и Xe^+ на рекомбинационные свойства кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / М. И. Ибрагимова, Н. С. Барышев, В. Ю. Петухов, И. Б. Хайбуллин // ФТП. – 1997. – Т. 31. – В. 7. – С. 786–789.
210. Ryssel, H. Ion implantation doping of $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$ for infrared detectors / H. Ryssel, G. Lang, J. P. Biersack, K. Muller, W. Kruger // IEEE Transact. on Electr. Devices – 1980. – V. ED-27. – No. 1. – P. 58–62.
211. Koehler, J. Ion implantation of gold in mercury cadmium telluride / J. Koehler // Patent. USA. –

- No. 4 003 759. – 1977.
212. Destefanis, G. L. Indium ion implantation in $\text{Hg}_{0,78}\text{Cd}_{0,22}\text{Te}$ / CdTe / G. L. Destefanis // J. Vac. Sci. Technol. – 1985. – V. A3. – No. 1. – P. 171–175.
 213. Bubulac, L. O. Boron and indium ion-implanted junctions in HgCdTe grown on CdTe and $\text{CdTe}/\text{Al}_2\text{O}_3$ / L. O. Bubulac, D. S. Lo, W. E. Tennant, D. D. Edwall, J. C. Robinson // J. Vac. Sci. Technol. – 1986. – V. A4. – No. 4. – P. 2169–2173.
 214. Ахмедова, Ф. И. Особенности поведения индия, имплантированного в монокристаллы $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / Ф. И. Ахмедова, И. О. Барышев, М. И. Ибрагимова, И. Б. Хайбуллин // ФТП. – 1987. – Т. 21. – В. 3. – С. 575–577.
 215. Conway, K. L. Thermal pulse annealing of boron-implanted HgCdTe / K. L. Conway, W. G. Opyd, M. E. Greiner, J. F. Gibbons, T. W. Sigmon, L. O. Bubulac // Appl. Phys. Lett. – 1983. – V. 41. – No. 8. – P. 750–752. A corrected version: Appl. Phys. Lett. – 1983. – V. 42. – No. 8. – P. 755.
 216. Кирюшкин, Е. М. Влияние эффективности дефектообразования на диффузионные процессы в HgCdTe при облучении ионами / Е. М. Кирюшкин, Ю. В. Лиленко, А. С. Петров, Е. В. Черников, О. Н. Кудышев // Матер. Всес. сем. “Примеси и дефекты в узкозонных полупроводниках”. Павлодар, 1987. – С. 132–135.
 217. Войцеховский, А. В. Ускоренная диффузия индия в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ под воздействием облучения ионами при $T = 300\text{ K}$ / А. В. Войцеховский, Е. М. Кирюшкин, Ю. В. Лиленко, А. С. Петров, Е. В. Черников, Н. В. Кузнецов, К. Р. Курбанов, А. П. Мамонтов // ФТП. – 1988. – Т. 22. – В. 12. – С. 2226–2228.
 218. Степанов, В. А. Радиационно-стимулированная диффузия в твердых телах / В. А. Степанов // ЖТФ. – 1998. – Т. 68. – №. 8. – С. 67–72.
 219. Горшков, А. В. Влияние термического отжига на состояние радиационных дефектов в $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$, имплантированном бором / А. В. Горшков, Ф. А. Заитов, И. О. Асатунова // Матер. Всес. сем. “Примеси и дефекты в узкозонных полупроводниках”. Павлодар, 1987. – С. 109–112.
 220. Лиленко, Ю. В. Характер дефектообразования при облучении ионами Ag^+ кристаллов HgCdTe / Ю. В. Лиленко, А. П. Коханенко, А. П. Мамонтов // Матер. VII Всес. симп. “Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы”. Львов, 1986. – Ч. 1. – С. 129–130.
 221. Войцеховский, А. В. Профили распределения дефектов в эпитаксиальных пленках $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии при ионной имплан-

- тации аргона и азота / А. В. Войцеховский, Д. В. Григорьев, А. Г. Коротаев, А. П. Коханенко, Д. В. Леонтьев, Н. А. Кульчицкий // Изв. вузов. Материалы электронной техники. – 2004. – № 2. – С. 60–65.
222. Войцеховский, А. В. Профили распределения дефектов в КРТ при внедрении ионов / А. В. Войцеховский, А. П. Коханенко // Изв. вузов. Физика. – 1998. – Т. 41. – № 1. – С. 101–116.
223. Liszkay, L. Implantation-induced defects in $\text{Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$ studied using slow positrons / L. Liszkay, C. Corbel, L. Baroux, P. Hautojarvi, A. Declémy, P. O. Renault // J. of Physics: Condensed Matter. – 1995. – V. 7. – No. 45. – P. 8529–8538.
224. Neubert, M. Mercury vacancy equilibria in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / M. Neubert, K. Jacobs, R. KrauseRehberg, Th. Abgarjan, P. Gille, W. Hoerstel // J. Appl. Phys. – 1996. – V. 79. – No. 10. – P. 7563–7569.
225. Войцеховский, А. В. Влияние радиационных дефектов вакансионного типа на результирующий профиль $n(x)$ при облучении $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ионами / А. В. Войцеховский, Е. М. Кирюшкин, А. Г. Коротаев // Матер. Всес. сем. “Примеси и дефекты в узкозонных полупроводниках”. Павлодар, 1989. – Ч. 2. – С. 102–106.
226. Войцеховский, А. В. Дефектообразование и диффузия радиационных дефектов в кристаллах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ при облучении ионами // А. В. Войцеховский, Е. М. Кирюшкин, А. Г. Коротаев // Матер. Всес. сем. “Примеси и дефекты в узкозонных полупроводниках”. Павлодар, 1989. – Ч. 2. – С. 107–110.
227. Войцеховский, А. В. Энергетические модели радиационных дефектов в узкозонных полупроводниках / А. В. Войцеховский // Матер. Всес. сем. “Примеси и дефекты в узкозонных полупроводниках”. Павлодар, 1989. – Ч. 2. – С. 111–119.
228. Войцеховский, А. В. Воздействие мощных импульсных пучков наносекундной длительности на полупроводники КРТ / А. В. Войцеховский, А. П. Коханенко, С. А. Шульга // Изв. вузов. Физика. – 2000. – № 9. – С. 19–24.
229. Войцеховский, А. В. Расчет профилей радиационных дефектов в КРТ при импульсном ионном воздействии / А. В. Войцеховский, А. П. Коханенко, С. А. Шульга // Изв. вузов. Физика. – 2002. – № 6. – С. 82–89.
230. Войцеховский, А. В. Моделирование взаимодействия мощных импульсных пучков ионов с полупроводниковой мишенью кадмий-ртуть-теллур / А. В. Войцеховский, А. П. Коханенко, С. А. Шульга, Р. Смит // Изв. вузов. Физика. – 2003. – № 8. – С. 42–50.
231. Voitsekhovskii, A. V. A model for the prediction of radiation defect profiles in the semiconductor target (HgCdTe) subjected to high power short pulsed ion beams / A. V. Voitsekhovskii, A. P.

- Kokhanenko, S. A. Shulga, Roger Smith // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2005. – V. 227. – P. 531–544.
232. Войцеховский, А. В. Особенности высокоинтенсивной имплантации в теллуриде кадмия-ртути / А. В. Войцеховский, А. Г. Коротаев, А. П. Коханенко, А. Д. Погребняк, А. И. Аксенов // Тез. докл. III Всесоюзной конф. “Ионно-лучевая модификация полупроводников и других материалов микроэлектроники”. Новосибирск, 1991. – С. 29.
 233. Shaw, D. Diffusion mechanisms in II–VI materials / D. Shaw // J. Cryst. Growth. – 1988. – V. 86. – P. 778–796.
 234. Shaw, D. Conductivity type conversion in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / D. Shaw, P. Capper // J. Mater. Sci.: Mater. in Electron. – 2000. – V. 11. – No. 2. – P. 169–177.
 235. Harman, T. C. Analysis of junction depths and lattice point defect interdiffusion coefficients in $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ / T. C. Harman // J. Vac. Sci. Technol. – 1987. – V. A5. – No. 5. – P. 3055–3058.
 236. Williams, B. L. Ion dependent interstitial generation of implanted mercury cadmium telluride / B. L. Williams, H. G. Robinson, C. R. Helms // Appl. Phys. Lett. – 1997. – V. 71. – No. 5. – P. 692–694.
 237. Williams, B. L. Mercury interstitial generation in ion implanted mercury cadmium telluride / B. L. Williams, H. G. Robinson, C. R. Helms // J. of Electr. Mater. – 1998. – V. 27. – No. 6. – P. 583–588.
 238. Кузнецов, Н. В. Профили распределения радиационных дефектов HgCdTe в, облученном ионами H^+ / Н. В. Кузнецов, Ю. В. Лиленко, К. В. Шастов // Матер. VII Всес. симп. “Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы”. Львов, 1986. – Ч. 1. – С. 142–144.
 239. Шастов, К. В. Влияние плотности пучка протонов на распределение концентрации электрически активных дефектов в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / К. В. Шастов, Ю. В. Лиленко, Н. В. Кузнецов, К. Р. Курбанов // Матер. Всес. сем. “Примеси и дефекты в узкозонных полупроводниках”. Павлодар, 1987. – С. 68–70.
 240. Мицкунас, Р. Влияние структурных дефектов на параметры имплантированных слоев $\text{Cd}_x\text{H}_{1-x}\text{Te}$ / Р. Мицкунас, Г. Кривайте, Ю. Кавалаяускас, А. Шилейка // Матер. Всес. сем. “Примеси и дефекты в узкозонных полупроводниках”. Павлодар, 1989. – Ч. 2. – С. 93–97.
 241. Ebe, H. Dependency of p - n junction depth on ion species implanted in HgCdTe / H. Ebe, M. Tanaka, Y. Miyamoto // J. of Electr. Mater. – 1999. – V. 28. – No. 6. – P. 854–857.
 242. Ebe, H. Non-uniformity of Hg diffusion in p -type HgCdTe / H. Ebe, T. Okamoto, K. Yamamoto, Y. Miyamoto // J. Cryst. Growth. – 1998. – V. 184–185. – P. 1223–1227.
 243. Fraenkel, A. Lifetime and carrier-concentration profile of B^+ -implanted p -type HgCdTe / A.

- Fraenkel, S. E. Schacham, G. Bahir, E. Finkman // J. Appl. Phys. – 1986. – V. 60. – No. 11. – P. 3916–3922.
244. Бовина, Л. А. Свойства ионно-легированных p - n переходов на основе монокристаллов КРТ / Л. А. Бовина, И. Д. Бурлаков, Л. Д. Сатинов, К. О. Балтарь, В. Ю. Иванов, В. И. Стафеев // Тез. докл. II Научн. конф. “Фотоэлектрические явления в полупроводниках”. Ашхабад, 1991. – С. 151.
 245. Bubulac, L. O. Some aspects of Li behavior in ion implanted HgCdTe / L. O. Bubulac, W. E. Tennant, R. A. Riedel, J. Bajaj and D. D. Edwall // J. Vac. Sci. Technol. – 1983. – V. A1. – No. 3. – P. 1646–1650.
 246. Bubulac, L. O. The role of epitaxy and substrate on junction formation in ion-implanted HgCdTe / L. O. Bubulac // J. Cryst. Growth. – 1985. – V. 72. – No. 1–2. – P. 478–484.
 247. Bubulac, L. O. Role of Hg in junction formation in ion-implanted HgCdTe / L. O. Bubulac, W. E. Tennant // Appl. Phys. Lett. – 1987. – V. 51. – No. 5. – P. 355–357.
 248. Bubulac, L. O. Dependence of junction formation on substrate in implanted HgCdTe / L. O. Bubulac // Appl. Phys. Lett. – 1985. – V. 46. – No. 10. – P. 976–978.
 249. Scott, W. Electron mobility in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / W. Scott // J. Appl. Phys. – 1972. – V. 43. – No. 3. – P. 1055–1062.
 250. Barton, S. Electron mobility in p -type epitaxially grown $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / S. Barton, P. Capper, C. L. Jones, N. Metcalfe, N. T. Gordon // Semicond. Sci. and Techn. – 1995. – V. 10. – No. 1. – P. 56–60.
 251. Manchanda, R. Be ion irradiation induced p - to n -type conversion in HgCdTe / R. Manchanda, R. K. Sharma, A. Malik, R. Pal, A. Dhaul, M. B. Dutt, P. K. Basu, O. P. Thakur // J. Appl. Phys. – 2007. – V. 101. – P. 16102-1–16102-3.
 252. Manchanda, Rachna. Evaluation of B^+ -implanted n^+-n-p HgCdTe structures using transient microwave reflectance / Rachna Manchanda, R. Pal, A. Malik, R. S. Saxena, O. P. Thakur, and R. K. Sharma // J. Appl. Phys. – 2009. – V. 106. – P. 056103-1–056103-3.
 253. Arias, J. M. Infrared diodes fabricated with HgCdTe grown by molecular beam epitaxy on GaAs substrates / J. M. Arias, R. E. DeWames, S. H. Shin, J. G. Pasko, J. S. Chen, E. R. Gertner // Appl. Phys. Lett. – 1989. – V. 54. – No. 11. – P. 1025–1027.
 254. Vishnyakov, A. V. Effect of post-implantation anneal on the current-voltage characteristics of IR photodiodes based on $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / A. V. Vishnyakov, V. S. Varavin, M. O. Garifullin, A. V. Predein, V. G. Remesnik, I. V. Sabinina, G. Yu. Sidorov // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. – 2009. – V. 45. – Is. 4. – P. 308–315.
 255. Holander-Gleixner, S. Modeling of junction formation and drive-in in ion implanted HgCdTe /

- S. Holander-Gleixner, B. L. Williams, H. G. Robinson, C. R. Helms // J. of Electr. Mater. – 1997. – V. 26. – No. 6. – P. 629–634.
256. Holander-Gleixner, S. Derivation of an analytical model to calculate junction depth in HgCdTe photodiodes / S. Holander-Gleixner, H. G. Robinson, C. R. Helms // J. Appl. Phys. – 1998. – V. 83. – P. 1299–1304.
257. Helms, C. R. Process simulation for HgCdTe infrared focal plane array flexible manufacturing / C. R. Helms, J. L. Meléndez, H. G. Robinson, S. Holander, J. Hasan, S. Halepete // J. of Electr. Mater. – 1995. – V. 24. – No. 9. – P. 1137–1142.
258. Robinson, H. G. Modeling ion implantation of HgCdTe / H. G. Robinson, D. H. Mao, B. L. Williams, S. Holander-Gleixner, J. E. Yu, C. R. Helms // J. of Electr. Mater. – 1996. – V. 25. – No. 8. – P. 1336–1340.
259. Robinson, H. G. Process modeling of HgCdTe infrared photodetectors / H. G. Robinson // J. of Electr. Mater. – 1997. – V. 27. – No. 6. – P. 589–593.
260. Voitsekhovskii, A. V. Radiation defect formation in graded-band-gap epitaxial structures $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ after boron ion implantation / A. V. Voitsekhovskii, D. V. Grygor'ev, Roger Smith // Semicond. Sci. and Techn. – 2008. – V. 23. – No. 5. – P. 055020(7pp).
261. Umana-Membreno, G. A. Depth profiling of electronic transport parameters in *n-on-p* boron-ion-implanted vacancy-doped HgCdTe / G. A. Umana-Membreno, H. Kala, J. Antoszewski, Z. H. Ye, W. D. Hu, R.J. Ding, X. S. Chen, W. Lu, L. He, J. M. Dell, L. Faraone // J. of Electr. Mater. – 2013. – V. 42. – No. 11. – P. 3108–3113.
262. Varavin, V. S. Molecular beam epitaxy of high quality $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ films with control of the composition distribution / V. S. Varavin, S. A. Dvoretzky, V. I. Liberman, N. N. Mikhailov, Yu. G. Sidorov // J. Cryst. Growth. – 1996. – V. 159. – Is. 1–4. – P. 1161–1166.
263. Пека, Г. К. Варизонные полупроводники / Г. К. Пека, В. Ф. Коваленко, А. Н. Смоляр // Киев : Вища школа, 1989. – 251 с.
264. Ильин, В. И. Варизонные полупроводники и гетероструктуры : Учебное пособие для студентов по направлению “Техническая физика” / В. И. Ильин, С. Ф. Мусихин, А. Я. Шик . – СПб. : Наука, 2000. – 100 с.
265. Болтакс, Б. И. Диффузия и точечные дефекты в полупроводниках : монография / Б. И. Болтакс. – Л. : Наука, 1972. – 384 с.
266. Абдуллаев, Г. Б. Атомная диффузия в полупроводниковых структурах / Г. Б. Абдуллаев, Т. Д. Джафаров. – М. : Атомиздат, 1980. – 280 с.
267. Монастырский, Л. С. Диффузия заряженных примесей в варизонных полупроводниках / Л. С. Монастырский, Б. С. Соколовский // ФТП. – 1992. – Т. 26. – В. 12. – С. 2143–2145.

268. Vlasov, A. P. The effect of built-in electric field on As diffusion in HgCdTe graded-band-gap epitaxial layers / A. P. Vlasov, B. S. Sokolovskii, L.S. Monastyrskii, O. Yu. Bonchuk, A. Barcz // *Thin Solid Films*. – 2004. – V. 459. – P. 28–31.
269. Beck, W. A. Determination of electrical transport properties using a novel magnetic field dependent Hall technique / W. A. Beck, J. R. Anderson // *J. Appl. Phys.* – 1987. – V. 62. – No. 2. – P. 541–554.
270. Kim, J. S. Multicarrier characterization method for extracting mobilities and carrier densities of semiconductors from variable magnetic field measurements / J. S. Kim, D. G. Seiler, W. F. Tseng // *J. Appl. Phys.* – 1993. – V. 73. – No. 12. – P. 8324–8335.
271. Meyer, J. R. Methods for magnetotransport characterization of IR detector materials / J. R. Meyer, C. A. Hoffman, F. J. Bartoli, D. A. Arnold, S. Sivananthan, J. P. Fauri // *Semicond. Sci. and Techn.* – 1993. – V. 8. – No. 6S. – P. 805–823.
272. Meyer, J. R. Quantitative mobility spectrum analysis of multicarrier conduction in semiconductors / J. R. Meyer, C. A. Hoffman, J. Antoszewski, L. Faraone // *J. Appl. Phys.* – 1997. – V. 81. – No. 2. – P. 709–713.
273. Antoszewski, J. Magneto-transport characterization using quantitative mobility-spectrum analysis / J. Antoszewski, D. J. Seymour, L. Faraone, J. R. Meyer, C. A. Hoffman // *J. Electr. Mater.* – 1995. – V. 24. – No. 9. – P. 1255–1262.
274. Antoszewski, J. Analysis of magnetic field dependent Hall data in narrow bandgap $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ grown by molecular beam epitaxy / J. Antoszewski, L. Faraone // *J. Appl. Phys.* – 1996. – V. 80. – No. 7. – P. 3881–3892.
275. Antoszewski, J. Application of quantitative mobility-spectrum analysis to multilayer HgCdTe structures / J. Antoszewski, L. Faraone, I. Vurgaftman, J. R. Meyer, C. A. Hoffman // *J. Electr. Mater.* – 2004. – V. 33. – No. 6. – P. 673–683.
276. Swartz, C. H. Fundamental materials studies of undoped, In-doped, and As-doped $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / C. H. Swartz, R. P. Tompkins, N. C. Giles, T. H. Myers, D. D. Edwall, J. Ellsworth, E. Piquette, J. Arias, M. Berding, S. Krishnamurthy, I. Vurgaftman, J. R. Meyer // *J. of Electr. Mater.* – 2004. – V. 33. – No. 6. – P. 728–736.
277. Antoszewski, J. High-resolution mobility spectrum analysis of multicarrier transport in advanced infrared materials / J. Antoszewski, G.A. Umana-Membreno, L. Faraone // *J. Electr. Mater.* – 2012. – V. 41. – No. 10. – P. 2816–2823.
278. Бовина, И. А. Гальваномагнитные явления в узкозонном $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при гелиевых температурах / И. А. Бовина, Ю. Н. Савченко, В. И. Стафеев // *ФТП*. – 1975. – Т. 9. – В. 1. – С. 26–31.

279. Бовина, Л. А. Гальваномагнитные явления в узкозонных твердых растворах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / Л. А. Бовина, Ю. Н. Савченко, В. И. Стафеев // ФТП. – 1975. – Т. 9. – В. 11. – С. 2084–2090.
280. Ivanov-Omskii, V. I. Transport anomalies in $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / V. I. Ivanov-Omskii, N. N. Berchenko, A. I. Elizarov // Phys. Stat. Sol. (a). – 1987. – V. 103. – No. 1. – P. 11–28.
281. Blanchard, C. Type conversion by high-energy particles in HgCdTe compounds / C. Blanchard, J. Favre, J. F. Barbot, J. C. Desoyer, M. Toulemonde, M. Konczykowski, D. Le Seoul, J. L. Dessus // J. Appl. Phys. – 1990. – V. 68. – No. 7. – P. 3237–3242.
282. Jones, C. E. Status of point defects in HgCdTe / C. E. Jones, K. James, J. Merz, R. Braunstein, M. Burd, M. Eetemadi, S. Hutton, J. Drumheller // J. Vac. Sci. Technol. A. – 1985. – V. 1. – No. 1. – P. 131–137.
283. Rodriguez, T. R. $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ electrical property changes induced by rapid thermal annealing / T. R. Rodriguez, J. del Rio, J. A. Lopez Rubio, J. Sangrador, D. van Praet // SPIE Proceedings. – 1993. – V. 2021. – P. 202–207.
284. Capper, P. Low temperature thermal annealing effects in bulk and epitaxial $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / P. Capper, C. D. Maxey, C. L. Jones, J. E. Gower, E. S. O'Keefe, D. Shaw // J. of Electr. Mater. – 1999. – V. 28. – No. 6. – P. 637–648.
285. Бахтин, П. А. Влияние низкотемпературного отжига на электрофизические параметры пленок $n\text{-CdHgTe}$ / П. А. Бахтин, С. А. Дворецкий, В. С. Варавин, А. П. Коробкин, Н. Н. Михайлов, И. В. Сабина, Ю. Г. Сидоров // ФТП. – 2004. – Т. 38. – В. 10. – С. 1207–1210.
286. Uzan, C. Damage study and physical properties of ion implanted $\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$ processed by furnace and rapid thermal annealing / C. Uzan, Y. Marfaing, R. Legros, R. Kalish, V. Richter // J. Cryst. Growth. – 1988. – V. 86. – P. 744–748.
287. Lopez-Rubio, J. A. Multi-step rapid thermal annealing of boron and indium implanted $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / J. A. Lopez-Rubio, J. Sangrador, M. Clement, T. Rodriguez // J. Electr. Mater. – 1994. – V. 23. – No. 11. – P. 1245–1249.
288. Мынбаев, К. Д. Модифицирование дефектной структуры полупроводников низкоэнергетическими воздействиями : дис. ... д-ра. физ.-мат. наук : 01.04.10 / Мынбаев Карим Джафарович. – СПб., – 2007. – 368 с.
289. Bahir, G. Electrical properties of donor and acceptor implanted $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ following cw CO_2 laser annealing / G. Bahir, R. Kalish, Y. Nemirovsky // Appl. Phys. Lett. – 1982. – V. 41. – No. 11. – P. 1057–1059.
290. Kao, T. M. Native oxide encapsulation for annealing boron-implanted $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / T. M. Kao, T. W. Sigmon // Appl. Phys. Lett. – 1986. – V. 49. – No. 8. – P. 464–466.
291. Kao, T. M. Sigmon $^{11}\text{B}^+$ implantation and postimplant anneal studies in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / T. M. Kao,

- T. W. // Nucl. Instr. and Meth. – 1987. – V. B21. – P. 578–580.
292. Kao, T. M. Use of native oxide and multiple-step anneals to activate boron implanted $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / T. M. Kao, T. W. Sigmon, L. O. Bubulac // J. Vac. Sci. Technol. – 1987. – V. A5. – No. 5. – P. 3175–3179.
 293. Wu, T. B. Activation of boron implanted in $\text{Hg}_{0,7}\text{Cd}_{0,3}\text{Te}$ by high-temperature annealing / T. B. Wu, K. Y. Lam, C. D. Chiang, J. Gong, S. J. Yang // J. Appl. Phys. – 1988. – V. 63. – No. 10. – P. 4983–4988.
 294. Lam, Kai-Yuen Electrical properties of high-temperature annealed boron implanted $\text{Hg}_{0,7}\text{Cd}_{0,3}\text{Te}$ / Kai-Yuen Lam, Jeng Gong, Tai-Bor Wu, Jen-Chung Lou // Jpn. J. Appl. Phys. Pt. 1. – 1992. – V. 31. – No. 6A. – P. 1870–1871.
 295. Uzan-Saguy, C. Electrical activation of implants in $\text{Hg}_{0,79}\text{Cd}_{0,21}\text{Te}$ by immersion annealing in a hot Hg bath / C. Uzan-Saguy, R. Kalish // Appl. Phys. Lett. – 1989. – V. 55. – No. 11. – P. 1091–1093.
 296. Uzan-Saguy, C. Electrical properties of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0,21$) annealed by immersion in a hot mercury bath / C. Uzan-Saguy, D. Laser, R. Kalish // J. Cryst. Growth. – 1990. – V. 101. – P. 864–868.
 297. Kalish, R. Rapid annealing of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ by immersion in a hot mercury bath / R. Kalish, R. Fastou, V. Richter, M. Shaanan // Appl. Phys. Lett. – 1987. – V. 51. – No. 15. – P. 1158–1160.
 298. Kalish, R. Formation of p on n photodiodes in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ by ion implantation and at CO_2 laser annealing / R. Kalish, G. Bahir // J. Cryst. Growth. – 1985. – V. 72. – No. 1–2. – P. 474–477.
 299. Сафронов, Л. Н. Слоистое распределение доноров и акцепторов в p - n переходах, полученных имплантацией фосфора в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / Л. Н. Сафронов, Н. Н. Герасименко, И. В. Грищенко, А. Ю. Суртаев // Матер. Всес. сем. “Примеси и дефекты в узкозонных полупроводниках”. Павлодар, 1989. – Ч. 2. – С. 87–88.
 300. Bubulac, L. O. P on n ion-implanted junctions in liquid phase epitaxy HgCdTe layers on CdTe substrates / L. O. Bubulac, D. S. Lo, W. E. Tennant, D. D Edwall, J. C. Chen, J. Ratusnik, J. C. Robinson, G. Bostrup // Appl. Phys. Lett. – 1987. – V. 50. – No. 22. – P. 1586–1588.
 301. Герасименко, Н. Н. Влияние быстрого термического отжига на облученные ионами структуры Au-KPT / Н. Н. Герасименко, А. А. Нестеров, В. В. Васильев, С. Н. Косолюбов // Тез. докл. III Всесоюзной конф. “Ионно-лучевая модификация полупроводников и других материалов микроэлектроники”. Новосибирск, 1991. – С. 131.
 302. Gerasimenko, N. N. Ion implantation and rapid thermal annealing of $\text{Au-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ structures / N. N. Gerasimenko, A. A. Nesterov, V. V. Vasil'ev // Nucl. Instr. and Meth. – 1993. – V. B8/81.

- P. 919–923.
303. Mollard, L. Planar *p-on-n* HgCdTe FPAs by arsenic ion implantation / L. Mollard, G. Destefanis, N. Baier, J. Rothman, P. Ballet, J. P. Zanatta, M. Tchagaspasian, A. M. Papon, G. Bourgeois, J. P. Barnes, C. Pautet, P. Fougères // J. of Electr. Mater. – 2009. – V. 38. – No. 8. – P. 1805–1813.
 304. Dhar, N. K. Planar *p-on-n* HgCdTe heterostructure infrared photodiodes on Si substrates by molecular beam epitaxy / N. K. Dhar, M. Zandian, J. G. Pasko, J. M. Arias, J. H. Dinan // Appl. Phys. Lett. – 1997. – V. 70. – No. 13. – P. 1730–1732.
 305. Chandra, D. Deactivation of arsenic as an acceptor by ion implantation and reactivation by low-temperature anneal / D. Chandra, H. F. Schaaque, M. A. Kinch, P. D. Dreiske, T. Teherani, F. Aqariden, D. F. Weirauch, H. D. Shih // J. of Electr. Mater. – 2005. – V. 34. – No. 6. – P. 864–867.
 306. Мынбаев, К. Д. Легирование эпитаксиальных слоев и гетероструктур на основе HgCdTe (Обзор) / К. Д. Мынбаев, В. И. Иванов-Омский // ФТП. – 2006. – Т. 40. – В. 1. – С. 3–22.
 307. Ortner, K. Growth and characterization of *p*-type HgTe/Hg_{1-x}Cd_xTe single quantum wells using nitrogen and arsenic / K. Ortner, X. C. Zhang, S. Oehling, J. Gerschütz, A. Pfeuffer-Jeschke, V. Hock, C. R. Becker, G. Landwehr, and L. W. Molenkamp // Appl. Phys. Lett. – 2001. – V. 79. – P. 3980–3982.
 308. Rogalski, A. Long-wavelength HgCdTe photodiodes: *n⁺-on-p* versus *p-on-n* structures / A. Rogalski, R. Ciupa // J. Appl. Phys. – 1995. – V. 77. – No. 7. – P. 3505–3512.
 309. Nikitin, M. Simulation of small-pitch high-density photovoltaic infrared focal plane arrays / M. Nikitin, A. Drugova, V. Kholodnov, G. Chekanova // Advances in photodiodes / Edited by Gian-Franco Dalla Betta. ISBN 978-953-307-163-3. – Published by InTech, 2011. – 466 p. – Chapter 5. – P. 95–120.
 310. Dhar, V. Analysis of the R₀A product in *n⁺p* and *n⁺n⁻p* Hg_{1-x}Cd_xTe photodiodes / V. Dhar, R. Ashokan, Z. A. D. Khan, P. K. Basu // Semicond. Sci. and Techn. – 1996. – V. 11. – P. 1077–1084.
 311. Dhar, V. A model for quantum efficiency and detectivity of *n⁺p* and *n⁺n⁻p* Hg_{1-x}Cd_xTe photodiodes / V. Dhar, R. Ashokan // Semicond. Sci. and Techn. – 1997. – V. 12. – P. 580–588.
 312. Srivastav, V. Overview of etching technologies used for HgCdTe / V. Srivastav, R. Pal, H. P. Vyas // Opto-Electron. Rev. – 2005. – V. 13. – No. 3 – P. 197–211.
 313. Баженов, Н. Л. Темновые токи в *p-n* переходах, созданных ионно-лучевым травлением на кристаллах Cd_xHg_{1-x}Te / Н. Л. Баженов, С. М. Гасанов, В. И. Иванов-Омский, К. Е. Мионов, К. Д. Мынбаев // ФТП. – 1991. – Т. 25. – В. 12. – С. 2196–2220.

314. Гаврилюк, Ю. Н. Свойства p - n переходов, полученных методом ионно-лучевого травления CdHgTe / Ю. Н. Гаврилюк, И. И. Ижнин, К. Р. Курбанов, Ю. В. Данилюк, В. М. Белюх // Матер. VIII Всес. симп. "Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы". Львов, 1991. – Ч. 2. – С. 198–199.
315. Dell, J. M. HgCdTe mid-wavelength IR photovoltaic detectors fabricated using plasma induced junction technology / J. M. Dell, J. Antoszewski, M. H. Rais, C. Musca, J. K. White, B. D. Nener, L. Faraone // J. of Electr. Mater. – 2000. – V. 29. – No. 6. – P. 841–848.
316. Agnihotri, O. P. Plasma induced type conversion in mercury cadmium telluride / O. P. Agnihotri, Hee Chul Lee, Keedong Yang // Semicond. Sci. and Techn. – 2002. – V. 17. – No. 0. – P. R11–R19.
317. Yang, Keedong Junction formation by hydrogenation for HgCdTe diodes / Keedong Yang, Jong Hwa Choi, Soo Ho Bae, Hee Chul Lee // SPIE Proceedings. – 2001. – V. 4369. – P. 412–418.
318. Haakenaasen, R. Planar n -on- p ion milled mid-wavelength and long-wavelength infrared diodes on molecular beam epitaxy vacancy-doped CdHgTe on CdZnTe / R. Haakenaasen, H. Steen, T. Lorentzen, L. Trosdahl-Iversen, A. D. Van Rheenen, H. Syversen // J. of Electr. Mater. – 2002. – V. 31. – No. 7. – P. 710–714.
319. Smith, E. P. G. A simplified fabrication process for HgCdTe photoconductive detectors using CH₄/H₂ reactive-ion-etching-induced blocking contacts / E. P. G. Smith, K. J. Winchester, C. A. Musca, J. M. Dell, L. Faraone // Semicond. Sci. and Techn. – 2001. – V. 16. – P. 455–462.
320. Park, B. A. MWIR HgCdTe Photodiodes based on high-density plasma-induced type conversion / B. A. Park, C. A. Musca, R. J. Westerhaut, J. M. Dell, L. Faraone // Semicond. Sci. and Techn. – 2008. – V. 23. – No. 9. – P. 095027.
321. Belas, E. Type conversion of p -(HgCd)Te using H₂/CH₄ and Ar reactive ion etching / E. Belas, J. Franc, A. Toth, P. Moravec, R. Grill, H. Sitter, P. Höschl // Semicond. Sci. and Techn. – 1996. – V. 11. – No. 7. – P. 1116–1120.
322. Головин, С. В. Способ изготовления матричного фотоприемника / С. В. Головин, И. Д. Бурлаков, А. С. Кашуба // Патент РФ. – № 2340981. – 2008.
323. Bajaj, J. Noise (1/ f) and dark currents in midwavelength infrared PACE-I HgCdTe photodiodes / J. Bajaj, E. R. Blazejewski, G. M. Williams, R. E. DeWames, M. Brown // J. Vac. Sci. Technol. B. – 1992. – V. 10. – No. 4. – P. 1617–1625.
324. Мынбаев, К. Д. Модифицирование свойств HgCdTe низкоэнергетичными ионами (Обзор) / К. Д. Мынбаев, В. И. Иванов-Омский // ФТП. – 2003. – Т. 37. – В. 10. – С. 1153–1178.
325. Blacman, M. V. Type conversion in Cd_xHg_{1-x}Te by ion beam treatment / M. V. Blacman, D. E. Chaplton, M. D. Jenner, D. R. Purdy, J. T. M. Wotherspoon, C. T. Elliot, A. M. White // Electr.

- Lett. – 1987. – V. 23. – No. 19. – P. 978–979.
326. Brogowski, P. Modification of mercury cadmium telluride, mercury manganese telluride and mercury zinc telluride by ion etching / P. Brogowski, H. Mucha, J. Piotrowski // Phys. Stat. Sol. (a). – 1989. – V. 114. – No. 1. – P. K37–K40.
 327. Brogowski, P. Ion beam milling effect on surface properties of HgCdTe / P. Brogowski, J. Rutkowski, J. Piotrowski, H. Mucha // Electron Techn. – 1991. – V. 24. – No. 3/4. – P. 93–96.
 328. Bahir, G. Ion beam milling effect on electrical properties of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / G. Bahir, E. Finkman // J. Vac. Sci. Technol. – 1989. – V. A7. – No. 2. – P. 348–353.
 329. Иванов-Омский, В. И. Электрофизические свойства $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, подвергнутого ионно-лучевому травлению / В. И. Иванов-Омский, К. Е. Миронов, К. Д. Мынбаев // ФТП. – 1990. – Т. 24. – В. 12. – С. 2222–2224.
 330. Миронов, К. Е. Распределение носителей заряда в p - n переходах, полученных методами ионно-лучевого травления и диффузии / К. Е. Миронов, К. Д. Мынбаев // Матер. VIII Всес. симп. “Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы”. Львов, 1991. – Ч. 1. – С. 148–149.
Ivanov-Omskii, V. I. $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ doping by ion-beam treatment / V. I. Ivanov-Omskii, K. E.
 331. Mironov, K. D. Mynbaev // Semicond. Sci. and Techn. – 1993. – V. 8. – No. 5. – P. 634–637.
 332. Belas, E. Deep p - n junction in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ created by ion milling / E. Belas, P. Höschl, R. Grill, J. Franc, P. Moravec, K. Lischka, H. Sitter, A. Toth // Semicond. Sci. and Techn. – 1993. – V. 8. – No. 9. – P. 1695–1699.
 333. Belas, E. Ultrafast diffusion of Hg in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x \sim 0,21$) / E. Belas, P. Höschl, R. Grill, J. Franc, P. Moravec, K. Lischka, H. Sitter, A. Toth // J. Cryst. Growth. – 1994. – V. 138. – Is. 1–4. – P. 940–943.
 334. Belas, E. Determination of the migration energy of Hg interstitials in (HgCd)Te from ion milling experiments / E. Belas, R. Grill, J. Franc, A. Toth, P. Höschl, H. Sitter, P. Moravec // J. Cryst. Growth. – 1996. – V. 159. – Is. 1–4. – P. 1117–1122.
 335. Sher, A. HgCdTe status review with emphasis on correlations, native defects and diffusion / A. Sher, M. A. Berding, M. van Schilfgaarde, An-Ban Chen // Semicond. Sci. and Techn. – 1991. – V. 6. – No. 12C. – P. C59–C70.
 336. Lunn, M. A. Ion beam milling of $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$ / M. A. Lunn, P. S. Dobson // J. Cryst. Growth. – 1985. – V. 73. – No 2. – P. 379–384.
 337. Belas, E. Dynamics of native point defects in H_2 and Ar plasma-etched narrow gap (HgCd)Te / E. Belas, R. Grill, J. Franc, P. Moravec, R. Varghova, P. Höschl, H. Sitter, A. L. Toth // J. Cryst.

- Growth. – 2001. – V. 224. – Is. 1–2. – P. 52–58.
338. Belas, E. Formation and propagation of p - n junction in p -(HgCd)Te caused by dry etching / E. Belas, R. Grill, J. Franc, H. Sitter, P. Moravec, P. Höschl, A. L. Toth // J. of Electr. Mater. – 2002. – V. 31. – No. 7. – P. 738–742.
 339. Belas, E. Time relaxation of point defects in p - and n -(HgCd)Te after ion milling / E. Belas, V. Bogoboyashchyy, R. Grill, I. I. Izhnin, A. P. Vlasov, V. A. Yudenkov // J. of Electr. Mater. – 2003. – V. 32. – No. 7. – P. 698–702.
 340. Bogoboyashchyy, V. V. Relaxation of electrical properties of n -type layers formed by ion milling in epitaxial HgCdTe doped with V-group acceptors / V. V. Bogoboyashchyy, I. I. Izhnin, K. D. Mynbaev, M. Pociask, A. P. Vlasov // Semicond. Sci. and Techn. – 2006. – V. 21. – No. 8. – P. 1144–1149.
 341. Izhnin, I. I. Conductivity type conversion in ion-milled p -HgCdTe:As heterostructures grown by molecular beam epitaxy / I. I. Izhnin, S. A. Dvoretzky, N. N. Mikhailov, Yu. G. Sidorov, V. S. Varavin, K. D. Mynbaev, M. Pociask // Appl. Phys. Lett. – 2007. – V. 91. – No. 13. – P. 132106–1–3.
 342. Поцяск, М. Электрические свойства гетероэпитаксиальных слоев HgCdTe n -типа проводимости, модифицированных ионным травлением / М. Поцяск, И. И. Ижнин, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, Ю. Г. Сидоров, В. С. Варавин, К. Д. Мынбаев, В. И. Иванов-Омский // ФТП. – 2008. – Т. 42. – В. 12. – С. 1444–1447.
 343. Ижнин, И. И. Модификация свойств узкощелевых твердых растворов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при ионном травлении : дис. ... д-ра физ.-мат. наук : 01.04.10 / Ижнин Игорь Иванович. – Львов, Украина, 2007. – 357 с.
 344. Ижнин, И. И. Исследование структуры дефектов в пленках $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, выращенных жидкофазной эпитаксией, с помощью низкоэнергетической ионной обработки / И. И. Ижнин, А. И. Ижнин, Е. И. Фицыч, Н. А. Смирнова, И. А. Денисов, М. Поцяск, К. Д. Мынбаев // ФТП. – 2011. – Т. 45. – В. 9. – С. 1166–1170.
 345. Ижнин, И. И. Динамика электрических свойств конвертированных при ионной имплантации и ионном травлении n -слоев в p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / И. И. Ижнин, Е. И. Фицыч, А. Ю. Бончик, Г. В. Савицкий, А. В. Войцеховский, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, Ю. Г. Сидоров, В. С. Варавин, К. Д. Мынбаев // Изв. вузов. Физика. – 2012. – Т. 55. – № 8–2. – С. 148–149.
 346. Ижнин, И. И. Релаксация радиационно-нарушенного слоя, формирующегося при ионно-плазменном травлении твердых растворов CdHgTe / И. И. Ижнин, Г. В. Савицкий, Е. И. Фицыч, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, В. С. Варавин, К. Д. Мынбаев // Письма в ЖТФ. – 2012. – Т. 38. – В. 24. – Р. 10–17.

347. Bogoboyashchyy, V. V. The nature of the compositional dependence of p - n junction depth in ion-milled p -HgCdTe / V. V. Bogoboyashchyy, I. I. Izhnin, K. D. Mynbaev // Semicond. Sci. and Techn. – 2006. – V. 21. – No. 2. – P. 116–123.
348. Bogoboyashchyy, V. V. Properties of MBE $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{GaAs}$ structures modified by ion-beam milling / V. V. Bogoboyashchyy, S. A. Dvoretzky, I. I. Izhnin, N. N. Mikhailov, Yu. G. Sidorov, F. F. Sizov, V. S. Varavin, V. A. Yudenko // Phys. Stat. Sol. (a). – 2004. – V. 1. – No. 2. – P. 355–359.
349. Chandra, D. P to n conversion in SWIR mercury cadmium telluride with ion milling / D. Chandra, H. F. Schaake, F. Aqariden, T. Teherani, M. A. Kinch, P. D. Dreiske, D. F. Weirauch, H. D. Shih // J. of Electr. Mater. – 2006. – V. 35. – No. 6. – P. 1470–1473.
350. Мынбаев, К. Д. Модифицирование свойств $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ и $\text{Zn}_x\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-x-y}\text{Te}$ обработкой низкоэнергетичными ионами / К. Д. Мынбаев, Н. Л. Баженов, В. А. Смирнов, В. И. Иванов-Омский // Письма в ЖТФ. – 2002. – Т. 28. – №. 22. – С. 64–69.
351. Haakenaasen, R. Electron beam induced current study of ion beam milling type conversion in molecular beam epitaxy vacancy-doped $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ // R. Haakenaasen, T. Colin, H. Steen, L. Trosdahl-Iversen // J. of Electr. Mater. – 2000. – V. 29. – No. 6. – P. 849–852.
352. Haakenaasen, R. Depth and lateral extension of ion milled pn junctions in $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ from electron beam induced current measurements / R. Haakenaasen, T. Moen, T. Colin, H. Steen, L. Trosdahl-Iversen // J. Appl. Phys. – 2002. – V. 91. – No. 1. – P. 427–432.
353. Elkind, J. L. Ion mill damage in n -HgCdTe / J. L. Elkind // J. Vac. Sci. Technol. B. – 1992. – V. 10. – No. 4. – P. 1460–1465.
354. Shaw, D. The kinetics of conductivity type conversion in HgCdTe by ion beam milling / D. Shaw, P. Capper // J. Mater. Sci.: Mater. Electron. – 2008. – V. 19. – P. 965–972.
355. Antoszewski, J. Characterization of $\text{Hg}_{0.7}\text{Cd}_{0.3}\text{Te}$ n - on p -type structures obtained by reactive ion etching induced p - to n conversion / J. Antoszewski, C. A. Musca, J. M. Dell, L. Faraone // J. of Electr. Mater. – 2000. – V. 29. – No. 6. – P. 837–840.
356. 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, L. Faraone // J. of Electr. Mater. – 2003. – V. 32. – No. 7. – P. 627–632.
357. Nguyen, T. Transport properties of reactive-ion-etching-induced p -to- n type converted layers in HgCdTe / T. Nguyen, J. Antoszewski, C. A. Musca, D. A. Redfern, J. M. Dell, L. Faraone // J. of Electr. Mater. – 2002. – V. 31. – No. 7. – P. 652–659.
358. Siliquini, J. F. Scanning laser microscopy of reactive ion etching induced n -type conversion in vacancy-doped p -type HgCdTe / J. F. Siliquini, J. M. Dell, C. A. Musca, L. Faraone // Appl.

- Phys. Lett. – 1997. – V. 70. – No. 25. – P. 3443–3445.
359. Park, B. A. Effect of high-density plasma process parameters on carrier transport properties in *p*-to-*n* type converted $\text{Hg}_{0.7}\text{Cd}_{0.3}\text{Te}$ layer / B. A. Park, C.A. Musca, J. Antoszewski, J. M. Dell, L. Faraone // J. of Electr. Mater. – 2007. – V. 36. – No. 8. – P. 913–918.
 360. Smith, E. P. G. Mercury annealing of reactive ion etching induced *p*- to *n*-type conversion in extrinsically doped *p*-type HgCdTe / E. P. G. Smith, J. F. Siliquini, C. A. Musca, J. Antoszewski, J. M. Dell, L. Faraone, J. Piotrowski // J. Appl. Phys. – 1998. – V. 83. – No. 10. – P. 5555–5557.
 361. White, J. M. *P*-to-*n* conversion mechanisms for HgCdTe exposed to H_2/CH_4 plasmas / J. M. White, R. Pal, J. M. Dell, C. A. Musca, J. Antoszewski, L. Faraone, P. Burke // J. of Electr. Mater. – 2001. – V. 30. – No. 6. – P. 762–767.
 362. Berding, M. A. First-principles calculation of native defect densities in $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ / M. A. Berding, M. van Schilfgaarde, A. Sher // Phys. Rev. B. – 1994. – V. 50. – No. 3. – P. 1519–1534.
 363. Caillot, M. Defect creation rates in CdTe irradiated by electrons / M. Caillot // Nucl. Instr. and Meth. – 1978. – V.150. – P. 39–42.
 364. Stahle, C. M. Ion sputter effects on HgTe , CdTe , and HgCdTe / C. M. Stahle, C. R. Helms // J. Vac. Sci. Technol. A. – 1992. – V. 10. – No. 5. – P. 3239–3245.
 365. Богобоящий, В. В. Механизм конверсии типа проводимости при бомбардировке кристаллов $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ионами малых энергий / В. В. Богобоящий, И. И. Ижнин // Изв. вузов. Физика. – 2000. – Т. 43. – № 8. – С. 16–25.
 366. Богобоящий, В. В. Механизм образования источника диффузии ртути в $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ при ионно-лучевом травлении / В. В. Богобоящий, И. И. Ижнин // Прикладная физика. – 2003. – № 6. – С. 120–125.
 367. Богобоящий, В. В. Механизм конверсии типа проводимости в легированном мышьяком $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при ионно-лучевом травлении / В. В. Богобоящий А. П. Власов, И. И. Ижнин // Изв. вузов. Физика. – 2001. – Т. 44. – № 1. – С. 50–59.
 368. Богобоящий, В. В. Конверсия типа проводимости при ионном травлении узкощелевых монокристаллов HgCdTe , легированных Au и Ag / В. В. Богобоящий, И. И. Ижнин, М. Поцяск, К. Д. Мынбаев, В. И. Иванов-Омский // ФТП. – 2007. – Т. 41. – В. 7. – С. 826–831.
 369. Богобоящий, В. В. Конверсия типа проводимости в МЛЭ $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ структурах при ионно-лучевом травлении / В. В. Богобоящий, А. П. Власов, С. А. Дворецкий, И. И. Ижнин, Д. Ю. Протасов, Л. Н. Ромашко, Ю. Г. Сидоров // Тез. докл. 2-го Рос.-Укр. сем. “Нанофизика и наноэлектроника”. Киев, Украина, 2000. – С. 63.
 370. Pociask, M. Ion-milling-assisted study of defect structure of acceptor-doped HgCdTe heterostructures grown by molecular beam epitaxy / M. Pociask, I. I. Izhnin, S. A. Dvoretzky, N. N.

- Mikhailov, Yu. G. Sidorov, V. S. Varavin, K. D. Mynbaev, E. Sheregii // *Semicond. Sci. and Techn.* – 2008. – V. 23. – P. 095001.
371. Pociask, M. Donor doping of HgCdTe for LWIR and MWIR structures fabricated with ion milling / M. Pociask, I. I. Izhnin, A. I. Izhnin, S. A. Dvoretzky, N. N. Mikhailov, Yu. G. Sidorov, V. S. Varavin, K. D. Mynbaev // *Semicond. Sci. and Techn.* – 2009. – V. 24. – P. 025031.
 372. Двуреченский, А. В. Импульсный отжиг полупроводниковых материалов : монография / А. В. Двуреченский, Г. А. Качурин, Е. В. Нидаев, Л. С. Смирнов. – М. : Наука, 1982. – 208 с.
 373. Кашкаров, П. К. Образование дефектов в полупроводниках при импульсном лазерном облучении / П. К. Кашкаров, В. Ю. Тимошенко // *Поверхность. Физ., хим., мех.* – 1995. – № 6. – С. 5–34.
 374. Комолов, В. Л. Разогрев и лазерное разрушение полупроводников / В. Л. Комолов, М. Н. Либенсон, Г. Д. Шандыбина // *Известия Академии наук СССР. Сер. физ.* – 1985. – Т. 45. – № 6. – с. 1103–1110.
 375. Bartoli, F. Thermal modelling of laser damage in 8–14- μm HgCdTe photoconductive and PbSnTe photovoltaic detectors / F. Bartoli, L. Esterowitz, M. Kruer, R. Allen // *J. Appl. Phys.* – 1975. – V. 46. – P. 4519–4525.
 376. Bartoli, F. A generalized thermal model for laser damage in infrared detectors / F. Bartoli, L. Esterowitz, R. Allen, M. Kruer // *J. Appl. Phys.* – 1976. – V. 47. – P. 2875–2881.
 377. Бовина, Л. А. Дефекты в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, создаваемые облучением CO_2 – лазера / Л. А. Бовина, В. И. Стафеев, А. Н. Свиридов, А. Г. Рубцов, О. Ф. Бурмин // *Матер. Всес. сем. “Примеси и дефекты в узкозонных полупроводниках”*. Павлодар, 1987. – С. 183–185.
 378. Луцив, Р. В. Воздействие импульсного лазерного излучения на $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / Р. В. Луцив, В. Г. Савицкий, Г. В. Пляцко, А. А. Дружинин, Б. К. Котлярчук, Н. Н. Васюк, С. Г. Кияк // *ФТП*. – 1978. – Т. 12. – В. 3. – С. 427–430.
 379. Пляцко, Г. В. Инверсия типа проводимости в сплавах $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при воздействии импульсного лазерного излучения / Г. В. Пляцко, В. Г. Савицкий, Р. В. Луцив, А. А. Дружинин, Б. К. Котлярчук, С. Г. Кияк // *Доклады АН УССР, сер. А*. – 1978. – № 7. – С. 645–648.
 380. Любченко, А. В. Образование p -слоя на поверхности монокристаллов при лазерном облучении / А. В. Любченко, П. Е. Мозоль, В. А. Гнатюк // *Матер. Всес. сем. “Примеси и дефекты в узкозонных полупроводниках”*. Павлодар, 1989. – Ч. 2. – С. 83–86.
 381. Баженов, Н. Л. Электрические свойства p - n переходов, полученных на эпитаксиальных

- слоях $\text{Cd}_x\text{H}_{1-x}\text{Te}$ импульсным лазерным излучением / Н. Л. Баженов, П. В. Голошихин, К. Е. Миронов // Матер. VII Всес. симп. “Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы”. Львов, 1986. – Ч. 1. – С. 164–166.
382. Васюк, Н. Н. Электропроводность $p\text{-Cd}_x\text{H}_{1-x}\text{Te}$, подвергнутого лазерному воздействию / Н. Н. Васюк, Р. В. Луцив // Матер. VIII Всес. симп. “Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы”. Львов, 1991. – Ч. 2. – С. 187–189.
383. Котов, Е. В. Исследование методом обратного резерфордовского рассеяния кристаллической структуры и состава соединений $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / Е. В. Котов, В. Г. Средин, В. М. Укроженко // Матер. VII Всес. симп. “Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы”. Львов, 1986. – Ч. 1. – С. 185–186.
384. Головань, Л. А. Лазерно-индуцированные модификации состава и дефектообразование в CdHgTe / Л. А. Головань, А. Перес Наварро, П. К. Кашкаров, В. С. Куликаускас, В. Ю. Тимошенко, Н. Г. Чеченин // Поверхность. Физ. хим., мех. – 1997. – № 8. – С. 76–81.
385. Afonso, C.N. Pulsed laser induced effects on the HgCdTe surface / C. N. Afonso, M. Alonso, J. L. H. Neira, A. D. Sequeira, M. F. da Silva, J. C. Soares // J. Vac. Sci. Technol. – 1989. – V. A7. – No. 6. – P. 3256–3264.
386. Голошихин, П. В. Фазовые превращения в $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$ при воздействии импульсного лазерного излучения наносекундной длительности / П. В. Голошихин, К. Е. Миронов, А. Я. Поляков // Поверхность. Физ. хим., мех. – 1991. – № 12. – С. 12–17.
387. Кузьма, М. Эффект сегрегации ртути при импульсном лазерном отжиге $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / М. Кузьма, М. Посяцк, Е. Шерегий, В. Кемпник, М. Фариана, Р. Цях // ФТП. – 1995. – Т. 29. – В. 8. – С. 1483–1487.
388. Dawar, A. L. Effect of laser annealing on electrical and optical properties of n -mercury cadmium telluride / A. L. Dawar, Savita Roy, Tirliok Nath, Sanjay Tyagi, P. C. Mathur // J. Appl. Phys. – 1991. – V. 69. – No. 7. – P. 3849–3852.
389. Dawar, A. L. Effect of laser irradiation on structural, electrical, and optical properties of p -mercury cadmium telluride / A. L. Dawar, Savita Roy, R. P. Mail, P. C. Mathur // J. Appl. Phys. – 1991. – V. 70. – No. 7. – P. 3516–3520.
390. Jevtic, M. M. Melting and solidification in laser-irradiated HgCdTe , a numerical analysis / M. Jevtic, M. J. Scepanovic // Appl. Phys. Lett. – 1991. – V. A53. – P. 332–338.
391. Scepanovic, M. Numerical simulation of mercury diffusion in HgCdTe during laser annealing / M. Scepanovic, M. Jevtic // Phys. Stat. Sol. (a). – 1994. – V. 143. – P. 289–295.
392. Scepanovic, M. Numerical simulation of laser-induced mercury diffusion in HgCdTe using non-constant segregation coefficients / M. Scepanovic, M. Jevtic // Phys. Stat. Sol. (a). – 1995. – V.

147. – P. 379–387.
393. Jevtic, M. Effects of Hg evaporation in numerical simulation of laser induced changes in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / M. Jevtic, M. Scepanovic // *Phys. Stat. Sol. (a)*. – 2002. – V. 191. – No. 1. – P. 77–78.
 394. Golovan, L. A. Evaporation effect on laser induced solid-liquid phase transitions in CdTe and HgCdTe / L. A. Golovan, B. A. Markov, P. K. Kashkarov, V. Yu. Timoshenko // *Sol. St. Comm.* – 1998. – V. 108. – No. 10. – P. 707–712.
 395. Mozol, P. E. Photoelectrical properties of $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ epitaxial layers irradiated by nanosecond laser pulses / P. E. Mozol, V. V. Borsch, V. A. Gnatyuk, E. P. Kopishynskaya, A. I. Vlasenko // *Semicond. Sci. and Techn.* – 1995. – V. 10. – No. 1. – P. 61–66.
 396. Власенко, А. И. Влияние лазерного облучения на фотопроводимость и шумы в монокристаллах $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / А. И. Власенко, В. А. Гнатюк, Е. П. Копишинская, П. Е. Мозоль // *ФТП*. – 1997. – Т. 31. – В. 7. – С. 820–822.
 397. Власенко, А. И. Изменение структуры и морфологии поверхности эпитаксиальных слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при наносекундном лазерном облучении / А. И. Власенко, В. А. Гнатюк, Е. П. Копишинская, В. П. Кладько, Т. Г. Крыштаб, В. И. Лукьяненко, П. Е. Мозоль, А. В. Сукач // *Поверхность. Физика, химия, механика*. – 1994, – № 2. – С. 60–66.
 398. Головань, Л. А. Влияние импульсного лазерного облучения на оптические характеристики и фотопроводимость твердых растворов CdHgTe / Л. А. Головань, П. К. Кашкаров, В. М. Лакеев, В. Ю. Тимошенко // *ФТП*. – 1997. – Т. 31. – В. 8. – С. 931–935.
 399. Рыжков, В. Н. Влияние импульсного лазерного отжига на параметры фоторезисторов на основе $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / В. Н. Рыжков, М. И. Ибрагимова, Н. С. Барышев // *ФТП*. – 2001. – Т. 35. – В. 4. – С. 464–466.
 400. DeWames, R. Laser induced effects in HgCdTe photovoltaic devices / R. DeWames, J. Bajaj, E. S. Yao, G. M. Williams // *J. Vac. Sci. Technol.* – 1989. – V. A7. – No. 2. – P. 536–543.
 401. Yakovyna, V. Influence of laser shock waves on As implanted HgCdTe / V. Yakovyna, N. Berchenko, M. Kuzma, A. Vlasov // *Phys. Stat. Sol. (c)*. – 2007. – V. 4. – P. 1570–1573.
 402. Новоселов, А. Р. Исследование возможности создания мозаичных фотоприемников без потерь информации в изображении : дис. ... канд. техн. наук / Новоселов Андрей Рудольфович. – Новосибирск. – 2011. – 151 с.
 403. Средин, В. Г. Дисперсия показателя преломления света эпитаксиальных слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / В. Г. Средин // *ФТП*. – 1983. – Т. 17. – В. 3. – С. 523–524.
 404. Средин, В. Г. Нелинейное поглощение в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / В. Г. Средин, В. М. Укроженко // *Матер. Всес. сем. “Примеси и дефекты в узкозонных полупроводниках”*. Павлодар, 1989.

- Ч. 2. – С. 19–22.
405. Средин, В. Г. Нелинейное поглощение света в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / В. Г. Средин, В. М. Укроженко // ФТП. – 1989. – Т. 23. – В. 10. – С. 1762–1766.
 406. Линник, Л. Ф. Динамический эффект Бурштейна-Мосса в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / Л. Ф. Линник, Д. В. Морозовская, Е. А. Сальков // Матер. VII Всес. симп. “Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы”. Львов, 1986. – Ч. 1. – С. 86–88.
 407. Громов, Г. Г. Нестационарные процессы в CdHgTe при импульсном лазерном отжиге / Г. Г. Громов, С. В. Серегин, С. В. Жук, В. Б. Уфимцев // Физика и химия обработки материалов. – 1990. – № 4. – С. 19–22.
 408. Storebo, A. K. Numerical modeling of IR-laser-irradiated HgCdTe / A. K. Storebo, T. Brudevoll, K. Stenersen // J. of Electr. Mater. – 2010. – V. 39. – No. 10. – P. 2220–2232.
 409. Делоне, Н. Е. Взаимодействие лазерного излучения с веществом / М. Е. Делоне. – М.: Наука, 1989. – 278 с.
 410. Вейко, В. П. Взаимодействие лазерного излучения с веществом. Силовая оптика / В. П. Вейко, М. Н. Либенсон, Г. Г. Червяков, Е. Б. Яковлев; под ред. В. И. Конова. – М.: Физматлит, 2008. – 312 с.
 411. Кучис, Е. В. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования / Е. В. Кучис. – М.: Радио и связь, 1990. – 264 с.
 412. Маделунг, О. Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп / О. Маделунг. – М.: Мир, 1967. – 478 с.
 413. Протасов, Д. Ю. Длина диффузии в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа проводимости / Д. Ю. Протасов, В. В. Васильев, В. Н. Овсяк, В. С. Варавин, Н. Н. Михайлов, Ю. Г. Сидоров, С. А. Дворецкий, В. Я. Костюченко // Тезисы докладов Совещания “Актуальные проблемы полупроводниковой фотоэлектроники” Фотоника-2003. Новосибирск, 2003. – С. 60.
 414. Предеин, А. В. Измерение диффузионной длины неравновесных носителей заряда в гетероэпитаксиальных структурах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с планарными фотодиодами / А. В. Предеин, В. В. Васильев // Труды XXII Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. Москва, 2012. – С. 268–269.
 415. Костюченко, В. Я. Фотоэлектромагнитные и магнитооптические методы определения электрофизических и рекомбинационно-диффузионных параметров носителей заряда в узкозонных полупроводниках : дис. ... д-ра физ.-мат. наук : 01.04.01 / Костюченко Владимир Яковлевич. – Барнаул, 2012. – 286 с.
 416. Borodowski, P. A. Microwave technique for measurements of electron mobility in $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / P. A. Borodowski, S. A. Buldygin, S. A. Studenikin // Infrared Phys. and Techn. – 1996. – V.

37. – P. 513–515.
417. Baturina, T. I. Microwave method for the characterization of transport parameters of heterostructures and narrow gap semiconductor films / T. I. Baturina, P. A. Borodovski, S. A. Buldygin, S. A. Studenikin // *Materials Science and Engineering B*. – 1997. – V. B44. – Is. 1–3. – P. 283–287.
 418. Бородовский, П. А. СВЧ-методы измерения параметров эпитаксиальных пленок КРТ / П. А. Бородовский, А. Ф. Булдыгин, С. А. Студеникин // *Автометрия*. – 1996. – № 4. – С. 59–72.
 419. Власенко, А. И. Эффект Холла и проводимость кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / А. И. Власенко, А. В. Любченко, Е. А. Сальков // *УФЖ*. – 1980. – Т. 25. – №. 8. – С. 1317–1323.
 420. Елизаров, А. И. К вопросу об аномалиях кинетических коэффициентов в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ при низких температурах / А. И. Елизаров, В. И. Иванов-Омский, А. А. Корняк, В. А. Петряков // *ФТП*. – 1984. – Т. 18. – В. 2. – С. 201–205.
 421. Елизаров, А. И. Классическое низкотемпературное поведение кинетических коэффициентов в $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / А. И. Елизаров, В. В. Кружаев, Г. М. Миньков, М. С. Никитин, О. Э. Рут // *ФТП*. – 1987. – Т. 21. – В. 3. – С. 472–476.
 422. Faurie, J. P. Molecular beam epitaxial growth and characterization of HgCdTe , HgZnTe , and HgMnTe on $\text{GaAs}(100)$ / J. P. Faurie, J. Reno, S. Sivananthan, I. K. Sou, X. Chu, M. Boukerche, P. S. Wijewarnasuriya // *J. Vac. Sci. Technol. A*. – 1986. – V. 4. – No. 4. – P. 2067–2071.
 423. Белогорохов, А. И. Плазменный резонанс свободных носителей заряда и оценка некоторых параметров зонной структуры материала $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / А. И. Белогорохов, Л. И. Белогорохова, А. Г. Белов, Е. П. Рашевская // *ФТП*. – 1991. – Т. 25. – В. 7. – С. 1196–1203.
 424. Thidilkovskii, I. M. Longitudinal magnetoresistance and Hall effect of $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ in strong magnetic fields / I. M. Thidilkovskii, W. Gariat, G. I. Khazus, E. A. Neifeld // *Phys. Stat. Sol. (b)*. – 1974. – V. 64. – No. 2. – P. 717–727.
 425. Gold, M. C. Variable magnetic field Hall effect measurements and analyses of high purity Hg vacancy (p-type) HgCdTe / M. C. Gold, D. A. Nelson // *J. Vac. Sci. Technol.* – 1986. – V. A4. – No. 4. – P. 2040–2046.
 426. Карачевцева, Л. А. Определение параметров носителей заряда в полупроводниках с большим отношением подвижностей методом импульсного эффекта Холла / Л. А. Карачевцева, А. В. Любченко, Б. И. Хижняк // *Физическая электроника*. – 1987. – В. 35. – С. 122–127.
 427. Карачевцева, Л. А. К вопросу о собственной концентрации носителей заряда в твердых растворах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / Л. А. Карачевцева, А. В. Любченко // *Физика и техника полупроводников*. – 1992. – Т. 26. – В. 7. – С. 1342–1346.

428. Höschl, P. Galvanomagnetic properties of p - $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / P. Höschl, P. Moravec, V. Prosser, V. Szöcs, R. Grill // Phys. Stat. Sol. (b). – 1988. – V. 145. – No. 2. – P. 637–648.
429. Lacklison, D. E. Hall effect measurements on Bridgman grown $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ and their analysis / D. E. Lacklison, P. Capper // Semicond. Sci. and Techn. – 1987. – V. 2. – No. 3. – P. 136–144.
430. Harman, T. C. Hall coefficient and transverse magnetoresistance in HgTe at 4,2°K and 77°K / T. C. Harman, J. M. Honig, P. Trent // J. Phys. Chem. Sol. – 1967. – V. 28. – P. 1195–2001.
431. Fau C. Three-band model applied to narrow-gap HgCdTe / C. Fau, J. F. Dame, M. DeCarvalho, J. Calas, M. Averous, B. A. Lombos // Phys. Stat. Sol. (b). – 1984. – V. 125. – No. 2. – P. 831–838.
432. Dziuba, Z. Analysis of the electrical conduction in CdHgTe crystals / Z. Dziuba. // Phys. Stat. Sol. (b). – 1987. – V. 140. – No. 1. – P. 213–223.
433. Leslie-Pelecky, D. L. New method of characterizing majority and minority carriers in semiconductors / D. L. Leslie-Pelecky, D. G. Seiler, M. R. Loloee, C. L. Littler // Appl. Phys. Lett. – 1987. – V. 51. – No. 23. – P. 1916–1918.
434. Höschl, P. Galvanomagnetic properties of p - CdTe and p - $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / P. Höschl, P. Moravec, V. Prosser, R. Kuzel, R. Grill, J. Franc, E. Belas, Yu. M. Ivanov // J. Cryst. Growth. – 1990. – V. 101. – P. 822–825.
435. Hoerstel, W. Influence of deep level intrinsic defects on the carrier transport in p -type $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / W. Hoerstel, A. Klimakow, R. Kramer // J. Cryst. Growth. – 1990. – V. 101. – Is. 1–4. – P. 854–858.
436. Wijewarnasuriya, P. S. High-quality p -type HgCdTe grown by molecular beam epitaxy / P. S. Wijewarnasuriya, M. Boukerche, J. P. Faurie // J. Appl. Phys. – 1990. – V. 67. – No. 2. – P. 859–862.
437. Kim, J. S. Electrical characterization of liquid-phase epitaxially grown single-crystal films of mercury cadmium telluride by variable-magnetic-field Hall measurements / J. S. Kim, D. G. Seiler, L. Colombo. M. C. Chen // Semicond. Sci. and Techn. – 1994. – V. 9. – No. 9. – P. 1696–1705.
438. Букина, М. П. О возможности использования модели трех типов носителей заряда для определения концентрации и подвижности электронов, легких и тяжелых дырок в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при 77 К по зависимости коэффициента Холла от напряженности магнитного поля / М. П. Букина, Ю. Е. Петров, Е. П. Рашевская // Матер. VIII Всес. симп. “Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы”. Львов, 1991. – Ч. 2. – С. 72–74.
439. Белов, А. Г. Об особенностях электрофизических свойств гетероструктур

- $\text{Cd}_x\text{H}_{1-x}\text{Te}/\text{CdZnTe}$ / А. Г. Белов, А. И. Белогорохов, В. М. Лакеенков // ФТП. – 2001. – Т. 35. – В. 8. – С. 917–919.
440. Блатт, Ф. Физика электронной проводимости в твердых телах / Ф. Блатт. – М. : Мир, 1971. – 471 с.
441. Демидович, Б. П. Основы вычислительной математики / Б. П. Демидович, И. А. Марон. – М. : Наука, 1966. – 664 с.
442. Finkman, E. The exponential optical absorption band tail of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / E. Finkman, S. E. Shachman // J. Appl. Phys. – 1984. – V. 56. – No. 10. – P. 2896–2900.
443. Hansen, G. L. Calculation of intrinsic carrier concentration in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / G. L. Hansen, J. L. Schmit // J. Appl. Phys. – 1983. – V. 54. – No. 3. – P. 1639–1640.
444. Thomas, D. E. Low Level Second Harmonic Detection System / D. E. Thomas, J. M. Rowell // Rev. Sci. Instrum. – 1965. – V. 36. – No. 9. – P. 1301–1306.
445. Gui, Yongsheng. Evaluation of densities and mobilities for heavy and light holes in *p*-type $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ molecular beam epitaxy films from magnetic-field-dependent Hall data / Yongsheng Gui, Biao Li, Guozhen Zheng, Yong Chang, Shanli Wang, Li He, Junhao Chu // J. Appl. Phys. – 1998. – V. 84. – No. 8. – P. 4327–4331.
446. Koppel, P. Visible and ultraviolet reflectivity of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / P. Koppel // J. Appl. Phys. – 1985. – V. 57. – No. 5. – P. 1705–1709.
447. Arwin, H. Nondestructive analysis of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x=0.00, 0.20, 0.29$, and 1.00) by spectroscopic ellipsometry II. Substrate, oxide, and interface properties / H. Arwin, D. E. Aspnes // J. Vac. Sci. Technol. – 1984. – V. A2. – No. 3. – P. 1316–1323.
448. Винецкий, В. Л. О компенсации проводимости радиационными дефектами в полупроводниках / В. Л. Винецкий, Л. С. Смирнов. // ФТП. – 1971. – Т. 5. – В. 1. – С. 176–178.
449. Eich, D. Band discontinuity and band gap of MBE grown $\text{HgTe}/\text{CdTe}(001)$ heterointerfaces studied by *k*-resolved photoemission and inverse photoemission / D. Eich, K. Ortner, U. Groh, Z. H. Chen, C. R. Becker, G. Landwehr, R. Fink, E. Umbach // Phys. Stat. Sol. (a). – 1999. – V. 173. – No. 1. – P. 261–267.
450. Войцеховский, А. В. Влияние условий оксидирования на дефектность поверхности и границы раздела окисел- $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / А. В. Войцеховский, О. Г. Ланская, Е. П. Лиленко // Матер. Всес. сем. “Примеси и дефекты в узкозонных полупроводниках”. Павлодар, 1989. – Ч. 1. – С. 41–43.
451. Chen, M. C. The temperature dependence of the anomalous Hall effects in *p*-type HgCdTe / M. C. Chen // J. Appl. Phys. – 1989. – V. 65. – No. 4. – P. 1571–1577.

452. Варавин, В. С. Исследование особенностей гальваномагнитных явлений в слоях n - $\text{Cd}_x\text{H}_{1-x}\text{Te}$, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии / В. С. Варавин, А. Ф. Кравченко, Ю. Г. Сидоров // ФТП. – 2001. – Т. 35. – В. 9. – С. 1036–1040.
453. Бахтин, П. А. Исследование зависимостей проводимости и коэффициента Холла от магнитного поля в пленках $\text{Cd}_x\text{H}_{1-x}\text{Te}$, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии / П. А. Бахтин, С. А. Дворецкий, В. С. Варавин, А. П. Коробкин, Н. Н. Михайлов, Ю. Г. Сидоров // ФТП. – 2004. – Т. 38. – В. 10. – С. 1203–1206.
454. Войцеховский, А. В. Механизмы отжига радиационных дефектов в облученном электроном $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / А. В. Войцеховский, А. П. Коханенко, Ю. В. Лиленко, А. С. Петров // Матер. Всес. сем. “Примеси и дефекты в узкозонных полупроводниках”. Павлодар, 1987. – С. 64–67.
455. Войцеховский, А. В. Исследование отжига радиационных дефектов в кристаллах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / А. В. Войцеховский, А. Г. Коротаев, А. П. Коханенко // Физическая электроника. – 1988. – В. 37. – С. 53–58.
456. Boenig, H. V. Plasma Science and Technology / H. V. Boenig. – N. Y. : Cornell Univ. Press. Ithaka, 1983. – Chap. 13. – p. 36.
457. Келли, Р. Столкновительные, тепловые и электронные процессы ионного распыления / Р. Келли // Ионная имплантация в полупроводники и другие материалы. – М.: Мир, 1980. – С. 194–235.
458. Ляшков, В. И. Теоретические основы теплотехники. Учебное пособие / В. И. Ляшков. – М.: Изд-во Машиностроение-1, 2002. – 260 с.
459. Долбак, А. Е. Диффузия атомов Ge и металлов, адсорбированных на поверхность кремния : дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.07 / Долбак Андрей Евгеньевич. – Новосибирск., 2010. – 151 с.
460. Fahey, S. Influence of hydrogenation on electrical conduction in HgCdTe thin films on silicon / S. Fahey, P. Boieriu, C. Morath, D. Guidry, L. Treider, R. Bommena, J. Zhao, C. Buurma, C. Grein, S. Sivananthan // J. of Electr. Mater. – 2014. – V. 43. – No. 8. – P. 2831–2840.
461. Lowney, J. R. Intrinsic carrier concentration of narrow-gap mercury cadmium telluride based on the nonlinear temperature dependence of the band gap / J. R. Lowney, D. G. Seiler, C. L. Littler, I. T. Yoon // J. Appl. Phys. – 1992. – V. 71. – No. 3. – P. 1253–1258.
462. Laurenti, J. P. Temperature dependence of the fundamental edge of mercury cadmium telluride / J. P. Laurenti, J. Camassel, A. P. Buchemadou, B. Toulouse, R. Legros, A. Lusson // J. Appl. Phys. – 1990. – V. 67. – No. 10. – P. 6454–6460.

463. Агейчик, А. А. Пикосекундная ИК лазерная система с перестраиваемой длиной волны излучения на основе гибридного CO₂-лазера / А. А. Агейчик, В. Н. Алексеев, В. И. Венглюк, В. М. Громовенко, М. С. Егоров, В. И. Королев, А. Н. Малинин, С. В. Остапенко, Ю. А. Резунков, А. Л. Сафронов, Г. А. Соколова, В. В. Степанов // Оптический журнал. – 2009. – Т. 76. – № 9. – С. 5–13.
464. Войцеховский, А. В. Расчет профилей распределения радиационных дефектов в КРТ при воздействии мощными импульсными лазерными пучками / А. В. Войцеховский, М. Ю. Леонов, С. А. Шульга // Изв. вузов. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 4. – С. 16–20.
465. Магунов, А. Н. Лазерная термометрия твердых тел / А. Н. Магунов. М.: Физматлит, 2001. – 224 с.
466. Блекмор, Дж. Статистика электронов в полупроводниках / Дж. Блекмор. – М.: Мир, 1964. – 392 с.
467. Voitsekhovskii, A.V. Recombination effects in narrow-gap semiconductors $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / A.V. Voitsekhovskii, Yu.V. Lilenko // Phys. Stat. Sol. (a). – 1981. – V. 67. – No. 2. – P. 381–386.
468. Ахманов, С. А. Воздействие мощного лазерного излучения на поверхность полупроводников и металлов: нелинейно-оптические эффекты и нелинейно-оптическая диагностика / С. А. Ахманов, В. И. Емельянов, Н. И. Коротеев, В. Н. Семиногов // УФН. 1985. – Т. 147. – № 4. – С. 675–745.
469. Oron, M. New experimental evidence of the periodic surface structure in laser annealing / M. Oron, G. Sorensen // Appl. Phys. Lett. – 1979. – V. 35. – No. 10. – P. 782–784.
470. Байдуллаева, А. Образование наноразмерных структур на поверхности кристаллов $p\text{-CdTe}$ при однократном воздействии импульсом излучения рубинового лазера / А. Байдуллаева, А. И. Власенко, Л.Ф. Кузан, О. С. Литвин, П. Е. Мозоль // ФТП. 2005. – Т. 39. – № 9. – С. 1064–1067.
471. Boltar, K. O. Sensitive element dimension measurements in focal plane arrays / K. O. Boltar, N. I. Iakovleva // SPIE Proceedings. – 1999. – V. 3819. – P. 40–43.
472. Варавин, В. С. Подвижность неосновных носителей заряда в пленках $p\text{-HgCdTe}$ / В. С. Варавин, С. А. Дворецкий, В. Я. Костюченко, В. Н. Овсяк, Д. Ю. Протасов // ФТП. – 2004. – Т. 38. – В. 5. – С. 532–537.
473. Gopal, V. Variable-area diode data analysis of surface and bulk effects in HgCdTe photodetector arrays / V. Gopal // Semicond. Sci. and Techn. – 1994. – V. 9. – P. 2267–2271.
474. Dhar, V. Dependence of zero-bias resistance-area product and quantum efficiency on perimeter-to-area ratio in a variable-area diode array / V. Dhar, V. Gopal, // Semicond. Sci. and Techn. – 2001. – V. 16. – No. 7. – P. 553–561.

475. Weiler, M. H. Characterization of HgCdTe *p-on-n* heterojunction photodiodes and their defects using variable-area test structures / M. H. Weiler, G. J. Tarnowski // J. of Electr. Mater. – 1997. – V. 26. – No. 6. – P. 635–642.
476. McLevige, W. V. Variable-area diode data analysis of surface and bulk effects in MWIR HgCdTe/CdTe/sapphire photodetectors / W. V. McLevige, G. M. Williams, R. E. DeWames, J. Bajaj, I. S. Gergis, A. H. Vanderwyck, E. R. Blazejewski // Semicond. Sci. and Techn. – 1993. – V. 8. – P. 946–952.
477. Wagner, J. Annealing in a mercury bath of In⁺ and B⁺ implanted Cd_{0.23}Hg_{0.77}Te studied by resonant Raman scattering and Hall effect measurements / J. Wagner, P. Koidl, K. H. Bachem, C. Uzan-Saguy, R. Kalish, M. Bruder // J. Appl. Phys. – 1993. – V. 73. – No. 6. – P. 2739–2742.
478. Ajisawa, A. Improvement in HgCdTe diode characteristics by low temperature post-implantation annealing / A. Ajisawa, N. Oda // J. of Electr. Mater. – 1995. – V. 24. – No. 9. – P. 1105–1111.
479. Bae, S. H. Improvement in HgCdTe diode characteristics by flip-chip bonded annealing / S. H. Bae, Y. H. Kim, K. Kim, H. C. Lee, C. K. Kim // SPIE Proceedings. – 1997. – V. 3061. – P. 104–110.
480. Sizov, F. F. Dark current transport mechanisms in narrow-gap heterojunctions for IR arrays / F. Sizov, J. V. Gumenjuk-Sichevskaya, Y. G. Sidorov, V. V. Vasilev, A. G. Golenkov, V. V. Zabudsky, V. P. Reva, Yu. P. Derkach, V. V. Tetyorkin // SPIE Proceedings. – 2001. – V. 4454. – P. 123–134.
481. Кравченко, А. Ф. Механизмы переноса носителей заряда в диффузионных *n-p*-переходах, изготовленных на основе CdHgTe / А. Ф. Кравченко, В. Н. Овсяк, Л. Н. Ромашко // Автометрия. – 1998. – № 4. – С. 78–87.
482. Ромашко, Л. Н. Деградация диффузионных МЛЭ CdHgTe *n-p*-переходах при механическом воздействии / Л. Н. Ромашко, В. Н. Овсяк, В. В. Васильев, В. В. Войнов, Т. И. Захарьяш, А. Г. Клименко, А. О. Сусяков // Автометрия. – 1998. – № 5. – С. 108–112.
483. Овсяк, В. Н. Матричные фотоприемники 128 × 128 на основе слоев HgCdTe и многослойных гетероструктур с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs / В. Н. Овсяк, Ю. Г. Сидоров, В. В. Васильев, В. В. Шашкин // ФТП. – 2001. – Т. 35. – В. 9. – С. 1159–1166.
484. Клименко А. Г. Особо пластичные индиевые микростолбы для матричных ФПУ на CdHgTe / А. Г. Клименко, В. Г. Войнов, А. Р. Новоселов, Т. Н. Недосекина, В. В. Васильев, Т. И. Захарьяш, В. Н. Овсяк // Автометрия. – 1998. – № 4. – С. 105–112.
485. Sizov, F. F. Testing of readout device processing electronics for IR linear and focal plane arrays / F. F. Sizov, Yu. P. Derkach, Yu. G. Kononenko, V. P. Reva // SPIE Proceedings. – 1999. – V. 3436. – P. 942–948.

486. Kim, Young-Ho Characteristics of gradually doped LWIR diodes by hydrogenation/ Young-Ho Kim, Tae-Sik Kim, D. A. Redfern, C. A. Musca, Hee Chul Lee, Choong Ki Kim // J. of Electr. Mater. – 2000. – V. 29. – No. 6. – P. 859–864.
487. Manissadjian, A. Sofradir infrared detector products: the past and the future / A. Manissadjian, P. Tribolet, P. Chorier, P. Costa // SPIE Proceedings. – 2000. – V. 4130. – P. 481–495.
488. Анисимова, И. Д. Полупроводниковые фотоприемники: Ультрафиолетовый, видимый и ближний инфракрасный диапазоны спектра / И. Д. Анисимова, И. М. Викулин, Ф. А. Заитов, Ш. Д. Курнашев; под. ред. В. И. Стафеева. – М. : Радио и связь, 1984. – 216 с.

Автор считает своим приятным долгом выразить глубокую благодарность за многолетние совместные исследования в области радиационной физики узкозонных твердых растворов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ и создания многоэлементных фотоприемников на их основе:

Коллегам из Института физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН (г. Новосибирск): В. Н. Овсяку, А. В. Двуреченскому, В. В. Васильеву, Т. И. Захарьяш, В. П. Попову, В. Г. Ремеснику, Д. Ю. Протасову, С. И. Романову, В. И. Ободникову, И. В. Марчишину, Ю. Г. Сидорову, С. А. Дворецкому, Н. Н. Михайлову и В. С. Варавину;

Коллегам из Томского государственного университета А. В. Войцеховскому, Д. В. Григорьеву, А. П. Коханенко, А. Г. Коротаеву и С. А. Шульге.

Автор выражает глубокую признательность В. Г. Средину (Военная академия РВСН им. Петра Великого), Ю. А. Резункову (НИИ Комплексных испытаний оптико-электронных приборов, г. Сосновый Бор Ленинградской области), А. И. Ляшенко (ОАО “НИИ “Полюс” им. М. Ф. Стельмаха”, г. Москва), Г. К. Васильеву (Институт проблем химической физики РАН, г. Черноголовка Московской области), И. Д. Бурлакову и К. О. Болтарю (ОАО НПО “Орион”, г. Москва) за помощь в исследовании лазерных воздействий на гетероэпитаксиальные структуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$.

Автор выражает глубокую благодарность М. С. Никитину и Г. В. Чекановой (ОАО НПО “Альфа”, г. Москва), за совместные исследования в области создания многоэлементных фотоприемников на основе МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ и предоставление технологического и измерительного оборудования для проведения исследований.