

Министерство образования и науки Российской Федерации
Рязанский государственный радиотехнический университет

На правах рукописи

Гудзев Валерий Владимирович

**Исследование глубоких энергетических уровней в барьерных
структурах на основе кристаллического и аморфного
гидрогенизированного кремния**

Специальность 01.04.10 –
«Физика полупроводников»

диссертации
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических
наук, профессор
Вихров Сергей Павлович

Рязань – 2015

Оглавление

Введение.....	5
Глава 1. Глубокие центры в кристаллическом и аморфном гидрогенизированном кремнии	12
1.1. Классификация дефектов, создающих глубокие уровни в кремнии	12
1.2. Локализованные состояния.....	14
1.3 Энергетический спектр электронных состояний в аморфном гидрогенизированном кремнии	18
1.4 Глубокие центры в кремнии	23
1.5. Влияние глубоких центров на характеристики кремния и приборов на его основе.....	37
1.5.1. Влияние дефектов структуры на свойства кремния.....	39
1.5.2 Влияние глубоких центров на характеристики <i>p-n</i> -перехода	41
1.5.3 Влияние глубоких центров на характеристики и параметры полупроводниковых приборов и элементов интегральных схем	43
1.5.4 Глубокие центры на границе раздела силицид платины-кремний	46
1.5.5 Глубокие центры, образующиеся при вскрытии контактных окон в окисле методом реактивно-ионного плазменного травления	47
1.6 Методы исследования глубоких энергетических уровней.....	48
Выводы к главе 1	51
Глава 2. Разработка установки релаксационной спектроскопии глубоких уровней с компенсацией токов утечки	53
2.1 Физические основы метода релаксационной спектроскопии глубоких уровней	54
2.2 Активационно-дрейфовая модель релаксационной спектроскопии глубоких уровней для ловушек основных носителей	64

2.3	Разработка макета установки релаксационной спектроскопии глубоких уровней и методов диагностики барьерных структур.....	70
2.3.1	Разработка функциональной схемы макета установки релаксационной спектроскопии глубоких уровней	71
2.3.2	Разработка методик диагностики полупроводниковых структур методом РСГУ	78
2.3.3	Разработка модифицированного метода определения энергии ионизации глубоких уровней.....	87
2.3.4	Оценка погрешности определения энергии ионизации ГУ.....	97
	Выводы по главе 2.....	99
Глава 3	Исследование энергетического спектра глубоких уровней в кристаллических полупроводниковых барьерных структурах	101
3.1.	Структура исследуемых образцов.....	102
3.2.	Исследование энергетического спектра глубоких уровней в кремниевых барьерных структурах Al/n-Si.....	106
3.3.	Исследование энергетического спектра глубоких уровней в диодах Шоттки PtSi/n-Si.....	110
3.4.	Исследование энергетического спектра ГУ в кремниевых планарных транзисторах	115
	Выводы к главе 3.....	118
Глава 4.	Исследование глубоких энергетических уровней в Al/a-Si:H и НІТ-структурах	121
4.1	Исследование глубоких энергетических уровней в барьерных структурах Al/a-Si:H/TCO/Al.....	122
4.1.1	Подготовка барьерных структур на основе Al/a-Si:H.....	122
4.2	Анализ вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик структуры Al/a-Si:H/TCO/Al.....	123
4.3.	Исследование глубоких энергетических уровней в структуре Al/a-Si:H/TCO/Al.....	127
4.4.	Исследование глубоких энергетических уровней в НІТ-структуре .	134

4.4.1. Процесс формирования НІТ-структур.....	135
4.4.2. Анализ вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик НІТ-структуры.....	138
4.5. Исследование глубоких энергетических уровней в НІТ-структуре методом токовой РСГУ	140
Выводы к главе 4.....	143
Основные результаты и выводы	144
Список литературы	146
Приложение	165

Введение

Актуальность работы. Повышение стабильности параметров полупроводниковых приборов и интегральных схем является одной из наиболее важных прикладных задач физики полупроводников, неразрывно связанной с выявлением физических причин нестабильности параметров структур, а также разработкой научно обоснованных технологических решений и надежных методов контроля характеристик материалов и приборов.

Большинство интегральных схем и полупроводниковых структур изготавливаются на основе кристаллического кремния. В последнее время с развитием электроники на больших площадях (солнечные модули, ЖК-экраны и т.п.) в качестве полупроводникового материала все чаще используется аморфный гидрогенизированный кремний, а также его сочетание с кристаллическим кремнием. Одним из примеров такого использования является НИТ-структура (Heterojunction with Intrinsic Thin layer) как основа для производства высокоэффективных и стабильных солнечных элементов. Исходя из этого, в качестве объектов исследования в данной работе выбраны барьерные структуры на основе кристаллического и аморфного гидрогенизированного кремния.

Нестабильность параметров элементов микро- и наноэлектроники во многом обусловлена дефектами и примесями, которые возникают в структурах в технологическом процессе изготовления или появляются в результате эксплуатации. В связи с тенденцией к уменьшению размеров активных областей роль влияния дефектов структуры материалов на параметры полупроводниковых приборов все более возрастает. Выявление таких дефектов на стадии отработки технологического процесса и подбор соответствующих режимов позволяет повысить стабильность и надежность полупроводниковых приборов и интегральных схем.

Дефекты структуры и примеси, создающие глубокие уровни (ГУ), энергетически локализованные в запрещенной зоне кристаллического или щели подвижности аморфного полупроводников, называют глубокими

центрами (ГЦ). Они могут придавать полезные или, чаще, нежелательные свойства материалам и приборам. Это обуславливает важность как контроля параметров электрически активных ГЦ, так и понимания их физической природы и роли в работе приборов. Применение материала с низкой концентрацией несовершенств структуры не является решением проблемы, так как число точечных и линейных дефектов, возникающих на протяжении всего технологического процесса изготовления прибора, намного превышает число исходных. Поэтому исследования глубоких энергетических уровней в структурах, являющихся основой современных элементов микро- и нанoeлектроники, позволяет понять физику процессов, происходящих в них, и выбрать режимы технологического процесса для уменьшения дефектообразования.

Степень разработанности темы. Теоретические и экспериментальные аспекты исследования влияния ГУ на параметры полупроводниковых барьерных структур представлены в работах П.Т. Орешкина, В.И. Фистуля, Л.С. Бермана, А.А. Лебедева и др. Анализ показал, что одним из наиболее чувствительных методов исследования параметров глубоких центров в полупроводниковых приборах является релаксационная спектроскопия глубоких уровней (РСГУ, в иностранной литературе DLTS – Deep Level Transient Spectroscopy). Изучению параметров ГУ указанным методом посвящено большое число работ. Анализ состояния проблемы свидетельствует о том, что ряд вопросов, касающихся физических механизмов процессов, протекающих в полупроводниковых приборах с ГЦ, остается открытым. Современный уровень понимания природы ГЦ допускает разную интерпретацию экспериментальных результатов и существование разных моделей, описывающих физические процессы в материалах и приборах, содержащих ГЦ, и являющихся основой для определения их параметров. Эффективность определения параметров ГУ может быть повышена путем использования упрощенных способов обработки данных и применения комплекса экспериментальных методов. Кроме того, актуальной задачей является адаптация экспериментальных методов исследования ГУ в

полупроводниковых элементах к процессу технологического контроля и разработка методов экспресс-диагностики ГЦ.

Цель диссертационной работы – изучение влияния глубоких энергетических уровней на физические процессы в кремниевых кристаллических и аморфных барьерных структурах методом релаксационной спектроскопии глубоких уровней с адаптивной компенсацией токов утечки.

Достижение поставленной цели требует решения следующих **основных задач**.

1. Систематизация данных по параметрам глубоких центров в барьерных структурах кристаллического кремния.

2. Анализ существующих методов исследования энергетического спектра глубоких уровней в кристаллических и аморфных полупроводниковых барьерных структурах.

3. Исследование влияния глубоких центров на электрофизические параметры полупроводниковых структур.

4. Разработка макета автоматизированного РСГУ-спектрометра с адаптивной компенсацией токов утечки.

5. Разработка метода экспресс-анализа параметров глубоких центров.

6. Исследование энергетического спектра электронных состояний в барьерных структурах на основе кристаллического и аморфного гидрогенизированного кремния методом РСГУ.

Объектами исследований являлись кремниевые диоды с барьером Шоттки PtSi-Si, Al-Si и планарные n-p-n-транзисторы, диоды с барьером Шоттки на основе аморфного кремния, НІТ- структуры.

Научная новизна представленных в работе результатов заключается в следующем.

1. Разработан способ компенсации аддитивной составляющей релаксационного сигнала в РСГУ-спектрометре, который заключается в измерении постоянной составляющей переходного релаксационного процесса на выходе преобразователя ток-напряжение и вычитании ее через

звено обратной связи из входного сигнала. Полученный сигнал усиливается и обрабатывается для получения параметров ГУ.

2. Получены новые математические соотношения, позволяющие определять энергию ионизации глубокого уровня по разности максимумов РСГУ-пиков при различных амплитудах импульсов напряжения опустошения глубокого уровня и фиксированной температуре. В общепринятых соотношениях энергия ионизации ГУ определяется по РСГУ-пикам, полученным при разных температурах и фиксированном напряжении опустошения.

3. Предложен новый способ определения энергии ионизации глубоких уровней в полупроводниковой барьерной структуре по измерению двух сигналов релаксации тока или емкости при фиксированной характеристической температуре, что уменьшает время диагностики в 3-4 раза и позволяет использовать его при экспресс-анализе параметров глубоких центров.

4. Впервые на гетероструктурах солнечных элементов (НТ) Ag/ITO/a-Si:H(p)/a-Si:H(i)/c-Si(n)/a-Si:H(i)/a-Si:H(n⁺)/ITO/Ag проведен анализ локализованных в щели подвижности электронных состояний методом токовой РСГУ. Обнаружен ГУ с энергией активации 0,52 эВ и концентрацией $1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, который локализован в щели подвижности a-Si:H(p), и выступает в роли центра рекомбинации.

Теоретическая и практическая значимость работы заключается в следующем.

1. Получены математические соотношения, позволяющие определять энергию ионизации глубокого уровня по разности максимумов РСГУ-пиков при различных амплитудах импульсов напряжения опустошения глубокого уровня и фиксированной температуре.

2. Разработан автоматизированный РСГУ-спектрометр с компенсацией аддитивной составляющей сигнала релаксации, позволяющий проводить исследования энергетического спектра глубоких уровней в барьерных структурах с токами утечки до 1 мА.

3. Разработан оригинальный способ определения энергии ионизации и концентрации глубоких уровней, позволяющий в 4 раза сократить время эксперимента.

4. Разработана база данных по параметрам глубоких центров в полупроводниковых структурах на основе Si, GaAs, InP, позволяющая проводить их идентификацию.

5. Даны рекомендации по выбору режимов технологического процесса формирования базы диодов Шоттки и n-p-n-транзисторов в ИС.

6. Исследованы НГТ - структуры солнечных элементов (Ag/ITO/a-Si:H(p)/a-Si:H(i)/c-Si(n)/a-Si:H(i)/a-Si:H(n⁺)/ITO/Ag) с помощью разработанных методов РСГУ и выявлена роль глубоких локализованных электрически активных состояний в процессах генерации и рекомбинации носителей заряда.

Методология и методы диссертационного исследования. Для анализа результатов измерения РСГУ-спектров в барьерных структурах на основе кристаллического и аморфного гидрогенизированного кремния использовались генерационно-рекомбинационная модель Шокли-Рида-Холла и активационно-дрейфовая модель П.Т. Орешкина. Для проведения экспериментальных исследований применялись методы вольт-амперных, вольт-фарадных характеристик, релаксационной спектроскопии глубоких уровней. Для моделирования и проведения расчетов на ЭВМ использовались численные методы.

Положения и результаты, выносимые на защиту

1. Предложен способ, позволяющий определять энергию ионизации глубоких уровней в полупроводниковых барьерных структурах по разности максимумов РСГУ-пиков при различных амплитудах импульсов напряжения опустошения глубокого уровня и постоянной характеристической температуре. Выведены математические соотношения, позволяющие определять энергию ионизации глубокого уровня.

2. Разработан способ компенсации аддитивной составляющей релаксационного сигнала в РСГУ-спектрометре, который заключается в

измерении постоянной составляющей переходного релаксационного процесса на выходе преобразователя ток-напряжение и вычитании ее через звено обратной связи из входного сигнала. Полученный сигнал усиливается и обрабатывается для получения параметров ГУ.

3. Экспериментально установлено с помощью метода РСГУ, что удаление слоя окисла при формировании интегрального планарно-эпитаксиального n-p-n-транзистора приводит к снижению на порядок концентрации глубоких центров, образующихся при разгонке акцепторной примеси в базе.

4. Экспериментально установлено из измерений спектров РСГУ НИТ-структур Ag/ITO/a-Si:H(p)/a-Si:H(i)/c-Si(n)/a-Si:H(i)/a-Si:H(n⁺)/ITO/Ag, что ГУ с энергией активации 0,52 эВ и концентрацией $1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ локализован в щели подвижности a-Si:H(p) и является центром рекомбинации носителей заряда.

Достоверность научных результатов работы обеспечивается использованием общепринятого математического аппарата физики полупроводников, независимых экспериментальных методов для определения параметров ГЦ и соответствием с результатами других авторов. Эксперименты проводились в Региональном центре зондовой микроскопии коллективного пользования Рязанского государственного радиотехнического университета на поверенном и калиброванном оборудовании.

Обработка результатов измерений производилась с использованием среды инженерного графического программирования NI LabVIEW 2010. База данных по параметрам глубоких уровней разработана с использованием СУБД MS ACCESS 2003. При разработке программного обеспечения использовались лицензионные пакеты программ.

Апробация. Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на Республиканском семинаре “Новые материалы и технологические процессы микроэлектроники и прецизионной металлургии” (Ижевск, 1988), Научно-технической семинаре “Пути развития элементной базы и совершенствование технологии изготовления РЭА”

(Севастополь, 1990), Международной научно-технической конференции “Актуальные проблемы фундаментальных наук” (М.: МГТУ им. Баумана, 1991), Всесоюзной научно-технической конференции ”Метрологические проблемы микроэлектроники” (М.: “Радио и связь”, 1991), Всероссийском симпозиуме по эмиссионной электронике, посвященном памяти Г.Н. Шуппе: термоэлектронная, вторично-электронная, фотоэлектронная эмиссии и спектроскопия поверхности твердого тела. 17-19 сентября 1996. (Рязань, 1996), X международной конференции «Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы» (Ульяновск, 2008), VI международной конференции «Аморфные и микрокристаллические полупроводники» (г. Санкт-Петербург, 2008), VII международной конференции «Аморфные и микрокристаллические полупроводники» (г. Санкт-Петербург, 2010), IEEE International Conference on Industrial Technology. (Испания, Севилья, 2015), 5-th international conference "Telecommunication, Electronics and Informatics" ICTEI-2015, (Молдова, Кишинев, 2015).

Публикации. Основные результаты опубликованы в 21 научной работе, из них 7 статей (по специальности) в журналах из списка ВАК, 5 статей в других изданиях, 9 тезисов докладов на российских и международных конференциях, и защищены 1 патентом.

Внедрение результатов работы. Полученные экспериментальные результаты использованы на предприятии ООО «ХЕЛИОС-Ресурс» для диагностики кремниевых диодных структур солнечных элементов, в Региональном центре зондовой микроскопии коллективного пользования (РЦЗМкп) РГРТУ для разработки методов диагностики гетероструктур для солнечной энергетики, вошли в научно-технические отчеты о выполнении 17 научно-исследовательских работ и внедрены в учебный процесс в Рязанском государственном радиотехническом университете по направлениям подготовки бакалавров 11.03.04 и магистров 11.04.04 «Электроника и наноэлектроника», ООП «Нанотехнологии в электронике». Акты об использовании результатов работ размещены в Приложении

Глава 1. Глубокие центры в кристаллическом и аморфном гидрогенизированном кремнии

1.1. Классификация дефектов, создающих глубокие уровни в кремнии

На протяжении многих лет одной из важнейших проблем физики полупроводников и физики твердого тела в целом является проблема дефектообразования и влияния дефектов на физико-химические процессы в материалах и барьерных структурах на их основе. Любое нарушение периодичности потенциала кристаллической решетки, вызванное дефектами, приводит к изменению основных термодинамических и кинетических параметров материала [1 - 8]. Эти изменения определяются микроструктурой, плотностью, геометрической конфигурацией дефектов и их комплексов. Дефекты, как правило, имеют определенный заряд и ведут себя как электрически активные центры, взаимодействуют с электронными состояниями материала и между собой. Это означает, что в запрещенной зоне кристалла или энергетической щели подвижности неупорядоченного материала имеются локализованные состояния – глубокие уровни, которые могут действовать как ловушки или центры прилипания.

Дефекты барьерной структуры могут быть собственными, обусловленными особенностями получения материала, и наведенными, т.е. созданными под влиянием различных технологических факторов в процессе их изготовления.

Причинами образования дефектов могут быть:

- а) наличие постороннего атома, отличающегося от остальных атомов вещества (примесь замещения или внедрения);
- б) отсутствие одного или более атомов в узлах (вакансии, дивакансии и т.д.);
- в) смещение одного или более атомов из регулярного положения равновесия в решетке (междоузельные атомы, краевые или винтовые дислокации – сдвиг или обрыв атомных плоскостей);

г) «обрыв» кристалла на его внутренних или внешних границах.

Во всех случаях имеется нарушение трансляционной симметрии решетки и присутствует дополнительный потенциал, стремящийся к нулю при удалении от дефекта структуры.

Пространственная локализованность и возможность пренебрежения взаимодействием дефектов позволяют пользоваться аддитивностью свойств твердого тела, когда оптические, электрические и другие параметры принимаются пропорциональными концентрациям определенных типов дефектов. Эффективные радиусы дефектов и статистика их распределения в твердом теле определяют предельные концентрации дефектов, начиная с которых следует учитывать их взаимодействие, приводящее к нарушению указанной пропорциональности [6].

Локализованным состояниям (глубоким центрам), создаваемым разными дефектами структуры, приписывается либо донорный, либо акцепторный характер в зависимости от их зарядового состояния до и после захвата электрона.

При низких температурах и малых уровнях внешних возбуждений дефекты выступают как практически неподвижные локальные нарушения идеальной структуры. Представления о таких центрах почти с одинаковым успехом могут быть применены для описания свойств как кристаллических, так и неупорядоченных полупроводников [6, 9].

Простейшие собственные дефекты – вакансии и междоузельные атомы в полупроводниках – достаточно подвижны при комнатной, а в отдельных случаях при более низких температурах; они легко образуют комплексы с донорными и акцепторными примесями, часто изменяя их тип [10]. При высоких температурах и уровнях внешних возбуждений дефекты могут быть весьма подвижными и определять характер процессов диффузии, ионной электропроводности, а также изменять свойства твердого тела при облучении, отжиге, травлении и т.д. [1-14].

1.2. Локализованные состояния

Для выяснения природы глубоких центров, необходимо рассмотреть, каким образом в зонной теории твердого тела учитывается наличие различных отклонений от идеальной структуры кристалла (дефектов). Очевидно, что простые концепции не годятся для описания глубоких уровней (ГУ), возникающих вблизи середины запрещенной зоны за счет сильно локализованных дефектов кристалла. Электронная структура может существенно определяться деталями атомной структуры и особенностями движения атомов. Поскольку ГУ сильно локализованы, важную роль могут играть эффекты электрон-электронного взаимодействия, и любое рассмотрение, основанное на теории возмущений по малым отклонениям от идеального кристалла, будет неэффективным [14].

В общем случае уравнение Шредингера в одноэлектронном приближении записывается в следующем виде [15]:

$$-\left(\frac{\hbar^2}{2m}\right)\nabla^2\Psi + [V_c + U]\Psi = E\Psi, \quad (1.1)$$

где Ψ — волновая функция; \hbar — приведенная постоянная Планка; E — полная энергия электрона; V_c — потенциальная энергия электрона в идеальной кристаллической решетке; U — дополнительная потенциальная энергия, обусловленная наличием дефектов.

При заданной потенциальной энергии электрона в поле дефекта U величина V_c может играть роль малого возмущения, если рассматриваются состояния, электронные волновые функции которых не распределены по всей решетке, а локализованы в области, где энергия U велика. Уровни, удовлетворяющие этому условию, Ф. Бассани и П. Парравичини [15] определяют как глубокие. Другая ситуация возникает для тех состояний, у которых электронная волновая функция «размазана» в области, где доминирует потенциальная энергия электрона в решетке V_c . В этом случае

роль малого возмущения играет потенциальная энергия U . Такие уровни называют мелкими [15].

Общей теории, описывающей особенности любых локализованных состояний, в настоящее время не существует. Есть, однако, различные приближенные методы, применяемые в отдельных предельных случаях.

Один из них – теория эффективной массы – удовлетворительно описывает мелкие уровни, характерные для донорных и акцепторных примесей. Приближение эффективной массы было введено С.И. Пекаром [16], В. Коном и Дж. Люттенгером [17], Ж. Ванье [18], получило развитие в работах Дж. Слэтера [19], Ч. Киттеля [20], О. Маделунга [21]. Преимуществом этого подхода является его простота, поскольку уравнение, описывающее связанное состояние, сводится к уравнению Шредингера для атома водорода. Величина U в (1.1) может быть отрицательной или положительной. Электроны, следовательно, могут быть связаны на дефекте или отталкиваться от него. Соответственно (1.1) имеет решения, которые локализованы около дефекта, и энергетические уровни которых лежат ниже или над состояниями рассматриваемой энергетической зоны. В зависимости от знака возмущающего потенциала от квазинепрерывной энергетической зоны отщепляется состояние наивысшей или наинизшей энергии. Отщепившееся состояние пространственно локализовано в окрестности дефекта. Если знак U положителен, то отщепляется верхнее состояние; если отрицателен – отщепляется нижний уровень. В пределах зоны возникают лишь незначительные сдвиги состояний. В то время как волновая функция в зоне остается приближенно делокализованной блоховской функцией, волновая функция, соответствующая отщепившемуся состоянию, является локализованной. Этот результат оправдывает сохранение зонной модели и ее обобщения с энергетическими уровнями дефекта для описания кристаллов, искаженных дефектами с малой концентрацией [19, 21].

Другие теории используются для описания сильно связанных состояний, лежащих глубже в энергетической щели. Упрощение при этом достигается

сильной локализацией потенциала, и теория эффективной массы оказывается неприменимой. Существует определение глубокого уровня как состояния, которое не может быть описано в приближении эффективной массы.

В монографии М. Ланно и Ж. Бургуэна [14] развито применение приближения сильной связи к задаче о глубоком уровне. Основная операция в приближении сильной связи состоит в разложении волновой функции с использованием базиса собственных состояний свободного атома. Эта операция отвечает методу линейной комбинации атомных орбиталей (ЛКАО). Атомные орбитали, центрированные на различных атомах, не ортогональны, поэтому возникает задача рассмотрения межатомных интегралов перекрытия. Поскольку основное уравнение метода ЛКАО содержит матричные элементы, которые не обладают быстрой сходимостью в реальном пространстве, его решение требует обширного численного расчета. Приближение состоит в пренебрежении всеми интегралами перекрытия: это приближение сильной связи. Авторы [14] рассматривают это приближение для случая ковалентно связанных систем с *sp*-связью, которые представляют собой полупроводники IV группы. С целью иллюстрации общих свойств связанных состояний в полупроводниках приводится прямой анализ вакансии в линейной цепочке с *sp*-связью, описывается и обсуждается модель молекулы дефекта для нескольких простых точечных дефектов.

Далее вводится более общий метод расчета – метод функций Грина, который позволяет получить точные результаты для заданного возмущающего потенциала дефекта, в том числе с учетом многоэлектронных эффектов в приближении сильной связи. Один из выводов этого расчета, например, состоит в том, что величина энергетического интервала между положительно заряженным состоянием вакансии в кремнии V^+ и ее отрицательным состоянием V^- имеет порядок ширины запрещенной зоны. Это приближенно согласуется с экспериментальными данными по определению энергетического положения уровней вакансий в кремнии [14].

Методические достижения последнего десятилетия связаны, прежде всего, с развитием метода функций Грина применительно к решению одноэлектронного уравнения Шредингера с короткодействующим потенциалом Слэтера-Костера [2, 22].

Основная трудность, долгое время не позволявшая продвинуться в решении этого уравнения, связана с тем, что в отличие от мелких уровней, волновые функции которых хорошо локализованы в \bar{k} -пространстве и привязаны к экстремумам какой-либо одной зоны, что позволяет воспользоваться приближением огибающих, резко упрощающим вычисления, в случае глубоких уровней такая локализация отсутствует. Тем не менее, сочетание возможностей вычислительной техники с полуэмпирическим подбором некоторых параметров модели позволяет проводить расчеты параметров ГУ, создаваемых точечными дефектами кристалла и их комплексами. Например, в работе [22] вариационный метод функций Грина применен для расчета локализованных состояний, лежащих вне разрешенных энергетических зон кристалла-матрицы в алмазоподобных полупроводниках. Подход основан на сочетании метода Слэтера-Костера с полуэмпирическим методом эквивалентных орбиталей. Авторами [22] получена зонная структура кремния в рамках приближения сильной связи, описано применение разработанного варианта метода функций Грина в базисе из эквивалентных орбиталей для расчета параметров глубоких локализованных состояний в кремнии, в том числе комплексов дефектов (дивакансий, E -центров и т.д.).

Таким образом, прогресс в теоретическом описании и понимании физической природы глубоких уровней связан, прежде всего, с развитием численных методов решения сложных задач моделирования энергетического спектра материалов разной степени упорядоченности, содержащих дефекты структуры.

1.3 Энергетический спектр электронных состояний в аморфном гидрогенизированном кремнии

Аморфный гидрогенизированный кремний относится к классу неупорядоченных полупроводников. В таких материалах отсутствует дальний порядок в расположении атомов, но существует ближний и средний порядок. Для полупроводниковых материалов с преобладанием ковалентного типа химических связей ближний порядок определяется взаимодействием ковалентно связанных атомов и распространяется на первую и частично вторую координационные сферы. Средний порядок определяется взаимодействиями электронов неподеленных пар, ван-дер-ваальсовым взаимодействием и формируется атомами, входящими частично во вторую координационную сферу и координационные сферы более высоких порядков.

Отсутствие дальнего порядка приводит к тому, что возникает совершенно новая ситуация, связанная с появлением конечной и непрерывной плотности локализованных состояний. [1, 7].

Разработан ряд подходов к теоретическому расчету спектра энергетических состояний в неупорядоченных полупроводниках. Они исходят либо из периодической решетки, в которую вводятся возмущающие отклонения от периодичности, либо рассматривают рассеяние электронных волн на соответствующих центрах, распределенных хаотически [13, 14]. Имеет место общее согласие результатов в том [14], что в аморфных твердых телах сохраняют смысл понятия зоны проводимости и валентной зоны, состоящих из разрешенных уровней.

Для описания распределения плотности состояний в щели подвижности аморфных полупроводников предложено несколько моделей, но в большинстве случаев они построены на общих принципах. Основа любой модели – наличие «хвостов» плотности состояний на краях валентной зоны и зоны проводимости, вызванных влиянием разупорядочения структуры аморфных полупроводников [4]. Другая особенность аморфных

полупроводников, отражаемая во всех моделях – закрепление уровня Ферми вблизи середины щели подвижности.

Одной из первых появилась модель Коэна-Фрицше-Овшинского (КФО) [1]. В ней предполагается, что хвосты зон перекрываются в середине щели подвижности, образуя непрерывный спектр плотности состояний (рис. 1.1, а), уровень Ферми при этом закрепляется в области перекрытия хвостов. Состояния, возникающие из зоны проводимости нейтральны, если они свободны (т.е. лежат выше E_F), а состояния, происходящие из валентной зоны нейтральны, если заполнены. Другой принципиальной особенностью этой модели является понятие «краев подвижности», которые отождествляются с критическими энергиями, отделяющими локализованные состояния от распространенных. Дэвис и Мотт [6] высказали предположение, что появление перекрытия хвостов может возникать лишь при крупномасштабных флуктуациях плотности вещества и валентных углов, тогда как у идеального аморфного полупроводника, в котором все ковалентные связи насыщены и нет больших колебаний плотности, хвосты зон лежат неглубоко (рис. 1.1.,б). Однако, в реальных пленках, всегда существуют дефекты структуры, такие как примеси, свободные связи, микропоры и так далее. Эти дефекты, точно такие, как в кристалле и могут приводить к появлению глубоких энергетических уровней внутри щели подвижности (рис. 1.1, в).

В модели Дэвиса-Мотта-Стрита сохраняется понятие края подвижности. Томасом, однако, доказано отсутствие края подвижности носителей (малой по величине) по локализованным состояниям к подвижности по распространенным состояниям осуществляется плавно вблизи E_C E_v , хотя энергетический промежуток изменения подвижности относительно мал (0,05 эВ) [6].

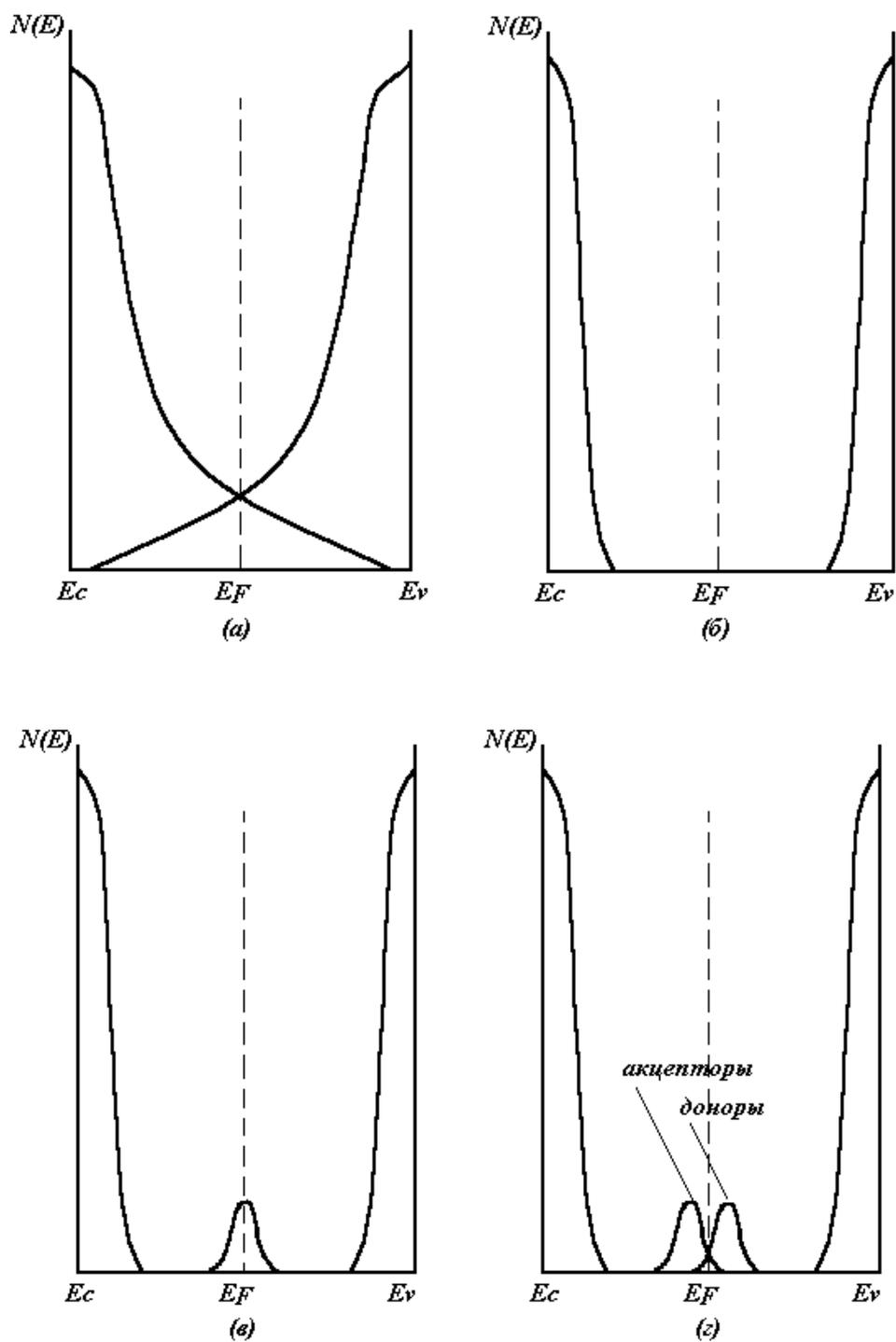


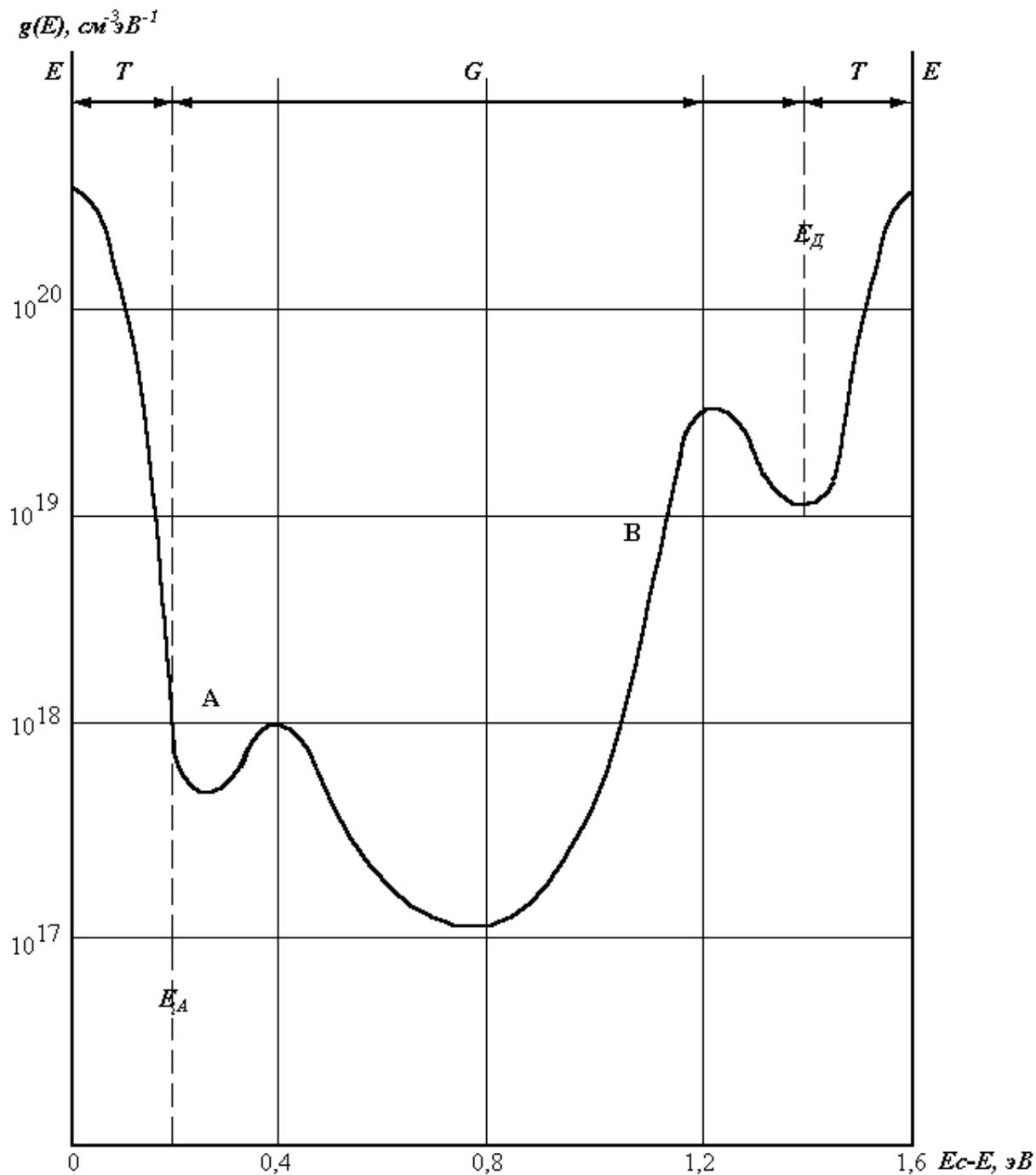
Рисунок 1.1 - Модели распределения плотности локализованных состояний в аморфных полупроводниках [7]: *а* - модель Коэна-Фрицше-Овшинского; *б* - модель идеального аморфного полупроводника без дефектов; *в* - модель Девиса-Мотта-Стрита; *г* - уточненная модель Девиса-Мотта-Стрита

Анализ экспериментальных данных по исследованию плотности локализованных состояний (ПЛС) позволил нарисовать более явную картину их распределения по энергии. Проявление прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка вблизи уровня Ферми, сигнала электронного парамагнитного резонанса у пленок $a\text{-Si:H}$ указывает на конечное значение плотности локализованных состояний, а минимум плотности состояний лежит между двумя максимумами [1].

Эксперименты по изменению дрейфовой подвижности в фотопроводимости подтверждают вид распределения, показанный на рис. 1.2.

Вид обобщенного распределения плотности состояний в $a\text{-Si:H}$ схож с модельным распределением Коэна-Фрицце-Овшинского, однако, если в модели КФО речь идет о перекрытии хвостов зон, то в обобщенной модели речь идет о перекрытии распределения дефектов [4].

Если для монокристаллического полупроводника зонная структура носит резкий характер и ширина запрещенной зоны, определяемая из электрофизических измерений, совпадает с оптической шириной запрещенной зоны, то для аморфных полупроводников это не так. Наибольшая подвижность носителей заряда наблюдается в разрешенных зонах. В хвостах зон, несмотря на достаточно высокую плотность состояний, подвижность резко убывает. Согласно Мотту [6], существуют граничные энергии, разделяющие локализованные состояния от распространенных и, таким образом, существует щель подвижности. Ширину щели подвижности, определяют из измерений температурной зависимости темновой проводимости и вычисления энергии активации темновой проводимости [1]. Для кристаллического кремния ширина запрещенной зоны 1,12 эВ. Для $a\text{-Si:H}$, в зависимости от условий получения, наличия примесей и т.д., E_g может составлять 1,6 - 1,85 эВ.



- E – распространённые состояния;
- T – состояния в хвостах зон;
- G – состояния в щели подвижности;
- A – акцепторноподобные состояния;
- B – донорноподобные состояния.

Рисунок 1.2 - Распределение плотности состояний в $a\text{-Si:H}$ [1, 4]

Полученные к настоящему времени многочисленные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что в аморфных твердых телах, так же как и в кристаллах, существуют разрешенные и запрещенные состояния для электронов, образующие, разрешенные и запрещенные зоны. Однако в запрещенной зоне аморфных веществ имеются разрешенные состояния, отчасти подобные обычным локальным уровням в кристаллических твердых телах, связанным, например, с дефектами структуры. Такие уровни, расположенные в запрещенной зоне некристаллического материала, могут быть обусловлены особенностью структуры данного вещества. В неупорядоченных материалах понятие «запрещенная зона» заменяется понятием «щель подвижности», по всей ширине которой плотность состояний остается конечной, хотя, возможно, и малой. Это схематически представлено на рисунке 1.1, где показаны «хвосты» состояний, выходящие из краев зон и простирающиеся в запрещенную зону. Энергетические уровни, расположенные глубоко в зоне проводимости и в валентной зоне, соответствуют делокализованным состояниям, в основном, таким же, как и в случае кристаллических твердых тел.

1.4 Глубокие центры в кремнии

Для описания глубокого центра обычно используются следующие параметры:

- энергия ионизации ΔE_t по отношению к дну зоны проводимости E_c для донорных уровней ($\Delta E_t = E_c - E_t$, где E_t – энергетическое положение центра в запрещенной зоне материала) или по отношению к потолку валентной зоны E_v для акцепторных уровней ($\Delta E_t = E_t - E_v$);
- концентрация N_t ;
- скорости тепловой эмиссии для электронов e_n и для дырок e_p ;
- сечения захвата для электронов σ_n и для дырок σ_p .

Сечение захвата на центр в значительной мере зависит от его зарядового состояния. В [23] приведены значения сечений захвата для притягивающего кулоновского центра – порядка 10^{-14} см²; для нейтрального – 10^{-17} - 10^{-16} см²; для отталкивающего – 10^{-19} см².

Рассмотрим опубликованные в литературе результаты исследования параметров ГУ в кремнии, группируя данные по отдельным типам дефектов структуры, аналогично подходу, использованному в [24].

Кремний является одним из наиболее исследованных с точки зрения дефектообразования и связанных с ним ГУ материалов. Кристаллический кремний имеет элементарную ячейку типа алмаза, которую можно представить в виде двух гранецентрированных кубических решеток, сдвинутых относительно друг друга на четверть объемной диагонали элементарной ячейки. Постоянная решетки – 5,43 Å, число атомов, приходящихся на элементарную ячейку, равно 8. Координационное число составляет 4, т.е. каждый атом окружен четырьмя эквидистантными ближайшими соседями, расположенными в вершинах соответствующего тетраэдра. Связь между атомами ковалентная, ориентированная в направлении $\langle 111 \rangle$ пространственных диагоналей кубической элементарной ячейки.

Одной из первых крупных монографий, посвященных свойствам и проявлениям глубоких примесных центров в полупроводниках, является книга А. Милнса [23]. Приведенные автором [23] параметры ГУ были получены во многих лабораториях различными методами, хотя преобладающим был метод изучения температурной зависимости эффекта Холла.

Обобщенные данные представлены в монографии С. Зи [25] (рисунок 1.3).

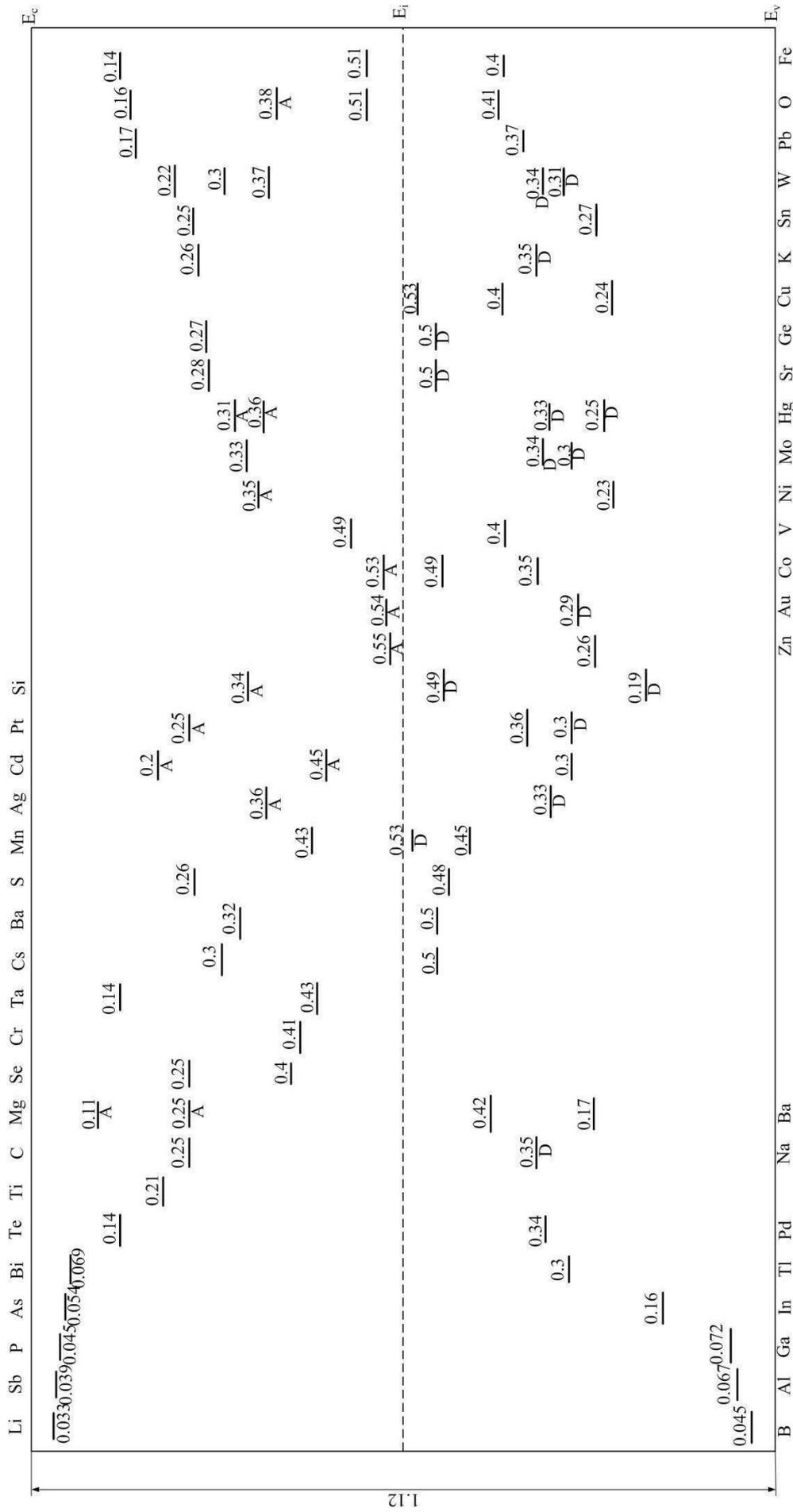


Рисунок 1.3 – Экспериментальные значения энергии ионизации различных примесных состояний в кремнии [25]

Следует заметить, что в ряде работ, анализируемых далее, термин «энергия ионизации» отражает не истинный физический смысл этого понятия, а положение уровня в запрещенной зоне относительно края одной из разрешенных зон, а иногда и просто без указания начала отсчета и природы уровня.

Собственные дефекты структуры. Пары Френкеля (вакансия V и междоузельный атом I) образуются при облучении полупроводника γ -квантами или быстрыми частицами [2, 11]. В дальнейшем V и I могут участвовать в комплексообразовании с примесными атомами и дефектами кристаллической решетки. В работе [26] указывается, что вакансия в кремнии может находиться в пяти зарядовых состояниях, образуя ГУ разной энергетической локализации в запрещенной зоне полупроводника: V^{++} , V^+ , V^0 , V и V^- . Результаты исследований [27, 28] показали, что стабильными зарядовыми состояниями вакансии в кремнии p -типа являются V^{++} и V^0 , а в низкоомном n - Si – V^- . Для вакансий в кремнии характерна инверсия в положении донорных уровней: донорные уровни, связанные с переходом $V^+ \rightarrow V^0$, расположены ниже (отсчет от дна зоны проводимости), чем донорные уровни, связанные с переходом $V^+ \rightarrow V^{++}$.

Для исследования положения ГУ авторами [26] применялся метод ЭПР в сочетании с облучением быстрыми электронами, создававшими вакансии и дивакансии в кремнии. Обнаружено, что многовакансионные комплексы образуются только под действием облучения. По мнению самих авторов, данные о положении верхних уровней дивакансий в запрещенной зоне требуют дальнейшего подтверждения. В кремнии, содержащем дивакансии, обнаружены полосы ИК-поглощения – 1,8; 3,3; 3,9 мкм [26]. В [23] отмечено, что отрицательно заряженная дивакансия образует в Si акцепторный уровень: $E_c - 0,42$ эВ, что не соответствует данным [26]. В табл. 1.1 приведены данные об энергиях миграции собственных дефектов кремния с указанием литературных источников. Результаты в целом соответствуют данным, приведенным в [9].

Таблица 1.1 - Экспериментальные данные по энергии низкотемпературной миграции собственных дефектов в кремнии [26]

Тип дефекта	Энергия миграции, эВ, определенная в работах	
	[28, 29]	[8]
V^{--}	0,18 (70-80 К)	0,18
V^{-}	—	0,25
V^0	0,45	0,33
V^{+}	0,33 (150-180 К)	0,48
V^{++}	$\leq 0,005$ (4,2 К)	0,13

В работе [30] приведены результаты экспериментов по облучению кремния γ -лучами (Co^{60}) с последующей термообработкой и исследованием положения уровней вакансионных комплексов при помощи эффекта Холла. Результаты несколько отличаются от описанных выше. Так, уровень двукратно отрицательно заряженной дивакансии: $E_c-0,39$ эВ; а однократно заряженной дивакансии: $E_v+0,25$ эВ.

Расчет положения уровня изолированной вакансии в кремнии методом функций Грина позволил авторам [22] найти три значения: $E_v+0,19$; $E_v+0,20$ и $E_v+0,25$ эВ. Последнее совпадает также с рассчитанным положением уровня дивакансии, что соответствует данным [30]. В целом значительный разброс данных свидетельствует об отсутствии однозначного решения этого вопроса.

Примеси. Энергетическое положение уровней примеси зависит от того, как ее атомы вписываются в электронную и геометрическую структуры основной решетки. Тенденция к образованию соединений и преципитатов при охлаждении может приводить к изменению соотношения между числом электрически активных и неактивных центров. Поэтому даже тщательные исследования иногда дают результаты, которые кажутся противоречивыми [23].

Золото является наиболее подробно изученной глубокой примесью в кремнии. Это вызвано особым практическим значением золота как примеси, при помощи которой можно управлять временем жизни носителей. По данным [23] золото создает два ГУ в кремнии – донорный $E_v+0,35$ эВ и акцепторный $E_c-0,54$ эВ. Авторы [31] при исследовании эффекта Холла в кремнии *p*-типа обнаружили положение глубокого донорного уровня золота – $E_v+0,33$ эВ. Из схемы, приведенной на рис. 1.3 [25], следует, что локализация донорного уровня золота соответствует значению $E_v+0,29$ эВ.

Углерод и кислород, попадающие в кремний при ряде технологических операций, являются, по-видимому, наиболее «актуальными» примесями, создающими ГУ в запрещенной зоне. В [23] отмечается, что углерод, скорее всего, является примесью замещения. В легированном углеродом кремнии наблюдалось ИК-поглощение в области 16,6 мкм, обусловленное колебаниями связи $C-Si$, и в области 9 мкм, обусловленное колебаниями связи $C-O$. Параметры ГУ углерода в [23] отсутствуют. По данным [26] углерод в Si образует два уровня: $E_c-0,12$ и $E_v+0,28$ эВ; отмечена также склонность к образованию комплексов $C-O$. К. Рейви [32] полагает, что углерод не создает донорные состояния в кремнии. Однако при увеличении концентрации углерода наблюдалось резкое уменьшение концентрации кислородных доноров, что может быть связано с указанной выше склонностью к образованию связей $C-O$. Поведению углерода в Si посвящена работа [33], где также отмечается тенденция к образованию связей углерода с кислородом и другими примесями, особенно при высоких температурах. По данным [25] (рис. 1.3) углерод создает в кремнии единственный донорный уровень $E_i=E_c-0,25$ эВ.

Кислород является одной из главных примесей в кристаллах, выращенных как по методу Чохральского, так и по методу зонной плавки. Основным методом исследования кислорода в Si является изучение инфракрасного поглощения. Комплексы SiO_2 дают интенсивный пик поглощения вблизи 9 мкм из-за валентных колебаний связей $Si-O$. По

интенсивности этой полосы поглощения определяют содержание кислорода в кремнии. Сама решетка Si имеет при 9 мкм лишь слабый максимум поглощения. На различных стадиях процесса термообработки кремния появляются и исчезают новые полосы поглощения, которые связаны с образованием промежуточных комплексов кремний-кислород [23].

Вопрос о положении уровней кислорода в Si все еще до конца не решен. Неоднократно наблюдался донорный уровень $E_c-0,19$ эВ, обусловленный комплексом SiO_4 [23]. Акцепторный уровень $E_c-0,17$ эВ связан с A -центром, который состоит из атома кислорода, связанного с вакансией, и может рассматриваться как замещающий атом кислорода. В обзоре [23] отмечено, что были обнаружены уровни $E_c-0,38$ эВ (акцептор), $E_c-0,31$ эВ (донор) и $E_v+0,35$ эВ (акцептор). Сообщалось о захвате носителей на акцепторный уровень $E_c-0,38$ эВ и уровень термодонора (SiO_4) $E_c-0,16$ эВ [30]. Было показано, что акцептор $E_v+0,35$ эВ является эффективным центром рекомбинации. К. Рейви [32] полагает, что изменение электрической активности кислорода при низкотемпературном отжиге является следствием изменения положения кислорода в кремниевой решетке. При этом два основных состояния кислорода – междоузельное и преципитатное (т.е. в равновесном соединении с кремнием в виде SiO_2) – соответствуют двум простым формам существования кислорода в кристалле Si . Однако сведений о положении энергетических уровней кислорода в [32] не приведено.

Авторы [30] в результате исследования ГУ в кремнии методом эффекта Холла в сочетании с термообработкой и γ -облучением Co^{60} обнаружили следующие уровни, связанные с кислородом: донорные $E_c-0,55$ и $E_c-0,16$ эВ; акцепторный $E_v+0,30$ (0,28) эВ. С данными [23, 34] совпадает лишь донорный уровень $E_c-0,16$ эВ.

В работе [35] получены два уровня кислорода в Si : $E_c-0,51$ и $E_v+0,41$ эВ (табл. 1.1). Отмечено, что эти уровни уширяются при комнатной температуре и через несколько недель исчезают.

Из данных рис. 1.3 [25] следует, что кислород создает в кремнии два донорных ($E_c-0,16$ и $E_c-0,51$ эВ) и два акцепторных ($E_c-0,38$ и $E_v+0,41$ эВ) глубоких уровня.

Состояние и поведение кислорода в кремнии при воздействии различных термообработок рассмотрены в [32, 36]. Показано, что растворенный в кремнии кислород увеличивает размер элементарной ячейки до 10 %. Это говорит в пользу междоузельного положения атома кислорода в решетке. На состояние кислорода в решетке кремния оказывают влияние дислокации. Это проявляется в том, что ненасыщенные связи дислокаций заполняются атомами кислорода. При охлаждении кремния кислород выделяется преимущественно на дислокациях и, по данным электронно-дифракционного анализа, в виде $\alpha\text{-SiO}_2$ и $\beta\text{-SiO}_2$. В [36] приведено положение донорного уровня, созданного кислородом в кремнии: $E_c-0,17$ эВ.

В [26] указаны три значения положения донорных ГУ кислорода в кремнии: $E_c-0,033$; $E_c-0,13$ и $E_c-0,3$ эВ, причем ни одно из них не соответствует ранее цитированным. Обобщая имеющиеся данные, представим положение энергетических уровней кислорода в кремнии в таблице 1.2.

Такое обилие энергетических уровней, по-видимому, связано с тем, что кислород может взаимодействовать с вакансиями, радиационными дефектами, дислокациями, другими примесями.

Взаимодействие примесных и собственных точечных дефектов. Выше были рассмотрены собственные и примесные дефекты отдельно. Многочисленные экспериментальные данные [2, 11, 23] свидетельствуют о том, что вследствие одновременного присутствия в кристаллах точечных дефектов обоих видов происходят сложные процессы взаимодействия их между собой, приводящие к образованию различных комплексов и вызывающие изменения в спектре энергетических уровней, наблюдаемых в запрещенной зоне полупроводника. Поле внутренних упругих напряжений кристаллической решетки, вызванное генерацией в ней точечных дефектов,

отличающихся по размерам и химической природе от основных атомов, а также электростатическое взаимодействие заряженных дефектов – основные причины взаимодействия дефектов и объединения их в комплексы.

Таблица 1.2 - Положение энергетических уровней кислорода в кремнии

Энергия уровня, эВ	Тип уровня	Литература
$E_c - 0,16$	донорный	[23]
$E_c - 0,31$	—“—	
$E_c - 0,17$	акцепторный	
$E_c - 0,38$	—“—	
$E_v + 0,35$	—“—	
$E_c - 0,033$	донорный	[26]
$E_c - 0,13$	—“—	
$E_c - 0,30$	—“—	
$E_c - 0,17$	донорный	[36]
$E_c - 0,16$	донорный	[30]
$E_c - 0,55$	—“—	
$E_c - 0,38$	акцепторный	
$E_v + 0,30$	—“—	
$E_v + 0,35$	—“—	
$E_c - 0,51$	донорный	[35]
$E_v + 0,41$	акцепторный	
$E_c - 0,16$	донорный	[25]
$E_c - 0,15$	—“—	
$E_c - 0,38$	акцепторный	
$E_v + 0,41$	—“—	

В работе [37] с помощью ЭПР установлены конфигурации ряда дефектов вакансионного типа V^+ и V^- , V_2^- и V_2^- , $V+P$, $V+As$, $V+Sb$, $V+Al$, $V+B$, $V+Ga$, $V+O$, однако энергии уровней не указаны.

В монографии Г. Матаре [11] обобщены данные по положению ГУ комплексов дефектов в кремнии. Важную роль в комплексообразовании

играют фоновые примеси и, в первую очередь, кислород. Как отмечалось выше, по результатам многочисленных исследований, он активно взаимодействует с собственными дефектами, основными атомами и примесями, приводя к появлению дополнительных уровней в запрещенной зоне.

Кислород в кремнии является весьма активной примесью и легко вступает во взаимодействие с примесными атомами и дефектами решетки. При облучении кремния кислород взаимодействует с V и I . Наиболее изученными дефектами в кремнии является комплекс кислорода с вакансией (A -центр). По данным измерения коэффициента Холла, ИК-поглощения, ЭПР A -центры имеют акцепторный характер с энергетическим положением $E_c-0,17$ эВ и максимальной концентрацией 10^{16} см⁻³. Они отжигаются при температуре выше 300 °С [2]. Этот результат весьма близок к полученному в [11]. Надежно установленная природа A - и E -центров в кремнии, связанная с образованием пар вакансия-кислород и вакансия-донор, наряду с экспериментальными данными по «заглублению» донорных уровней в кремнии при γ -облучении [2] подтверждает важную роль комплексообразования с участием точечных дефектов в формировании ГУ в полупроводниках. Заметим, что расчет авторов [22] положения ГУ комплекса вакансия-донор (E -центра) в запрещенной зоне кремния дал далекий от экспериментальных значений результат: $E_v+0,16$ эВ.

Обнаружен ряд ГУ в запрещенной зоне кремния, связанных с комплексами атомов углерода [38]. Взаимодействие междоузельных атомов кремния с углеродом вытесняет последние в междоузлия решетки. Углерод в междоузлии является амфотерным многозарядным центром: создает акцепторный ($E_c-0,22$ эВ) и донорный ($E_v+0,27$ эВ) уровни. В кристаллах, полученных методом зонной плавки, образуются комплексы $C-O$ с акцепторным ($E_c-0,16$ эВ) и донорным ($E_v+0,10$ эВ) уровнями. В кремнии, полученной методом Чохральского, преимущественно образуются комплексы $C-O$ донорного характера с энергией $E_v+0,35$ эВ.

В работе [22] показано, что с повышением концентрации углерода в кремнии возрастает тенденция к образованию свирл-дефектов, преобразующихся под действием термообработок в такие стабильные кристаллографические дефекты, как преципитаты и дефекты упаковки. При этом большое влияние на концентрацию указанных дефектов оказывают температура, длительность процесса, наличие атомов кислорода, междоузельного кремния, вакансий, с которыми атомы углерода активно взаимодействуют.

Установлено существование в кремнии сложных ассоциированных дефектов с участием атомов кислорода, углерода и первичных радиационных дефектов [39]. Уровни $E_v+0,35$ и $E_c-0,45$ эВ, обнаруженные в полученном методом Чохральского кремнии после облучения электронами, приписываются авторами комплексам $C-O-V_2$, образованным захватом дивакансий $C-O$ -комплексам. Предполагается, что уровень $E_v+0,21$ эВ принадлежит комплексам, в состав которых входят две вакансии и атомы бора. Отжиг этого центра происходит при температуре 350 - 420 °С. Кроме этого уровня, в зонном p -кремнии обнаружены два донорных уровня $E_v+0,28$ эВ после облучения электронами. Один из них отжигается при 250-300 °С и является дивакансией, другой отжигается при 80-150 °С и может быть связан с междоузельным углеродом. Значение энергии $E_v+0,28$ эВ совпадает с цитированными выше данными, полученными в [26].

Исследования взаимодействия радиационных дефектов с атомами лития [39] показали, что эти атомы в кремнии активно взаимодействуют с вакансиями при облучении. В результате реакций взаимодействия часть атомов лития становится электрически неактивной, а часть образует комплексы типа $Li-O-V$, $Li-O-I$, $Li-V_2$, которые обуславливают образование ГУ с $E_c-0,27$ и $E_v+0,48$ эВ. В [30] обнаружены три энергетических уровня $Li-V$: $E_c-0,09$; $E_c-0,45$ и $E_v+0,23$ эВ.

В [23] отмечено, что электрически активным состоянием может быть комплекс, образованный при взаимодействии двух междоузельных атомов

золота с дивакансией. При этом указано на сходство между уровнями золота $E_c-0,54$ и $E_v+0,23$ эВ и двумя из энергетических уровней дивакансий – $E_c-0,54$ и $E_v+0,28$ эВ.

В [2] установлено, что комплекс вакансия-атом фосфора имеет акцепторный характер с энергетическим уровнем $E_c-0,43$ эВ, отжигается при $T \sim 400$ К. Указанное значение энергии уровня близко к полученному в [11].

Определение четкой границы между влиянием дефектов, декорированных примесями, и беспримесными дефектами, по-видимому, практически невозможно из-за того, что очень трудно полностью избежать загрязнения материала примесями.

Линейные дефекты. Во многих работах [9, 11, 23, 32] показано, что процессы диффузии, термообработки, создания контактов, образования оксидных слоев вызывают кристаллографические нарушения, которые приводят к изменению или полному нарушению рабочих характеристик приборов. Экспериментальные исследования доказали, что влияние дислокаций на работу приборов проявляется в увеличении тока утечки $p-n$ -перехода и возникновении микроплазменных пробоев.

Электронные свойства дислокаций проявляются в образовании рядов ненасыщенных связей и трубок пространственного заряда [32, 40]. Вследствие перекрытия волновых функций трубки действуют как каналы высокой проводимости, причем в направлении, перпендикулярном этим трубкам, образующиеся барьеры имеют характеристики, соответствующие обратному смещению $p-n$ -перехода [11].

Дислокации в кремнии могут сильно влиять на электрические свойства кристалла за счет двух основных эффектов. Первый заключается в существовании упругих напряжений вокруг дислокаций, которые простираются на значительные расстояния от ее ядра. Второй эффект связан с наличием на дислокациях ненасыщенных связей, образование которых обусловлено нарушением периодичности кристаллической решетки в окрестности дислокации и приводит к появлению неспаренных электронов,

способных захватывать электроны из зоны проводимости [7, 32]. Вследствие образования «пары на оборванных связях» дислокация заряжается отрицательно. В материале *n*-типа электрон, захваченный ненасыщенной связью, будет создавать глубокий энергетический уровень вблизи валентной зоны. Таким образом, дислокации в кристаллах *n*-типа проявляют акцепторное действие, а *p*-типа – донорное [32].

В экспериментальных исследованиях [11, 13, 41] обнаружен акцепторный энергетический уровень дислокации в *n*-кремнии, имеющий положение $E_c - 0,64$ эВ. Пластическая деформация кремния *n*-типа привела, по данным [42], к созданию дислокационного глубокого уровня акцепторного типа с энергией $E_v + 0,39$ эВ. Акцепторное поведение дислокаций связывается со свободными связями экстраполуплоскости 60-градусной краевой дислокации. Два указанных выше значения в сумме дают приблизительно ширину запрещенной зоны кремния. Поэтому можно предположить, что определен один и тот же уровень, отличие заключается в начале отсчета энергии.

Модель «оборванных» связей на дислокациях вызывает серьезные сомнения в свете данных, свидетельствующих о том, что дислокации в кремнии расщеплены [32, 40]. Электронные свойства расщепленных дислокаций определяются свойствами дефектов упаковки и ограничивающих их частичных дислокаций. Зависимость электронных свойств дислокаций от структуры ядра дислокации оказалась более сложной, чем следует из простой модели оборванных связей [7, 32].

При пластическом деформировании монокристаллов ковалентных полупроводников в температурном интервале пластичности наряду с дислокациями образуются точечные дефекты, перераспределяются примеси и изменяется их состояние. Вклад этих эффектов в некоторых случаях превосходит изменения, связанные с дислокациями, и может даже привести к инверсии или осцилляции типа проводимости образца [40, 43]. Все это вместе со сложностью создания кристаллов с заданной дислокационной

структурой обусловило противоречивость экспериментальных данных о положении дислокационных уровней при исследовании их методами эффекта Холла, фотопроводимости, рекомбинационного излучения и др.

В работе [44] получено, что уровень дислокации в *n-Si* может проявлять как донорный, так и акцепторный характер; положение этого уровня зависит от удельного сопротивления полупроводника. Авторы изучали выпрямляющее действие изолированных дислокаций в кремнии *n*-типа и обнаружили, что обратный ток барьеров на дислокациях имеет генерационно-рекомбинационную природу, определяемую процессами генерации на глубоких центрах в области объемного заряда. В результате измерений электропроводности в [45] обнаружены два типа дислокационных акцепторных уровней: $E_v+0,27$ и $E_v+0,44$ эВ, степень заполнения которых существенно зависела от температуры и времени деформирования (или последующего отжига).

Полученные разными авторами данные представлены в табл. 1.3.

Таблица 1.3 - Положение энергетических уровней дислокации в запрещенной зоне кремния *n*-типа

№ п/п	Энергия уровня, эВ		Тип уровня	Литература
1	$E_c - 0,64$		акцепторный	[11, 13, 41]
2	$E_v + 0,39$		—“—	[42]
3	$E_v + 0,52$		—“—	[44]
4	$E_v + 0,5$	в зависимости от удельного сопротив- ления кремния	донорный	—“—
5	$E_v + 0,42$		—“—	—“—
6	$E_v + 0,38$		—“—	—“—
7	$E_v + 0,27$		акцепторный	[45]
8	$E_v + 0,44$		—“—	—“—

Анализ опубликованных данных свидетельствует о том, что неоднозначность количественных результатов экспериментов можно объяснить скорее не различием в методических подходах, а разной степенью загрязнения исследуемого полупроводника.

В [32] отмечено, что дефекты упаковки Si вносят донорные уровни $\sim E_c - 0,1$ эВ, частичные дислокации создают уровни $\sim E_c - 0,3$ эВ.

Подводя итог проведенному анализу локализации различных ГУ в запрещенной зоне кремния, можно сделать вывод об отсутствии четкой зависимости между конкретными дефектами структуры и энергией ГУ. По-видимому, лишь при целенаправленном создании определенного вида дефектов (например, легировании полупроводника какой-либо примесью) можно анализировать полученные результаты путем их сопоставления с накопленными в литературе (причем, часто противоречивыми) данными.

1.5. Влияние глубоких центров на характеристики кремния и приборов на его основе

Электронные свойства глубоких центров оказывают значительное влияние на характеристики, качество и надежность полупроводниковых приборов.

В настоящее время значительно больше известно о химических и кристаллографических особенностях дефектов структуры, чем об их влиянии на характеристики приборов [11, 24]. Отсутствуют количественные соотношения между концентрацией дефектов и электрическими характеристиками биполярных и униполярных приборов. Установлению таких соотношений в значительной степени препятствует появление дефектов в исследуемом материале в ходе технологического процесса изготовления приборов. Как правило, число таких дефектов намного превышает число дефектов в исходной пластине [32]. С другой стороны, несовершенства структуры при определенных условиях могут оказывать косвенное влияние на деградацию параметров приборов. Например,

осаждение примесей на дислокациях может быть значительно более опасным, нежели сами дислокации.

Причины деградации характеристик приборов из-за наличия кристаллографических дефектов сложны, многочисленны и еще мало изучены. Обширный экспериментальный материал по изучению влияния глубоких центров, созданных несовершенствами структуры материалов, на характеристики полупроводниковых приборов, как правило, носит качественный характер.

Рост объемов производства и повышение степени интеграции БИС требуют увеличения диаметра монокристаллов, а также стабильной примесной и структурной однородности исходного кремния.

Требования к чистоте и совершенству материалов, используемых для изготовления полупроводниковых приборов и интегральных схем, настолько высоки, что самые современные методы определения концентрации нежелательных примесей часто оказываются менее чувствительными к их присутствию, чем изготовленные приборы.

Современная технология обеспечивает получение практически бездислокационных монокристаллов полупроводников. Однако опыт использования таких материалов показал, что при этом резко возрастает роль точечных дефектов – вакансий, примесных атомов и их комплексов [11, 15, 46]. В отсутствие дислокаций, являющихся стоком для точечных дефектов, в ходе технологического процесса изготовления приборов происходит постоянное увеличение концентрации вакансий и нежелательных примесей: натрия, калия, меди, золота и т.д. в полупроводниковом материале. В таких монокристаллах возникают центры конденсации и образуются кластеры. При последующих термодиффузионных операциях эти дефекты взаимодействуют между собой, с атомами примеси, междоузельными атомами, образующимися при окислении, и образуют вторичные несовершенства – дефекты упаковки (ДУ) и дислокационные петли (ДП) [11, 32, 47].

К проблеме исследования влияния кристаллографических дефектов и создаваемых ими ГУ на свойства материалов и приборов возможны два подхода. Первый состоит в исследовании влияния ГУ на проводимость, подвижность и время жизни носителей заряда и позволяет получить информацию относительно электрических свойств дефектов.

Другой подход заключается в изучении влияния ГЦ на характеристики приборов и микросхем [11, 32, 47-52]. Использование этого подхода является обязательным этапом при разработке «бездефектной» технологии изготовления приборов.

1.5.1. Влияние дефектов структуры на свойства кремния

Современный уровень структурно-примесных характеристик кремния и требования к этому материалу, предъявляемые производством СБИС, рассмотрены в [53]. Из табл. 1.4 следует, что для достижения ряда требований необходимо дальнейшее совершенствование технологических процессов получения монокристаллов кремния.

Как уже отмечалось выше, любая технологическая операция изготовления приборов, особенно связанная с термической обработкой, приводит к созданию дополнительных дефектов. В табл. 1.5 [54] приведены результаты исследования концентрации линейных дефектов кремния, а также ГЦ, образующихся в результате различных термообработок. Из табл. 1.5 следует, что режим термообработки кремния влияет как на тип возникающих дефектов (ДУ, ДП), так и на параметры образованных ГУ (концентрацию N_t и энергию ионизации ΔE_t). Обнаружено, что концентрация ГУ на $2 \div 13$ порядков превышает концентрацию линейных дефектов. В качестве возможной причины указанного в [54] высказано предположение о возникновении вокруг дефектов полей механических напряжений, приводящих к генерации ГЦ.

Таблица 1.4 - Структурно-примесные характеристики монокристаллов и подложек кремния [53]

Контролируемые характеристики кремния	Способ получения монокристаллов кремния		Современные требования, предъявляемые к кремнию
	Метод Чохральского	Бестигельная зонная плавка	
Время жизни носителей, мкс	30-300	50-500	300-1000
Концентрация кислорода, см ⁻³	2,5·10 ¹⁷ -2·10 ¹⁸	Не обнаружен	Однородность распределения по длине и площади сечения
Концентрация углерода, см ⁻³	5·10 ¹⁶ -2,5·10 ¹⁷	5·10 ¹⁵ -5·10 ¹⁶	5·10 ¹⁵
Концентрация примесей тяжелых металлов, см ⁻³	≤5·10 ¹³	≤5·10 ¹¹	≤5·10 ¹⁰
Плотность дислокаций в исходном кремнии, см ⁻²	500 (как правило, <1)	500 (как правило, <1)	1
Плотность дислокаций в кремнии после термической обработки (1373 К), см ⁻²	Петли дислокаций (10 ² -10 ⁴)	Присутствуют частичные дислокации, окаймляющие ДУ	Дислокаций и ДУ на поверхности подложек не должно быть
Плотность дислокаций в эпитаксиальном слое, см ⁻²	≤500	≤500	≤1
Контроль обратной стороны подложки	Не контролируется	Не контролируется	Контролируется

Таблица 1.5 - Тип и характеристика дефектов, образующихся при термообработке в кремнии [54]

Режим обработки (температура и время)	Тип дефекта	Концентрация дефектов, см ⁻³	Характеристики ГУ	
			ΔE _t , эВ	N _t , см ⁻³
Исходный кремний	Нет	—	—	—
923 К, 3 ч	—«—	—	0,46	8·10 ¹³
923 К, 3 ч + 1273 К, 10 ч	ДП	—	0,46	5·10 ¹³
	ДУ		0,40	9·10 ¹⁸
1023 К, 100 ч	КП	10 ¹¹	0,47	3·10 ²⁰
1023 К, 100 ч + 1143 К, 75 ч	ДП	10 ¹⁶	0,55	3·10 ¹⁸
1023 К, 100 ч + 1373 К, 1 ч	ДУ	3·10 ⁹	0,63	1·10 ¹⁶

Считается, что наиболее ярко проявляющиеся неоднородности электрических свойств, связанные с процессами роста кристаллов, вызываются кластерами микродефектов. Локальные скопления точечных дефектов и примесей вызывают заметные изменения электрических свойств.

В работах [55, 56] показано, что преципитация кислорода в кремнии приводит к резкому снижению времени жизни неосновных носителей как в среднем по площади монокристалла, так и локально в местах преципитации. Кроме того, преципитация кислорода в кремнии является причиной роста напряженности электрического поля, что стимулирует микроплазменный пробой *p-n*-перехода, созданного в таком материале.

При изучении аномально высокого рассеяния электронов в пластически деформированном кремнии *n*-типа в зависимости от плотности дислокаций авторы [57] обнаружили, что при $N_{дисл} \geq 2 \cdot 10^8$ и температуре 100-120 К наблюдалось резкое уменьшение подвижности. Температура, при которой подвижность носителей была минимальной, коррелировала с температурой заполнения электронами глубоких ловушек, обнаруженных в дефектных образцах. Сделан вывод о том, что подобное рассеяние может происходить на заряженных примесных центрах, окружающих дислокацию.

1.5.2 Влияние глубоких центров на характеристики *p-n*-перехода

Кристаллографические дефекты оказывают значительное влияние на величину обратного тока и напряжение пробоя *p-n*-перехода. Неоднородный пробой, возникающий обычно как результат присутствия примесей и несовершенств, может приводить к разным эффектам [32, 58-62]: «смягчению» обратной ветви ВАХ (увеличению токов утечки); большим флуктуациям амплитуды тока в предпробойный период; появлению свечения в отдельных точках *p-n*-перехода (микроплазменная эмиссия). Преждевременный пробой *p-n*-перехода очень часто вызывается теми же

дефектами, которые приводят к повышению токов утечки при обратном смещении *p-n*-перехода.

Данные [32] свидетельствуют о том, что свирл-дефекты и те модификации, в которые они превращаются (например, дефекты упаковки) под действием технологических обработок, могут служить локальными рекомбинационными центрами в кристалле. Электрические свойства приборов определяются положением дефектов на поверхности кристалла и расположением относительно обедненной области *p-n*-перехода. В [32] получена корреляция между величиной обратного тока *p-n*-перехода и плотностью свирл-дефектов.

Исследования [32] показали, что большая часть дефектов, вызывающих генерационно-рекомбинационные явления в областях, содержащих свирл-дефекты, представляют собой так называемые окислительные дефекты упаковки (ОДУ), возникающие в процессе окисления. Кроме того, дефекты упаковки наблюдаются и в тех приборах и кристаллах, в которых какие-либо другие дефекты отсутствуют.

В [63] было замечено непосредственное влияние краевых дислокаций, образующихся при диффузии фосфора, на «мягкие» обратные ВАХ переходов эмиттер-база и коллектор-база в кремниевых планарных транзисторах. Это явление объясняется двумя возможными эффектами: созданием центров генерации носителей пересекающимися *p-n*-переходы дислокациями и искривлением энергетического барьера вблизи дислокаций вследствие локального растяжения и сжатия решетки.

В [64] исследовали влияние примесей *Au*, *Fe*, *Ni*, *Cu*, *Ta* и *W* на обратные ВАХ *p-n*-переходов. Указанные примеси (за исключением золота) приводили к ВАХ, описываемой двумя составляющими: обычной составляющей, вызванной генерацией носителей, и составляющей слабой утечки, которая доминировала над первой выше некоторого порогового напряжения. Ток утечки наблюдался в тех случаях, когда концентрация примесей металла превышала его растворимость в кремнии и

образовывались преципитаты металла. Присутствие примеси золота способствовало увеличению тока через p - n -переход при заданном смещении. Это может быть обусловлено появлением дополнительной составляющей тока в области объемного заряда, а также уменьшением объемного времени жизни носителей [23].

Напряжение пробоя в кремниевых n^+ - p -переходах снижалось при введении примесей золота и меди [23]. Причиной может быть тенденция к образованию преципитатов при высокой концентрации примесей. Последние нарушают однородность электрического поля и, таким образом, способствуют возникновению микроплазм [23].

1.5.3 Влияние глубоких центров на характеристики и параметры полупроводниковых приборов и элементов интегральных схем

Влияние дефектов на свойства биполярных транзисторов проявляются в повышении токов утечки обоих переходов и снижении пробивного напряжения, а также в образовании «закороток» или «спаек» между эмиттером и коллектором; уменьшении коэффициента усиления по току β [65, 66]; ухудшении шумовых характеристик [66, 67], снижении процента выхода годных приборов [32, 68].

Основным видом дефектов, обуславливающих деградацию биполярных транзисторов с мелкими p - n -переходами, являются эмиттерные или эмиттерно-коллекторные трубки (ЭКТ) или «спайки» [32]. Физически эмиттерные трубки в n - p - n -транзисторе представляют собой локализованные области n -типа проводимости, проходящие насквозь через эмиттерный переход и базу, и закорачивающие эмиттер с коллектором. Электрически ЭКТ обнаруживаются при исследовании обратно смещенного коллекторного перехода. Действие этих дефектов проявляется в возникновении избыточной составляющей тока эмиттер-коллектор в различных режимах работы транзистора [32]. В [32] получена прямая корреляция между ВАХ

транзисторов с мелкими p - n -переходами, содержащих ЭКТ, и существованием точек локального увеличения наведенного тока в эмиттере.

Для образования ЭКТ обычно достаточно установления физического контакта между эмиттером и коллектором [32]. Однако, как и во всех других явлениях, связанных с дефектами, большое влияние на эти процессы оказывают быстро диффундирующие примеси. Наиболее детально этот вопрос был исследован при рассмотрении поведения золота в кремнии. В [32, 63] было обнаружено, что в присутствии золота увеличивается число транзисторов с ЭКТ. Высказано предположение, что образование ЭКТ происходит в результате аккумуляции золота на дислокациях, ограничивающих эпитаксиальные дефекты упаковки. Отсутствие золота или его удаление путем геттерирования приводило к тому, что ВАХ p - n -переходов становились нормальными («жесткими»), а вероятность возникновения ЭКТ – очень малой, даже при наличии структурных дефектов в базе транзистора.

В работе [33] изучалось влияние примеси углерода в исходном кремнии на характеристики мощных приборов (диодов, транзисторов и тиристоров), а также интегральных схем, изготовленных на его основе. Обнаружено, что при наличии углерода в кремнии обратные характеристики p - n -переходов мощных транзисторов становились «мягкими», а пробивное напряжение снижалось с 2000 В до 500 В при токе 50 мА. В то же время характеристики элементов ИС, изготовленных на таких же пластинах, не были чувствительны к высокой концентрации углерода. Указанное оказалось справедливым как для МОП-приборов, так и для биполярных, и не зависело от того, формировались приборы непосредственно на пластинах или в эпитаксиальных слоях. Авторы [33] связали обнаруженные явления с образованием преципитатов примесей металлов на свирл-дефектах, возникающих в кремнии при повышенной концентрации углерода.

В ряде работ [60, 66, 67] показано, что дефекты структуры увеличивают генерацию шума в p - n -переходах. В цифровых логических схемах, где

выходной сигнал определяется разностью напряжений насыщения базы и коллектора, сравнимой по величине с генерируемым шумом, этот параметр становится критическим [60]. Обнаружено, что на дробовой шум дислокации не влияют, а к увеличению $1/f$ -шума приводят дислокации, расположенные под углом к p - n -переходу.

Эффективность влияния дислокаций на электрофизические характеристики приборов определяются типом дислокаций. Результаты исследований [68] представлены в таблице 1.6.

Таблица 1.6 - Зависимость электрических параметров транзистора от плотности дислокаций [123]

Коэффициент шума транзистора, дБ	Коэффициент усиления транзистора по мощности	Плотность дислокаций, см ⁻²
43,6	16	$4 \cdot 10^7$
32,0	28	$2 \cdot 10^6$
3,5	85	$2,8 \cdot 10^3$

Влияние дислокаций на время жизни неосновных носителей ($\tau_n \approx N_{\text{дисл}}^{-1}$), связанное с наличием глубоких уровней в запрещенной зоне полупроводника, обуславливает зависимость длительности переключения полупроводниковых приборов от типа и плотности дислокаций. В работе [69] получено, что введение дислокаций плотностью до $(1,5-2) \cdot 10^5$ см⁻² позволяет в 1,4-2 раза снизить время переключения полупроводниковых приборов без заметного ухудшения электрических характеристик.

Результаты исследований многих авторов указывают на значительное влияние дефектов на работоспособность и надежность МОП-приборов и схем. Данные [70] свидетельствуют о том, что суммарный поверхностный заряд МОП-систем на основе кремния n -типа, содержащего дислокации, меньше, чем на основе бездислокационного кремния. Авторы объясняют это

захватом свободных электронов на разорванные связи дислокационных акцепторов.

1.5.4 Глубокие центры на границе раздела силицид платины-кремний

Глубокие центры образуются практически на всех основных технологических операциях, на которых происходит активное воздействие на поверхность рабочей пластины. В технологии диодов Шоттки Pt-Si наибольшую опасность, с точки зрения возникновения неконтролируемых ГЦ, представляют операции нанесения металлических пленок, плазмо-химической очистки поверхности кремния, вскрытия контактных окон в окисле. Наиболее активной примесью, образующей ГЦ является платина, поскольку эта примесь является многозарядной. Кроме того, вероятны дефекты из-за структурного нарушения поверхности Si вследствие ионной бомбардировки при сухом травлении.

Растворимость платины в кремнии по данным, полученным методом нейтронной активации, составляет 10^{17} см⁻³ после диффузии при 1150 °С [71]. Доля электрически активной платины на поверхности Si по данным DLTS анализа колеблется в пределах 10^{13} - 10^{15} см⁻³ для различных уровней [72]. Считается, что платина занимает деформированные узлы кристаллической решетки кремния, однако в определении энергетического положения уровней платины в запрещенной зоне существует значительная неопределенность. Кроме того, в ряде работ отмечается плохая воспроизводимость результатов по регистрации спектров ГУ.

Исследования методом ЭПР свидетельствуют о наличии двух акцепторных уровней: $E_V + 0,34$ и $E_V + 0,45$ эВ, причем последний связывают с наличием кислорода. На основе измерений температурной зависимости проводимости найдены уровни $E_C - 0,25$; $E_V + 0,30$; $E_V + 0,36$ эВ. Методом РСГУ зарегистрировано от 2-х до 7 уровней, что, вероятно, связано с различными условиями введения примеси. Акцепторные с энергиями

0,19; 0,28; 0,36 (0,33); 0,41 эВ и донорные - 0,23; 0,34; 0,52 эВ. Причем, уровень E_C - 0,52 эВ определен лишь в одной публикации и его связывают с комплексом платина-кислород [72].

1.5.5 Глубокие центры, образующиеся при вскрытии контактных окон в окисле методом реактивно-ионного плазменного травления

Метод реактивно-ионного плазменного травления (РИПТ) находит широкое применение в полупроводниковой микроэлектронике и в особенности в субмикронной технологии вследствие высокой скорости, селективности и анизотропии травления [73-75]. Так, по сравнению с плазмо-химическим травлением (ПХТ) показатель анизотропии РИПТ в 3-5 раз выше [75]. Вместе с тем, процесс РИПТ оказывает более существенное влияние на свойства обрабатываемой поверхности по сравнению с ПХТ, так как удаление материала происходит как за счет химических реакций между свободными атомами и радикалами, образующимися в плазме, так и в результате физического распыления ускоренными ионами с энергией, превышающей 100 эВ [75]. Видоизменение поверхности в процессе РИПТ непосредственно связано с образованием глубоких центров [73-77]. Распыляемый ионной бомбардировкой материал катода реактора осаждается на подвергаемые травлению пластины, образуя примесные ГЦ. Кроме того, при взаимодействии частиц высокой энергии из плазмы (электронов, ионов, фотонов) с поверхностью кремния возможно образование ГЦ дефектов. Возникновение ГЦ способствует рентгеновское излучение плазмы.

Модель поверхности кремния после проведения РИПТ в плазме CF_4 при плотности ВЧ мощности $W=0,24 \text{ Вт/см}^2$ предложена в работе [75]. На основе РСГУ и оже-анализа установлено, что атомы элементов, входящих в состав плазмы, в том числе и продукты распыления стального катода реактора, проникают на глубину до нескольких десятков ангстрем, образуя промежуточный слой. Область нарушенного слоя кремния, содержащая ГЦ,

простирается на несколько сотен ангстрем. Предполагается, что нарушенный слой образуется при диффузии атомов из промежуточного слоя и (или) непосредственно вследствие имплантации распыленных ионов катода.

Влияние РИПТ кремния в плазме $\text{CF}_4 + \text{O}_2$ ($W = 1,12 \text{ Вт/см}^2$) на электро-физические параметры диодов Шоттки Au - n-Si изучали в [76]. Обнаружено значительное понижение высоты потенциального барьера и увеличение обратного тока диодов после воздействия плазмой, которое связывают с возникновением электрически активных дефектов - дивакансий в кремнии. DLTS анализ показал наличие ГЦ донорного типа. Аналогичный ГУ наблюдали и в диодах Au - n-Si, сформированных после РИПТ в плазме $\text{SF}_6 + \text{O}_2$ [77]. Причем, в данном случае оказалось, что концентрация ГЦ возрастает с увеличением времени обработки пластин. Следовательно, опубликованные работы свидетельствуют о том, что РИПТ кремния связано с образованием как примесных ГУ, так и ГУ дефектов.

Таким образом, однозначной общепринятой теории, устанавливающей взаимосвязь между характеристиками глубоких уровней и параметрами технологического режима изготовления элементов микро- и нанoeлектроники является актуальной задачей.

1.6 Методы исследования глубоких энергетических уровней

В настоящее время разработано значительное количество методов экспериментального исследования параметров ГУ. Условно можно разделить существующие методы на пять групп:

- 1) методы микроструктурного анализа;
- 2) электрические методы;
- 3) фотоэлектрические методы;
- 4) оптические методы;
- 5) радиочастотные методы.

На электрофизические свойства полупроводниковых барьерных структур в основном влияют электрически активные ГЦ. Поэтому

целесообразно использовать электрические методы. Основными электрическими методами для исследования ГУ являются методы:

- 1) вольт-фарадных характеристик [78];
- 2) термостимулированной емкости;
- 3) термостимулированного тока;
- 4) спектроскопия адмиттанса [79];
- 5) спектроскопия НЧ шума;
- 6) релаксационная спектроскопия глубоких уровней.

Основные характеристики перечисленных выше методов представлены в таблице 1.7

Таблица 1.7 – Характеристики методов исследования глубоких уровней

Метод	Параметры метода	Достоинства	Недостатки
Вольт-фарадных характеристик	Чувствительность $Nt/N_D - N_A / = 10^{-2} - 10^{-3}$	Неразрушающий.	Низкая чувствительность. Особые требования к конфигурации образцов и барьерному контакту.
Термостимулированных токов и термостимулированной емкости	Чувствительность $Nt/N_D - N_A / = 10^{-3}$	Неразрушающий.	Низкая чувствительность. Повышенные требования к линейности и скорости нагрева образца.
Спектроскопия адмиттанса	Чувствительность $Nt/N_D - N_A / = 10^{-3}$ Разрешение по энергии - до $2kT$ Размеры барьерного контакта - обычно 100 мкм – 1 мм	Неразрушающий.	Особые требования к конфигурации образцов и барьерному контакту. Необходимость использования модельных расчетов.

Продолжение таблицы 1.7

Метод	Параметры метода	Достоинства	Недостатки
Спектроскопия НЧ шума	Чувствительность $Nt/N_D - N_A / = 10^{-3}$	Неразрушающий. Не требуется барьерный контакт	Не требует барьерного контакта
Релаксационная спектроскопия глубоких уровней	1) Чувствительность по концентрации дефектов до $Nt/N_D - N_A / = 10^{-4}$ для емкостной и 10^{-5} для токовой РСГУ 2) Разрешение по энергии – до $2kT$ 3) Рекомендуемая емкость барьерной структуры - 10-100 пФ 4) Размеры барьерного контакта - обычно 100 мкм – 1 мм	Неразрушающий. Высокая чувствительность по концентрации дефектов с ГУ	Особые требования к конфигурации образцов и барьерному контакту. Чувствительность к токам утечки

Исходя из анализа основных характеристик перечисленных электрических методов, следует сделать вывод, что наиболее чувствительным методом по измерению концентрации ГЦ является метод релаксационной спектроскопии глубоких уровней. Данный метод позволяет определять следующие параметры ГУ: энергию активации, концентрацию и сечение захвата. В связи с этим метод РСГУ был выбран в качестве основного метода для исследований глубоких энергетических уровней барьерных структурах на основе кристаллического и аморфного гидрогенизированного кремния, проводимых в диссертационной работе.

Выводы к главе 1

1. Понятие дефекта, как пространственно локализованной части структуры твердого тела со свойствами, достаточно сильно отличающимися от свойств идеальной структуры, основано на рассмотрении ближнего порядка и может, наряду с кристаллическими материалами, применяться к неупорядоченным.

2. Анализ теорий, описывающих локализованные энергетические состояния (глубокие центры) в кристаллических и неупорядоченных материалах, показал, что теоретический расчет параметров ГУ, создаваемых различными дефектами, базируется на приближении сильной связи и применении метода функций Грина. Это позволяет перейти от полуэмпирических моделей приближения линейной комбинации атомных орбиталей к расчетам энергетической локализации состояний вблизи собственных и примесных дефектов.

3. Анализ результатов измерения параметров глубоких энергетических уровней, создаваемых дефектами в запрещенной зоне кремния, показал, что различные глубокие центры могут иметь близкие или совпадающие по величине значения энергии ионизации. Это приводит к необходимости создания расширенной базы данных по глубоким центрам.

4. Электрически активные дефекты оказывают существенное влияние на функционирование полупроводниковых приборов и ИС. Например, увеличение концентрации ГЦ приводит к уменьшению времени жизни носителей заряда. Это может иметь как положительное влияние – увеличение быстродействия, так и отрицательное – увеличение генерационно-рекомбинационной составляющей тока, повышение плотности граничных состояний, снижение пробивных напряжений и т.д. Число точечных и линейных дефектов, возникающих во время проведения технологических операций изготовления полупроводникового прибора, значительно превышает число дефектов, изначально присутствующих в исходном материале. Таким образом, задача контроля электрически активных ГЦ в

процессе изготовления полупроводниковых приборов и ИС является актуальной.

5. Анализ экспериментальных методов исследования электрически активных дефектов показал, что наибольшей чувствительностью по концентрации ГЦ и разрешающей способностью по энергии ионизации обладает метод релаксационной спектроскопии глубоких уровней. Расширение динамического диапазона метода РСГУ с регистрацией токов релаксации возможно при условии снижения влияния токов сквозной проводимости (утечки) в исследуемых барьерных структурах, которого можно достичь технологическими и аппаратными способами.

Глава 2. Разработка установки релаксационной спектроскопии глубоких уровней с компенсацией токов утечки

Как было отмечено ранее, в полупроводниковых материалах практически всегда присутствуют дефекты, образующие глубокие уровни в запрещенной зоне, называемые также глубокими центрами (ГЦ). К глубоким центрам относят дефекты кристаллической решетки, атомы примесей, радиационные дефекты и дефекты термообработки.

Влияние глубоких ловушек на электрофизические свойства полупроводников заключается в том, что они действуют как рекомбинационные ловушки, либо как ловушки захвата для свободных носителей заряда. В первом случае это приводит к резкому уменьшению времени жизни и диффузионной длины неосновных носителей заряда (НЗ), что влияет на различные характеристики полупроводниковых приборов. Одно из наиболее важных проявлений влияния глубоких уровней как безызлучательных рекомбинационных ловушек состоит в уменьшении эффективности излучения в светодиодах и лазерах. Как ловушки захвата глубокие уровни влияют на эффекты накопления заряда [80].

Контролируемое введение глубоких ловушек в ряде случаев придает полупроводниковым материалам и приборам нужные свойства. Примером этого может служить легирование арсенида галлия хромом с целью получения полуизолирующего материала или введение примеси золота в кремний для уменьшения времени жизни носителей заряда при производстве быстродействующих диодов и тиристоров. Тот факт, что с глубокими ловушками связаны как желательные, так и нежелательные эффекты, указывает на важность понимания их свойств, необходимость контроля их наличия или возникновения в процессе производства полупроводниковых приборов.

Подобно ловушкам с глубокими уровнями ведут себя КЯ и КТ в составе полупроводниковых наногетероструктур, получивших широкое практическое применение в последнее время. В наноструктурах движение

носителей заряда ограничено в одном или более направлениях, что ведет к кардинальному изменению энергетического спектра носителей заряда и возникновению целого ряда новых физических явлений.

Для исследования таких параметров глубоких уровней, как энергия ионизации, концентрация, сечение захвата, применяются методы: вольт-амперных и вольт-фарадных ($C-V$) характеристик, термостимулированной емкости, термостимулированного тока, спектроскопии адмиттанса, релаксационной спектроскопии глубоких уровней, спектроскопии НЧ-шумов.

Как было отмечено ранее, для неразрушающего контроля глубоких центров наиболее подходит метод релаксационной спектроскопии глубоких уровней (РСГУ).

2.1 Физические основы метода релаксационной спектроскопии глубоких уровней

Релаксационная спектроскопия глубоких уровней (РСГУ) подразделяется на изотермические и термостимулированные методы, сущность и сравнительные характеристики которых достаточно хорошо представлены в ряде обзоров [14, 81 – 83].

В основе РСГУ лежит изучение изменения барьерной емкости диода Шоттки (р–n–перехода) или тока через него при изменении заселенности электронами (дырками) глубоких уровней в области пространственного заряда под действием внешнего напряжения или освещения [81, 84]. При этом, как правило, принимают следующие допущения и модельные представления [14, 81, 82, 84 – 88]:

- в ОПЗ и базе диода имеется один однозарядный глубокий центр, соответствующий уровню E_t , для которого $E_C - E_t < E_C - E_i$ и $E_F - E_t > 4 \cdot kT$ при $x > W$, где W – ширина ОПЗ;

- уровень E_t полностью заполнен электронами при $x > W - \lambda$ и не заполнен при $x < W - \lambda$, где λ – расстояние от внутренней границы ОПЗ до

точки пересечения E_t с уровнем Ферми, что означает прямоугольное приближение функции заполнения;

- концентрация основной легирующей примеси и ГУ распределена однородно во всей ОПЗ и базе: $N_g = \text{const}$ и $N_t = \text{const}$, причем $N_t/N_g \ll 1$;

- ОПЗ полупроводника эквивалентна диэлектрику (приближение полного обеднения); это означает, что при $x=W$ плотность объемного заряда $\rho(x)$ изменяется скачком от eN_D до нуля.

Отметим, что указанные допущения на практике не всегда справедливы, однако для понимания сущности протекающих при РСГУ процессов вполне приемлемы.

Рассмотрим при принятых допущениях переходной процесс установления квазиравновесного состояния при скачкообразном изменении напряжения на $p^+ - n$ – переходе (или слое Шотки с базой n – типа) от нуля до обратного смещения $U=U_R$. Время формирования ОПЗ после переключения $0 \rightarrow U_R$ определяется уходом свободных электронов из слоя толщиной $W_R(0) - W_0$ (рис. 2.1 а, б). Это время порядка максвелловского времени релаксации $\tau_M (10^{-10} \div 10^{-12})$, и им пренебрегают [81, 82, 84, 85]. Вслед за мгновенным расширением ОПЗ в слое $\Delta W = (W_R(0) - \lambda) - (W_0 - \lambda)$, где за счет добавочного изгиба зон квазиуровень Ферми для электронов E_{Fn} оказывается ниже E_t (рис. 2.1, б), наблюдается эмиссия электронов с ГУ и быстрый вынос их под действием электрического поля за пределы ОПЗ [14, 81, 82, 84 – 88].

Плотность положительного объемного заряда возрастает в этом слое от eN_D до $e(N_D + N_t)$, а ширина ОПЗ соответственно уменьшается до своего стационарного значения $W(\infty)$ (рис. 2.1, в). При этом толщина слоя ΔW также уменьшается и составляет $(W_R(\infty) - \lambda) - (W_0 - \lambda)$. Таким образом, переходный процесс после переключения характеризуется непрерывным изменением $W(t)$, и по существу $p^+ - n$ – переход не находится в состоянии равновесия [14, 81, 82]. Однако в литературе используют для описания РСГУ равновесную статистику Шокли – Рида [89].

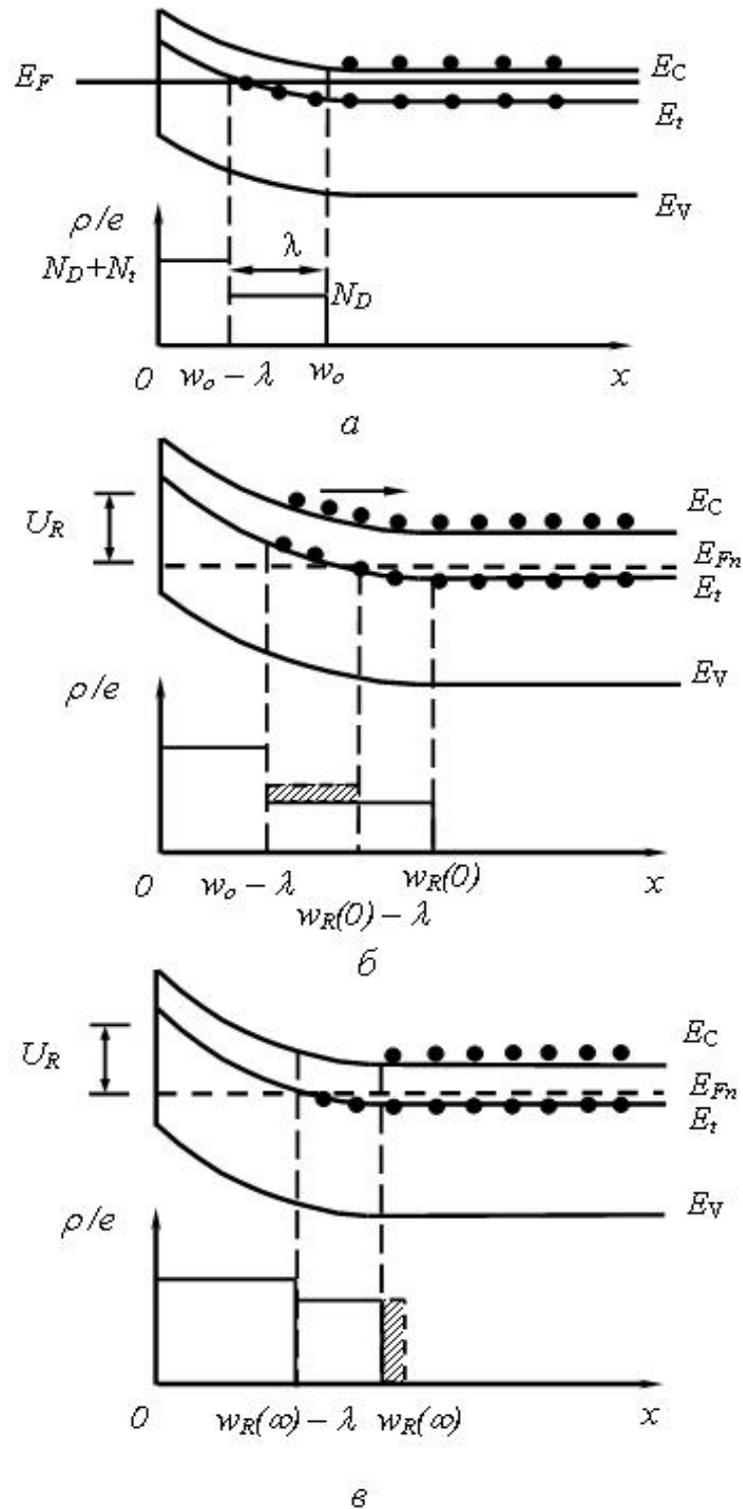


Рисунок 2.1 - Зонная диаграмма диода Шоттки с базой n-типа с ГУ и распределение объемного заряда в ОПЗ: а - состояние при нулевом смещении; б - первый момент после подачи обратного смещения U_R ; в - установившееся стационарное состояние при обратном смещении U_R [90]

Модель Шокли – Рида основана на рассмотрении процессов, характеризующих обмен электронами и дырками между ГУ и разрешенными зонами полупроводника. Если освещение отсутствует, то таких процессов четыре (рис. 2.2):

1 – термическая эмиссия электронов с ГУ в зону проводимости с вероятностью e_n ;

2 – захват электронов на уровень со скоростью $c_n n p_t$, где p_t – концентрация дырок на уровне, n – концентрация электронов в зоне проводимости, c_n – коэффициент захвата электронов;

3 – термическая эмиссия дырок с ГУ (термическая эмиссия электронов из валентной зоны на ГУ) с вероятностью e_p ;

4 – захват дырок на уровень (эмиссия электронов с ГУ в валентную зону) со скоростью $c_p p n_t$, где n_t – концентрация электронов на ГУ, p – концентрация дырок в валентной зоне, c_p – коэффициент захвата дырок. Процессы излучательной рекомбинации и захвата здесь обычно не рассматривают [14, 81, 82, 84-87]. Изменение объёмного заряда ГУ описывается кинетическим уравнением или уравнением непрерывности, которое с учетом отмеченных процессов имеет вид [14, 81, 82, 84, 88].

$$\frac{dn_t}{dt} = -e_n n_t + c_n n p_t + e_p p_t - c_p p n_t. \quad (2.1)$$

Считая, что под действием электрического поля свободные электроны и дырки мгновенно выносятся из ОПЗ, исключают возможность повторного захвата носителей на ГУ [14, 81, 82, 84, 88].

Полагая $n=p=0$ и $N_t=n_t+p_t$, решают полученное дифференциальное уравнение первого порядка с использованием граничного условия $n_t(0)=N_t$.

Это условие означает, что при $t=0$ для полупроводника $n=0$ для полупроводника n – типа уровень в ОПЗ полностью заполнен электронами и получают [88]:

$$n_t(t) = N_t \left[\frac{e_p}{e_n + e_p} + \frac{e_n}{e_n + e_p} \exp(-t/\tau) \right], \quad (2.2)$$

$$P_t(t) = N_t - n_t(t) = N_t \frac{e_n}{e_n + e_p} [1 - \exp(-t/\tau)] \quad (2.3)$$

где $\tau = (e_n + e_p)^{-1}$ – постоянная времени, которую называют также временем релаксации заполнения уровня [81].

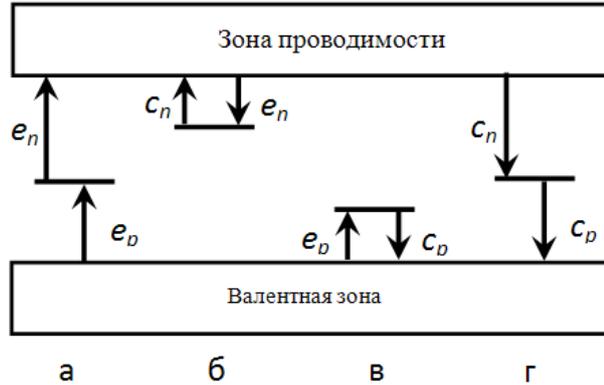


Рисунок 2.2 - Электронные процессы, происходящие при перезарядке ГУ: а - генерация НЗ; б - захват электронов; в - захват дырок; г - рекомбинация [91]

В соответствии с принципом детального равновесия количества захватываемых и освобождаемых электронов в случае термодинамического равновесия равны друг другу [89]. Поэтому, исключая из рассмотрения процессы 3 и 4 (рис. 2.2) при условии $E_c - E_t < E_c - E_i$ и полагая, что при этом справедливо неравенство $e_n \gg e_p$ [81]), записывают:

$$e_n f_F = c_n n (1 - f_F), \quad (2.4)$$

где $f_F = \left(1 + \exp\left(\frac{E_t - E_F}{kT}\right)\right)^{-1}$ – функция распределения Ферми для электронов [14, 81, 88].

С учетом того, что $C_n = \sigma_n V_{Tn}$ и используя соотношение [25]:

$$n = N_c \exp[-(E_c - E_F)/kT], \quad (2.5)$$

получают, что электроны уходят с ГУ из слоя ΔW в зону проводимости после переключения $0 \rightarrow U_R$ с постоянной времени, определяемой из выражения:

$$\tau = e_n^{-1} = (\sigma_n V_{Tn} N_C)^{-1} \exp\left(\frac{E_C - E_t}{kT}\right), \quad (2.6)$$

где N_C – плотность состояний в зоне проводимости; σ_n – эффективное сечение захвата электронов; V_{Tn} – тепловая скорость электронов.

Соответственно для полупроводника р–типа и условия $e_p \gg e_n$ уровень E_t заполняется электронами из валентной зоны с постоянной времени [14, 81, 82, 84]:

$$\tau = e_p^{-1} = (\sigma_p V_{Tp} N_V)^{-1} \exp\left(\frac{E_t - E_V}{kT}\right), \quad (2.7)$$

где σ_p – сечение захвата дырок на ГУ; V_{Tp} – тепловая скорость дырок; N_V – плотность состояний в валентной зоне.

Заселенность глубокого уровня электронами изучают, переключая структуру из состояния обратного смещения U_R в нуль. При этом полагают, что $C_n N_D \gg e_n$ и решение (2.2) выглядит в виде [14, 81, 85]

$$n_t(t) = N_t [1 - \exp(-t/\tau)] \quad (2.8)$$

где $\tau = (C_n N_D)^{-1}$ – постоянная времени захвата электронов на ГУ.

Если в рассматриваемой $p^+ - n$ -структуре, кроме донорного ГУ, имеется ещё и акцепторный E_{ta} , то можно также наблюдать его перезарядку, пропуская определенный прямой ток I_{np} . При переключении диода из состояния I_{np} в состояние U_R заселенность E_{ta} дырками будет описываться выражением [81, 85]:

$$P_t(t) = N_t \frac{C_p P}{C_p P + C_n n} \exp(-t/\tau), \quad (2.9)$$

где $\tau = e_p^{-1}$ – вероятность эмиссии дырки.

Полученные уравнения, описывающие заселенность ГУ во время перехода системы из одного состояния в другое, позволяют рассчитать временную зависимость емкости ОПЗ и тока через диод при перезарядке ГУ.

Для $p^+ - n$ -структуры (слоя Шоттки) с донорным ($e_n \gg e_p$) ГУ при принятых выше допущениях, а также полагая, что $W_R(0) - W_R(\infty) \ll W_R(\infty)$,

$(W_R(0)-\lambda)-(W_R(\infty)-\lambda)\ll(W_R(\infty)-\lambda)$ (рис. 2.1), выражение для относительного изменения емкости принимает вид:

$$\frac{C(t) - C(\infty)}{C(\infty)} = -\frac{N_t}{2N_D} \frac{(W_R - \lambda)^2 - (W_0 - \lambda)^2}{W_R^2} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (2.10)$$

где $C(\infty) = \left[\frac{eN_D \epsilon_0 S^2}{2(U_R + U_K)} \right]^{1/2}$, W_R и W_0 – ширина ОПЗ соответственно при $U=U_R$ и $U=0$ [14, 81, 85].

На практике пренебрегают λ по сравнению с W_0 и W_R , а при $U_R \gg U_K$ полагают $W_R \gg W_0$. Тогда (2.10) принимает вид:

$$\frac{\Delta C(t)}{C} = -\frac{N_t}{2N_D} \exp(-t/\tau). \quad (2.11)$$

Некоторые другие случаи и строгий математический вывод (2.10) с учетом функции заполнения уровня приведен в монографии [14].

При переключении диода $0 \rightarrow U_R$ релаксирует не только ёмкость ОПЗ, но и ток через структуру. Считают, что этот ток состоит из следующих слагаемых: электронного (i_{cn}) и дырочного (i_{cp}) токов генерации, обусловленных эмиссией носителей с ГУ и тока смещения (индукции) (i_d) [84, 88]. Ток смещения связывают с индукцией заряда в квазинейтральной области.

Пренебрегая дырочным током i_{cp} и током утечки через обратно смещенный переход, а также принимая во внимание различное направление i_{cn} и i_d , записывают выражение для общего тока в виде [85]:

$$i(t) = i_{cn}(t) - i_d(t) = eS \int_{W_0-\lambda}^{W_R-\lambda} \left(\frac{dn_t}{dt} \right) dx - eS \int_{W_0-\lambda}^{W_R-\lambda} \left(\frac{dn_t}{dt} \right) \left(\frac{x}{W_R} \right) dx, \quad (2.12)$$

где $\frac{dn_t}{dt}$ определяется из (2.1).

Решая (2.12), получают:

$$i(t) = \frac{eSN_t}{\tau} \left[W_R - W_0 - \frac{(W_R - \lambda)^2 (W_0 - \lambda)^2}{2W_R} \right] \exp(-t/\tau). \quad (2.13)$$

Или же для условий $U_R \gg U_K$ и $W_R \gg W_0$ (2.13) выглядит так [81]:

$$i(t) = \frac{eSN_t W_R}{2\tau} \exp(-t/\tau) \quad (2.14)$$

Таким образом, изучая емкостный или токовый отклик $p^+ - n^-$ структуры (слоя Шотки) на импульсное возбуждение напряжением (светом) можно определить основные параметры ГУ следующим образом:

- 1) через энергию активации уровня E_t , используя зависимость $\tau = f(T)$ в выражениях (2.6) или (2.7);
- 2) через концентрацию ГУ N_t , измеряя амплитуду релаксации емкости или тока и используя выражения (2.10) или (2.13);
- 3) сечение захвата носителей заряда на ГУ σ_n , изучая заселенность уровня $n_i(t)$ в зависимости от длительности заполняющего импульса (см. выражение (2.8)).

Метод РСГУ (DLTS - Deep level transient spectroscopy) был предложен Лэнгом (Lang D.V.) в 1974 г. [92] и наиболее распространен в настоящее время среди существующих методов РСГУ. Это связано, прежде всего, с его максимальной чувствительностью по концентрации центров, высокой экспрессностью и разрешающей способностью [84, 85 - 88, 92, 93].

Метод DLTS заключается в периодической подаче заполняющих и обедняющих импульсов напряжения на исследуемую структуру и регистрации емкостного или токового отклика на возбуждение с применением корреляционной обработки. Корреляционная обработка сигнала позволяет определить относительный вклад экспоненциального переходного процесса вида $C(t) = C_0 \exp(-t/\tau)$ или $I_t = \frac{Q_0}{\tau} \exp(-t/\tau)$ с некоторой заданной постоянной времени τ_1 , на которую настроен дискриминатор (прибор, осуществляющий корреляционную обработку) в общем переходном процессе, как правило состоящем из суперпозиции экспонент с различными τ и C_0 или Q_0/τ [85] (далее, для краткости, остановимся лишь на ёмкостной DLTS). Выходное напряжение дискриминатора ($U_{\text{вых}}$) представляет собой

свертку входного сигнала $C(t)$, смешанного с шумом и некоторой взвешивающей функции $F(t)$ [85, 94]:

$$U_{\text{вых}}(\tau) = GC_0 \int_0^{t_p} F(t) \exp(-t/\tau) dt, \quad (2.15)$$

где G – коэффициент передачи сквозного тракта РСГУ спектрометра.

В зависимости от вида функции $F(t)$ получили распространение в основном три типа дискриминаторов. Наиболее часто для реализации метода DLTS используют двухканальный стробируемый интегратор (ДСИ) (double boxcar) или дискриминатор Лэнга [92, 95]. В этом случае $F(t)$ является дельта-функцией в виде двух разнополярных строб-импульсов, соответствующих моментам времени t_1 и t_2 . После каждого переключения ДСИ автоматически измеряет значения $C(t)$ при $t=t_1$ и $t=t_2$, и разностный сигнал, пропорциональный $\Delta C = C(t_1) - C(t_2)$, выводится на самописец.

В соответствии с выражением (2.10) для $p^+ - n$ диода с донорным ГУ, учитывая $F(t)$ в виде $\delta(t - t_1) - \delta(t - t_2)$, из (2.15) записывают

$$U_{\text{вых}}(\tau) = \frac{GC(\infty)N_t f(W)}{2N_D} [\exp(-t_1/\tau) - \exp(-t_2/\tau)], \quad (2.16)$$

где

$$f(W) = \frac{(W_R - \lambda)^2 - (W_0 - \lambda)^2}{W_R^2}. \quad (2.17)$$

Если теперь нагревать (или охлаждать) исследуемый диод, то вид зависимости $C(t)$ будет изменяться поскольку изменяется постоянная времени релаксации τ , и, следовательно, будет изменяться выходное напряжение ДСИ. Когда постоянная времени релаксации τ совпадает с τ_1 , т.е. сравнима с временным интервалом между стробами, наблюдается максимум зависимости $U_{\text{вых}}(T)$. Постоянная времени настройки ДСИ при $dU_{\text{вых}}/dT=0$, определяется соотношением моментов времени t_1 и t_2 [92]:

$$\tau_1 = \frac{t_1 - t_2}{\ln(t_1/t_2)}, \quad (2.18)$$

а концентрация центров пропорциональна амплитуде DLTS пика:

$$N_t = \frac{2U_{\%0\ddot{z}} N_D}{GC(\infty)f(W)A}, \quad (2.19)$$

где

$$A = [\exp(-t_1/\tau_1)\exp(-t_2/\tau_1)]. \quad (2.20)$$

При наличии в образце нескольких дискретных ГУ, характеризующих набором параметров (ΔE_i и N_{ii}), на DLTS спектре будет наблюдаться суперпозиция пиков различной амплитуды, придающая этому методу оригинальный спектроскопический характер. Причем в ходе температурного сканирования вначале, как правило, появляется максимум, обусловленный более мелким уровнем, затем при более высокой температуре появляется пик, связанный с более глубоким уровнем и т.д.

Разрешающая способность дискриминатора ($\Delta\tau$) определяется шириной пика по температуре (ΔT) обычно на уровне, равном половине его высоты и зависит лишь от вида функции $F(t)$ [14]. Для ДСИ эта величина полностью определяется отношением t_1/t_2 и теоретически находится в пределах $(2,5 \div 4) \cdot kT$ [96].

Экспериментально установлено, что отношение сигнал-шум пропорционально квадрату длительности стробов [85]. Поэтому в пределах длительность каждого из строб-импульсов может быть увеличена до половины длительности импульсов обеднения ($t_m/2$). При этом соотношение (2.19) остается в силе, если моментам t_1 и t_2 соответствуют половины длительностей стробов. Для работы в таком режиме обычно используют усилитель захвата (фазочувствительный усилитель) с частотой опорного сигнала f , равной взвешивающая функция $F(t)$ представляет собой синусоиду. Максимум выходного напряжения дискриминатора наблюдается при выполнении условия $\tau_1 = 0,424 t_p$ [85].

Третий тип дискриминаторов представляют временные корреляторы с экспоненциальной взвешивающей функцией, реализуемые на основе аналоговых перемножителей сигнала [85, 93].

Обнаружительная способность дискриминаторов по отношению сигнал-шум (для случая шума с горизонтальным частотным спектром) максимальная у коррелятора, приблизительно вдвое меньшая у фазочувствительного усилителя и наихудшая у ДСИ с взвешивающей дельта-функцией [94]. При использовании широких стробов ДСИ и усилитель приблизительно равноценны. Несмотря на максимальное соотношение сигнал-шум, широкого распространения корреляторы не получили, поскольку точность аналоговых перемножителей невелика и неизбежны ошибки при измерениях [87].

Наряду с очевидными преимуществами – максимальной чувствительностью и высокой разрешающей способностью, метод DLTS не свободен от недостатков. Это, прежде всего, предположение об экспоненциальной форме релаксации ёмкости и тока, что не всегда выполняется и вносит значительные ошибки в определение энергии активации и концентрации ГЦ.

2.2 Активационно-дрейфовая модель релаксационной спектроскопии глубоких уровней для ловушек основных носителей

В книге [1] П.Т. Орешкиным применены представления о барьерном слое как макрорелаксаторе. Время релаксации τ барьерного слоя Шоттки как макрорелаксатора представлено в виде:

$$\tau = \frac{d}{\mu \mathcal{E}_{cp}} \exp \frac{\Delta E_t}{kT}, \quad (2.21)$$

где d – толщина слоя Шоттки; μ – подвижность основных носителей заряда; \mathcal{E}_{cp} – средняя напряженность электрического поля в слое; $\Delta E_t = E_c - E_t$ – энергия ионизации донорных уровней E_t .

В [1] показано, что $d/\mu\mathcal{E}_{cp} = 2\tau_m$, где $\tau_m = \varepsilon_0\rho$, τ_m – максвелловское время релаксации в базе диода; ε – диэлектрическая проницаемость; ε_0 – вакуумная постоянная; ρ – удельное объемное сопротивление базы; $2\tau_m$ – время пролета основных носителей сквозь слой Шоттки с поверхности полупроводника в базу диода, т.е. при прохождении пути d . Сама формула (2.21) определяет время релаксации активационно-пролетного процесса.

Согласно [97, 98], время пролета основных носителей $\tau_0 = 2\tau_m$ сквозь слой Шоттки в базу не зависит ни от величины обратного смещения U , ни от места x тепловой генерации носителей в ОПЗ, ни от глубины центров ΔE_t .

Зависимость напряженности поля \mathcal{E} от x в слое Шоттки представляет собой прямую линию [97], поскольку

$$\mathcal{E}(x) = \frac{eN_D}{\varepsilon_0}(d-x). \quad (2.22)$$

где N_D – концентрация мелких доноров в полупроводнике n -типа; $N_D = n_0$, где n_0 – равновесная концентрация электронов в базе для температурной области истощения мелких уровней [1].

Среднее время пролета:

$$\tau_0 = \frac{d-x}{\mu\mathcal{E}_{cp}}. \quad (2.23)$$

С учетом того, что $\mathcal{E}_{cp} = \mathcal{E}(x)/2$ по (2.22) и (2.23)

$$\tau_0 = \frac{2\varepsilon_0}{en_0\mu} = 2\varepsilon_0\rho = 2\tau_m, \quad (2.24)$$

Заметим, что такой результат можно получить при любой толщине d слоя Шоттки:

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0(U+U_0)}{en_0}}. \quad (2.25)$$

Механизм явлений при нестационарной релаксационной спектроскопии глубоких уровней поясняется на рис. 2.1 на примере диода

Шоттки с базой n-типа. Здесь приведены зонные диаграммы диода Шоттки при равновесных условиях (рис. 2.1, а), сразу после наложения постоянного обратного смещения U (рис. 2.1, б), после завершения переходного процесса при постоянном U (рис. 2.1, в). Предполагается, что донорный уровень E_t в равновесных условиях на всей ширине ОПЗ находится ниже уровня Ферми E_F , когда смещение $U=0$ (рис. 2.1, а) [99]. В теории ГУ упрощенно считают, что в этом случае E_t полностью заполнен электронами.

При наложении прямоугольного импульса обратного смещения U барьерный слой расширяется до толщины d ($W_R(0)$) (рис. 2.1, б). Время указанного расширения с соответствующим увеличением изгиба зон составляет величину порядка τ_m (базы). Для кремния величина τ_m изменяется в пределах 10^{-14} - 10^{-9} с при изменении ρ от 10^{-2} до 10^3 Ом·см. Время расширения барьерного слоя очень мало и не фиксируется приборами. За это малое время заселенность E_t электронами практически не изменяется, в том числе в активной области d_1 , где E_t оказывается выше E_F .

В таком случае в указанной активной области уровни E_t оказываются перезаселенными электронами [100]. Действительно, в активной области $E_t > E_F$, следовательно, равновесное заполнение E_t здесь должно соответствовать малой заселенности, тогда как в течение указанного интервала времени ($\sim \tau_m$) уровни E_t остаются в исходном состоянии [97, 98].

Поэтому переход к квазиравновесному заполнению осуществляется именно в активной области. Релаксационный процесс тепловой генерации (эмиссии) электронного «облака» в зону проводимости (в активной части ОПЗ) и его дрейфовое рассасывание, включая пролет некоторых носителей, и составляет сущность явления НСГУ (РСГУ, DLTS) [97, 98].

В результате пролета электронов, эмиссированных с ГУ в активной области, создается положительный объемный заряд в виде дырок на E_t , т.е. в барьерном слое создается внутреннее противополе. Это приводит к уменьшению толщины барьерного слоя до d' (рис. 2.1, в), т.е. к увеличению емкости ΔC . Так в литературе и описывают механизм этого явления. По

величине ΔC (формула (2.11)) определяют концентрацию центров N_t , а по времени релаксации τ переходного процесса от ситуации, представленной на рис. 2.1, б, до ситуации, показанной на рис. 2.1, в, экспериментально находят энергию ионизации ΔE_t , т.е. глубину залегания уровней E_t .

Таким образом, одним из основных принципов РСГУ является вынос (sweep-out [101, 102]) всех возбужденных носителей за ОПЗ барьерного слоя, т.е. пролет в базу диода [97, 100]. Недолет не приводит к выносу носителей и не создает изменения емкости ОПЗ.

Однако полный пролет осуществляется лишь в тонких барьерных слоях, где толщина слоя d не превышает среднюю длину свободного пробега носителей. Для диода Шоттки на кремнии n -типа тонкий барьерный слой соответствует $\rho=10^{-2}$ Ом·см и $\tau_m=10^{-14}$ с. При $\rho>10^{-2}$ Ом·см слой Шоттки на n -Si оказывается толстым, т.е. средняя длина свободного пробега меньше толщины слоя d и носители могут рассеиваться, захватываться различными ловушками. Вероятность пролета увеличивается с ростом обратного смещения U , так что при этом большее число носителей должно пролетать сквозь ОПЗ [97, 98].

Следовательно, при наложении обратного (опустошающего) прямоугольного импульса напряжения U на барьерный слой Шоттки при РСГУ сначала наблюдается перезаселение E_t электронами (из-за изгиба зон), а затем реализуется активационно-дрейфовый (включая активационно-пролетный) процесс: облако свободных электронов термически генерируется в активной части слоя в зону проводимости с перезаселенных донорных глубоких уровней E_t и рассасывается за счет дрейфа (включая пролет) электронов в поле ОПЗ. Орешкиным П.Т. предложена модель, в которой указанные статистические события в виде теплового возбуждения (эмиссии) облака носителей и его дрейфового рассасывания рассматриваются как совместные, и их вероятности перемножаются [97, 98, 103].

Вероятность w_1 эмиссии облака пропорциональна бoльцмановской экспоненте, т.е. согласно [97, 98, 103] $w_1 \sim \exp(-\Delta E_t/kT)$, а постоянная времени (время релаксации) τ обратно пропорциональна w_1 .

Вероятность w_2 дрейфа электронов в облаке представляется как величина, обратно пропорциональная среднему времени дрейфа [97], а время релаксации процесса τ – прямо пропорциональным указанному среднему времени дрейфа $\langle \tau_0 \rangle$.

Общая вероятность w активационно-дрейфового процесса при совместных событиях, как уже отмечено, равна произведению величин w_1 и w_2 . Следовательно [97, 98, 103],

$$w = w_1 w_2 \quad (2.26)$$

и

$$\tau \sim \frac{1}{w} = \frac{1}{w_1 w_2}. \quad (2.27)$$

Полагая, что коэффициент пропорциональности равен единице, получают [234, 258]

$$\tau = \langle \tau_0 \rangle \exp(\Delta E_t/kT). \quad (2.28)$$

Среднее время дрейфа $\langle \tau_0 \rangle$ определяется из следующих соображений. Предполагается, что в дрейфе на расстояние d_i (рис. 2.1) в течение некоторого малого времени участвуют n_i электронов из всех n электронов облака, генерированных с ГУ за то же малое время. Вводится обозначение $\beta_i = n_i/n$ – вероятность события, состоящего в том, что n_i электронов дрейфуют на расстояние d_i . Время дрейфа указанной составляющей, как уже отмечалось, равно $\tau_{0i} = \alpha_i 2 \tau_m$. Используя определения статистической физики, получают [97, 98]

$$\langle \tau_0 \rangle = \sum_i \beta_i \alpha_i 2 \tau_m. \quad (2.29)$$

При увеличении U вклад различных слагаемых правой части (2.29) изменяется: для более долговременных составляющих увеличивается β_i , т.е.

их вклад в процесс возрастает, и увеличивается $\langle \tau_0 \rangle$. При достижении достаточно высокого обратного смещения $U=U_S$ все непролетные импульсы тока переходят в пролетные, и сумма (2.29) вырождается в одно пролетное слагаемое. Тогда $\beta_i=1$, $\alpha_i=1$ и $\langle \tau_0 \rangle = 2\tau_m$ [97, 98, 103].

Следовательно, при $U=U_S$ достигается насыщение среднего времени дрейфа, а при $U \geq U_S$

$$\tau = 2\tau_m \exp \frac{E_c - E_t}{kT}. \quad (2.30)$$

Формула (2.30) является главным количественным соотношением активационно-дрейфовой теории П.Т.Орешкина. При этом U_S соответствует среднему полю в ОПЗ порядка 10^4 В/см, обеспечивающему вынос (пролет) носителей [101, 104, 105]. В работах Ч-Т. Са и др. всегда подчеркивалась необходимость использования при РСГУ (DLTS) обратного напряжения, обеспечивающего вынос в базу всех носителей, генерируемых с ГУ. Так что и по Ч-Т. Са только при $U \geq U_S$ можно проводить измерения при РСГУ. Кроме того, результаты многих авторов (как указано в монографии [106] и обзоре [107]) позволили им сделать вывод о том, что средняя напряженность поля в барьерной структуре при РСГУ должна составлять $\sim 10^4$ В/см.

Описанный выше подход, кроме слоя Шоттки, применим к p^+ - n -переходу, а также к ОПЗ полупроводника n -типа МДП-структуры. При базе p -типа все указанные выше представления аналогичны, но только рассматривают тепловую генерацию и дрейф дырочного облака.

Таким образом, можно описывать релаксационные процессы при РСГУ в n^+ - p -переходе и ОПЗ полупроводника МДП-структуры при условии, что полупроводник p -типа. В этом случае $\Delta E_t = E_t - E_v$, тогда как в случае n -типа $\Delta E_t = E_c - E_t$ [97, 98, 103].

Формальное отличие (2.30) от (2.18) состоит лишь в интерпретации предэкспоненциального множителя τ_0 . Часто в опубликованных работах приводятся данные, подтверждающие (2.30), хотя авторы используют модель

РСГУ Ч-Т. Са и др. Несомненно, активационный множитель в (2.28) и (2.30) играет преобладающую роль и при наложении на барьер $U \geq U_S$ с последующим построением зависимостей $\ln \tau = \varphi(1/kT)$ в координатах Аррениуса можно получить достоверную величину энергии ионизации ГУ. В то же время зависимости, построенные в координатах $\ln(\tau T^2) = \varphi(1/kT)$ могут привести к значительной ошибке в определении ΔE_t [108, 109]. К ошибочным результатам, особенно для N_t , могут привести эксперименты, выполненные при $U < U_S$. При этом величина обратного смещения на барьерной структуре имеет и верхний предел порядка 10^5 В/см, при превышении которого могут происходить явления, характерные для сильных полей.

Выше отмечалось, что в активационно-дрейфовой модели $\tau_0 = 2 \tau_m$ имеет ясный физический смысл среднего времени пролета носителей сквозь ОПЗ в электронейтральную область базы и величины, обратно пропорциональной вероятности этого процесса. В модели Ч-Т. Са и др. величина τ_0 включает параметры, характеризующие процесс захвата носителей, который в ОПЗ при РСГУ отсутствует [110, 111]. О неоднозначности определения значения сечения захвата по данным РСГУ говорилось выше.

Формула (2.30) (и аналогичная формула при базе p -типа) легко проверяется экспериментально и многократно подтверждена как экспериментальными данными, полученными в нашей лаборатории, так и независимыми, опубликованными в научно-технической литературе [112].

2.3 Разработка макета установки релаксационной спектроскопии глубоких уровней и методов диагностики барьерных структур

Несмотря на более чем 30-летнюю историю существования и развития РСГУ метода и чрезвычайную его популярность в России, отсутствуют серийно выпускаемые РСГУ-спектрометры. Поэтому большинство исследователей вынуждено работать на РСГУ спектрометрах, изготовленных самостоятельно в лабораторных условиях. Автор использовал макет

автоматизированного РСГУ-спектрометра, разработанного и изготовленного сотрудниками кафедры микро- и нанoeлектроники Рязанского государственного радиотехнического университета. Диссертант принимал непосредственное участие в проектировании данной установки [80, 113, 114].

2.3.1 Разработка функциональной схемы макета установки релаксационной спектроскопии глубоких уровней

Функциональная схема установки РСГУ приведена на рис. 2.3. Данная установка работает в режиме емкостной и токовой спектроскопии. В установке предусмотрен электрический способ создания неравновесного состояния исследуемой структуры. При этом на исследуемый образец, помещенный в измерительную ячейку криостата К, подается периодически изменяющееся напряжение смещения с генератора прямоугольных импульсов. Причем уровни импульсного напряжения заполнения и опустошения, соответствующие временным интервалам “паузы” ($0 \div t_{\text{п}}$) и “импульса” ($t_{\text{п}} \div t_1$) устанавливаются независимо друг от друга в пределах ± 10 В (рис. 2.3).

Диапазон измеряемых релаксационных токов лежит в пределах $10^{-9} \div 10^{-5}$ А. Длительности временных интервалов $t_{\text{п}}$ и t_1 устанавливаются также независимо друг от друга в диапазоне $10^{-5} \div 0,9$ с. С выхода измерительной ячейки сигнал поступает на преобразователь ток – напряжение (ПТН) с регулируемым коэффициентом преобразования в диапазоне $10^3 \div 10^9$ В/А или подается на преобразователь емкость-напряжение. Далее сигнал поступает на коммутатор сигналов и на аналого-цифровой преобразователь. После преобразования аналогового сигнала в его цифровой эквивалент данные поступают в компьютер. Если компьютер выдает запрос на принятие данных, интерфейсная система обращается к накопителю, считывает данные, и преобразует их в последовательный код, после чего он передается в компьютер.

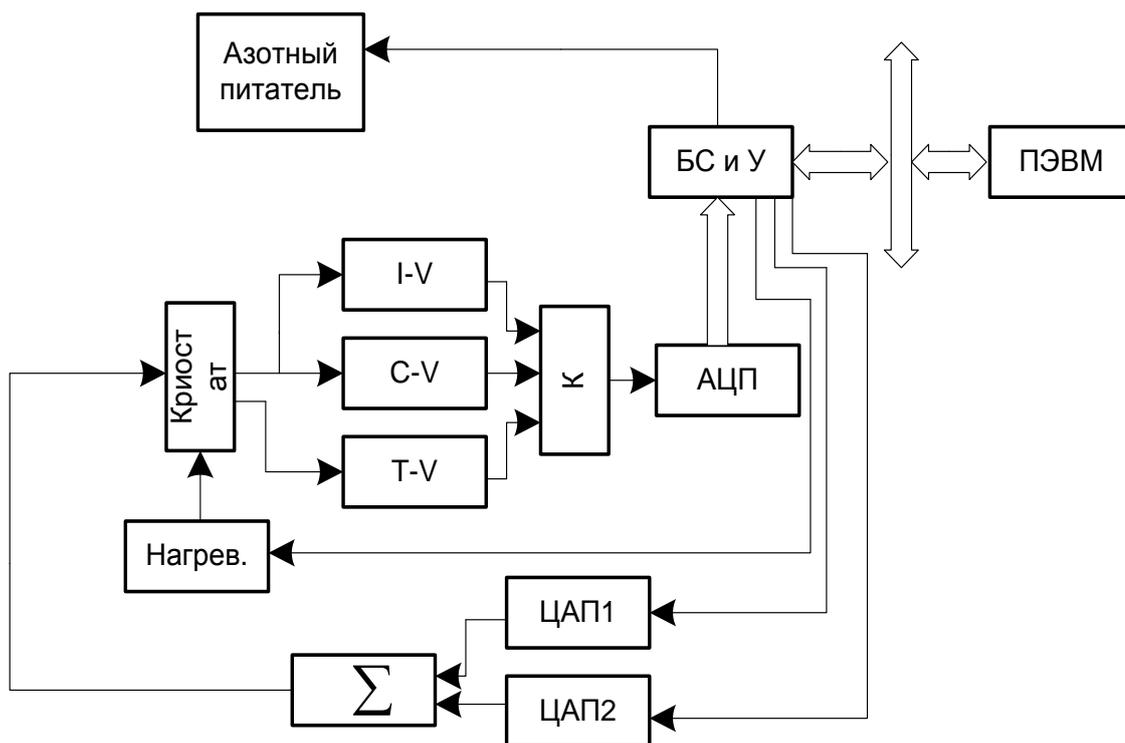


Рисунок 2.3 - Функциональная схема установки РСГУ

Измерения могут быть завершены как по требованию пользователя (сигнал поступает с компьютера), так и по достижении температуры конца сканирования. Вся обработка релаксационного сигнала с целью получения РСГУ-спектра и другой информации о параметрах ГЦ производится в управляющем компьютере.

В установке РСГУ реализовано изменение постоянной времени исследуемых релаксационных процессов за счет изменения температуры образца. Блок регулирования температуры (БРТ) и криостат К позволяют изменять температуру по линейному закону в диапазоне температур $77 \div 423$ К. Обеспечивается скорость линейного изменения температуры, регулируемая в пределах $0,01 \div 1$ град/с. Измерение температуры осуществляется с помощью датчиков температуры, в качестве которых использованы термопара хромель – копель и эмиттерный переход транзистора 2Т312А. Режим работы транзисторного датчика подобран таким образом, что обеспечивается линейный закон изменения тока в зависимости

от температуры в интервале $77 \div 400$ К [115, 116]. Холодные концы термопары находятся в смеси воды и тающего льда в термостате при температуре 273 К. компьютер дополнен технологией виртуальных инструментов, превративших его в универсальный прибор, с помощью которого осуществляется сбор экспериментальных данных, их анализ и обработка [117].

Одной из проблем токовой РСГУ является наличие в токе релаксации аддитивной составляющей, вызванной токами утечки, протекающими через полупроводниковую барьерную структуру. С ростом температуры происходит возрастание обратных токов, что приводит к снижению динамического диапазона при измерении токового отклика структуры. Также большие значения токов утечки искажают полезный сигнал, вводя операционные усилители преобразователя ток - напряжение в состояние насыщения. Для снижения влияния аддитивной составляющей используется ПТН с компенсацией токов утечки [119]. Функциональная схема преобразователя ток - напряжение с компенсацией токов утечки представлена на рисунке 2.4.

ПТН выполнен на операционных усилителях DA1 и DA2. Первый каскад, выполненный на операционном усилителе DA1, представляет собой инвертирующий усилитель (ИУ), включенный по схеме ПТН. Напряжение на выходе операционного усилителя DA1 определяется соотношением

$$U_{выхA1} = -I_{вх} \cdot R_1. \quad (2.31)$$

Второй каскад, выполненный на операционном усилителе DA2, представляет собой инвертирующий решающий усилитель (ИРУ), включенный по схеме масштабного усилителя. Коэффициент усиления определяется соотношением:

$$k = -\frac{R_3}{R_2}. \quad (2.32)$$

Преобразователи ЦАП и АЦП представляют собой плату сбора данных NI PCIe6361. Сигнал с выхода ПТН поступает на вход преобразователя АЦП.

По сигналу синхронизации F_c , приходящему в конце импульса опустошения (т.е. когда значение тока определяется только аддитивной составляющей), сигнал с входа АЦП поступает на вход преобразователя ЦАП [119]. На выходе преобразователя ЦАП генерируется напряжение, равное значению постоянной составляющей, помноженной на коэффициент преобразования ПТН.

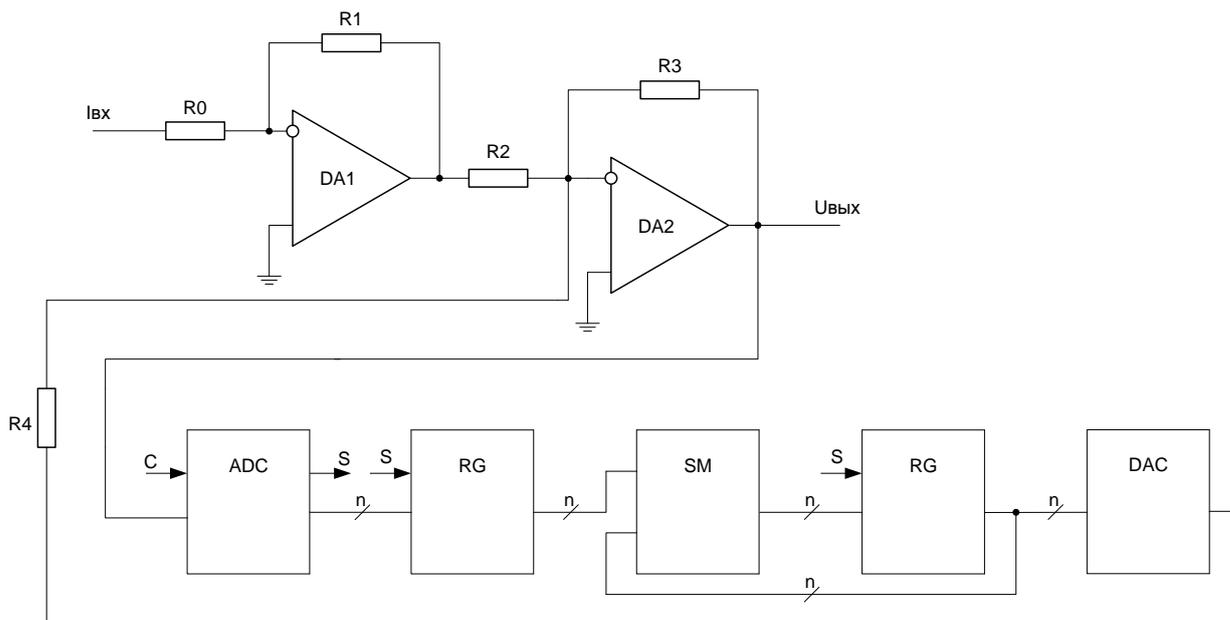


Рисунок 2.4 - Функциональная схема преобразователя ток-напряжение с компенсацией токов утечки [119]

Резистор R_4 представляет собой преобразователь напряжение-ток. Его номинал выбирается таким, чтобы коэффициент преобразования напряжение-ток был равен коэффициенту преобразования ток-напряжение. То есть

$$R_4 = \frac{R_1 \cdot R_3}{R_2} \quad (2.33)$$

Регистровая развязка (RG) и сумматор (SM) выполнены в среде NI LabVIEW. Этот блок необходим для сохранения предыдущего значения

аддитивной составляющей и сложения ее с текущим значением. Временные диаграммы работы преобразователя приведены на рисунке 2.5.

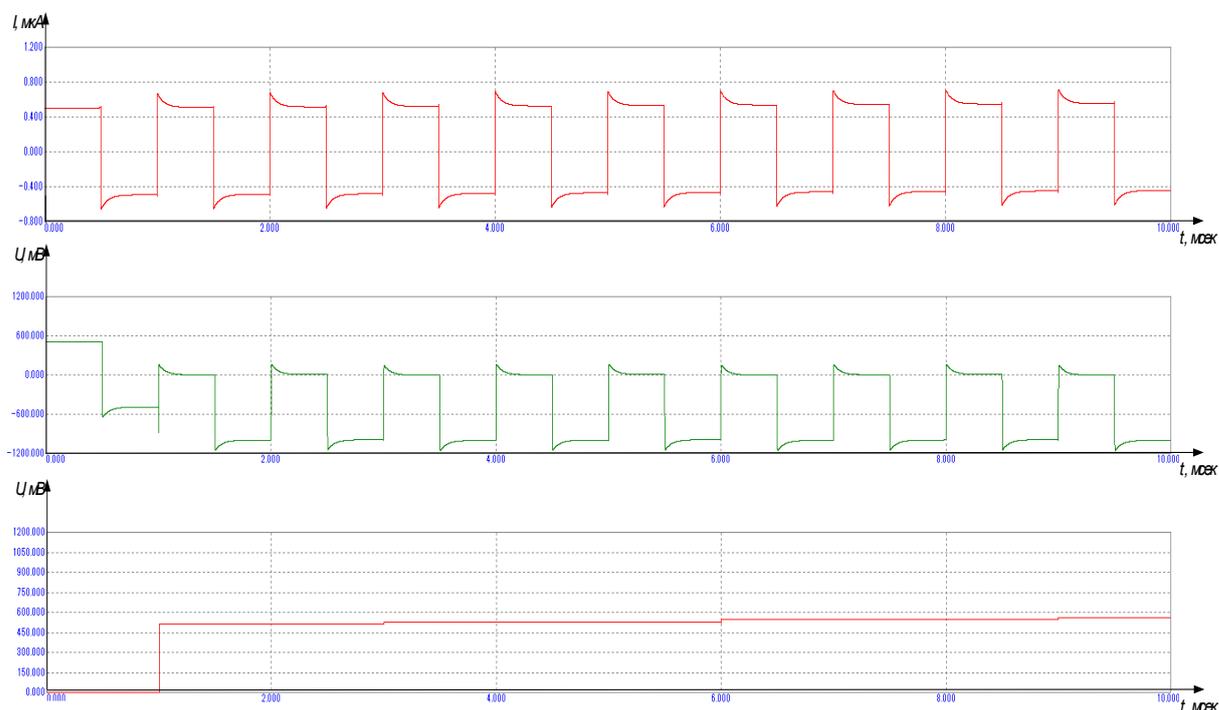


Рисунок 2.5 - Временные диаграммы работы преобразователя

Для автоматизации процесса измерений на установке ТРСГУ разработано программное обеспечение в среде инженерного программирования LabVIEW. Программное обеспечение состоит из трех модулей (подпрограмм):

- модуля управления терморегулятором,
- модуля сбора данных,
- модуля обработки экспериментальных данных.

Модуль управления терморегулятором построен на основе пропорционально-интегрально-дифференциального (ПИД) регулятора. В основе регулятора лежит классическая система автоматического регулирования (САР) с обратной связью. В обратную связь включается интегрирующее звено с постоянной времени интегрирования T_i , дифференцирующее звено с постоянной времени T_d и усилитель сигнала ошибки с коэффициентом K_c .

Модуль сбора данных представляет собой систему управления АЦП и ЦАП с синхронизацией от внешнего генератора. Модуль обработки полученных данных представляет собой реализованную в программном коде взвешивающую функцию "lock-in". Программа позволяет вручную устанавливать количество отсчетов тока в течение одного переходного процесса, формировать вид взвешивающей функции [120].

Отличительной особенностью разработанной нами программы обработки сигнала РСГУ является связь программного дискриминатора и системы анализа спектров с базой данных по центрам, образующим ГУ. Всё это позволяет в реальном времени получать параметры ГУ и одновременно идентифицировать эти ГУ с физически существующими центрами [121].

Структура, разработанной базы данных (рис. 2.6) позволяет производить гибкий мультипараметрический поиск как по параметрам ГУ, так и по названию глубокого центра. Причём поиск в первую очередь ведется либо по названию центра, образующего ГУ, либо по энергии активации с ГУ. Уже далее, в зависимости от выполняемых задач производится выборка данных нижнего уровня (сечение захвата на ГУ, концентрация ГУ и прочее, к примеру, постоянные времени дискриминатора), как параметров, не отвечающих критериям однозначности. В тоже время данные нижнего уровня могут активно использоваться при РСГУ, связанной не с задачей измерения параметров ГУ, а с задачей контроля полупроводникового материала по заранее заданным центрам. В этом случае в алгоритм обработки релаксационного сигнала РСГУ закладывается наиболее оптимальная постоянная времени дискриминатора для заранее выбранного контроля ГУ. База данных спектрометра содержит описание около 120 видов ГУ для монокристаллического кремния, и имеет возможность расширения при необходимости работы с другими материалами.

Таким образом, разработанный нами спектрометр РСГУ и программное обеспечение к нему позволяет производить как измерение параметров ГУ,

одновременно идентифицируя их, так и экспресс-контроль полупроводникового материала на наличие интересующих нас ГУ [122].



Рисунок 2.6 - Иерархическая структура базы данных по глубоким уровням

Кроме того, разработанное устройство постоянно совершенствуется, поскольку технология виртуальных инструментов позволяет относительно просто и быстро реализовать дополнительные инструменты, такие как емкостная спектроскопия и снятие вольт-амперных характеристик.

Таблица 2.1 Технические характеристики автоматизированного измерительно-аналитического комплекса РСГУ

№ п/п	Технические параметры	Значения
1	Длительность исследуемых переходных процессов для токовой спектроскопии, с	$1 \cdot 10^{-5} - 1$
2	Минимальная регистрируемая концентрация примеси Nt	$\sim 10^{-5} \cdot (N_D - N_A)$
3	Диапазон амплитуд импульсов напряжения заполнения и опустошения, В	$-10 \dots +10$
4	Диапазон температур в измерительной ячейке, К	77 – 450
5	Скорость изменения температуры образца в измерительной ячейке, К/с	0,01–0,5
6	Вид взвешивающей функции [123]	«lock-in», «double boxcar», «Hires-3», «Hires-4», «Hires-5»

2.3.2 Разработка методик диагностики полупроводниковых структур методом РСГУ

Для обработки релаксационного сигнала и получения информации о релаксационных спектрах в программном обеспечении установки были реализованы несколько методик.

Методика обработки сигнала с использованием взвешивающей функции. В программном обеспечении реализована методика анализа релаксационного сигнала: корреляционного анализа с использованием взвешивающей функции и обработка сигнала в базисе экспоненциальных функций. Кроме того, реализованы подпрограммы анализа релаксационного сигнала на неэкспоненциальность. Осуществляется цифровая фильтрация входного релаксационного сигнала.

После того, как релаксационный сигнал поступает в компьютер, он вначале преобразуется из двоичного кода в массив действительных чисел с помощью операции масштабирования. Однако, даже в случае экспоненциальной релаксации, входной сигнал представляет собой экспоненту с добавкой шумовой составляющей. Для емкостной DLTS релаксационный сигнал при этом будет описываться выражением:

$$C(t) = C_0 \cdot \exp(-t/\tau) + rnd(a), \quad (2.34)$$

где τ - постоянная времени релаксационного процесса, a - амплитуда шума. Составляющая $rnd(a)$ показывает, что шум представляет собой случайную функцию.

Исследования, проведенные автором, показывают, что шумовую составляющую можно представить в виде эргодического случайного процесса, для которого статистические характеристики совпадают на любом промежутке длительности [124, 125]. То есть, в формуле (2.34) слагаемое $rnd(a)$ характеризует эргодический случайный процесс. Этот вывод сделан на основе полученного автором закона распределения плотности вероятности случайного шумового процесса, который является Гауссовским. Исследования в этом направлении проводились следующим образом. С

помощью цифрового анализатора сигналов Hewlett Packard записывались зашумленные релаксационные экспоненты (с разными амплитудами шума). Затем строились гистограммы распределения случайных величин и закон распределения плотности вероятности для каждой экспоненты. Эти графики совпадали друг с другом независимо от амплитуды шума. В качестве образцов использовались диоды Шоттки и p-n-переходы (Si и GaAs) с разными величинами токов утечки и нестабильными контактами. Отмечалось, что амплитуда шума растет пропорционально токам утечки и степени нестабильности омических контактов. Соотношение сигнал/шум для рассматриваемого случая описывается следующей формулой [126]:

$$S = \frac{\left\{ \sum_i t_i C(t)_i - N^{-1} \sum_i t_i \sum_i C(t)_i \right\}^2}{\left\{ \sum_i t_i^2 - \left(\sum_i t_i \right)^2 N^{-1} \right\} \left\{ \sum_i C(t)_i^2 - \left(\sum_i C(t)_i \right)^2 N^{-1} \right\}}, \quad (2.35)$$

где $C(t)$ – элементы массива экспоненты релаксационного сигнала, t – временные выборки, N – количество выборок (элементов массива).

Чем ближе значение S к 1, тем соотношение сигнал/шум выше, при $S=1$ это соотношение составляет 10:1, что является наиболее благоприятным режимом работы.

Методика регрессионного анализа. Исключить случайную шумовую составляющую релаксационного сигнала позволяет метод регрессивного анализа. Для нашего случая воспользуемся формулами экспоненциальной регрессии из [127]:

$$b_1 = \frac{\sum_i t_i \sum_i n \ln C(t)_i - N \sum_i t_i \ln C(t)_i}{\left\{ \sum_i t_i \right\}^2 - N \sum_i t_i^2} \quad (2.36)$$

$$b_0 = \exp \left\{ N \left[\sum_i \ln C(t)_i - b_1 \sum_i t_i \right] \right\} \quad (2.37)$$

Отфильтрованная от шума экспонента восстанавливается следующим образом:

$$CF(t)_i = b_0 \cdot \exp(b_1 t_i), \quad (2.38)$$

Цифровая фильтрация, описываемая формулами (2.36-2.38), позволяет избавиться от шумовой случайной составляющей релаксационного сигнала от АЦП установки. Однако, данный метод сохраняет надежность не при любых значениях амплитуды шума, что ведет к росту погрешности определения параметров ГЦ при дальнейшей обработке восстановленного релаксационного сигнала.

При всех своих преимуществах этот метод очень чувствителен к точности измерения кривой релаксации, т.е. необходимо быстро и очень точно измерять емкость. Интервалы между измерениями должны быть порядка 10 мкс. Высокая точность необходима из-за наличия в расчетах численного дифференцирования, которое очень сильно увеличивает зашумленность графика и как следствие этого, которое очень сильно увеличивает зашумленность графика и как следствие этого, увеличиваются ошибки в определении характеристик максимума спектра [128]. Максимальный период дискретизации (шаг квантования) следует выбирать таким образом, чтобы он соответствовал теореме Котельникова:

$$\Delta t \leq \frac{1}{2} t_0, \quad (2.39)$$

где t_0 - длительность импульса опустошения, или длительность измеряемого сигнала: если учесть, что $t_0 = (3 \div 10)\tau$, то

$$\Delta t \leq \frac{1}{2} (3 \div 10)\tau. \quad (2.40)$$

С помощью математического моделирования установлен предел применимости данного спектрометра с точки зрения соотношения амплитуды шума, искажающего релаксационный сигнал.

Таким образом, устойчивость данного спектрометра с применением цифровой фильтрации шумовой составляющей релаксационной экспоненты, значительно выше, чем у аналогового спектрометра.

После операции цифровой фильтрации релаксационный сигнал проходит дальнейшую обработку с целью получения DLTS-спектра. На этом этапе реализован алгоритм обработки с помощью корреляционного анализа с применением биполярной взвешивающей функции.

Методика корреляционного анализа с применением биполярной взвешивающей функции. Корреляционная обработка релаксационного сигнала производится с помощью следующего выражения [129]:

$$P(T, \tau) = \int_{t_1}^{t_2} CF(t, T)W(t, \tau)dt, \quad (2.41)$$

где $CF(t, T)$ – входной релаксационный сигнал, $W(t, \tau)$ – взвешивающая функция.

Постоянная корреляция τ задается следующим образом [85]:

$$\tau = \frac{t_2 - t_1}{\ln(t_2 / t_1)}, \quad (2.42)$$

В DLTS τ характеризует постоянную времени релаксационного процесса. В дальнейшем под τ будем понимать постоянную времени релаксационного процесса или постоянную времени настройки спектрометра, так называемое “окно DLTS” (или rate window). Аналогичная обработка применяется в [130], однако там используется взвешивающая функция с большим количеством временных выборок.

В данной установке может быть задана практически любая взвешивающая функция рис.2.7.

Однако автор использовал биполярную взвешивающую функцию (рис. 2.7). Соотношение сигнал/шум для нее убывает по мере уменьшения ширины стробов. Однако. Благодаря тому, что релаксационный сигнал в компьютере подвергается цифровой фильтрации, отсеивается случайная шумовая

составляющая и указанное обстоятельство перестает играть существенную роль.

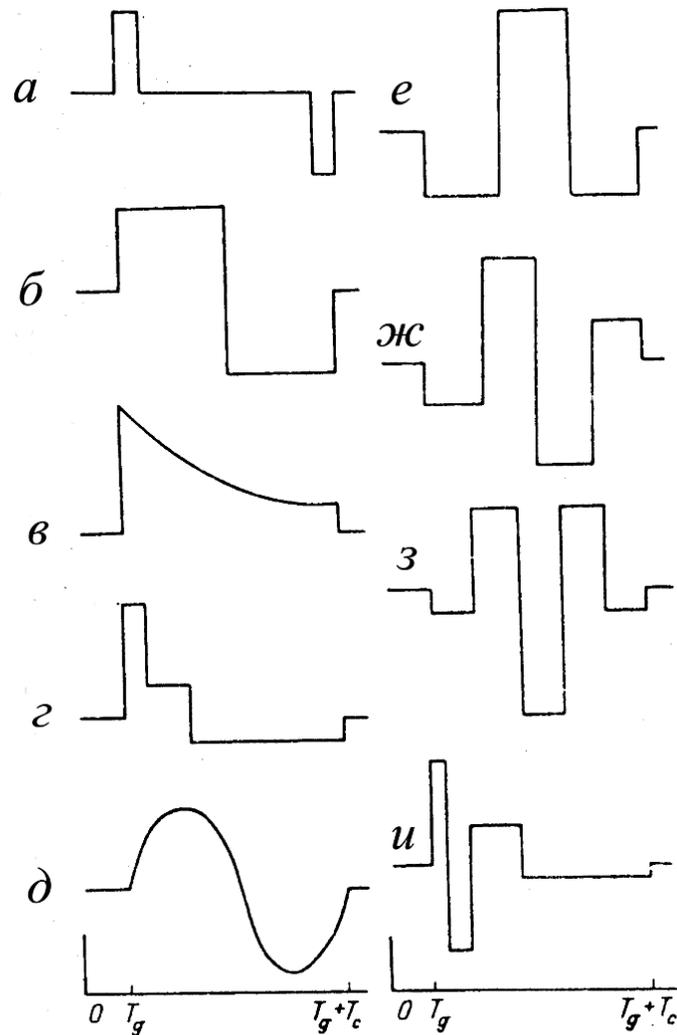


Рисунок 2.7 - Различные весовые функции: а – двухимпульсный интегратор (double boxcar); б – синхронный усилитель (lock-in); в – экспоненциальная весовая функция вида $\exp(-t/(0,4T_c))$; г – функция Ходгарта (длительность ступенек $(0,1, 0,15, 0,75) T_c$, высота ступенек $(4,7, 1,45, -0,92)$); д – синусоидальная весовая функция; е, ж, з – функции высокого разрешения HiRes-3, HiRes-4 и HiRes-5 (длительности ступенек равны, высота построена на основе биномиальных коэффициентов и соответственно равна $(-1, 2, 1)$, $(-1, 3, -3, 1)$ и $(-1, 4, -6, 4, -1)$); и – функция высокого разрешения HiRes-6 (длительность ступенек пропорциональна $(1, 2, 4, 8)$, высота ступенек $(1, -7/8, 7/32, -1/64)$) [1341].

Спектр формируется следующим образом. Величина $P(T, \tau)$ записывается для разных значений T и представляется в виде графика зависимости $P=f(T)$ при фиксированном τ . Затем τ изменяется и фиксируется новая зависимость $P=f(T)$. Спектры, записанные для разных значений τ , используются для построения прямых Аррениуса, по которым определяется активации ГУ [132].

Методика определения концентрации ГЦ. Примем активную область слоя Шоттки (где $E_t > E_F$, рис. 2.1, б) за плоскость [133]. Обозначим: N_{ts} – концентрация ГЦ, находящихся на единице площади в активной части; Q_1 – положительный заряд единицы площади активной части, создаваемый за счет тепловой генерации электронов с доноров E_i ; Q – заряд электронов, выносимых с единицы площади той же активной части, и пролетающих сквозь ОПЗ, причем очевидно $|Q_1| = |Q|$; K – коэффициент, характеризующий концентрацию “рабочих” ГЦ в виде KN_{ts} . При $V < V_{рез}$ имеем $K < 1$, а при $V < V_{рез}$ получаем $K=1$.

Имеем:

$$Q = eKN_{ts}[1 - \exp(-t/\tau)], \quad (2.43)$$

где t – время процесса РСГУ. Следовательно, получаем

$$j = \frac{dQ}{dt} = \frac{eKN_{ts}}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (2.44)$$

Интегрируя указанную плотность тока от нуля до бесконечности, находим, очевидно, что $Q_\alpha = eKN_{ts}$. Переходя теперь к объемной концентрации N_t центров, получаем $N_t = N_{ts}/d_1$, где d_1 – толщина активной части слоя Шоттки. Следовательно, имеем кажущееся значение концентрации в виде

$$kN_t = Q_\alpha / ed_1 \quad (2.45)$$

Перепишем (2.45) в виде $kN_t = Q_\alpha \cdot S / ed_1 S$, где S – площадь слоя Шоттки и учтём, что при токовой РСГУ в нашем случае имеем возможность интегрировать релаксационный ток по времени и находить коэффициент

передачи m , связанный с максимумом DLTS спектра (ΔV) и зарядом $Q_\alpha \cdot S$ соотношением $\Delta V / W = Q_\alpha \cdot S$.

Таким образом, имеем

$$kN_t = \Delta V / WeSd_1 \quad (2.46)$$

Далее задача сводится к определению $d_1=x_0$. При расчете d_1 , положим, что изменение d при РСГУ небольшое, так что конечное значение d (не показанное на рис.2.1) находим при изгибе зон $e(V_k+V)$, как и в начале релаксационного процесса. Естественно, что это вносит определенную ошибку в расчет, но так обычно считают и в литературе (см.[134]).

Имеем $\varphi = (en_0 / 2\varepsilon_0)(d-x)^2$, где $n_0=N_{DM}$ – равновесная концентрация электронов в базе, равная концентрации мелких доноров в базе и в ОПЗ [135], так что $\varphi_S = (ek_0 / 2\varepsilon_0)d^2$.

Тогда

$$(E_{CS} - E_{FS}) - (E_{CS} - E_{tS}) = E_{tS} - E_{FS} \quad (2.47)$$

Учитывая, что $\varphi_S - \varphi(x_0) = (E_{tS} - E_{FS})/e$, находим

$$x_0^2 - 2dx_0 + (2\varepsilon_0 / e^2 n_0)(E_{tS} - E_{FS}) = 0 \quad (2.48)$$

и получаем

$$x_0 = d_1 = d - \lambda = d - \left[\frac{2\varepsilon_0(E_F - E_t)}{e^2 n_0} \right]^{1/2} \quad (2.49)$$

Таким образом, по (2.49) легко определяется d_1 и по (2.46) находим kN_t . [136]

Методика экспресс-анализа параметров глубоких центров.

Исследование параметров глубоких уровней связано с большими временными затратами на температурное сканирование тестируемой барьерной полупроводниковой структуры. Автором разработан метод, позволяющий существенно снизить время проведения операций по определению основных параметров глубоких центров [137].

Одной из задач в обработке экспериментальных зависимостей, обусловленных релаксационными процессами, является определение параметров экспонент (амплитуды и постоянной времени), т.е. спектральный анализ в базе экспоненциальных функций. Определение этих параметров при суперпозиции экспоненциальных процессов становится возможным только с применением средств вычислительной техники. При вводе экспериментальной зависимости в ЭВМ производится дискретизация и квантование этой зависимости в соответствии с параметрами аналого-цифрового преобразователя, что необходимо учитывать при применении методов математической обработки информации во избежание ошибок в местах разрыва экспоненциальной зависимости.

Разработан алгоритм, позволяющий обрабатывать экспериментальные зависимости, обусловленные суперпозицией экспоненциальных процессов. Задача спектрального анализа в базе экспоненциальных функций решается в классе линейных алгоритмов. При вводе релаксационной зависимости в ОЗУ отсчеты взяты равномерно по времени с интервалом дискретизации Δt . Интервал дискретизации ограничивает минимальное значение измеряемой постоянной времени. Первой операцией данного алгоритма спектральной обработки является усреднение в измерительном интервале в логарифмическом масштабе по времени. Это необходимо для уменьшения погрешности измерения за счет влияния шумов. Логарифмический масштаб применяется для обеспечения необходимой разрешающей способности в широком диапазоне постоянных времен релаксации τ . При суммировании получаем экспоненту:

$$\sum_{i=k}^{k+n-1} \exp\left(-\frac{i\Delta t}{\tau}\right) = n \cdot \exp\left(-\frac{t_x}{\tau}\right), \quad (2.50)$$

где $t_x = k \cdot \Delta t + \frac{(n-1)}{2} \Delta t$, что фактически соответствует середине интервала усреднения.

Следующим производится сглаживание полученной зависимости полиномом Лагранжа второй степени. Это позволяет осуществить интерполяцию для функции с неравномерной дискретизацией.

$$\varphi_n(\tau) = L_0(\tau)f_0 + L_1(\tau)f_1 + L_2(\tau)f_2; \quad (2.51)$$

$$L_i(\tau) = \prod_{j=0, j \neq i}^2 \frac{(\tau - \tau_j)}{(\tau_i - \tau_j)}; \quad (2.52)$$

По этой функции можно рассчитать значения в междоузлиях. Особенно это важно при малых значениях времени измерения, которые влияют на спектр при малых постоянных времени. Основной операцией спектральной обработки сигнала в базисе экспоненциальных функций является дифференцирование по постоянной времени. Функция в нормальном масштабе времени имеет вид:

$$S(t) = A \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (2.53)$$

Функция в логарифмическом масштабе времени

$$S(x) = A \exp\left(-\frac{e^x}{\tau}\right), \quad (2.54)$$

где $x = \ln(t)$.

Спектр в экспоненциальном базисе: $\frac{dS(x)}{dx} = G(x)$. Далее находим максимум $G(x)$, проводя примитивный алгоритм численного дифференцирования: $G_1 = [S(x_{i+1}) - S(x_i)] / \Delta x$.

Временное расположение максимума соответствует истинному значению постоянной времени релаксации. Амплитуда максимума однозначно связана с амплитудой экспоненциальной функции. Таким образом, получаем характеристики экспоненциальной зависимости. Дополнительное уменьшение влияния шумов при измерении достигается путём сглаживания результатов в спектральной области.

Таким образом, алгоритм спектральной обработки цифрового сигнала в базе экспоненциальных функций содержит следующие основные этапы:

- 1) усреднение отсчётов измеряемого сигнала;
- 2) коррекция сигнала, полученного в результате усреднения;
- 3) интерполяция отсчетов в логарифмическом масштабе времени;
- 4) численное дифференцирование;
- 5) усреднение в спектральной области.

Данный алгоритм реализован в виде программного продукта, позволяющего вычислять спектр в широком диапазоне параметров, не прибегая к температурному сканированию исследуемой барьерной структуры.

2.3.3 Разработка модифицированного метода определения энергии ионизации глубоких уровней

Снижение временных издержек на проведение анализа и контроля дефектов в процессе производства полупроводниковых приборов послужило отправной точкой для разработки оригинальной методики определения энергии ионизации глубоких центров в полупроводниковых барьерных структурах, отличающейся повышенной точностью анализа и меньшим временем проведения эксперимента. С другой стороны – стояла задача экспериментальной апробации полученных расчетных соотношений при изучении реальных полупроводниковых структур, отвечающих приведенным выше основным допущениям РСГУ.

В качестве тестового объекта был выбран диод Шоттки с базой n-типа, содержащий один донорный глубокий уровень (ГУ) с равномерным распределением концентрации в базе и характеризуемый энергией ионизации ΔE_t . Предположим, что в равновесии (рисунок 2.8 а) ГУ E_t целиком располагается под уровнем Ферми и полностью заполнен электронами, в том числе на поверхности. Это означает, что мы не учитываем область

начального истощения глубокого уровня, и толщина ОПЗ приблизительно совпадает с толщиной слоя неполной ионизации λ [123]:

$$\lambda = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(E_F - E_t)}{e^2 n_0}}, \quad (2.55)$$

где $E_F - E_t$ - разность между энергиями уровня Ферми E_F и ГУ E_t в запрещенной зоне полупроводника; ε - относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника; ε_0 - диэлектрическая постоянная; n_0 - равновесная концентрация электронов в зоне проводимости полупроводника; e - элементарный заряд. Такое допущение будет вносить определенную ошибку в расчет концентрации ГЦ, образующих энергетические зоны ближе к краю зоны проводимости, но этой ошибкой обычно пренебрегают [119]. Кроме того, выдвинутое выше предположение вполне обосновано для энергетических уровней полностью находящихся под уровнем Ферми, т.е. вблизи середины запрещенной зоны [1].

На рисунке 2.8, б приведена зонная диаграмма диода Шоттки после приложения напряжения обратного смещения V . После приложения напряжения обратного смещения к диоду наблюдаются следующие процессы: 1) эмиссия электронов с ГУ из той части базы, в которой энергетический уровень E_t находится выше уровня Ферми (появляется ток генерации); 2) смещение границы ОПЗ, вызванное релаксацией тока [1].

В соответствии с рисунком 2.8, б получаем, что толщина области эмиссии носителей с ГУ имеет толщину $\delta = d_1 - \lambda$. В этом случае полный ток через полупроводниковую барьерную структуру, равный сумме токов генерации и смещения, может быть вычислен из соотношения:

$$i(t) = \frac{eN_t \delta S \theta}{\tau} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (2.56)$$

где $\theta = \frac{1}{2} \left[1 + \left(\frac{E_{F_n} - E_t}{V - V_K} \right)^{1/2} \right]$ - множитель, учитывающий эффект смещения

границы ОПЗ в процессе релаксации тока [138]; S - площадь барьерного

контакта Шоттки; t – время переходного процесса; δ – толщина слоя ионизации ГЦ; τ – время релаксации [138]:

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{E_c - E_t}{kT}\right), \quad (2.57)$$

где $\tau_0 = 2\tau_M = \varepsilon\varepsilon_0\rho$ согласно активационно-дрейфовой модели перезарядки ГЦ [138], либо $\tau_0 = (\sigma_n \langle v_T \rangle N_C)^{-1}$ согласно модели Шокли-Рида [1], где τ_M – максвелловское время релаксации в электронейтральной части базы диода, ρ – удельное сопротивление базы диода, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, σ_n – сечение захвата электронов на ГУ, $\langle v_T \rangle$ – средняя тепловая скорость электронов, N_C – эффективная плотность состояний в зоне проводимости.

Если указанный релаксационный процесс носит периодический характер с периодом T_0 , то выходное напряжение ΔU токового варианта РСГУ-спектрометра:

$$\Delta U = \frac{meN_t \delta S \theta}{\tau} \int_0^{T_0} F(t) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) dt, \quad (2.58)$$

где m – коэффициент передачи сквозного тракта РСГУ-спектрометра; $F(t)$ – взвешивающая функция спектрометра.

В результате температурного сканирования полупроводниковой барьерной структуры, содержащей один ГУ, наблюдается характерный максимум (пик) выходного напряжения РСГУ-спектрометра (рис. 2.9).

Амплитуда указанного пика зависит от амплитуды импульса напряжения обратного смещения. Очевидно, что с ростом напряжения обратного смещения возрастает толщина ОПЗ и как следствие – толщина слоя ионизации глубокого уровня δ . Как следует из формулы (2.58) при этом увеличивается амплитуда пика на спектре РСГУ.

Определение концентрации ГЦ в токовом варианте метода РСГУ производится по амплитуде пика ΔU из соотношения [138]:

$$N_t = \frac{\Delta U}{meS\delta\theta} \cdot \quad (2.59)$$

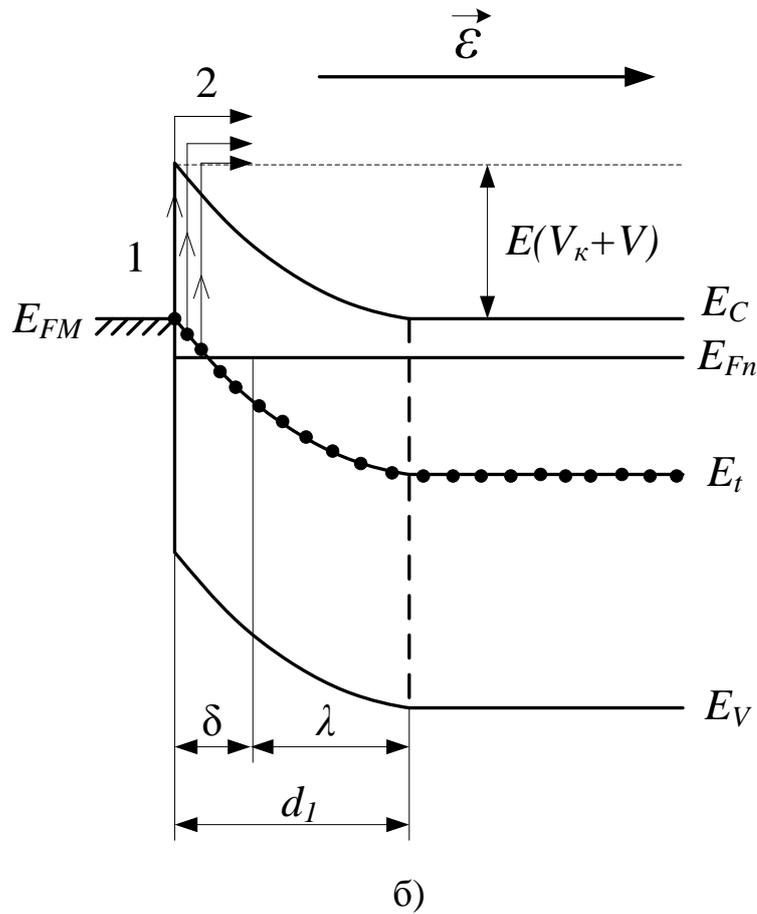
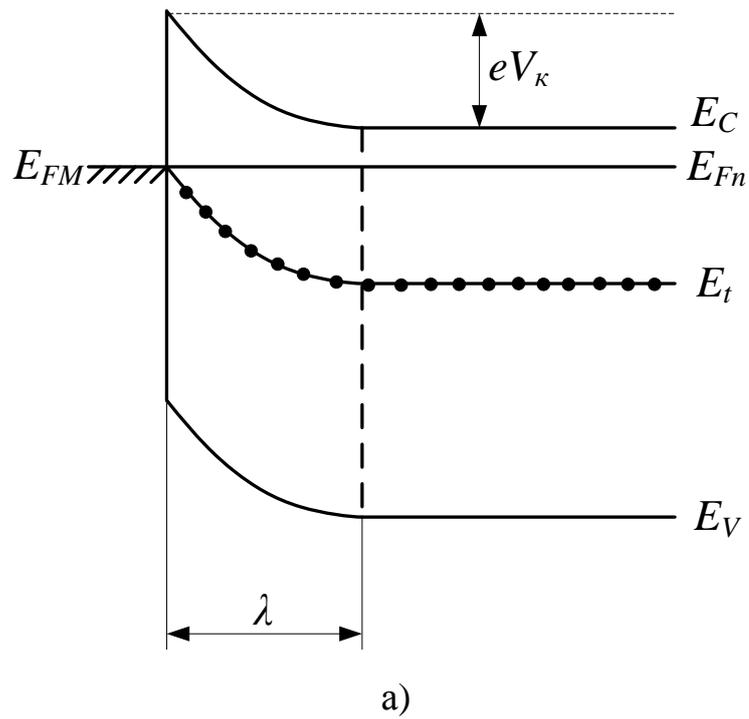


Рисунок 2.8 - Диаграмма диода Шоттки с базой n-типа

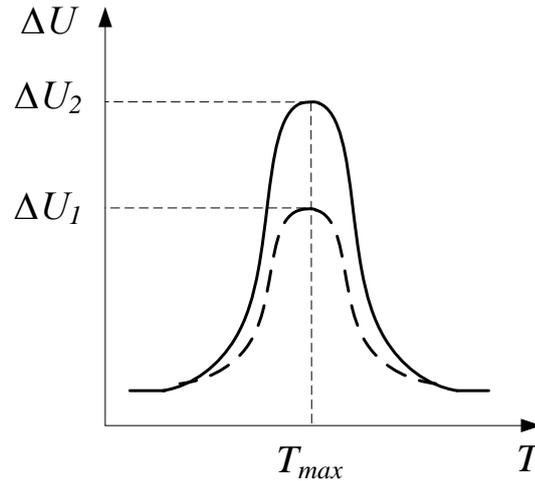


Рисунок 2.9 - Зависимость выходного напряжения РСГУ- спектрометра от температуры

Запишем формулу (2.59) для двух случаев амплитуды напряжения импульсов обратного смещения V_1 и V_2 при $b = 1$ и $\theta = 1$ [138]:

$$N_t(V_1) = \frac{\Delta U_1}{meS(d_1(V_1) - \lambda)}; \quad N_t(V_2) = \frac{\Delta U_2}{meS(d_2(V_2) - \lambda)}. \quad (2.60)$$

При условии однородного распределения объемного заряда глубоких и мелких центров в ОПЗ:

$$\frac{\Delta U_1}{meS(d_1(V_1) - \lambda)} = \frac{\Delta U_2}{meS(d_2(V_2) - \lambda)}, \quad (2.61)$$

откуда после преобразований имеем:

$$\lambda = \frac{\Delta U_2 \cdot d_1(V_1) - \Delta U_1 \cdot d_2(V_2)}{\Delta U_2 - \Delta U_1}, \quad (2.62)$$

где $d_1(V_1)$ и $d_2(V_2)$ - толщины ОПЗ соответственно для амплитуды напряжения импульсов обратного смещения V_1 и V_2 .

Таким образом:

$$E_F - E_t = (E_C - E_t) - (E_C - E_F) = \Delta E_t - (E_C - E_F) \quad (2.63)$$

Используем известное из литературы соотношение для расчета уровня Ферми [123]:

$$E_C - E_F = kT \ln \frac{N_C}{N_{\partial m}}, \quad (2.64)$$

где $N_{\partial m}$ – концентрация мелких доноров.

С учетом того, что все мелкие доноры ионизированы, т.е. $n_0 = N_{\partial m}$, получаем:

$$\Delta E_t = \frac{e^2 N_{\partial m}}{2\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{\Delta U_2 d_1 - \Delta U_1 d_2}{\Delta U_2 - \Delta U_1} \right)^2 + kT_{\max} \ln \frac{N_C}{N_{\partial m}} \quad (2.65)$$

При расчете ΔE_t величина T_{\max} соответствует температуре максимума пика на РСГУ-спектре (рис. 2.10). При наличии в образце нескольких глубоких уровней всю информацию об их энергиях ионизации получаем в результате одного температурного сканирования при фиксированной постоянной времени настройки дискриминатора. Более подробно процедура вычисления энергии ионизации будет описана ниже. Для расчета плотности состояний в зоне проводимости N_C применяют стандартную методику. Так, для кремния $N_C = 5.5 \cdot 10^{15} T^{3/2}$. Величины d_1 , d_2 , $N_{\partial m}$ могут быть легко найдены из вольт-фарадных характеристик (ВФХ) диода [139].

Для экспериментальной апробации разработанной методики определения энергии ионизации ГЦ проводились исследования методом токовой РСГУ [120]. Для РСГУ-измерений использовали диод Шоттки Al/n-Si, содержащий моноэнергетический ГУ вблизи середины запрещенной зоны. На рис. 2.10 приведен РСГУ-спектр, полученный при постоянной времени дискриминатора 22,4 мс для различных значений напряжения опустошения.

По наклону графика Аррениуса определили энергию ионизации донорного ГУ, которая составила 0,56 эВ (рис. 2.11). Результаты измерений ВФХ указанной структуры представлены на рис. 2.12.

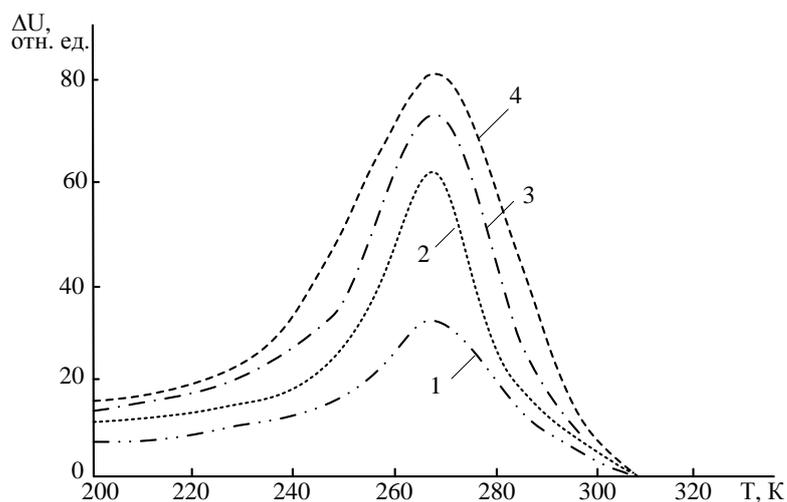


Рисунок 2.10 - Спектры токовой РСГУ диода Шоттки, соответствующие разным значениям напряжения опустошения: 1 – 0,5 В, 2 - 1,0 В, 3 – 1,2 В, 4 – 1,5 В

Зависимость $1/C^2 = F(V)$ аппроксимировалась прямой линией с коэффициентом корреляции 0,99 (рис. 2.12), что свидетельствует об однородном распределении концентрации “мелкой” легирующей примеси. Основные параметры образца по данным измерений ВФХ составляли: $N_{dm} = 6,0 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $d = 3,5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ при нулевом обратном смещении на диоде.

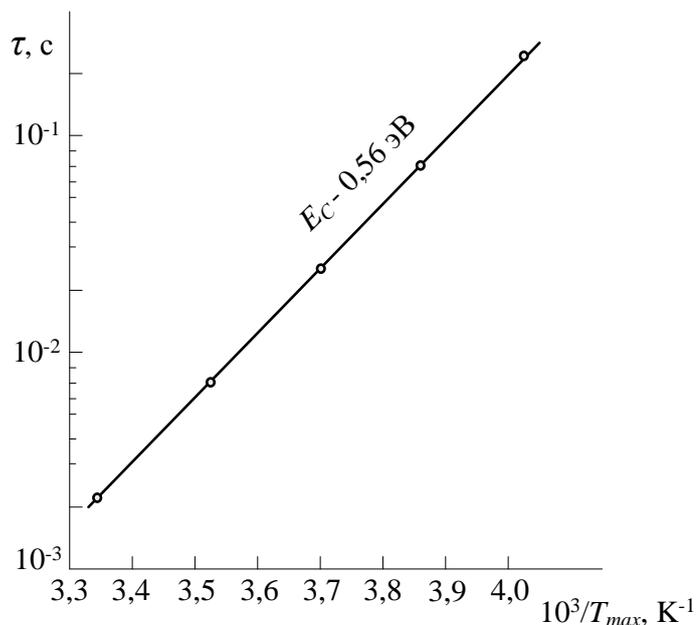


Рисунок 2.11 – Зависимость времени релаксации от температуры для диода Шоттки на кремнии

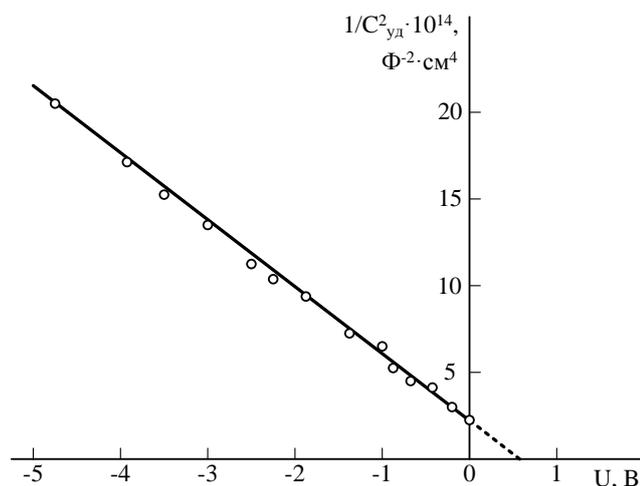


Рисунок 2.12 – Вольт-фарадная характеристика диода Шоттки

Для проверки предположения об однородном характере распределения плотности объемного заряда ГЦ были проведены измерения профиля концентрации. Для этого к образцу диода Шоттки прикладывали медленно изменяющееся напряжение обратного смещения и измеряли амплитуду пика РСГУ-спектра. Основные результаты указанных измерений приведены в таблице. На рис. 2.13 приведен рассчитанный профиль концентрации для уровня $E_C - 0,56$ эВ, который свидетельствует в пользу выбранной однородной модели распределения объемного заряда ГЦ. Разрешающая способность измерений профиля концентрации по координате определяется дебаевской длиной экранирования и составляет для указанной структуры около 80 нм. Погрешность измерения выходного напряжения РСГУ-спектрометра не превышала 10% в процессе всех экспериментов.

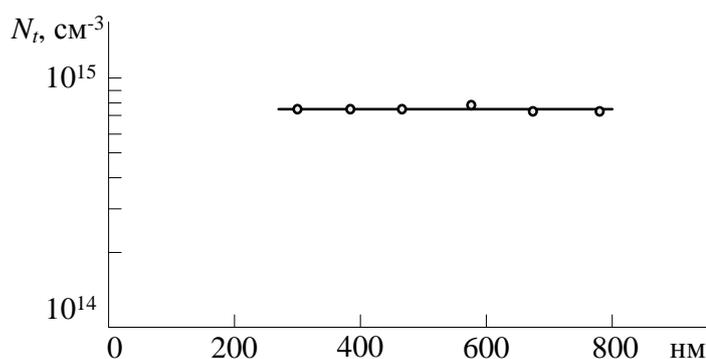


Рисунок 2.13 – Профиль концентрации глубокого уровня $E_C - 0,56$ эВ

Для оценки применимости формулы (2.65) проведем расчет энергии ионизации ГЦ. Используя данные строк 1 и 3 таблицы 2.1, получим: $\Delta U_1 = 82$ отн. ед.; $\Delta U_2 = 62$ отн. ед.; $d_1 = 6,1 \cdot 10^{-5}$ см; $d_2 = 7,0 \cdot 10^{-5}$ см; $T = 271$ К, $E_C - E_t = 0,58$ эВ, что согласуется с найденным выше значением $0,56 \pm 0,02$ эВ из графика Аррениуса (рис. 2.11).

Таблица 2.2 – Экспериментальные результаты РСГУ измерений диода Шоттки Al/n-Si

№	1	2	3	4
U , В	1,5	1,2	1,0	0,5
T_{\max} , К	271	271	271	268
ΔU , отн. ед.	82	75	62	31
$\lambda \cdot 10^5$, см	2,96	2,96	2,96	2,97
$d \cdot 10^5$, см	6,98	6,44	6,06	4,96
Θ	0,71	0,73	0,75	0,80
$N_i \cdot 10^{-14}$, см ⁻³	7,71	7,58	7,62	6,29

Таким образом, формула (2.65) позволяет определять энергию ионизации ГУ по данным РСГУ-измерений без построения графика Аррениуса. Методика заключается в следующем. В известный метод Лэнга [1] вводят дополнительный импульс напряжения обратного смещения с амплитудой $V_2 > V_1$, причем $|V_2 - V_1| \gg kT_{\max}/e$. На исследуемую полупроводниковую структуру поочередно подают импульсы напряжения обратного смещения V_1 и V_2 (рис. 2.14, а). После каждого импульса получают токовый релаксационный процесс (рис. 2.14 б). Сигнал, пропорциональный этим процессам умножают на опорный сигнал – взвешивающую функцию $F_1(t)$ (рис. 2.14, в) и $F_2(t)$ (рис. 2.14, г), причем $F_1(t) = F_2(t)$, где время t отсчитывается от начала соответствующего импульса напряжения опустошения. В результате производят селекцию по времени релаксации и определяют два значения амплитуды пиков РСГУ-спектра ΔU_1 и ΔU_2 ,

соответствующих одной и той же постоянной времени релаксации и различной амплитуде импульсов напряжения обратного смещения V_1 и V_2 .

Формулу (2.65) можно также использовать в качестве алгоритма расчета энергии ионизации в автоматизированных установках DDLTS [120].

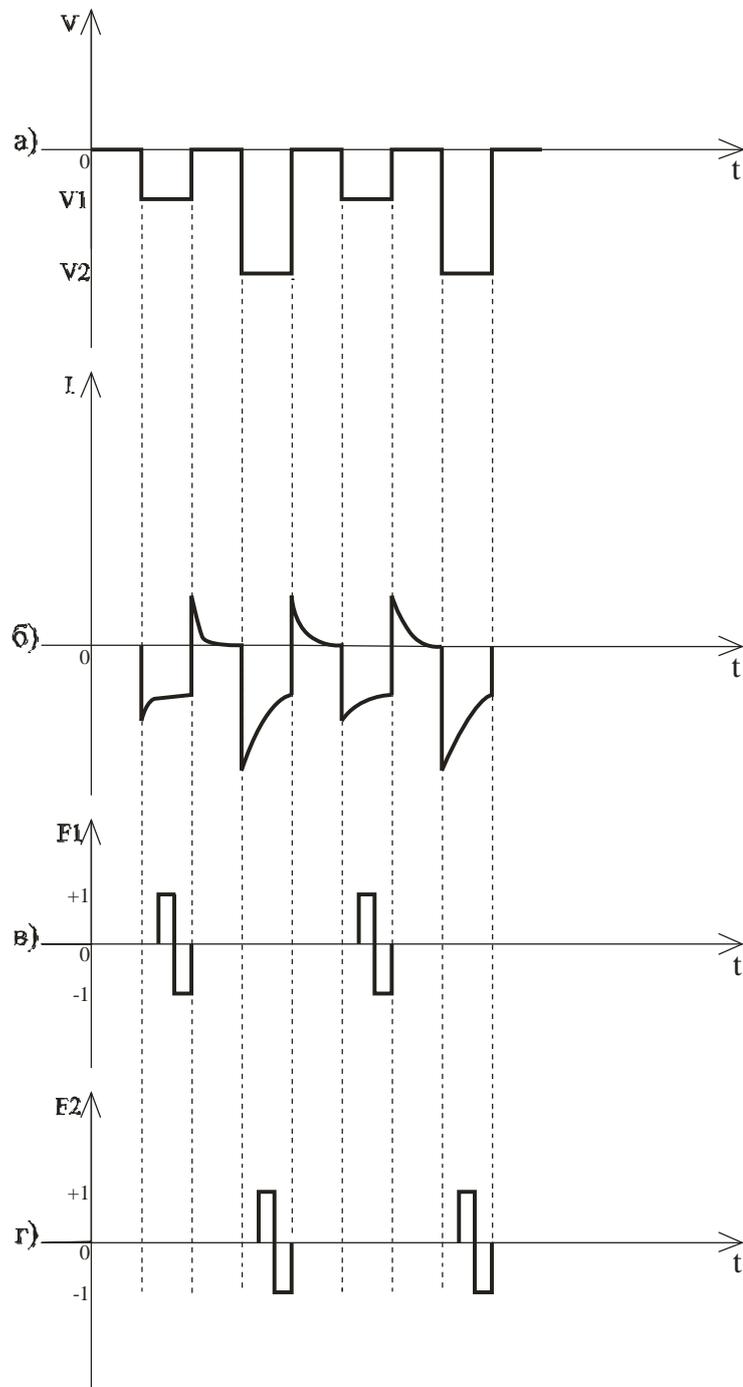


Рисунок 2.14 – Временные диаграммы модифицированного метода Лэнга [133]

Таким образом, в результате проведенных исследований разработаны метод и методика определения энергии ионизации равномерно распределенных дефектов в полупроводниковых барьерных структурах. Методика отличается повышенной экспрессностью измерений и точностью на уровне существующих аналогов. Проведена экспериментальная апробация разработанной методики на диодах Шоттки Al/n-Si.

2.3.4 Оценка погрешности определения энергии ионизации ГУ

Для определения энергии активации ГУ необходимо иметь как минимум два DLTS спектра, полученных при различных значениях постоянной времени настройки дискриминатора τ_1 и τ_2 спектрометра. Энергия активации определяется по следующей формуле [140]:

$$\Delta E = \frac{k}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}} \cdot \ln \frac{\tau_1 \cdot T_1^2}{\tau_2 \cdot T_2^2}, \quad (2.66)$$

где T_1 , T_2 температуры максимумов DLTS спектров, соответствующих постоянным времени настройки дискриминатора τ_1 и τ_2 .

В общем случае погрешность определения величины ΔE складывается из случайной и систематической ошибок [141, 142]. В настоящей работе величина ΔE определялась методом наименьших квадратов, что минимизирует среднеквадратичное отклонение, а, следовательно, и случайную составляющую погрешности. По углу наклона прямой Аррениуса, среднеквадратичное отклонение точек которой скомпенсировано методом наименьших квадратов, определяют энергию активации ГУ ΔE . При этом используют формулу (2.66), с тем лишь исключением, что индексы 1 и 2 соответствуют крайним точкам прямой Аррениуса. Будем считать, что общая погрешность в основном будет определяться систематической составляющей.

В соответствии с [141] после вычисления частных производных по T_1 , T_2 , τ_1 , τ_2 и полного дифференциала, получим:

$$\delta_{сист} = A + B, \quad (2.67)$$

где

$$A = \frac{\Delta T_1}{T_1} + \frac{\Delta T_2}{T_2} + \frac{\Delta T_2 - \Delta T_1}{T_2 - T_1}, \quad (2.68)$$

$$B = \left(\ln \frac{\tau_1 \cdot T_1^2}{\tau_2 \cdot T_2^2} \right)^{-1} \cdot \left[\frac{\Delta \tau_1}{\tau_1} + \frac{\Delta \tau_2}{\tau_2} + \frac{2\Delta T_1}{T_1} + \frac{2\Delta T_2}{T_2} \right]. \quad (2.69)$$

В (2.68) и (2.69) величины ΔT_1 , ΔT_2 – абсолютные систематические погрешности измерения температуры; $\Delta \tau_1$, $\Delta \tau_2$ – абсолютные систематические погрешности постоянной времени настройки устройства селекции (дискриминатора) DLTS спектрометра. Для используемого спектрометра погрешности $\Delta T_1 = \Delta T_2 = 0,5$ К и $\Delta \tau_1 = \Delta \tau_2 = 1 \cdot 10^{-6}$ с.

При выводе формулы (2.69) производится алгебраическое суммирование частных производных с учетом их знаков [116]. В данном случае имеет место частичная компенсация систематических погрешностей измерения температуры. Абсолютные систематические погрешности измерения температуры ΔT_1 и ΔT_2 входят в (2.68) с разными знаками, поэтому для $\delta_{сист}$ имеем компенсацию систематических погрешностей прямых измерений температуры.

Проведем оценку погрешности измерения энергии ионизации для некоторых случаев: 1) $\Delta E = 0,83$ эВ, $T_1 = 370$ К, $T_2 = 400$ К, $\tau_1 = 3,3 \cdot 10^{-3}$ и $\tau_2 = 4 \cdot 10^{-4}$ с; 2) $\Delta E = 0,055$ эВ, $T_1 = 100$ К, $T_2 = 120$ К, $\tau_1 = 4,5 \cdot 10^{-5}$ с и $\tau_2 = 2,2 \cdot 10^{-5}$ с. По формуле (2.67) получим абсолютную погрешность в определении ΔE 0,02 и 0,01 эВ для случаев 1 и 2 соответственно. Погрешность определения энергии активации ГУ составляет не менее kT и увеличивается по мере возрастания температуры регистрации пика РСГУ.

Выводы по главе 2

1. Рассмотрены физические основы метода релаксационной спектроскопии глубоких уровней. Показана необходимость учета процесса выноса генерированных носителей заряда из области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводниковой барьерной структуры. Отмечено, что в неупорядоченных полупроводниках этот процесс может оказывать определяющее влияние на свойства потенциального барьера в динамическом режиме.

2. Разработан способ компенсации аддитивной составляющей релаксационного сигнала в РСГУ-спектрометре, который заключается в измерении постоянной составляющей переходного релаксационного процесса на выходе преобразователя ток-напряжение и вычитании ее через звено обратной связи из входного сигнала. Полученный сигнал усиливается и обрабатывается для получения параметров ГУ.

3. Предложен способ определения энергии ионизации глубоких уровней в полупроводниковой барьерной структуре по измерению релаксации тока или емкости при фиксированной характеристической температуре, что уменьшает время диагностики в 3-4 раза и позволяет использовать его при экспресс-анализе параметров глубоких центров. На предложенный способ получен патент на изобретение.

4. Получены математические соотношения, позволяющие определять энергию ионизации глубокого уровня по разности максимумов РСГУ-пиков при различных амплитудах импульсов напряжения опустошения глубокого уровня и фиксированной температуре. В известных выражениях энергия ионизации ГУ определяется по РСГУ-пикам, полученных при разных температурах.

5. Разработан макет установки релаксационной спектроскопии глубоких уровней с адаптивной компенсацией токов сквозной проводимости, позволяющий измерять минимальную концентрацию ГЦ на уровне 10^{-9} см⁻³ в барьерных структурах с токами утечки от 0 до 1 мА. Проведена оценка

погрешности определения энергии ионизации ГУ, которая составляет не более $2kT$.

7. Разработана база данных по глубоким центрам в полупроводниковых структурах на основе Si, GaAs, InP, позволяющая ускорить процесс идентификации глубоких уровней.

Глава 3 Исследование энергетического спектра глубоких уровней в кристаллических полупроводниковых барьерных структурах

Как было отмечено в главе 1, наибольшее количество дефектов с ГУ в кристаллических полупроводниках возникает в ходе операций, связанных с высокотемпературными обработками (операции диффузии и окисления). Сюда же можно отнести операции эпитаксии и отжига. Так, в ходе операций диффузии и окисления возникают значительные термомеханические напряжения, приводящие к появлению собственных структурных дефектов (точечных дефектов, дислокаций) [32]. Кроме того, в ходе этих операций могут создаваться дефекты с ГУ, имеющие химическую природу, а также в ряде случаев происходит трансформация дефектов [32].

Появление неконтролируемых электрически активных примесей в кристалле интегральной схемы возможно на различных стадиях технологического процесса. Проконтролировать всю последовательность технологических операций с точки зрения появления глубоких энергетических центров и их идентификации – задача чрезвычайно трудоёмкая, требующая больших материальных и трудовых затрат. В данной главе проанализирован стандартный технологический процесс изготовления биполярных интегральных схем с изоляцией элементов с помощью р-п-перехода, определены наиболее “узкие” места техпроцесса, и для исследований выбрана стадия локального легирования – формирования изолирующих областей и базовая диффузия. Диффузия изолирующих областей проводится на всю толщину эпитаксиальной пленки, а базовая примерно на половину (в зависимости от типа структуры меньше либо больше). При этом пластины подвергаются высокотемпературной обработке ($T \geq 900$ °C) значительное время: 1 час и более.

В качестве маскирующего покрытия на поверхности пластины используется SiO_2 , который имеет низкий коэффициент диффузии для основной легирующей примеси – бора, т.е. обеспечивает защиту поверхности кристалла от диффузанта. Однако SiO_2 может быть практически

«прозрачным» при таких режимах для других типов примеси, попадающих в реактор вместе с диффузантом, рабочими газами или веществами, выделяемыми материалами реактора при высокой температуре. Как правило, примеси, дающие глубокие центры в кремнии, диффундируют по междоузлиям и обладают высокой проникающей способностью. Кроме того, при базовой диффузии, которая проводится на значительную глубину в открытую поверхность базового окна, неконтролируемая примесь может проникать вместе с основной и под маскирующий диэлектрик на расстояние, примерно равное глубине диффузии. Таким образом, поверхность пластины может быть обогащена электрически активными примесями, что неизбежно скажется на электрофизических характеристиках структур.

3.1. Структура исследуемых образцов

Для определения энергии ионизации и концентрации ГУ изготавливались тестовые структуры, имеющие следующие отличия в технологическом маршруте:

- а) после загонки базовой примеси удалялось только боросиликатное стекло из базовых окон;
- б) после загонки базовой примеси удалялось и стекло из базового окна, и диэлектрик на поверхности пластины до толщины 70 нм;
- в) после загонки базовой примеси удалялось и боросиликатное стекло, и диэлектрик с поверхности пластины. Затем на поверхность осаждался слой чистого SiO_2 , не загрязненного диффузантом и примесями, и далее техпроцесс проводился по стандартной схеме.

В первом случае проверялось появление неконтролируемой примеси в кристалле из загрязненного в процессе загонки примеси слоя SiO_2 .

Во втором случае удаление «грязного» SiO_2 осуществлялось до толщины диэлектрика, выращенного в сухом кислороде. Предполагалось, что плотный SiO_2 , выращенный в сухом кислороде, может оказаться не столь загрязненным технологическими примесями, так как примеси всех видов в

основном находятся ближе к поверхности от границы раздела SiO_2/Si , поскольку толщина всего SiO_2 более 300 нм.

В третьем случае предполагалось, что неконтролируемые примеси на предыдущих стадиях диффузии и при загонке пронизывают весь слой SiO_2 и обогащают поверхность Si. При этом удаление всего SiO_2 с поверхности и нанесение чистого SiO_2 может значительно уменьшить концентрацию ГУ, т.к. часть примесей удаляется с поверхности вместе с SiO_2 , а часть может быть гетерирована чистым SiO_2 .

Ввиду того, что барьерные емкости транзисторных структур в биполярных ИС малы, порядка 10^{-15} Ф и измерения изменений емкости или тока при очень малых площадях барьерных контактов технически затруднительны, измерения параметров ГУ проводились на тестовой ячейке ТЯ-52 (рис. 3.1), специально разработанной для токовой и емкостной спектроскопии. Тестовая ячейка ТЯ-52 была разработана сотрудниками ОНИЛ ФТП под руководством Орешкина П.Т. Диссертант принимал непосредственное участие в проектировании тестовой ячейки.

Ниже приводится краткое описание последовательности основных технологических операций изготовления ТЯ-52.

1. Выбор кремниевой подложки КДБ-10 (100) с эпитаксиальным слоем КЭФ-4,5 толщиной 10 мкм.

2. Окисление всей поверхности подложки по стандартной технологии «сухой–влажный–сухой» (толщина окисла 0,3 мкм – в сухом кислороде практически недостижима). Толщина сухого SiO_2 на поверхности составляла 0,07 мкм.

3. Проведение фотолитографии под разделительную диффузию, т.е. вскрытие окон в слое SiO_2 до поверхности подложки с целью формирования областей с изолирующим p-n-переходом.

4. Формирование изолирующих областей и выращивание дополнительного окисла толщиной 0,22 мкм, подготовка к проведению базовой диффузии.

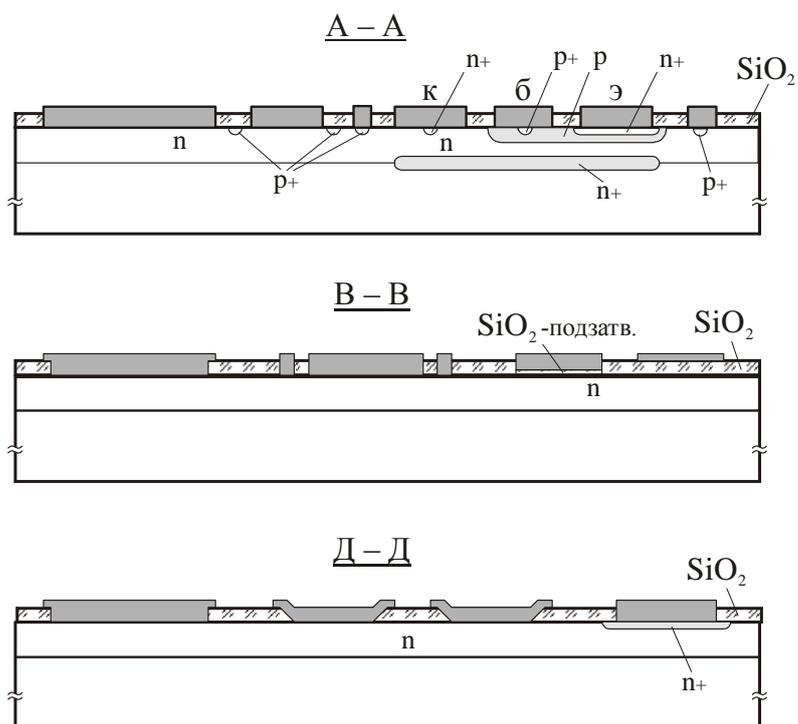
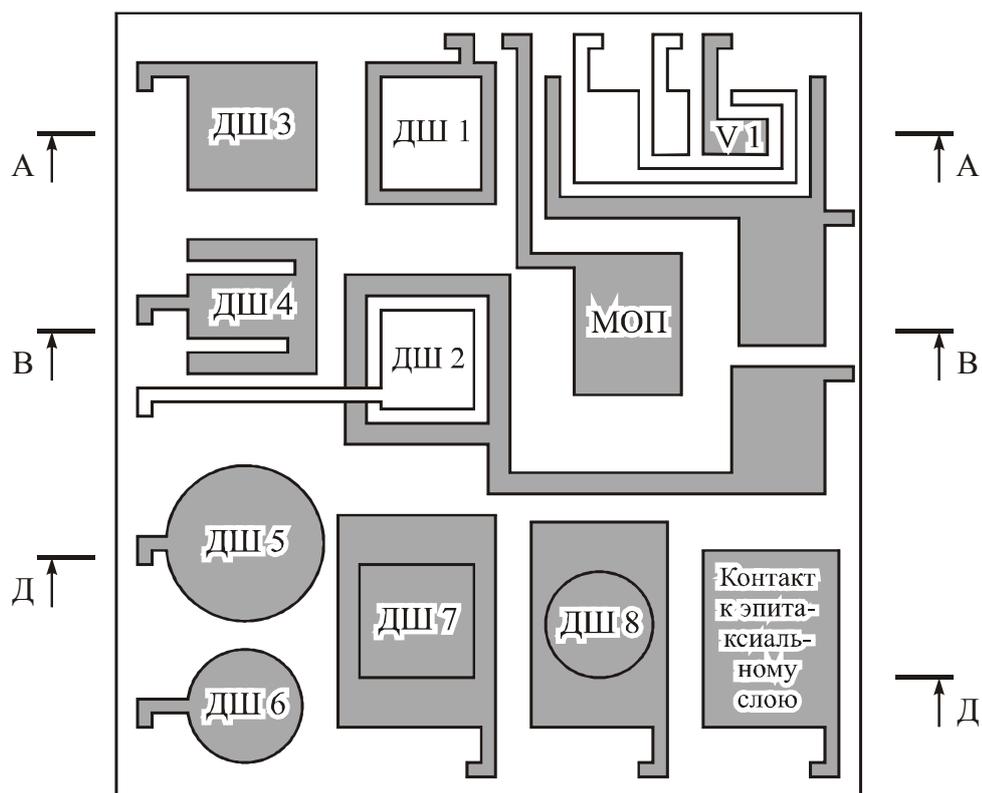


Рисунок 3.1 - Топология и структура тестовой ячейки ТЯ-52. Разрез А-А соответствует планарной структуре биполярного р-п-р и п-р-п транзистора, разрезы В-В и Д-Д соответствуют диодным структурам Шоттки

5. Проведение второй фотолитографии под базовую диффузию, вскрытие окон в слое SiO_2 до поверхности Si .

6. Проведение загонки бора в области базы.

7. Подготовка к проведению разгонки базовой примеси, проводится по трём вариантам:

а) удаление БСС из области базы до поверхности Si ;

б) полное удаление БСС и слоя SiO_2 до 0,07 мкм. Это толщина SiO_2 , выращенного в сухом кислороде, плотный качественный диэлектрик;

в) полное удаление БСС и SiO_2 .

8. Проведение разгонки базовой примеси с одновременным окислением поверхности, подготовка к проведению диффузии эмиттера.

9. Проведение фотолитографии – вскрытие окна для диффузии эмиттера и проведение n^+ – диффузии.

10. Проведение фотолитографии для вскрытия окон под омические контакты. На этой стадии также вскрываются окна в областях формирования диодов Шоттки. Проводится подготовка поверхности во вскрытых окнах для нанесения металлизации, осуществляется отжиг при 900 °С в течение часа в атмосфере N_2 , при этом глубина залегания p-n-переходов должна незначительно увеличиться (менее 1 мкм). Отжиг проводится с целью устранения дефектов на поверхности Si , которые могут появляться при плазмохимическом или жидкостном химическом травлении.

11. Формирование контактных областей по двум технологическим маршрутам:

а) нанесение пленки Al и для формирования омических контактов, и для формирования диодов Шоттки – стандартный вариант;

б) напыление слоя Pt и проводится её вжигание; при этом в областях диодов формируется контакт Шоттки, удалённый от поверхности Si за счёт образования соединения Pt-Si . В области эмиттера и базы обычный омический контакт. Далее слой Pt удаляется с поверхности и формируется трёхслойная металлизация контактов: подслой Ti – для качественной адгезии

пленки Al; подслоем W – для разделения Al и Ti, что препятствует образованию хрупкого соединения TiAl, толщина Ti–W составляла 0,2 мкм. И окончательно наносится слой Al–основного проводника соединительных шин. Таким образом, толщина металлизации составила 1 мкм.

12. Проведение фотолитографии по металлизации для окончательного формирования контактов.

13. Нанесение на поверхность структуры слоя SiO₂ или Si₃N₄ (пассивация–защита) для предотвращения утечек по поверхности.

14. Проведение фотолитографии по пассивирующему слою с целью формирования контактных площадок к кристаллу и проведение отжига в атмосфере N₂ в течение 30 минут для обеспечения хорошей адгезии поверхностного слоя Al и пассивации.

15. Сборка в корпус.

3.2. Исследование энергетического спектра глубоких уровней в кремниевых барьерных структурах Al/n-Si

В качестве тестовых структур были выбраны диоды Шоттки с алюминиевым контактом [143, 144] (концентрация мелкой легирующей примеси базы диода $N_M=10^{15}$ см⁻³) типа ДШЗ из состава тестовой ячейки ТЯ-52. Изучалось образование дефектов с глубокими уровнями в базе диодов Шоттки, формируемых с использованием операций жидкостного химического травления (ЖХТ) и плазмохимического травления (ПХТ). Режимы травления представлены в таблице 3.1.

Таблица 3.1 – Технологические режимы травления для ДШ с алюминиевым контактом Шоттки

№ образца	Температура отжига, °С	Вид травления
10	—	ЖХТ
12	900	ЖХТ
14	—	ПХТ
11	900	ПХТ

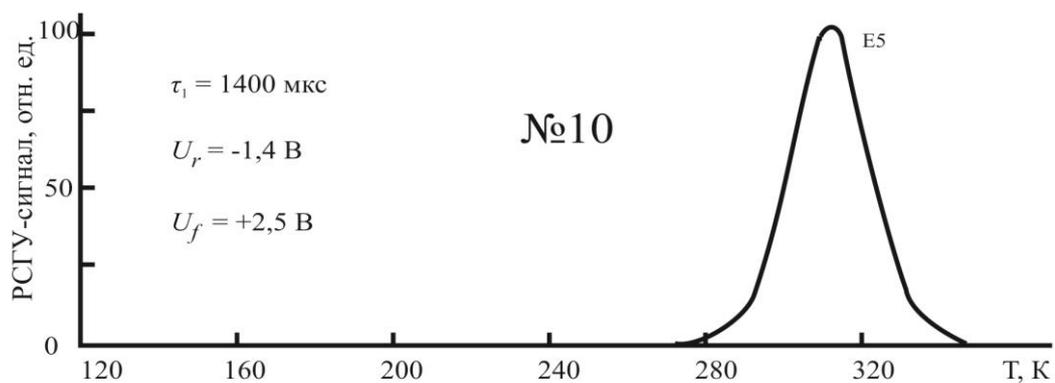
РСГУ-спектры измерялись в диапазоне времен релаксации $\tau = 60 - 6000$ мкс. Температурный диапазон измерений $120 - 400$ К. Амплитуда импульсов напряжения заполнения U_f и опустошения U_r ГУ была выбрана $+2,5$ В и $-1,4$ В соответственно. Импульс заполнения амплитудой $U_f = +2,5$ В обеспечивал смещение края области пространственного заряда (ОПЗ) в сторону границы раздела Al/n-Si и заполнение носителями заряда ГЦ, находящихся в приповерхностной области полупроводника. РСГУ-спектры для времени релаксации $\tau = 1400$ мкс представлены на рис. 3.2, а параметры ГЦ в диодах Шоттки приведены в таблице 3.2.

Таблица 3.2 - Данные по концентрации ГУ в диодах Шоттки Al/n-Si

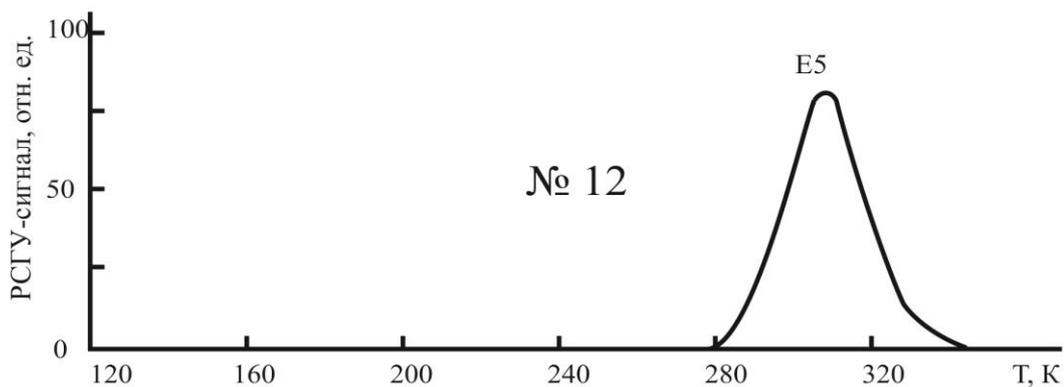
№ образца	Температура отжига, °С	Вид травления	Концентрация глубоких центров, см ⁻³				
			E1 E _c -0,20 эВ	E2 E _c -0,33 эВ	E3 E _c -0,38 эВ	E4 E _c -0,50 эВ	E5 E _c -0,55 эВ
10	—	ЖХТ					$8,1 \cdot 10^{11}$
12	900	ЖХТ					$6,0 \cdot 10^{11}$
14	—	ПХТ	$3,9 \cdot 10^{11}$	$2,4 \cdot 10^{11}$	$1,3 \cdot 10^{11}$	$8,4 \cdot 10^{10}$	$9,1 \cdot 10^{11}$
11	900	ПХТ				$8,0 \cdot 10^{10}$	$5,7 \cdot 10^{11}$

Для всех диодов Шоттки, изготовленных с использованием ЖХТ (№ 10, 12) и ПХТ (№ 11, 14), характерно наличие ГУ E5. Для диодов Шоттки, изготовленных с использованием ПХТ, наибольшая дефектность (количество наблюдаемых ГУ) характерна для образца № 14, здесь зарегистрировано пять ГУ: E1, E2, E3, E4, E5.

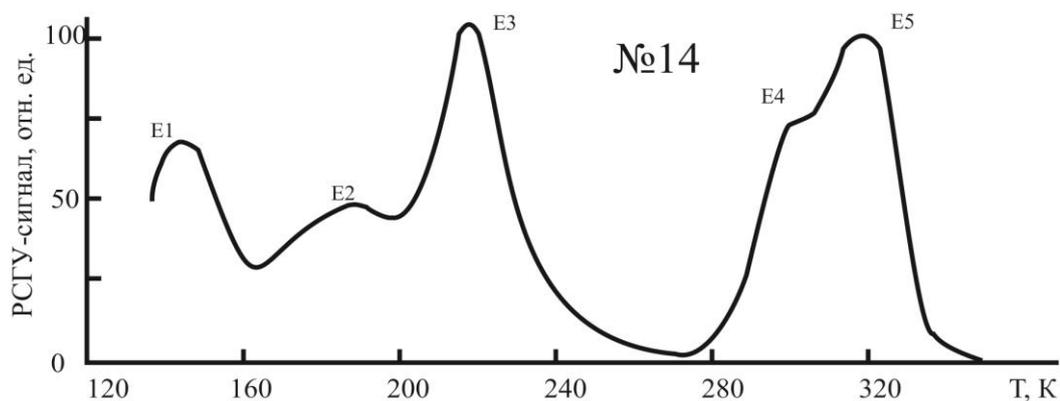
На основании приведенных данных можно заключить, что уровни E1, E2, E3 и E4 связаны с образованием дефектов в процессе ПХТ. Уровень E5, присутствующий во всех образцах, предположительно, связан с появлением дефектов упаковки в процессе выращивания эпитаксиальной пленки n-Si.



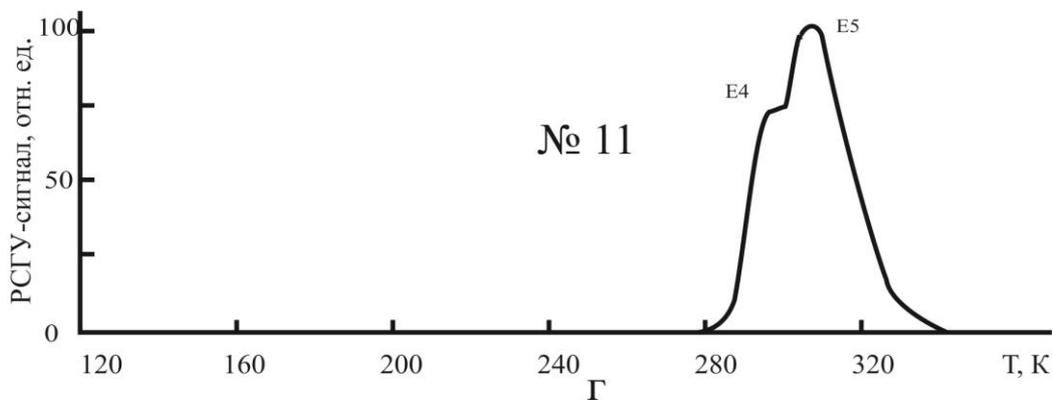
а



б



в



г

Рисунок 3.2 – PSGU-спектры диодов Шоттки Al/n-Si: а – образец № 14; б – образец № 10; в – образец № 12; г – образец № 11

Проведение отжига при температуре 900°C, в течение 1 часа в атмосфере азота на образце №11 (ПХТ) устраняет ГЦ E1, E2, E3 по сравнению с образцом №14, а концентрация ГЦ E4 и E5 снижается. Термообработка образца №12 (ЖХТ) вызывает некоторое снижение концентрации ГЦ E5 по сравнению с образцом №10 (ЖХТ).

Сопоставление ВАХ диодов Шоттки, изготовленных с использованием ПХТ и ЖХТ показывает, что в структуре №14, по сравнению с другими образцами, наблюдалось резкое увеличение токов утечки при обратном смещении и уменьшение порогового напряжения при прямом смещении (рис. 3.3).

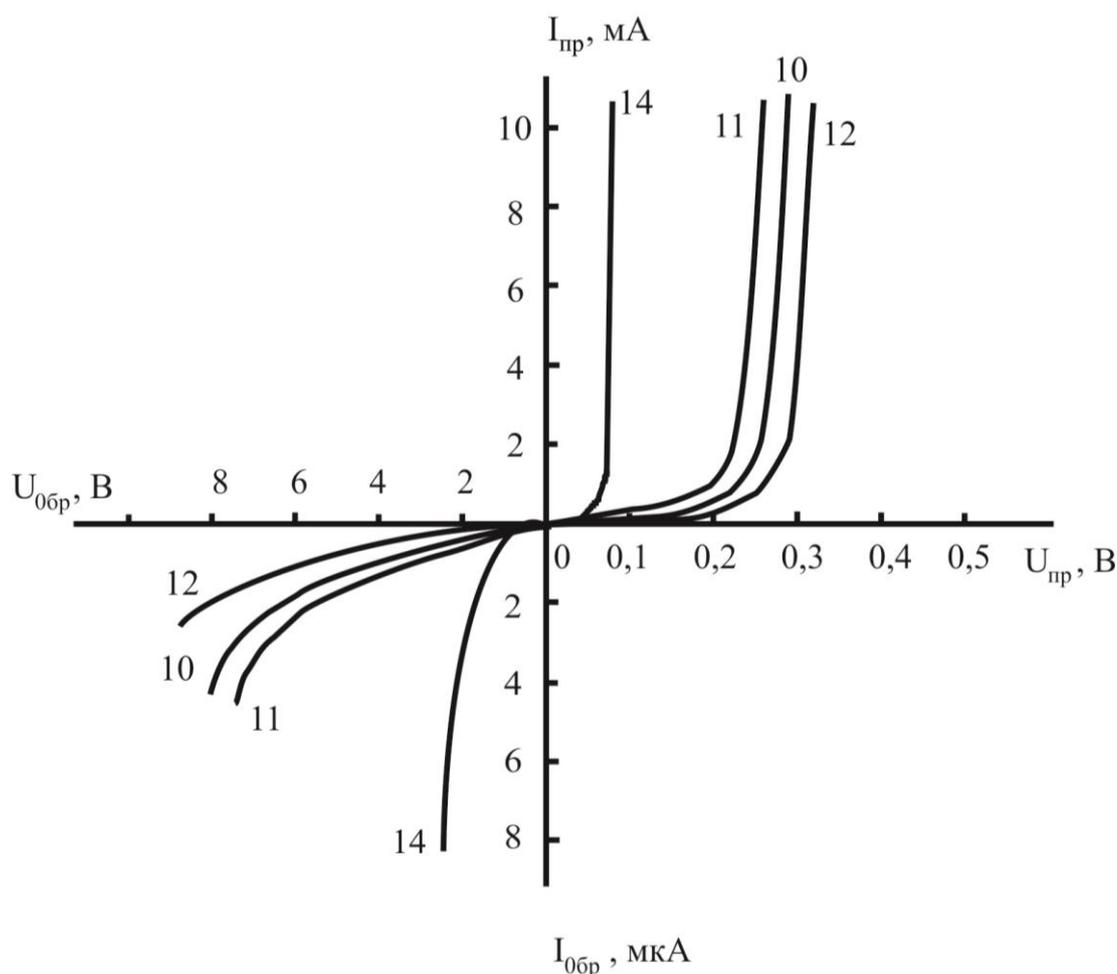


Рисунок 3.3 – Вольт-амперные характеристики диодов Шоттки Al/n-Si образцов № 10, 11, 12, 14

Введение операции отжига после ПХТ (№11) уменьшает обратный ток и увеличивает высоту барьера диодов Шоттки по сравнению с образцами, не подвергавшимися термообработке (рис. 3.3). Наименьшими токами утечки и наибольшей высотой потенциального барьера, судя по ВАХ, обладали образцы, полученные с использованием ЖХТ в сочетании с термообработкой (№ 12). В связи с этим, в дальнейшем проводились исследования образцов, изготовленных с использованием операций жидкостного химического травления.

3.3. Исследование энергетического спектра глубоких уровней в диодах Шоттки PtSi/n-Si

В данном разделе представлены результаты исследований спектра дефектов с глубокими уровнями (ГУ) методом РСГУ в диодах Шоттки PtSi/n-Si с различными вариантами технологической операции ЖХТ диэлектрика при формировании базовых областей в составе тестовой ячейки ТЯ-52. Приведено сопоставление параметров обнаруженных ГУ с литературными данными.

Исследованы три группы образцов, отличающихся технологической операцией травления перед проведением разгонки базовой примеси:

1. удаление БСС из области базы до поверхности Si;
2. полное удаление БСС и слоя SiO₂ до 0,07 мкм (это толщина SiO₂, выращенного в сухом кислороде, плотный качественный диэлектрик);
3. полное удаление БСС и SiO₂.

Для выяснения возможности проведения исследований методом РСГУ диодных структур Шоттки измерялись их вольт-амперные характеристики (рис. 3.4). ВАХ имели несимметричный вид, характерный для ДШ. Обратный ток утечки резко возрастал при температурах выше комнатной, что ограничивало температурный диапазон измерений РСГУ-спектров [145].

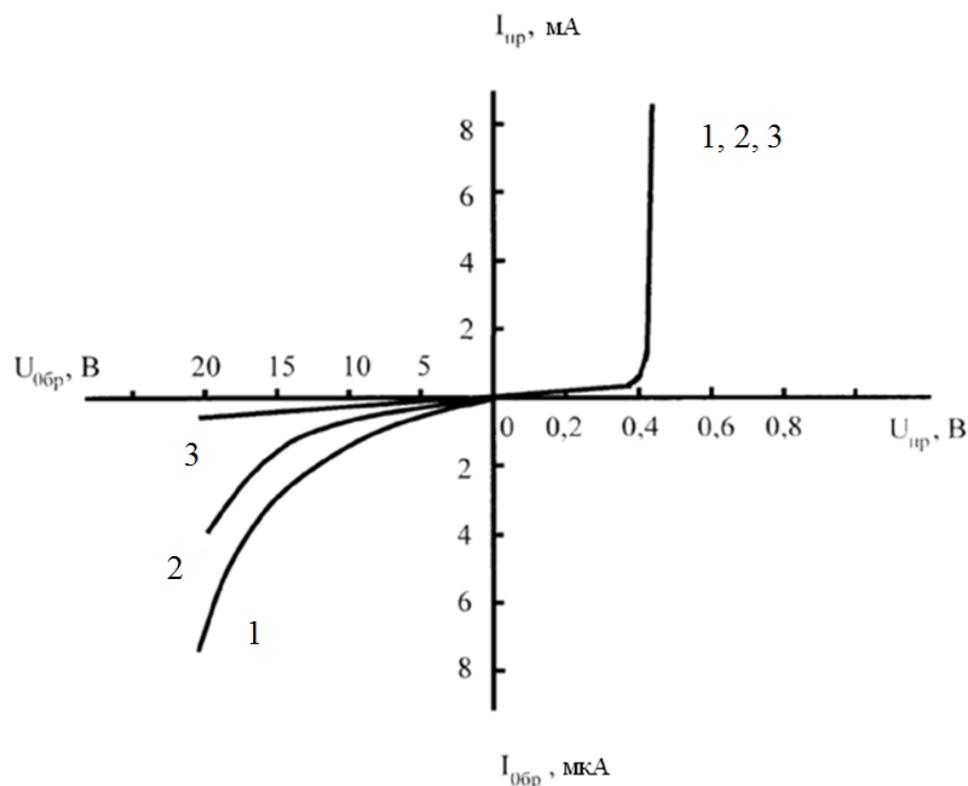


Рисунок 3.4 – ВАХ для диодов Шоттки PtSi/n-Si образцов 1, 2 и 3 групп

В связи с этим, для экспериментов использовали метод токовой РСГУ с компенсацией постоянной составляющей токов утечки обратно смещенного р-n-перехода или ДШ, который был рассмотрен в разделе 2.3. Чувствительность РСГУ-спектрометра к концентрации глубоких центров N_t для эпитаксиального слоя КЭФ-4,5 достигала 10^{10} см^{-3} .

При проведении измерений РСГУ-спектров следует учитывать и то обстоятельство, что ДШ, как объект исследования позволяет достичь максимальной чувствительности по концентрации дефектов с ГУ [123].

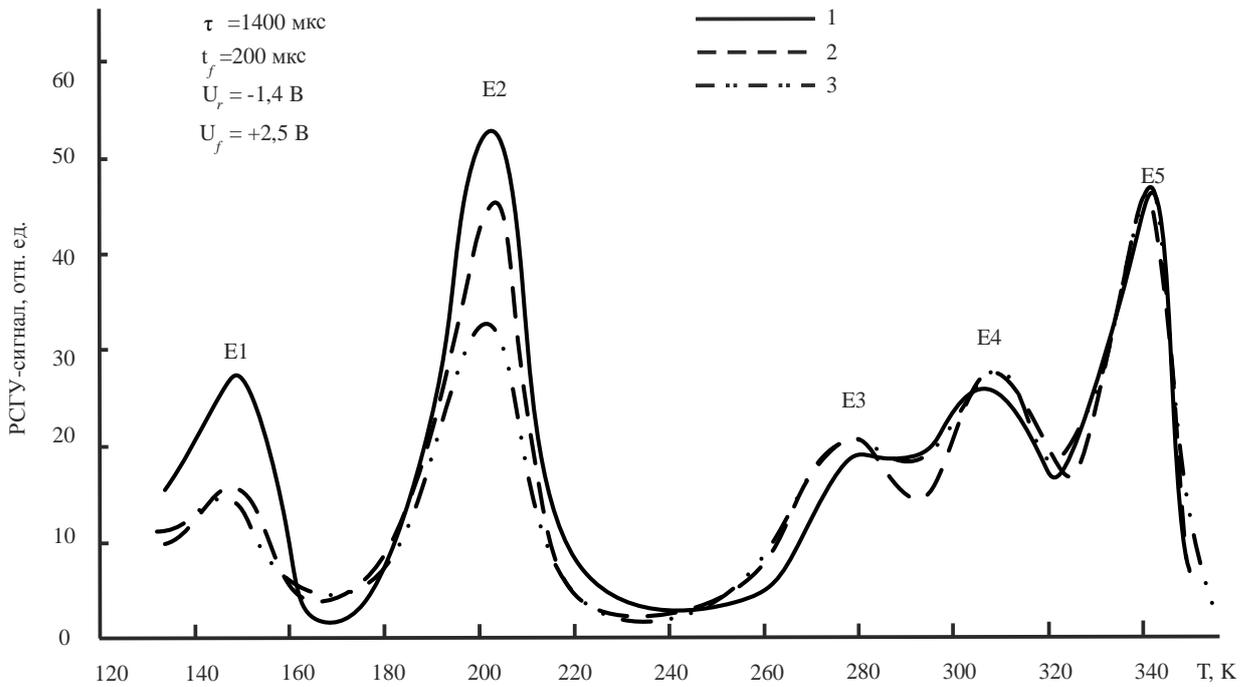
РСГУ-спектры измерялись в диапазоне времен релаксации $\tau = 60 - 6000$ мкс. Указанный диапазон τ был выбран на основании ограничений температурного диапазона измерений 77...400 К. Амплитуда импульсов напряжения заполнения U_f и опустошения U_r ГЦ была выбрана +2,5 и -1,4 В соответственно. Импульс заполнения амплитудой $U_f = +2,5$ В обеспечивал смещение края области пространственного заряда (ОПЗ) в сторону границы раздела PtSi/n-Si и заполнение носителями заряда ГУ, находящихся в

приповерхностной области полупроводника. При меньших U_f РСГУ-спектры получались с амплитудами пиков на уровне шумов. Резкое уменьшение амплитуд пиков при снижении величины заполняющего напряжения, указывало на то, что большинство обнаруженных ГУ располагается главным образом в приповерхностной области полупроводника, ближе к границе раздела металл-полупроводник.

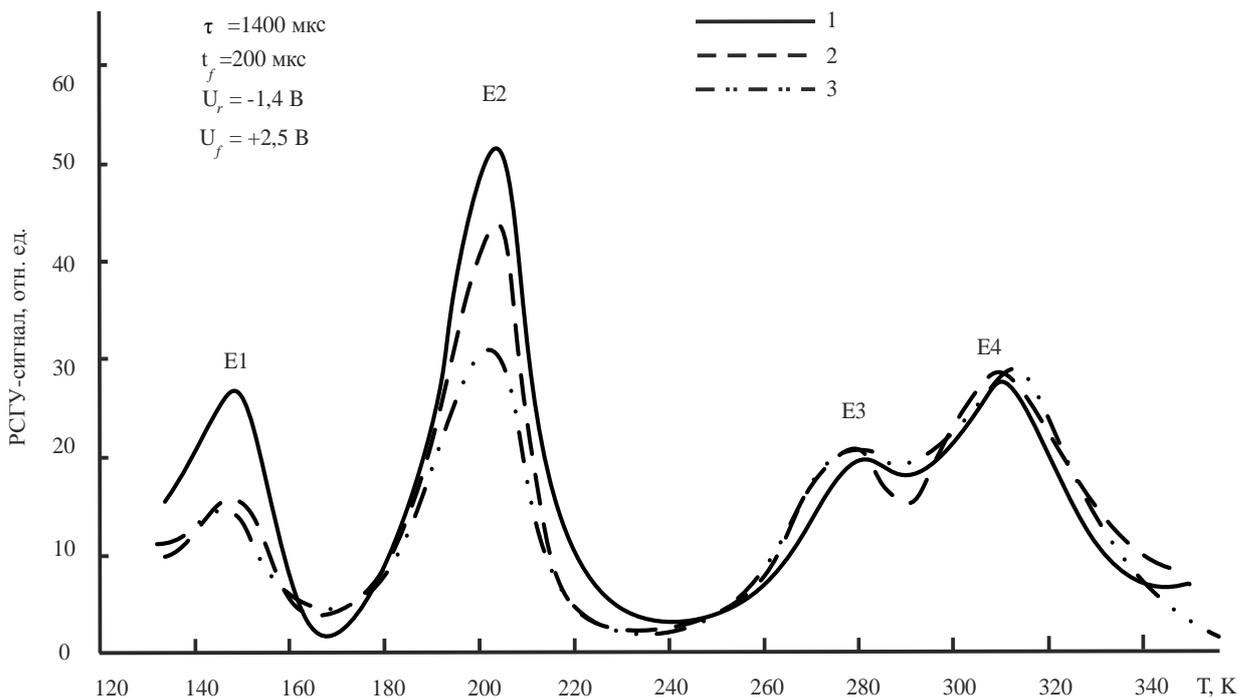
На рисунке 3.5 представлены спектры токовой РСГУ для неотожженных (рис. 3.5, а) и отожженных (рис 3.5, б) образцов, отличающихся технологией формирования базовой области ДШ в составе тестовой ячейки ТЯ-52. ТРСГУ-спектры представлены для $\tau = 1400$ мкс и длительности импульса заполнения $t_f = 200$ мкс. Такая длительность импульса заполнения обеспечивала полное заполнение ГУ носителями заряда, что проявлялось при измерениях РСГУ-спектров как прекращение увеличения амплитуды пиков ГУ при дальнейшем увеличении t_f . По результатам измерений РСГУ-спектров были построены прямые Аррениуса (рисунок 3.6), и по углу их наклона определены энергии активации обнаруженных ГЦ.

Энергии активации ГУ E1-E4, определены из графиков Аррениуса (рис. 3.6), составляли соответственно 0,26; 0,38; 0,50; 0,54 эВ. Энергия активации ГУ E5 в связи с тем, что этот максимум находился на краю температурного диапазона измерений РСГУ, рассчитывалась из формулы $\tau = 2\tau_M \exp(\Delta E_t / kT)$, где τ_M - максвелловское время релаксации, $\Delta E_t = E_c - E_t$ – энергия активации ГУ, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура [138], и составляет 0,60 эВ.

Сводные данные по концентрации обнаруженных дефектов с ГУ приведены в таблице 3.3. Видно, что в зависимости от технологии формирования базы просматривается тенденция к снижению концентрации ГУ E1 и E2 при замене стравливания БСС полным удалением окисла. Уровень E1 наиболее близок по параметрам к центру X1 [131], который приписывают хрому. ГУ E2 в литературе связывают с железом [100, 131].



а



б

Рисунок 3.5 - Спектры токовой РСГУ ДШ на основе PtSi/n-Si, полученные при $\tau = 1,4$ мс: а – без отжига; б – с отжигом. Сплошная линия соответствует 1-й группе образцов, штриховая – 2-й и штрихпунктирная - 3-й

Соответственно, уровни E1 и E2 могут вноситься, например, технологическим оборудованием. ГУ E4 может соответствовать дефектам упаковки (по своим параметрам близок к ГУ E5, см. п. 3.2). ГУ E3 в соответствии с литературными источниками может быть образован атомами Pt или ее комплексами с кислородом, попавшими в Si в процессе формирования барьерного контакта PtSi/Si.

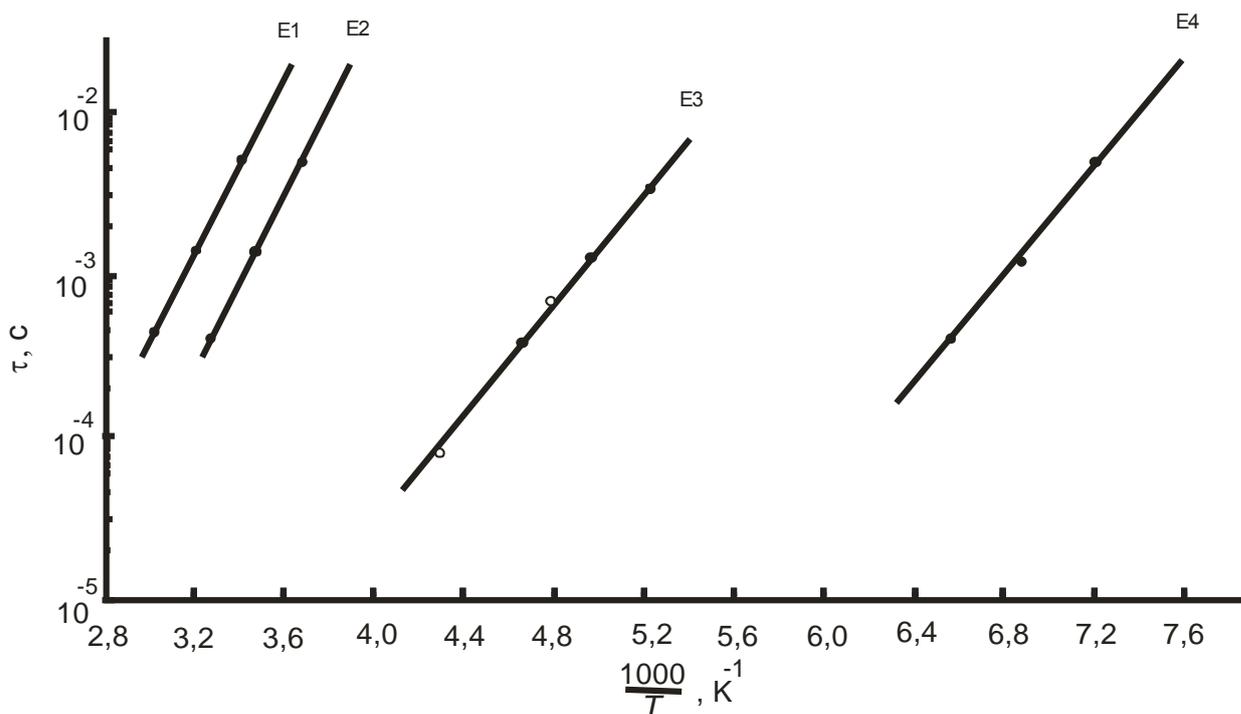


Рисунок 3.6 - Зависимости Аррениуса для спектров ТРСГУ, представленных на рис. 3.5

Из рисунка 3.5, а видно, что во всех группах неотожженных образцов обнаружено пять ГУ. Важно отметить, что после отжига пластины с тестовой ячейкой при 900 °С пик ГУ E5 на РСГУ-спектрах полностью исчезал (рис. 3.5, б). Авторы работы [100] наблюдали подобную картину для одного из обнаруженных ГУ и связывали этот ГУ с неким “протяженным” по энергетическим состояниям дефектом, который полностью исчезает при отжиге. Это может свидетельствовать о том, что ГУ E5 обусловлен наличием структурных дефектов в эпитаксиальном слое, образовавшихся в процессе технологических операций при проведении базовой диффузии. На концентрацию остальных ГУ температурный отжиг влиял слабо.

Таблица 3.3 - Концентрация и энергия активации ГУ при разных технологиях формирования базы в диодах Шоттки на основе PtSi/n-Si

ГУ	Энергия активации, эВ	Концентрация ГЦ, см ⁻³ (номер образца)					
		(1), неотож.	(1), отож.	(2), неотож.	(2), отож.	(3), неотож.	(3), отож.
E1	0,26±0,02	1,5·10 ¹²	1,4·10 ¹²	8,8·10 ¹¹	8,8·10 ¹¹	7,9·10 ¹¹	7,9·10 ¹¹
E2	0,38±0,03	3,2·10 ¹²	3,1·10 ¹²	2,2·10 ¹²	2,0·10 ¹²	1,6·10 ¹²	1,5·10 ¹²
E3	0,50±0,03	3,6·10 ¹¹	3,3·10 ¹¹	4,0·10 ¹¹	3,9·10 ¹¹	4,3·10 ¹¹	3,9·10 ¹¹
E4	0,54±0,04	7,1·10 ¹¹	6,2·10 ¹¹	7,9·10 ¹¹	6,5·10 ¹¹	8,1·10 ¹¹	6,6·10 ¹¹
E5	0,60±0,04	1,8·10 ¹²	-	2,2·10 ¹²	-	1,9·10 ¹²	-

Экспериментальные данные по измерению ВАХ (рисунок 3.4) показали значительное уменьшение обратного тока в ДШ третьей группы по сравнению с ДШ первой группы. Это можно связать с соответствующим уменьшением концентрации ГЦ *E1* и *E2*.

Установлено, что операции полного удаления окисла либо травливания до остатка 0,07 мкм в сочетании с отжигом являются предпочтительнее снятия слоя БСС, т.к. в результате снижается интегральная концентрация ГЦ, а обратные токи в ДШ уменьшаются с 1,5 до 0,2 мкА при величине обратного напряжения 10 В.

3.4. Исследование энергетического спектра ГУ в кремниевых планарных транзисторах

Приведены результаты исследований [146] параметров глубоких уровней в базовой области n-p-n-транзистора с различной технологией жидкостного химического травления диэлектрика при проведении двухстадийной базовой диффузии.

Исходя из максимального влияния ГУ в активной области базы транзистора, в качестве объекта исследований был выбран эмиттерный переход. В процессе регистрации РСГУ-спектров напряжение на эмиттерном

n-p- переходе транзистора изменяли от некоторого прямого смещения $U_f = +0,3$ В, обеспечивающего инжекцию электронов из эмиттера в базу, до обратного смещения $U_r = -1,5$ В. Выбранные режимы позволяют измерить спектр глубоких уровней в базе [123].

Изучалось влияние на параметры ГУ следующих технологических операций во время формирования базовой области n-p-n транзисторов на кремнии:

- стравливание БСС (группа образцов №1);
- стравливание БСС, SiO₂ до тонкой окисной пленки толщиной 0,07 мкм (группа образцов №2);
- стравливания БСС, SiO₂ полностью до кремния (группа образцов №3).

Все образцы были отожжены при температуре 900 °С в течение одного часа.

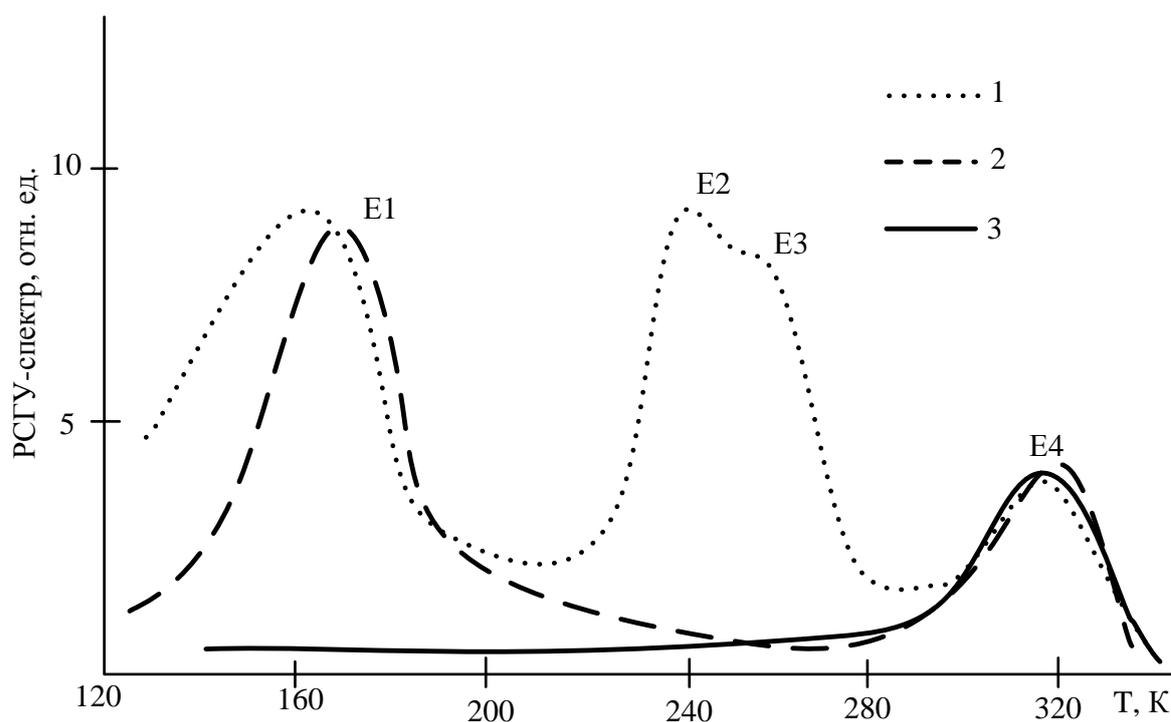


Рисунок 3.7 - Спектры глубоких уровней в транзисторной структуре: пунктирная линия соответствует 1-й группе образцов, штриховая – 2-й и сплошная – 3-й

В образце со стравленным БСС (спектр РСГУ соответствует кривой 1 на рисунке 3.7) наблюдаются 4 глубоких уровня: E1; E2; E3; E4. Определенные из графиков Аррениуса значения энергетической локализации ГУ в запрещенной зоне E_C-E_t составляют соответственно: 0,30 эВ; 0,41 эВ; 0,44 эВ; 0,55 эВ. На всех спектрах РСГУ (рис. 3.7) присутствовали ГУ E4, который рассматривался в п. 3.2 и 3.3.

ГУ E1, E2 и E3 обусловлены, по мнению автора, проникновением в базу примесей из пленки SiO₂. Удаление окисла до пленки толщиной 0,07 мкм приводило к исчезновению ГУ E2 и E3. При полном удалении слоя SiO₂ ГУ E1 также исчезал.

Таблица 3.4 – Концентрации глубоких центров в транзисторной структуре

№обр	Техн.базы	Концентрация глубоких центров Nt , см ⁻³				
		E1	E2	E3	E4	Суммарная Nt
1	БСС	$1,2 \cdot 10^{12}$	$1,8 \cdot 10^{12}$	$2,9 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{11}$	$6,4 \cdot 10^{12}$
2	0,07 мкм SiO ₂	$1,1 \cdot 10^{12}$	—	—	$5,3 \cdot 10^{11}$	$1,6 \cdot 10^{12}$
3	SiO ₂	—	—	—	$5,1 \cdot 10^{11}$	$5,1 \cdot 10^{11}$
E_t эВ		0,30	0,41	0,44	0,55	

Таким образом, при частичном или полном удалении слоя SiO₂ суммарная концентрация ГЦ в базе транзисторной структуры снижалась в 4 и 12,5 раз, соответственно.

Являясь центрами рекомбинации электронов, инжектированных из эмиттера в базу, ГУ вызывают уменьшение коэффициента усиления по току транзисторов β_0 . При измерении β_0 в структурах №1 (стравливание БСС), содержащих ГУ E1 - E4 получили заниженные значения $\beta_0=40$ ($I_k=200$ мкА; $I_6=5$ мкА при $U_{кз}=2$ В); в структурах №2 $\beta_0=60$ ($I_k=340$ мкА; $I_6=5$ мкА при

$U_{кэ}=2В$); в структурах №3, где обнаружен только E4, $\beta_0=56$ ($I_k=280$ мкА; $I_0=5$ мкА при $U_{кэ}=2В$).

Таким образом, операция полного удаления окисла является предпочтительнее снятия слоя БСС или удаления БСС вместе со слоем SiO_2 до толщины 0,07 мкм, что согласуется с ранее полученными результатами на диодах Шоттки (п. 3.2, 3.3). В результате наблюдалось увеличение коэффициента усиления по току транзисторов β_0 с 40 до 68.

Выводы к главе 3

1. Разработана структура тестовой ячейки-спутника ТЯ-52, включающая два элемента ИС - диод Шоттки Al/n-Si или PtSi/n-Si и n-p-n-транзистор для отработки технологических режимов изготовления ИС, позволяющая обеспечить контроль ГЦ по данным токовой и емкостной спектроскопии. Структура тестовой ячейки ТЯ-52 разрабатывалась с учетом особенностей определения параметров ГЦ с помощью метода РСГУ.

2. Экспериментально получены РСГУ-спектры для диодов Шоттки Al/n-Si. По спектрам определены пять ГУ: E1; E2; E3; E4; E5 с энергетической локализацией в запрещенной зоне Si (E_C-E_V) 0,20 эВ; 0,33 эВ; 0,38 эВ; 0,50 эВ; 0,55 эВ, соответственно. Установлено, что уровни E1, E2, E3 и E4 связаны с образованием дефектов в процессе плазмо-химического травления (ПХТ). Уровень E5 связан с появлением дефектов упаковки в процессе выращивания эпитаксиальной пленки n-Si. Проведение отжига при температуре 900°C в течение 1 часа в атмосфере азота на образцах диодов Шоттки Al/n-Si, подвергнутых ПХТ, устраняет ГЦ E1, E2, E3, а концентрация ГЦ E4 и E5 снижается. Термообработка образцов при тех же условиях отжига, подвергнутых жидкостному химическому травлению (ЖХТ), вызывает снижение концентрации ГЦ E5. Введение операции отжига после ПХТ уменьшает обратный ток и увеличивает высоту барьера Al/n-Si по сравнению с образцами, не подвергавшимися термообработке. Наименьшими токами утечки и наибольшей высотой потенциального барьера Al/n-Si

обладали образцы, полученные с использованием ЖХТ в сочетании с термообработкой.

3. Установлено, что в диодах Шоттки PtSi/n-Si операции полного удаления окисла, либо стравливания до остатка 0,07 мкм, в сочетании с отжигом при температуре 900°C в течение 1 часа в атмосфере азота являются предпочтительнее снятия слоя БСС перед операцией разгонки примесей при проведении базовой диффузии, т.к. в результате снижается интегральная концентрация ГЦ, а обратные токи в ДШ уменьшаются с 1,5 до 0,2 мкА при величине обратного напряжения 10 В.

4. Выявлена тенденция к снижению концентрации ГУ E1 (Cr) и E2 (Fe) в тестовых n-p-n-транзисторах при замене операции стравливания БСС полным удалением окисла. В образцах со стравленным БСС на спектрах РСГУ наблюдаются 4 глубоких уровня: E1; E2; E3; E4 с энергетической локализацией в запрещенной зоне Si ($E_C - E_f$) 0,30 эВ; 0,41 эВ; 0,44 эВ; 0,55 эВ, соответственно. ГУ E3 образован атомами Pt или ее комплексами с кислородом, попавшими в Si в процессе формирования барьерного контакта PtSi/Si. ГУ E4 связан с дефектами упаковки и по своим параметрам близок к ГУ E5, наблюдаемому в тестовых диодах Шоттки. Удаление окисла до пленки толщиной 0,07 мкм приводило к исчезновению ГУ E2 и E3; при полном удалении слоя SiO₂ ГУ E1 также исчезал. Таким образом, при частичном или полном удалении слоя SiO₂ суммарная концентрация ГЦ в базе транзисторной структуры снижалась в 4 и 12,5 раз, соответственно.

5. Экспериментально установлено, что в результате замены технологической операции снятия слоя БСС или удаления БСС вместе со слоем SiO₂ до толщины 0,07 мкм операцией полного удаления окисла, наблюдалось увеличение коэффициента усиления по току β_0 n-p-n-транзисторов с 40 до 68.

6. Установлена взаимосвязь между технологическими операциями изготовления базы в планарной технологии ИМС с изоляцией обратно смещенным p-n-переходом и спектром глубоких уровней, образованных

дефектами в базе диодных структур Шоттки и n-p-n транзисторах. Показано, что в случае использования жидкостного травления наименьшая суммарная концентрация ГЦ в диодах Шоттки Al/n-Si, PtSi/n-Si и кремниевых n-p-n транзисторах получается при полном удалении маскирующего слоя SiO₂ и слоя боросиликатного стекла при вскрытии окон для проведения базовой диффузии. В диодных структурах с наименьшей суммарной концентрацией ГЦ наблюдается наименьший обратный ток утечки, а в n-p-n транзисторах наблюдается увеличение коэффициента усиления тока базы в схеме с общим эмиттером в 1,5 раза.

Таким образом, в результате проведенных экспериментальных исследований в технологическом процессе изготовления ИМС на кремниевых планарно-эпитаксиальных структурах выявлены наиболее проблемные операции с точки зрения дефектообразования. Ими являются – окисление, диффузия, травление и термический отжиг. Вследствие этого, именно для этих операций предложен метод диагностики ГЦ - релаксационная спектроскопия глубоких уровней с адаптивной компенсацией токов сквозной проводимости.

Глава 4. Исследование глубоких энергетических уровней в Al/a-Si:H и HJT-структурах

Исследования плотности локализованных состояний (далее глубокие центры) в запрещенной зоне по подвижности в аморфном гидрогенизированном кремнии (a-Si:H) позволяет усовершенствовать технологический процесс получения тонкопленочных структур на их основе [147]. Эти исследования представляют интерес при создании полевых транзисторов для схем управления матрицей жидкокристаллических экранов, солнечных элементов на основе гетероструктур a-Si:H/mc-c-Si и HJT (Heterostructure with Intrinsic Thin Layer) - структур.

При создании электронных элементов на основе этих структур электрически и оптически активные глубокие центры могут возникать как в аморфной, так и в кристаллической (микрористаллической) фазе. При их экспериментальном исследовании возникает проблема определения пространственной локализации ГЦ.

В предыдущей главе были приведены результаты исследований ГЦ в барьерных структурах на основе кристаллического кремния. В данной главе представлены результаты экспериментальных исследований барьерных структур на основе a-Si:H, полученных при различных режимах технологического процесса. Это позволяет сформулировать рекомендации по коррекции режима получения полупроводниковых структур с заданными параметрами для применения в конкретных элементах и устройствах на их основе.

Основным методом, используемым в работе при исследовании глубоких уровней в щели подвижности a-Si:H, являлся метод релаксационной спектроскопии глубоких уровней. Объект исследований методом РСГУ должен обладать барьерными свойствами. Проверка барьерных свойств исследуемых структур осуществлялась методами вольт-амперных (ВАХ) и вольт-фарадных (ВФХ) характеристик.

4.1 Исследование глубоких энергетических уровней в барьерных структурах Al/a-Si:H/TCO/Al

4.1.1 Подготовка барьерных структур на основе Al/a-Si:H

В экспериментах были использованы пленки a-Si:H, полученные разложением смеси силана в плазме тлеющего разряда низкочастотным (55 кГц) методом. Образцы были изготовлены в Ярославском филиале Физико-технологического института Российской академии наук (ФТИ РАН, г. Ярославль) на установке “*Mini Goupyl*” (Франция) с частотой возбуждающего генератора 55 кГц.

Реактор для осаждения представляет собой кварцевую трубу, внутри которой размещается кассета из четырех параллельных графитовых электродов – подложкодержателей размером 360 × 180 мм, расстояние между которыми составляет 14 мм. Электроды гальванически соединяются попарно через один, образуя три межэлектродных промежутка, и через согласующее устройство подключены к симметричному выходу НЧ генератора. Генератор может работать как в непрерывном, так и импульсном режиме.

Система управления обеспечивает устойчивое горение НЧ плазмы в следующих технологических режимах: мощность разряда 50 – 400 Вт; давление в камере 10 – 190 Па; температура подложек 20 – 330 °С; расход газа 50 – 200 см³/мин.

Состав полупроводниковой пленки определяется соотношением силана и газа-носителя в газовой смеси. Для того чтобы исключить влияние предыдущих технологических процессов на качество пленки, используются сменные кварцевые трубы (внутренний реактор) для каждого процесса. Также перед началом осаждения реактор, газовые магистрали и расходомеры продуваются чистым азотом.

Изготовление образцов проводится в однокамерной установке, поэтому для осаждения каждого слоя требуется смена реактора. При извлечении образцов из реактора имеет место их контакт с атмосферой, что неизбежно приводит к загрязнению пленок и ухудшению качества поверхности и границ

раздела между слоями. Для удаления поверхностных загрязнений выполняется дополнительная обработка образцов в водородной плазме непосредственно перед осаждением последующего слоя.

Для проведения измерений изготавливались образцы a-Si:H на подложках из стекла марки "Corning Glass 7059" фирмы "Asahi" (Япония) размером 15×15 мм и толщиной 1,2 мм. с прозрачным проводящим покрытием TCO (Transparent Conductive Oxide) толщиной 0,5 мкм (рис. 4.1).

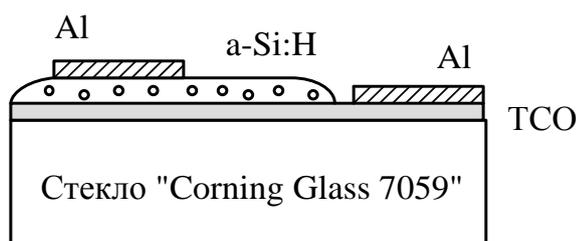


Рисунок 4.1 - Структура экспериментальных образцов a-Si:H, полученных в плазме НЧ тлеющего разряда (ФТИ РАН, Ярославль)

Предварительная подготовка подложек включает в себя промывку в деионизованной воде, промывку и ультразвуковую обработку в ацетоне, кипячение в изопропиловом спирте и сушку.

4.2 Анализ вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик структуры Al/a-Si:H/TCO/Al

Основными механизмами токопереноса через барьер на контакте металл – кристаллический полупроводник являются надбарьерная эмиссия, туннельная (полевая и термополевая) эмиссия, а также генерационно-рекомбинационные токи [148]. В дополнение к вышеперечисленным механизмам токопереноса для неупорядоченных полупроводников могут проявляться новые механизмы, обусловленные непрерывным спектром плотности электронных состояний в щели подвижности. Это туннельные токи, токи, ограниченные пространственным зарядом (ТОПЗ), а также прыжковый механизм переноса по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми.

Для идентификации действующих механизмов токопереноса была использована методика, предложенная в работе [149]. Анализ экспериментальных ВАХ показал, что в области комнатных температур и выше наиболее вероятным механизмом является надбарьерная эмиссия. Кроме того, на ВАХ может оказывать влияние туннелирование носителей через тонкий приконтактный слой, возникающий из-за высокой плотности состояний в щели подвижности неупорядоченного полупроводника [150].

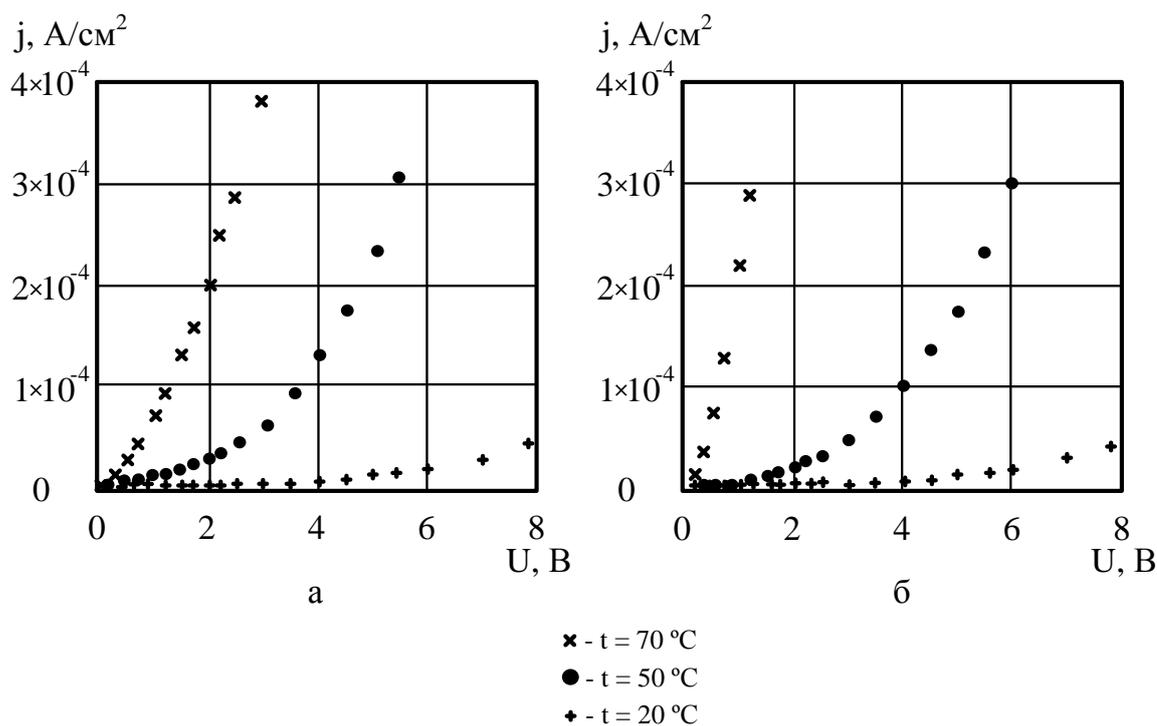


Рисунок 4.2 - ВАХ структур Al/a-Si:H/TCO/Al: а – ВАХ, полученная при отрицательном потенциале на верхнем электроде; б – ВАХ, полученная при положительном потенциале на верхнем электроде

На рис. 4.2 представлены характерные ВАХ системы Al/a-Si:H/TCO/Al с сэндвич-конфигурацией электродов (рис. 4.1) при температурах 20, 50 и 70 °C. ВАХ имеет экспоненциальный характер, что свойственно барьерным структурам. По результатам измерений с использованием математической модели ВАХ, предложенной в работе [151], высота барьера Al/a-Si:H составила 0,6 – 0,7 В в зависимости от образцов.

Измерение ВЧ и НЧ зависимости емкости исследуемой структуры от величины приложенного напряжения производилось с помощью измерителя иммитанса E7-20. При исследовании высокоомных структур (1 кОм – 1 МОм) измерялась полная проводимость структуры, которая с помощью аппаратно-программных средств измерителя иммитанса E7-20 пересчитывалась в емкость. Измерение емкости производилось в частотном диапазоне от 25 Гц до 1 МГц [152].

В рассматриваемой системе были проведены измерения ВЧ ВФХ (частота тест-сигнала – 1 МГц) и НЧ ВФХ (частота тест-сигнала – 25 Гц). Вольтаической зависимости ВЧ емкости не наблюдалось. На высоких частотах система Al/a-Si:H/TCO/Al ведет себя как обычный плоский конденсатор, где в качестве диэлектрика выступает пленка a-Si:H.

При уменьшении частоты тест-сигнала (приблизительно до 100 Гц) начинает проявляться зависимость емкости экспериментальной структуры от приложенного напряжения, причем, чем ниже частота тест-сигнала, тем ярче выражена эта зависимость. На рис. 4.3 приведены результаты измерений. НЧ ВФХ имеют характерный для таких систем вид [153, 154]. По результатам измерений НЧ ВФХ и с использованием модели расчета, предложенной в работе [155], высота барьера Al/a-Si:H составила 0.8 – 0.9 В.

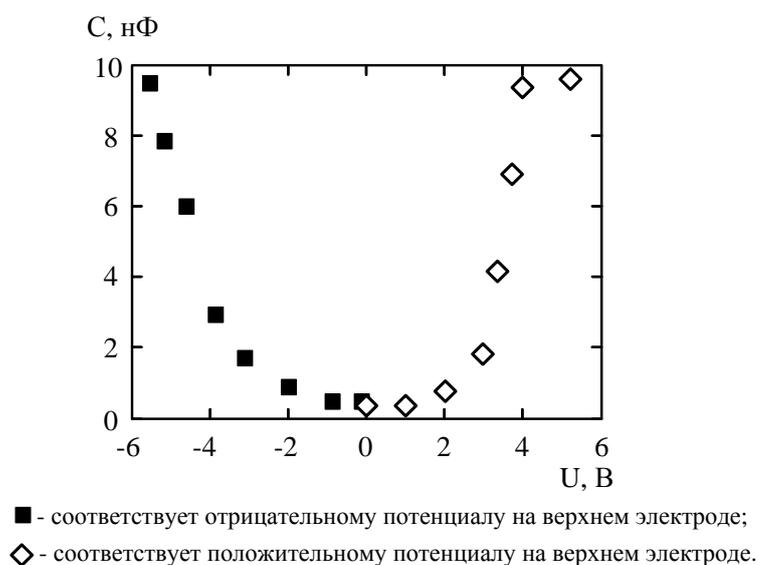
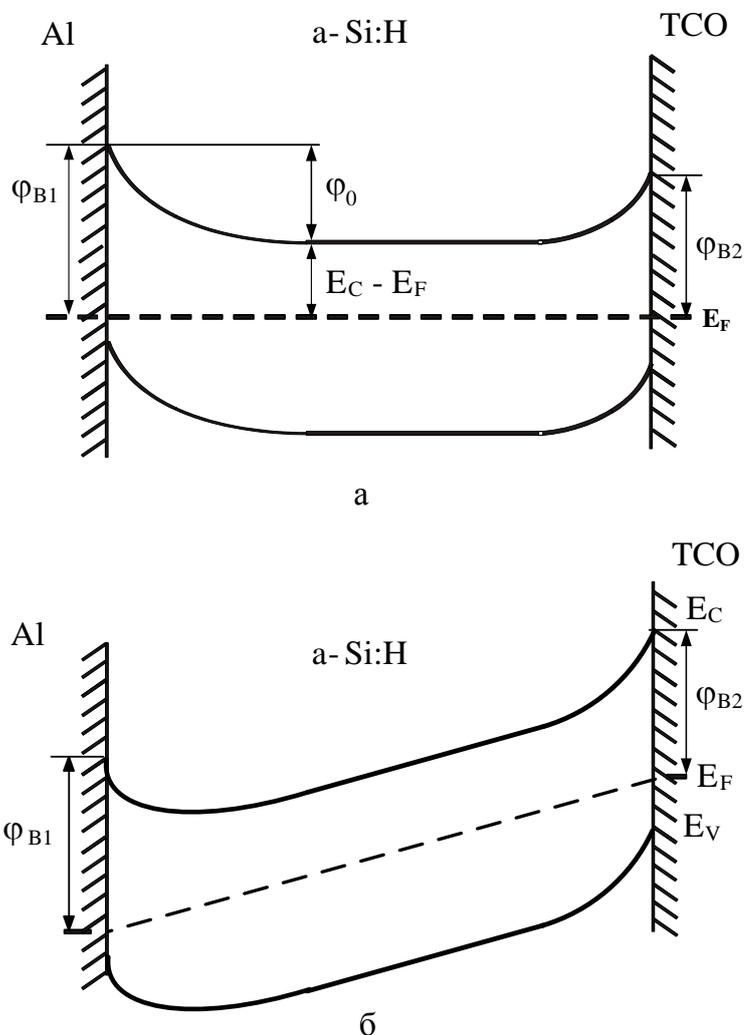


Рисунок 4.3 – НЧ ВФХ структуры Al/a-Si:H/TCO/Al (площадь верхнего электрода $9 \times 10^{-2} \text{ см}^2$)

Такой вид НЧ ВФХ определяется наличием двух встречно включенных барьеров, возникающих на контакте металлических электродов с полупроводником, а также низкой подвижностью носителей в a-Si:H и частотной зависимостью процессов ионизации локализованных состояний в щели подвижности [155].

Поэтому, исходя из характерного вида и асимметрии ВАХ и ВФХ, структуру Al/a-Si:H/TCO/Al следует рассматривать как систему встречно включенных барьеров [150]. На рис. 4.4 представлена энергетическая зонная диаграмма барьерной структуры Al/a-Si:H/TCO/Al в состоянии равновесия (рис. 4.4, а) и при приложении внешнего смещения (рис. 4.4, б).



Φ_{B1} , Φ_{B2} - высоты контактного барьера тыльной и фронтальной стороны экспериментальной структуры, соответственно [156]

Рисунок 4.4 – Зонные диаграммы барьерных структур Al/a-Si:H/TCO/Al: а – в состоянии равновесия; б – при внешнем смещении

Такая модель позволяет понять физику процессов, протекающих в барьерных структурах Al/a-Si:H/TCO/Al, и объяснить закономерности, полученные по результатам экспериментальных исследований.

4.3. Исследование глубоких энергетических уровней в структуре Al/a-Si:H/TCO/Al

Основная проблема применения метода РСГУ к барьерным некристаллическим структурам заключается в некорректности применения существующего математического аппарата, разработанного для кристаллических полупроводников, и, следовательно, интерпретации экспериментальных результатов. Ситуация усложняется еще больше, если исследовать методом РСГУ квантово-размерные барьерные структуры на основе неупорядоченных полупроводников. В неупорядоченных полупроводниках становится некорректным понятие поверхности Ферми, зон Бриллюэна, представление о едином тензоре эффективных масс, через компоненты которого можно выразить равновесные и кинетические характеристики веществ [157].

Концентрация свободных электронов n может быть найдена из соотношения, учитывающего плотность состояний в щели подвижности $g(E)$ [158], однако в общем случае вид функции $g(E)$ неизвестен, поэтому на практике n рассчитать точно трудно. Концентрация свободных электронов может быть найдена из измерений проводимости исследуемого образца. В a-Si:H проводимость обусловлена в основном электронами, поскольку подвижность дырок примерно на два порядка величины меньше, чем у электрона. Таким образом, $n = \gamma / \mu_n$, где γ – удельная проводимость, μ_n – подвижность электронов, $\mu_n = 1 \cdot 10 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ [158].

Удельная проводимость в неупорядоченных полупроводниках определяется соотношением

$$\gamma = \gamma_0 \exp\left(-\frac{E_C - E_F + W}{kT}\right), \quad (4.1)$$

где W – энергия активации прыжка в случае проводимости по локализованным состояниям, $W=0$, если проводимость связана с распространёнными состояниями [158].

Последний случай обычно наблюдается при комнатной температуре и выше. В результате получим:

$$e_n = \frac{c_n \gamma_0}{\mu_n} \exp\left(-\frac{E_C - E_T + W}{kT}\right). \quad (4.2)$$

Разность $E_C - E_T$ определяет энергию активации ГУ ΔE_t . Предполагая, что предэкспоненциальный коэффициент гораздо слабее зависит от температуры, чем экспоненциальный множитель, можно построить зависимость $\ln e_n$ от T^{-1} и по углу наклона определить $\Delta E_t + W$, а W можно найти из измерений температурной зависимости проводимости образца.

Описание результатов исследования методом РСГУ неупорядоченных полупроводников является более трудной задачей по сравнению с кристаллическими полупроводниками, поскольку их зонная энергетическая структура носит более сложный характер, что связано с квазинепрерывным распределением по энергии разрешенных для электрона состояний [159].

Барьеры в неупорядоченных полупроводниках отличаются от барьеров в кристаллических структурах, прежде всего тем, что плотность объемного заряда в ОПЗ определяется не столько ионизированными примесями, как у кристаллических полупроводников, сколько ионизацией локализованных состояний в щели подвижности [159].

Для определения концентрации и энергии активации ГУ в щели подвижности были проведены исследования барьерных структур Al/a-Si:H/TCO/Al методом токовой РСГУ. Исследуемые структуры описаны в разделе 4.1 и отличаются различными технологическими режимами изготовления (таблица 4.1). В таблице 4.1 указаны значения температуры подложки - T_s , давления в камере – P , толщина пленки a-Si:H – D , скорость осаждения – V . Измерения проводились в диапазоне температур 280 – 400 К

при скорости нагрева образца 1 К/мин и амплитуде опустошающего импульса 3 В [160].

Таблица 4.1 - Технологические режимы получения пленок a-Si:H на стеклянных подложках «Corning Glass 7059». (Мощность разряда 200 Вт, время осаждения 12 мин, расход SiH₄ 200 см³/мин)

Образец	$T_s, ^\circ\text{C}$	$P, \text{Па}$	$D, \text{нм}$	$V_{oc}, \text{Å/с}$
1	40	132	663	9,2
2	100	157	678	9,4
3	175	189	652	9,1
4	250	220	710	9,9
5	325	252	717	10,0

На рис. 4.5 представлены типичные спектры РСГУ-измерений при различных постоянных временах релаксации τ . В диапазоне температур 320 – 350 °С наблюдается размытый пик сигнала РСГУ, при более высоких температурах происходит монотонный рост величины сигнала из-за возрастания токов утечек (рис. 4.5).

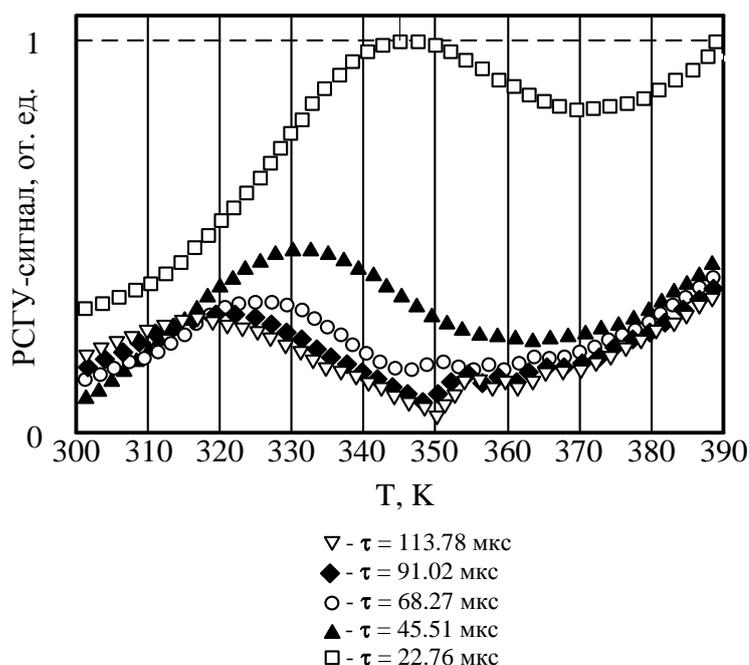


Рисунок 4.5 – РСГУ-спектр для структур Al/a-Si:H/TCO/Al (образец №4, таблица 4.1)

Аналогичный вид РСГУ-спектра получен в работе [155] методом зарядовой РСГУ (charge-DLTS). Уширение пика РСГУ-сигнала можно объяснить наличием непрерывного по энергии спектра локализованных состояний в щели подвижности α -Si:H. В этом случае максимум РСГУ-сигнала соответствует не конкретному глубокому уровню, как в кристаллическом полупроводнике, а пику плотности состояний в щели подвижности.

Значение энергии активации определяется по наклону прямой Аррениуса (рис. 4.6).

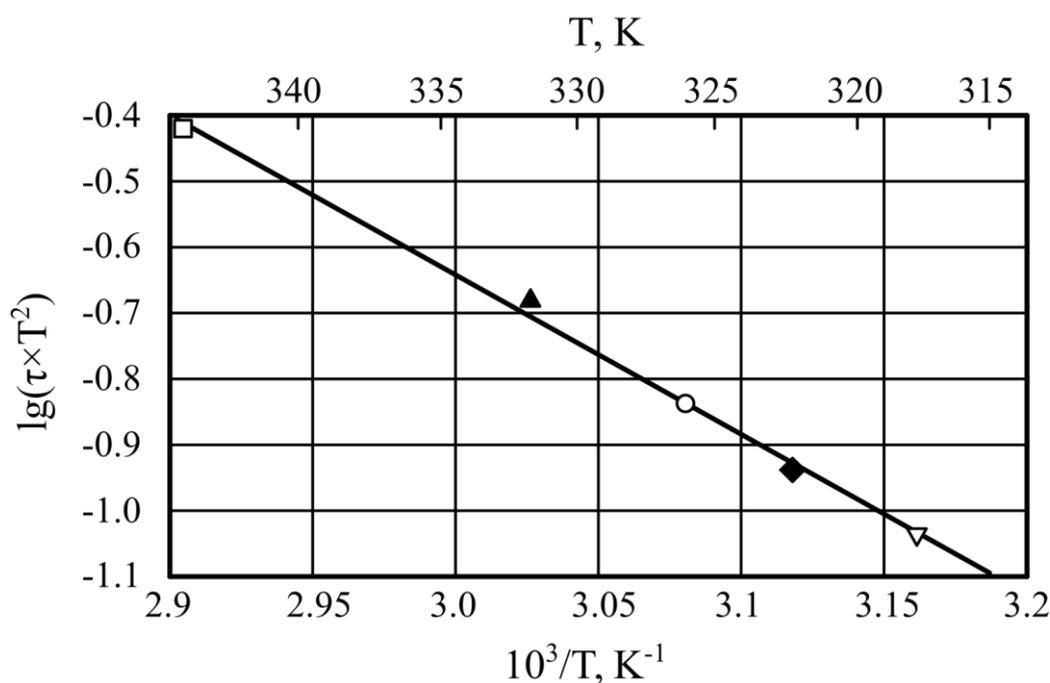


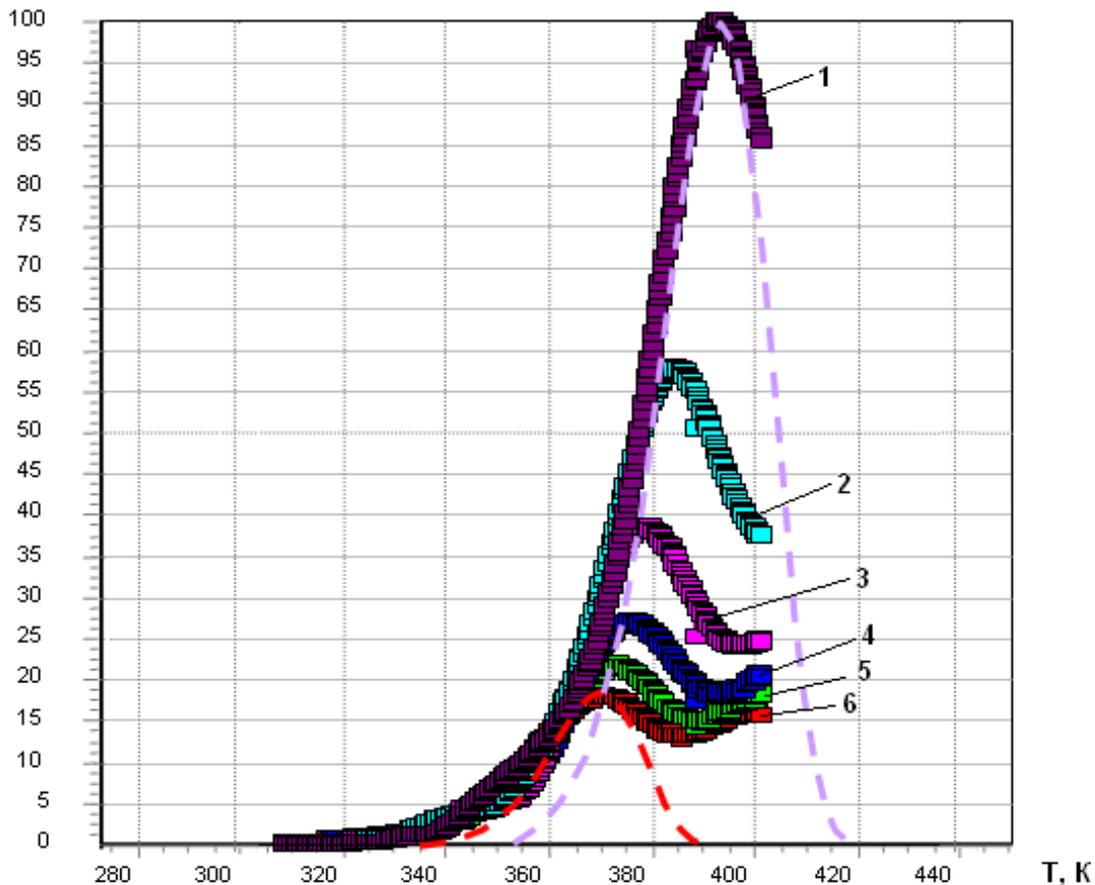
Рисунок 4.6 - Зависимость Аррениуса для РСГУ-спектров (рисунок4.5)

Анализ экспериментальных результатов [161] показал наличие пика плотности состояний (глубокого уровня) с энергией активации 0.49 эВ. Данный глубокий уровень возникает за счет локализованных состояний α -Si:H и поверхностных состояний на границе раздела Al/ α -Si:H. Концентрации глубоких уровней, рассчитанные из амплитуды пиков РСГУ-спектра, различались в зависимости от температуры подложки при осаждении α -Si:H.

Для уменьшения влияния токов утечек были проведены РСГУ-измерения с использованием способа компенсации постоянной

составляющей в релаксации тока. Это позволило зарегистрировать высокотемпературный пик с энергией ионизации 0.8 эВ (рисунок 4.7).

Сигнал ТРСГУ,
отн. ед.



1 – 2275.6 мкс, 2 – 4551.2 мкс, 3 – 6826.8 мкс, 4 – 9102.4 мкс,
5 – 11378.0 мкс, 6 – 13653.6 мкс

Рисунок 4.7 – ТРСГУ-спектры структуры Al/a-Si:H/TCO/Al (образец №4, таблица 4.1), соответствующие разным постоянным времени настройки дискриминаторов: Пунктиром показаны смоделированные спектры, соответствующие одному дискретному ГУ

Значение энергии активации определялась по наклону прямой Аррениуса (рис. 4.8).

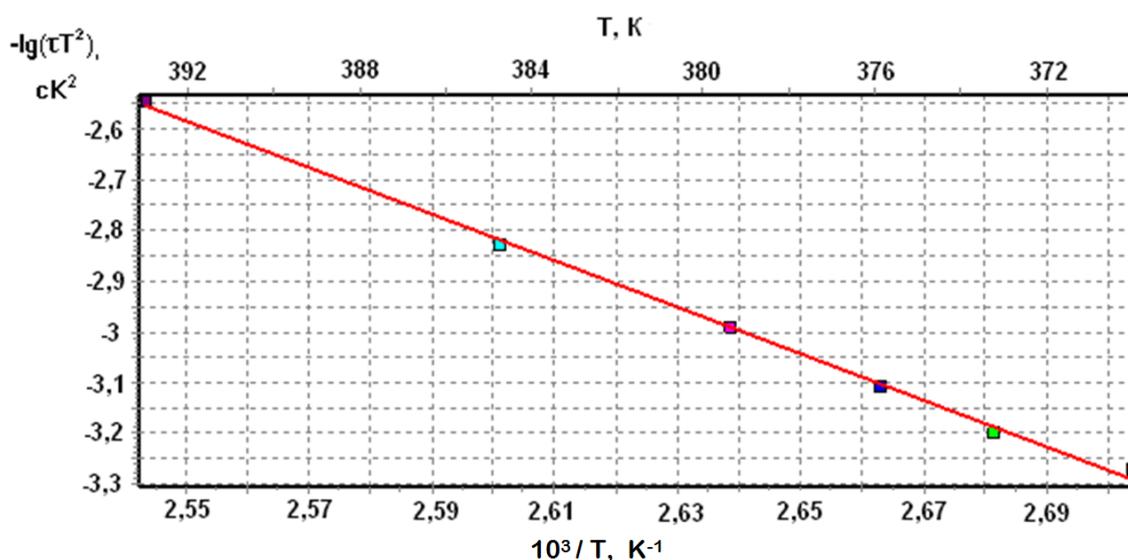


Рисунок 4.8 – Прямая Аррениуса для РСГУ-спектров (рисунок 4.7)

Данный глубокий уровень обусловлен локализованными состояниями в щели подвижности a-Si:H на уровне Ферми [162].

Концентрации глубоких уровней N_T , рассчитанные из амплитуды пиков РСГУ-спектра, также различались в зависимости от температуры подложки. Результаты параметров ГУ приведены в таблице 4.2.

Таблица 4.2 – Параметры ГУ в структурах Al/a-Si:H/TCO/Al при различных технологических режимах

Образец	T_s , °C	P , Па	D , нм	V_{oc} , Å/с	E_C-E_T , эВ	N_T , см ⁻³
1	40	132	663	9,2	0,82	$3,0 \cdot 10^{16}$
2	100	157	678	9,4	0,81	$4,8 \cdot 10^{17}$
3	175	189	652	9,1	0,79	$3,2 \cdot 10^{17}$
4	250	220	710	9,9	0,80	$1,2 \cdot 10^{16}$
5	325	252	717	10,0	0,81	$3,4 \cdot 10^{16}$

Аналогичные результаты получены в работе [163]. Эти результаты хорошо согласуются с обобщенной моделью распределения плотности

состояний в щели подвижности a-Si:H, а также соответствуют модели a-Si:H (Pool defect model), рассмотренной в работе [164].

Результаты, рассчитанные из РСГУ спектров, были сопоставлены с данными, полученными с помощью модифицированного времяпролетного метода [165] $g_{ВП}$ и метода измерения поверхностного потенциала на краевом склоне барьерной структуры [166] $g_{ПП}$ (таблица 4.3).

Таблица 4.3 – Сравнительные значения плотности локализованных состояний и концентрации носителей на ГУ в структурах Al/a-Si:H/TCO/Al при различных технологических режимах

Образец	T_s , °C	P , Па	$D_{пл}$, нм	V_{oc} , Å/с	$g_{ВП}$, см ⁻³ ·эВ ⁻¹	$g_{ПП}$, см ⁻³ ·эВ ⁻¹	N_t , см ⁻³
1	40	132	663	9,2	$4,32 \cdot 10^{16}$	$8,83 \cdot 10^{16}$	$3,0 \cdot 10^{16}$
2	100	157	678	9,4	$1,20 \cdot 10^{17}$	$1,74 \cdot 10^{17}$	$4,8 \cdot 10^{16}$
3	175	189	652	9,1	$1,40 \cdot 10^{17}$	$1,61 \cdot 10^{17}$	$3,2 \cdot 10^{16}$
4	250	220	710	9,9	$2,38 \cdot 10^{16}$	$5,38 \cdot 10^{16}$	$1,2 \cdot 10^{16}$
5	325	252	717	10,0	$3,34 \cdot 10^{16}$	$3,87 \cdot 10^{16}$	$3,4 \cdot 10^{16}$

Некоторое различие в количественных характеристиках плотности локализованных состояний связаны с влиянием поверхности и поверхностных состояний (как в методе измерения поверхностного потенциала) и вкладом оптически активных локализованных состояний (как в модифицированном времяпролетном методе). Из анализа экспериментальных данных следует, что при температуре подложки 250°C плотность локализованных состояний и концентрация глубоких центров была минимальной. Таким образом, данный режим можно считать наиболее предпочтительным из всех исследуемых в данной работе.

4.4. Исследование глубоких энергетических уровней в НИТ-структуре

Одним из больших кластеров современной продукции электроники являются фотоэлектрические преобразователи и солнечные элементы (СЭ) на их основе. При производстве высокоэффективных солнечных элементов (СЭ) наряду с совершенствованием технологии изготовления необходимо глубокое понимание физических процессов, происходящих в элементах. Выявление взаимосвязи между основными структурными, электрофизическими и оптическими характеристиками и эксплуатационными параметрами СЭ позволяет предложить пути повышения КПД преобразования солнечной энергии.

Солнечные элементы на основе кремния составляют не менее 90 % от общего объема наземной солнечной энергетики. При этом СЭ на основе кремния делятся на две основные группы: 1) тонкопленочные СЭ на основе аморфного, микро- и нанокристаллического кремния, процесс изготовления которых может быть осуществлен при относительно низких температурах (<300 °C), что позволяет существенно снизить их стоимость. Недостатком таких СЭ является малые значения КПД, обычно не превышающие 12 %, а также деградация в процессе эксплуатации; 2) СЭ на основе моно- и поликристаллического кремния обладают большими значениями КПД и стабильностью, чем СЭ предыдущей группы. Однако процесс формирования таких устройств происходит при высоких температурах, что приводит к дополнительным энергозатратам.

Одной из наиболее привлекательных технологий изготовления солнечных элементов (СЭ) на основе кристаллического кремния (с-Si) является НИТ (Heterojunction with Intrinsic Thin layer) технология, базирующаяся на формировании гетероперехода при помощи тонких пленок аморфного кремния (а-Si:H), нанесенных на поверхность пластины с-Si [167]. СЭ изготовленные по такой технологии обладают всеми преимуществами классических СЭ на основе кристаллического кремния, включая высокую

эффективность, достигающую на сегодняшний день 24 % в промышленном производстве, что соответствует уровню рекордных величин для монокристаллического кремния. Дополнительными преимуществами этой технологии являются низкий, по сравнению с классическими СЭ на c-Si, температурный коэффициент снижения мощности и низкотемпературный процесс формирования таких структур, что позволяет использовать более тонкие пластины c-Si, и следовательно, производить более экономный расход материала, что невозможно при использовании высоких температур вследствие деформации пластин c-Si. Работы над разработкой СЭ, выполненных по НТ технологии, интенсивно ведутся во всем мире [168].

Данный раздел посвящен возможности применения метода РСГУ для исследования параметров рекомбинационных центров и зарядовых состояний, создающих глубокие энергетические уровни, в структурах СЭ, выполненных по НТ технологии. Характеристики солнечных элементов, произведенных по НТ технологии, анализируются с учетом особенностей электронного строения и электрофизических свойств барьерных структур на основе кристаллического и аморфного гидрогенизированного кремния, рассмотренных в предыдущих разделах данной диссертационной работы.

4.4.1. Процесс формирования НТ-структур

В экспериментах были использованы солнечные элементы, полученные по НТ технологии. Образцы были изготовлены в ООО «НТЦ тонкопленочных технологий в энергетике при ФТИ им. А. Ф. Иоффе», Санкт-Петербург, Россия.

Основные этапы технологического процесса получения НТ-структуры:

- 1) Удаление нарушенного слоя.
- 2) Текстурирование.
- 3) Конечная очистка и пассивация оксидов кремния.
- 4) Формирование гетеропереходов.
- 5) Нанесение контактов.

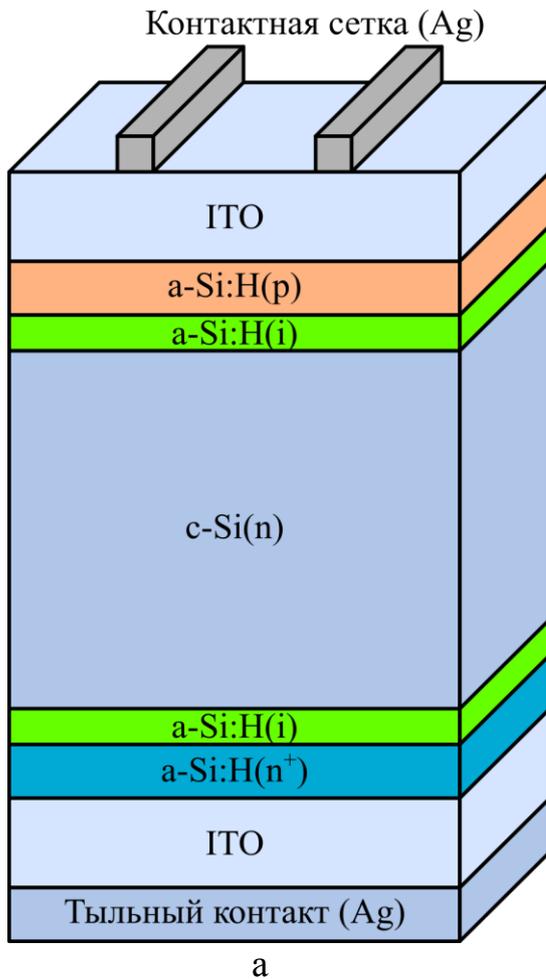
- б) Нанесение токосъемной сетки.
- 7) Отжиг при 200 °С.
- 8) Контроль параметров.

Процесс изготовления тестовой структуры начинался с осаждения на монокристаллическую кремниевую пластину n-типа марки NEXOLON с текстурированной поверхностью собственного слоя a-Si:H, а затем легированного бором слоя a-Si:H. Осаждение производилось на фронтальную (освещаемую) сторону пластины методом плазмо-химического осаждения (ПХО). Далее, на верхнем слое аморфного кремния методом магнетронного распыления мишени из оксидов индия и олова в соотношении 9:1 формировался слой антиотражающего прозрачного проводящего оксида (ППО) ITO с низким поверхностных сопротивлением (3–100 Ом/□). Для осуществления токосъема со слоя ППО на его поверхность вручную были нанесены контактные электроды. Для их изготовления использовалась серебрясодержащая паста производства фирмы Indium Corporation. С тыльной стороны пластины также был осажден собственный слой a-Si:H и слой n-типа a-Si:H, который улучшает омический контакт. На этот легированный слой наносился слой ППО и металлический контактный слой. КПД экспериментальной структуры составил 18,5% [167].

Структура НИТ образца представлена на рисунке 4.9

Исходя из особенностей строения зонных диаграмм кристаллического (c-Si) и аморфного гидрогенизированного (a-Si:H) кремния была построена упрощенная зонная диаграмма гетероструктуры a-Si:H(p)/ a-Si:H(i)/ c-Si(n)/ a-Si:H(i)/ a-Si:H(n⁺) в состоянии термодинамического равновесия (рисунок 4.10).

В силу различий в зонной структуре кристаллического и аморфного гидрогенизированного кремния, гетероструктурный солнечный элемент позволяет значительно снижать токи неосновных носителей заряда.



Слой	Толщина слоя
ITO верхний	80 нм
a-Si:H(p)	70 нм
a-Si:H(i)	3 нм
c-Si(n)	200 мкм
a-Si:H(n ⁺)	10 нм
ITO нижний	120 нм

Рисунок 4.9 - Схематичное изображение НІТ структуры в разрезе (а); толщины слоев НІТ-структуры (б)

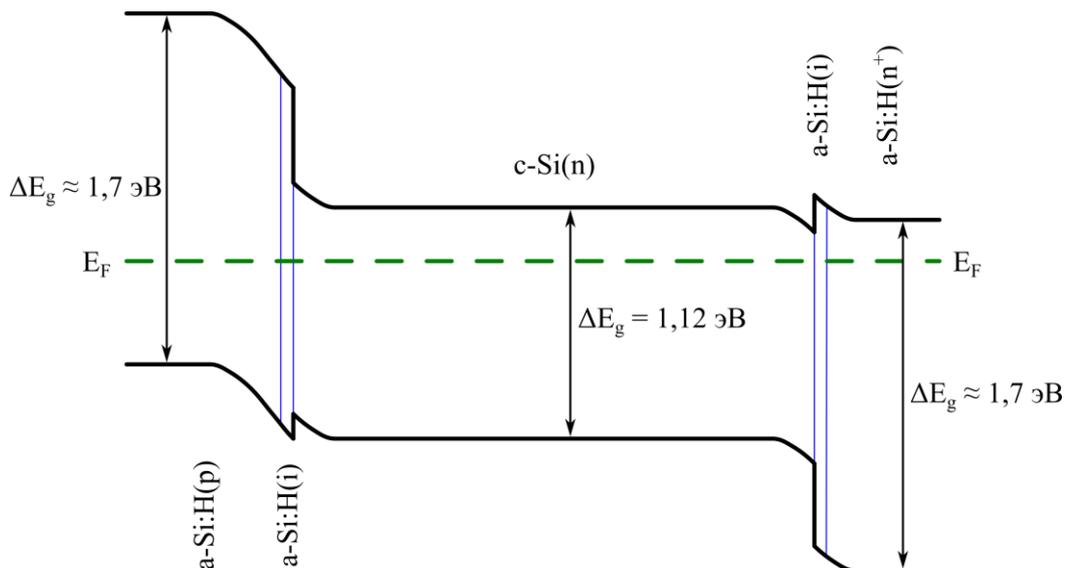


Рисунок 4.10 - Зонная диаграмма гетероструктуры a-Si:H(p)/ a-Si:H(i)/ c-Si(n)/ a-Si:H(i)/ a-Si:H(n⁺) в состоянии термодинамического равновесия

Разрывы зоны проводимости со стороны фронтального контакта и валентной зоны со стороны тыльного контакта создают потенциальные барьеры, значительно большие, чем в случае монокристаллического солнечного элемента. Эти барьеры эффективно препятствуют попаданию электронов в $a\text{-Si:H(p)}$ и дырок в $a\text{-Si:H(n}^+)$ слои НТ структуры. Тонкий слой $a\text{-Si:H(i)}$ пассивирует поверхностные состояния кристаллического кремния, уменьшая тем самым встроенный заряд на границе раздела. Наличие тонкого слоя $a\text{-Si:H(i)}$ существенно снижает глубину потенциальной ямы для дырок со стороны фронтального контакта и высоту барьера для электронов со стороны тыльного контакта. Вследствие пассивации поверхностных состояний на границе раздела между аморфным и кристаллическим кремнием уменьшаются потери дырок на рекомбинацию, что способствует повышению эффективности сбора дырок на фронтальном электроде.

4.4.2. Анализ вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик НТ-структуры

Измерение вольт-амперных характеристик проводилось с использованием прецизионного амперметра Keithley 6517В. Полученная ВАХ приведена на рисунке 4.11.

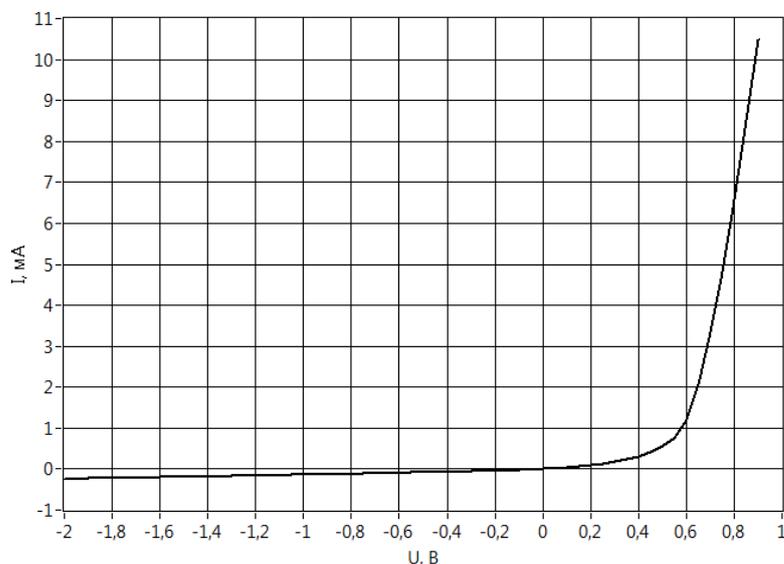


Рисунок 4.11 – Вольт-амперная характеристика НТ-структуры

При анализе прямой ветви ВАХ видно, что основным механизмом токопереноса является надбарьерная эмиссия, как и в случае контакта металл – a-Si:H (раздел 4.2). На обратной ветви ВАХ наблюдается постоянное возрастание значения тока при увеличении обратного напряжения. Такой вид ВАХ характерен для генерационно-рекомбинационных токов в области пространственного заряда в барьерном слое. Это говорит о возможном наличии достаточной концентрации рекомбинационных ловушек в ОПЗ.

Измерение вольт-фарадных характеристик проводилось с использованием прецизионного моста полной проводимости Agilent E4980A. Полученная ВФХ приведена на рисунке 4.12

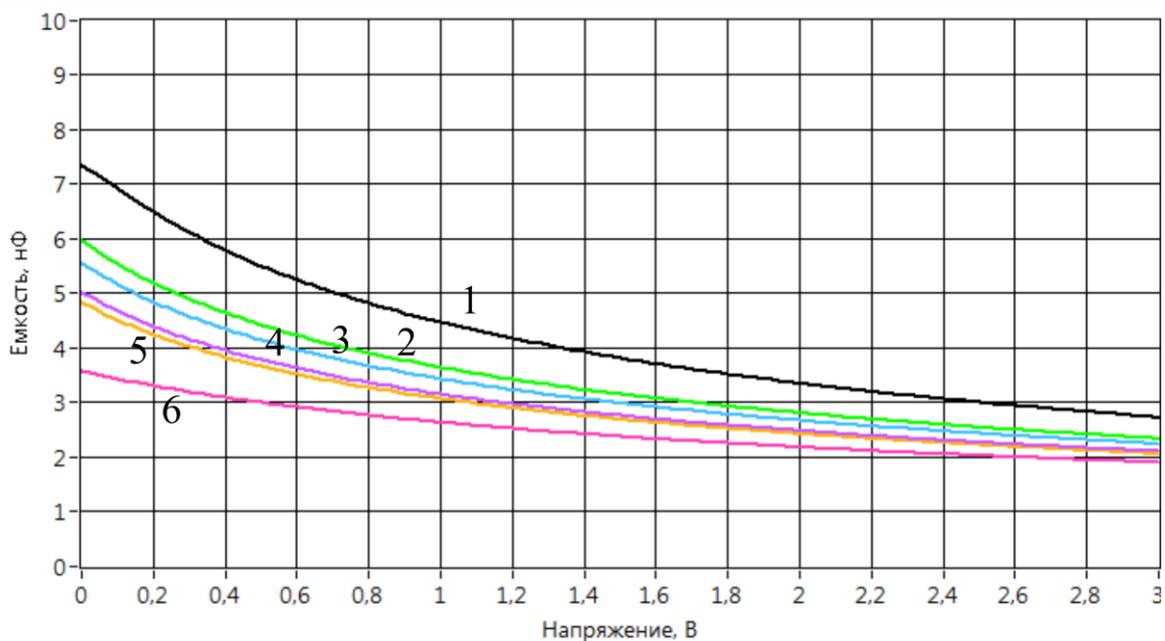


Рисунок 4.12 – Вольт-фарадные характеристики НТ-структуры при разной частоте измерительного сигнала: 1-100 Гц; 2 – 200 Гц; 3 – 500 Гц; 4 – 1000 Гц; 5- 2000 Гц; 6 – 5000 Гц

Из графиков зависимости C^{-2} от напряжения (рисунок 4.13) определена контакт разность потенциалов равная 0,6-0,7 В на интерфейсе a-Si:H(p)/a-Si:H(i)/c-Si(n).

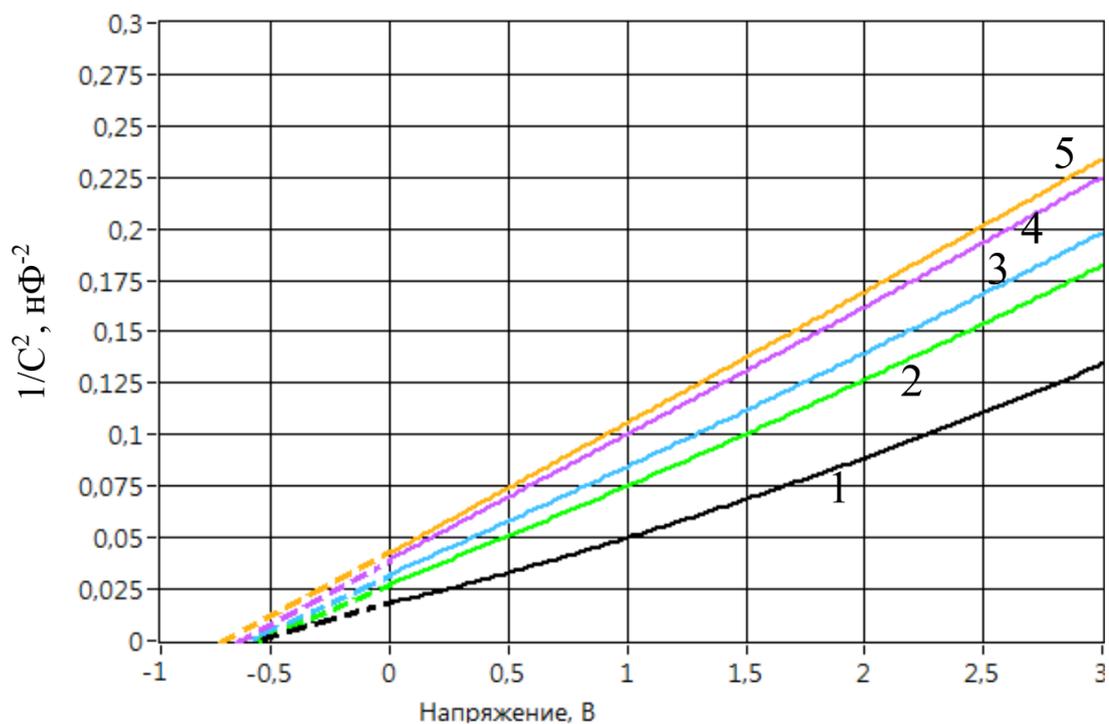


Рисунок 4.13 - Зависимости C^{-2} от напряжения НТ-структуры при разной частоте измерительного сигнала: 1-100 Гц; 2 – 200 Гц; 3 – 500 Гц; 4 – 1000 Гц; 5- 2000 Гц

Для более детального установления наличия рекомбинационных центров в ОПЗ и поверхностных состояний на границе раздела, создающих ГУ в зоне проводимости и щели подвижности, использовался метод токовой спектроскопии глубоких уровней.

4.5. Исследование глубоких энергетических уровней в НТ-структуре методом токовой РСГУ

Для определения концентрации и энергии ионизации ГУ в щели подвижности аморфного гидрогенизированного кремния и запрещенной зоне кристаллического кремния были проведены исследования барьерных НТ-структур методом токовой РСГУ. Измерения проводились в диапазоне температур 100 – 400 К при скорости нагрева образца 1 К/мин и амплитуде напряжения опустошающего импульса 1 В. Полученный РСГУ спектр представлен на рисунке 4.14.

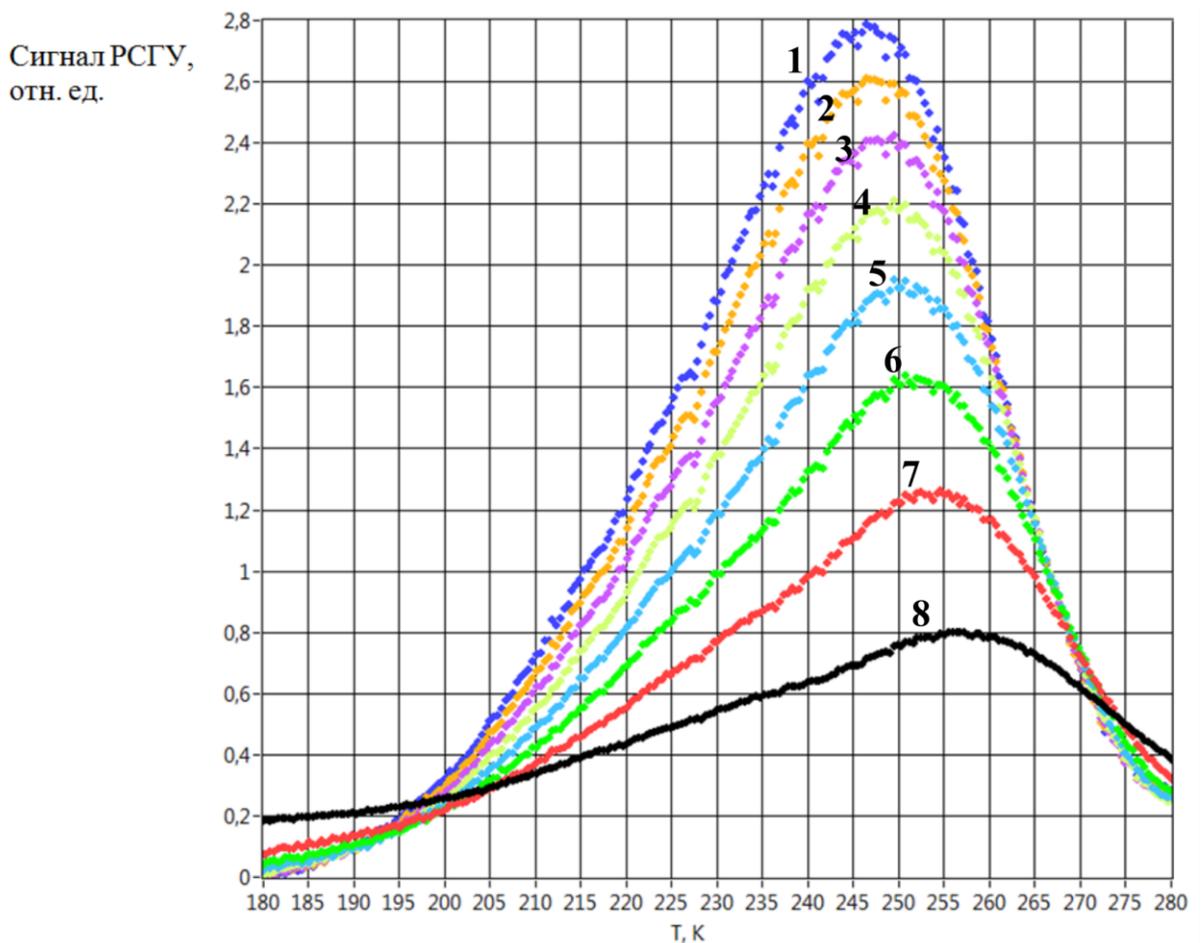


Рисунок 4.14 – РСГУ-спектры НИТ- структуры, соответствующие разным постоянным времени настройки дискриминаторов: 1 – 91 мкс, 2 – 124 мкс, 3 – 154 мкс, 4 – 182 мкс, 5 – 209 мкс, 6 – 234 мкс, 7 – 258 мкс, 8 – 282 мкс

На РСГУ-спектре наблюдался один уширенный пик, обусловленный наложением пиков глубоких уровней с близкими значениями энергии активации.

Энергия активации определяется по наклону прямой Аррениуса (рис. 4.15), и ее величина составила 0,52 эВ. Концентрация, определяемая по максимуму РСГУ-пика, имеет значение $1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Размытие пика РСГУ-сигнала можно объясняется наличием непрерывного по энергии спектра локализованных состояний.

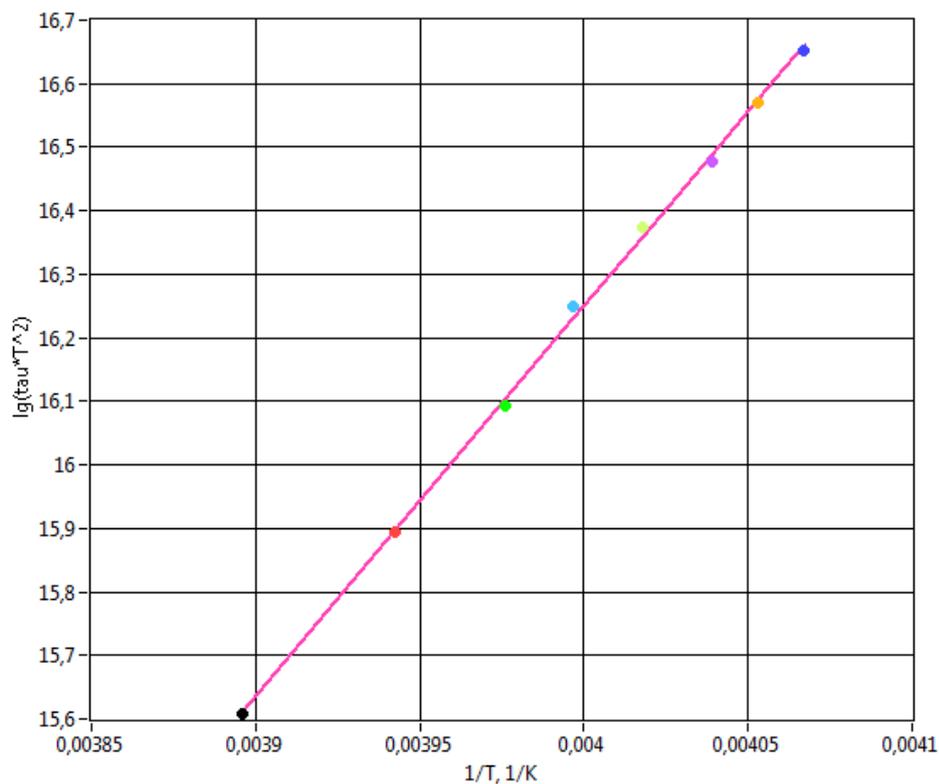


Рисунок 4.15 – Прямая Аррениуса для РСГУ-спектров (рисунок 4.14)

При анализе полученного РСГУ-спектра НИТ-структуры и сравнении его со спектрами РСГУ для барьерных структур на основе с-Si (глава 3), и барьерных структур на основе а-Si:H (раздел 4.3) были сделан следующий вывод. Обнаруженный ГУ имеет концентрацию, близкую по величине к значениям, полученным для барьерных структур на основе а-Si:H, и на пять порядков выше, чем концентрации ГУ в с-Si. Форма РСГУ-спектра ("уширенный" пик) также совпадает с экспериментальными данными (спектрам токовой РСГУ), полученным для барьерных структур Al/a-Si:H/TCO/Al (рисунок 4.7).

Таким образом, структура экспериментального образца, условия проведения эксперимента и полученные экспериментальные результаты позволяют сделать вывод, что дефекты, создающие данный ГУ, локализованы в слое а-Si:H(p). Данные дефекты работают как рекомбинационные центры, уменьшая время жизни носителей заряда. При этом снижается эффективность сбора дырок и уменьшается КПД СЭ [170].

Выводы к главе 4

1. Показано, что предложенный метод токовой релаксационной спектроскопии глубоких уровней с компенсацией постоянной составляющей в сигнале релаксации тока позволяет измерять параметры ГУ (энергию активации, концентрацию) в барьерных структурах на основе аморфного гидрогенизированного кремния, имеющих большие токи утечки, вызванные переносом носителей заряда по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми в щели подвижности аморфного полупроводника.

2. Сделан вывод о наличии в структурах Al/a-Si:H/TCO/Al двух встречно включенных потенциальных барьеров на основании асимметричности формы вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик. Определена высота барьера, которая составила 0,7-0,8 эВ из анализа ВАХ и 0,8-0,9 эВ из анализа ВФХ.

3. Экспериментально обнаружено, что для структуры Al/a-Si:H/TCO/Al в щели подвижности аморфного гидрогенизированного кремния присутствуют два глубоких уровня с энергиями активации 0,49 эВ и 0,8 эВ, которые определены из спектров токовой РСГУ с компенсацией постоянной составляющей.

4. Показано, что в структурах Al/a-Si:H/TCO/Al, в которых слои a-Si:H осаждались на подложку с разной температурой в интервале от 40⁰С до 325⁰С, концентрация ГУ меняется в интервале от $1.2 \cdot 10^{16}$ до $4.8 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Установлено, что наименьшая концентрация ГУ ($1.2 \cdot 10^{16}$ см⁻³) наблюдается в образцах, изготовленных при температуре подложки $T_s=250^{\circ}\text{C}$.

5. Экспериментально установлено, что в гетероструктурах Ag/ITO/a-Si:H(p)/a-Si:H(i)/c-Si(n)/a-Si:H(i)/a-Si:H(n⁺)/ITO/Ag (НИТ) вольт-амперная характеристика имеет диодный вид. Определена высота потенциального барьера равная 0,6-0,7 эВ на интерфейсе a-Si:H(p)/a-Si:H(i)/c-Si(n) по экстраполяциям прямой ветви ВАХ и зависимости $1/C^2$ на ось напряжений.

6. Экспериментально обнаружен по РСГУ-спектрам НИТ-структур ГУ с энергией активации $E_t=0,52$ эВ и концентрацией $1,5 \cdot 10^{17}$ см⁻³, который локализован в щели подвижности a-Si:H(p).

Основные результаты и выводы

1. Разработан способ компенсации аддитивной составляющей релаксационного сигнала в РСГУ-спектрометре, который заключается в измерении постоянной составляющей переходного релаксационного процесса на выходе преобразователя ток-напряжение и вычитании ее через звено обратной связи из входного сигнала. Полученный сигнал усиливается и обрабатывается для получения параметров ГУ.

2. Предложен и запатентован способ определения энергии ионизации глубоких уровней в полупроводниковой барьерной структуре по измерению двух сигналов релаксации тока или емкости при фиксированной характеристической температуре, что уменьшает время диагностики в 3-4 раза и позволяет использовать его при экспресс-анализе параметров глубоких центров.

3. Выведены математические соотношения, позволяющие определять энергию ионизации глубокого уровня по разности максимумов РСГУ-пиков при различных амплитудах импульсов напряжения опустошения глубокого уровня и фиксированной температуре. В общепринятых соотношениях энергия ионизации ГУ определяется по РСГУ-пикам, полученных при разных температурах и фиксированном напряжении опустошения.

4. Разработан макет установки релаксационной спектроскопии глубоких уровней с адаптивной компенсацией токов сквозной проводимости, позволяющий измерять минимальную концентрацию ГЦ на уровне 10^9 см^{-3} в барьерных структурах с токами утечки до 1 мА. Проведена оценка погрешности определения энергии ионизации ГУ, которая составляет не более $2kT$.

5. Создана база данных по параметрам глубоких центров в полупроводниковых структурах на основе Si, GaAs, InP, позволяющая ускорить процесс идентификации глубоких уровней сравнением результатов экспериментов с базой данных.

6. Установлена взаимосвязь между технологическими операциями изготовления базы n-p-n-транзистора в планарной технологии ИМС с изоляцией обратно смещенным p-n-переходом и спектром глубоких уровней, образовавшихся в процессе разгонки акцепторной примеси. Экспериментально показано, что в случае использования жидкостного травления наименьшая суммарная концентрация ГЦ в диодах Шоттки Al/n-Si, PtSi/n-Si и кремниевых n-p-n-транзисторах соответствовала случаю полного удаления маскирующего слоя SiO₂ и слоя боросиликатного стекла при вскрытии окон для проведения базовой диффузии. Диодные структуры с низкой суммарной концентрацией ГЦ имеют минимальный обратный ток утечки.

7. Использование метода релаксационной спектроскопии глубоких уровней с адаптивной компенсацией токов сквозной проводимости позволило выявить в технологическом процессе изготовления ИС на кремниевых планарно-эпитаксиальных структурах наиболее проблемные операции с точки зрения дефектообразования: окисление, диффузия, травление и термический отжиг. Предложено использовать этот метод для диагностики ГЦ после проведения указанных технологических операций.

8. Экспериментально установлено из измерений спектров РСГУ НИТ-структур Ag/ITO/a-Si:H(p)/a-Si:H(i)/c-Si(n)/a-Si:H(i)/a-Si:H(n⁺)/ITO/Ag, что ГУ с энергией активации 0,52 эВ и концентрацией $1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ локализован в щели подвижности a-Si:H(p) и является центром рекомбинации носителей заряда.

Список литературы

1. Орешкин П.Т. Физика полупроводников и диэлектриков / П.Т. Орешкин. М.: Высшая школа, 1977. 448 с.
2. Физика и материаловедение полупроводников с глубокими уровнями / Р.К. Акчурин, Д.Г. Андрианов, Л.С. Берман и др.; под ред. В.И. Фистуля. М.: Металлургия, 1987. 232 с.
3. Булярский С.В. Грушко Н.С. Генерационно-рекомбинационные процессы в активных элементах. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1995. 399 с.
4. Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. / Пер. с англ. М.: Мир, 1985. 416 с.
5. Као К., Хуанг В. Перенос электронов в твердых телах. В 2-х т. / Пер. с англ. М.: Мир, 1984. Т. 1. 350 с. Т. 2. 368 с.
6. Силинь А.Р., Трухин А.Н. Точечные дефекты и элементарные возбуждения в кристаллическом и стеклообразном SiO₂. Рига: Зинатне, 1985. 244 с.
7. Саморуков Б.Е. Дефекты полупроводников. Л.: ЛПИ, 1977. 72 с.
8. Винецкий В.М., Холодарь Г.А. Статистическое взаимодействие электронов и дефектов в полупроводниках. Киев: Наукова думка, 1969. 186 с.
9. Стоунхем А.М. Теория дефектов в твердых телах. В 2-х т. / Пер. с англ. М.: Мир, 1978. Т. 1. 570 с.
10. Тележкин В.А. Теория радиационных дефектов в полупроводниках. Киев: Наукова думка, 1988. 132 с.
11. Матаре Г. Электроника дефектов в полупроводниках /Пер. с англ. М.: Мир, 1974. 464 с.
12. Родес Р.Г. Несовершенства и активные центры в полупроводниках /Пер. с англ. М.: Металлургия, 1963. 372 с.
13. Орлов А.Н. Введение в теорию дефектов в кристаллах. М.: Высшая школа, 1983. 144 с.

14. Ланно М., Бургуэн Ж. Точечные дефекты в полупроводниках /Пер. с англ. М.: Мир, 1984. 264 с.
15. Бассани Ф.Ф. Парравичини П.Д. Электронные состояния и оптические переходы в твердых телах /Пер. с англ. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1982. 392 с.
16. Пекар С.И. О влиянии деформации решеток электронами на оптические и электрические свойства кристаллов //УФН. 1953. Т. 50. Вып. 2. С. 197-252.
17. Кон В., Люттингер Дж. Теория донорных состояний в кремнии //Проблемы физики полупроводников: Сб. статей /Пер. с англ. М.: ИЛ, 1957. С. 551-566.
18. Wannier G.H. Elements of solid state theory. Cambridge: University Press, 1959. 268 p.
19. Слэтер Дж. Диэлектрики, полупроводники, металлы /Пер. с англ. М.: Мир, 1969. 648 с.
20. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела /Пер. с англ. М.: Наука, 1978. 791 с.
21. Маделунг О. Физика твердого тела. Локализованные состояния /Пер. с нем. и англ. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1985. 184 с.
22. Исследование локализованных состояний в алмазоподобных полупроводниках методом функций Грина: точечные дефекты и комплексы из двух точечных дефектов в кремнии /А.Ш. Махмудов, З.М. Хакимов, А.А. Левин и др. //ФТТ. 1984. Т. 26. Вып. 7. С. 2159-2164.
23. Милнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках /Пер. с англ. М.: Мир, 1977. 562 с.
24. Холомина Т.А. Влияние дефектов структуры на физические процессы в полупроводниках и диэлектриках //Учебное пособие. Рязань: РГРТА, 1997. 48 с.
25. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов. В 2-х т. /Пер. с англ. М.: Мир, 1984. Т. 1. 456 с.

26. Емцев В.В., Машовец Т.В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках /Под ред. С.М.Рывкина. М.: Радио и связь, 1981. 248 с.
27. Watkins G.D. An EPR study of the lattice vacancy in silicon //J. Phys. Soc. Jap., Suppl. II. 1963. Vol. 18. P. 22-27.
28. Watkins G.D. A microscopic view of radiation damage in semiconductors using EPR as a probe //IEEE Trans. Nucl. Sci. 1969. Vol. NS-16. № 6. P. 13-18.
29. Watkins G.D. EPR and optical absorption studies in irradiated semiconductors. New York: Plenum Press, 1968. P. 67-81.
30. Урли Н.Б., Першин М. О взаимодействии между примесными центрами и радиационными дефектами в кремнии, перекомпенсированном литием //Труды IX Междунар. конф. по физике полупроводников. Л.: Наука, 1969. Т. 1. С. 124-129.
31. Тафт Е., Хорн Ф. Золото как донор в кремнии //Проблемы физики полупроводников: Сб. статей /Пер. с англ. М.: ИЛ, 1957. С. 94-95.
32. Рейви К. Дефекты и примеси в полупроводниковом кремнии /Пер. с англ. М.: Мир, 1984. 472 с.
33. Kolbezen B.O., Muhlbauer A. Carbon in silicon: properties and impact on devices // Solid-State Electron. 1982. Vol. 25. № 8. P. 759-775.
34. Кочегаров В.М., Орешкин П.Т., Холомина Т.А. Исследование зависимости свойств защитных пленок SiO_2 и Si_3N_4 от технологических параметров //Электронная техника. Сер. 3. Микроэлектроника. 1973. Вып. 2 (42). С. 50-53.
35. Fahrner W., Goetzberger A. Determination of deep energy levels in Si by MOS techniques //Appl. Phys. Lett. 1972. Vol. 21 № 7. P. 329-331.
36. Яковенко А.Г., Гвелесиани А.А. Кислород в кремнии //Зарубежная электронная техника. 1975. № 14. С. 23-34.
37. Корбет Дж., Бургуэн Ж. Дефектообразование в полупроводниках //Точечные дефекты в твердых телах: Сб. статей: Новости физики твердого тела /Пер. с англ. М.: Мир, 1979. Вып. 9. С. 9-152.

38. Электрически активные дефекты межузельного типа в облученном n-кремнии /А.Г.Литвинко, А.Ф.Макаренко, Л.И.Мурин и др. //ФТП, 1980. Т. 14. Вып. 4. С. 776-780.
39. Луганов П.Ф., Лукашевич Т.А., Шуша В.В. Стадия отрицательного отжига радиационных дефектов в n-кремнии //ФТП. 1979. Т. 13. Вып. 2. С. 401-404.
40. Донорное действие дислокаций в монокристаллах n-Si /В.Г.Еременко, В.И.Никитенко, Е.Б.Якимов, Н.А.Ярыкин //ФТП. 1978. Т. 12. № 2. С. 273-279.
41. Баллоу Р., Ньюмен Р. Кинетика миграции точечных дефектов к дислокациям //Термически активированные процессы в кристаллах: Сб. статей /Пер. с англ. М.: Мир, 1973. С. 75-146.
42. Mul'shtein S. Investigation of the changes in the electron-state spectrum of plastically deformed by the diode effects //J. Appl. Phys. 1975. Vol. 46 № 9. P. 3894-3899.
43. Гражулис В.А., Кведер В.В., Мухина В.Ю., Осипьян Ю.А. Осцилляции электропроводности в кристаллах кремния с дислокациями //ФТТ. 1977. Т. 19. № 2. С. 585-587.
44. Glaenger R.H., Jordan A.G. The effects of contamination on the electrical properties of edge dislocation in silicon //Phil. Mag. 1968. Vol. 18. № 154. P. 717.
45. Еременко В.Г., Никитенко В.И., Якимов М.Б. К вопросу о механизме формирования диодного эффекта в кремнии под влиянием отдельной дислокации //ЖЭТФ. 1975. Т. 69. № 3. С. 990-998.
46. Василевская В.Н., Даценко Л.И., Осадчая Н.В., Свечников С.В. Врожденные структурные дефекты в монокристаллах кремния // Микроэлектроника. 1978. Т. 7. Вып. 1. С. 33-46.
47. Зайцев Н.А., Шурчков И.О. Структурно-примесные и электрофизические свойства системы Si/SiO₂/M. М.: Радио и связь, 1993. 192 с.

48. Живодеров А.Н., Холомина Т.А., Качалов Н.П. Некоторые параметры границы раздела гетероструктур Si-СП, обладающих эффектом переключения с памятью //Тезисы докл. Всес. науч.-техн. конф. «Исследование и разработка перспективных ИС памяти». М. 1986. С. 19.
49. Глебов А.С., Гибадатов И.Ю., Холомина Т.А. и др. Влияние материала электродов на электрофизические свойства гетероструктур халькогенидный стеклообразный полупроводник-кристаллический полупроводник //Электронная техника. Сер. 2. Полупроводниковые приборы. 1989. Вып. 3 (200). С. 45-48.
50. Кузьмин А.Н., Холомина Т.А., Бобров А.Л. Влияние чистоты алюминиевых контактов на параметры диодов Шоттки //Материалы III Всес. науч.-техн. семинара «Пути повышения стабильности и надежности микро-элементов и микросхем». Рязань: РРТИ. 1985. С. 66-69.
51. Рожков С.В., Холомина Т.А., Шельхманов Е.Ф.и др. Стабильность параметров границы раздела алюминий-кремний в диодах Шоттки //Материалы IV Всес. науч.-техн. семинара «Пути повышения стабильности и на-дежности микроэлементов и микросхем». Рязань: РРТИ. 1988. С. 74-76.
52. Савранский И.И. О связи между плотностью дислокаций и выходом годных интегральных схем //Электронная техника. Сер. 3. Микроэлектроника. 1975. № 3 (57). С. 98-100.
53. Monkowski J.R. Gettering processes for defect control //Solid-State Technology. 1981. № 7. P. 44-51.
54. Kousuke I., Hidetoshi T. Deep levels induced in annealed CZ silicon //Jap. J. Appl. Phys. 1982. Vol. 21. P. 121-125.
55. Батавин В.В. Распад перенасыщенного твердого раствора кислорода в бездислокационном кремнии //Кристаллография. 1970. Т. 15. С. 125.

56. Батавин В.В. Влияние частиц SiO₂ на вольт-амперные характеристики p-n-переходов в кремнии //ФТП. 1970. Т. 4. № 4. С. 760-763.
57. Милевский Л.С., Золотухин А.А. Об аномально высоком рассеянии электронов в пластически деформированном кремнии n-типа //Письма в ЖЭТФ. 1974. Т. 19. № 7. С. 478-481.
58. Figelski T. Recombination at dislocations //Solid-State Electron. 1978. Vol. 21. № 11-12. P. 1403-1412.
59. Зеленов В.И., Мингазин Т.А. Влияние структурных дефектов на пробы коллекторных p-n-переходов планарно-эпитаксиальных транзисторов //Электронная техника. Сер. 3. Микроэлектроника. 1975. № 3 (57). С. 56-60.
60. Лейкин В.Н., Зеленов В.И., Мингазин Т.А. Дислокации и их влияние на электрофизические параметры полупроводниковых приборов. Обзоры по электронной технике. Сер. 2. Полупроводниковые приборы. Вып. 11 (578). М.: ЦНИИ «Электроника», 1978. 64 с.
61. Lawrence J.E. Behavior of dislocations in silicon semiconductor devices: diffusion, electrical //J. Electrochem. Soc. 1968. Vol. 115. № 8. P. 860-865.
62. Афанасьев В.Ф., Афанасьева Н.П. О связи неоднородности распределения удельного сопротивления и плотности дислокаций в кремнии //ФТТ. 1969. Т. 11. Вып. 11. С. 3373-3374.
63. Parekh P.C., Gavel E., Lyn V. Observation of EE dislocations using sirtl etchant and their influence on transistor parameters //Solid-State Electron. 1970. Vol. 13. № 5. P. 707-712.
64. Busta H.H., Waggener H.A. Precipitation-induced currents and generation-recombination currents in intentionally contaminated silicon p+-n-junctions //J. Electrochem. Soc. 1977. Vol. 124. № 9. P. 1424-1430.
65. Макаров Н.М., Панкратов В.С., Ликунова В.М. Изучение влияния термообработки на электрофизические свойства бездислокационного кремния с применением планирования эксперимента //Электронная техника. Сер. 6. Материалы. 1976. Вып. 8. С. 72-77.

66. Акимов М.А., Болдырев И.И., Дунаев С.Д. Исследование шумов транзисторов //В сб. тр. по полупроводниковым материалам, приборам и их применению. Воронеж: ВПИ. 1968. С. 130-135.
67. Stoisiej M., Wolf D. Effect of phosphorus gettering on 1/f noise in bipolar transistors //Solid-State Electron. 1980.Vol. 23. № 11. P. 1147-1149.
68. Зотов В.В., Коледов Л.А., Пекарев А.И. и др. Влияние дислокаций на коэффициент шума биполярных планарных транзисторов в низкочастотной области спектра //Электронная техника. Сер. 3. Микроэлектроника. 1974. Вып. 3 (51). С. 17-22.
69. Кандыба П.Е., Колясников В.А., Крючков С.М. Влияние дефектов упаковки на время релаксации емкости МДП-конденсаторов //Микроэлек-троника. 1977. Т. 6. № 2. С.196-198.
70. Сеченов Д.А., Захаров А.Г., Светличный А.М. Структура металл-диэлектрик-полупроводник на основе дислокационного кремния //Изв. вузов СССР. Физика. 1972. Вып. 2. С. 163-165.
71. Kwon Y.K., Ishikawa T., Kuwano H. Properties of platinum-associated deep levels in silicon // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 61. No. 3. P. 1055–1058.
72. Pedersen A.S., Chevallier J., Larsen A.N. Electrical characteristics of PtSi formed by incoherent light annealing // Thin Solid Films. 1988. Vol. 164. No. 1–2. P. 487–492.
73. Плазменная технология в производстве СБИС / Под ред. Н. Айнспрука, Д. Брауна. М.: Мир, 1987. 469 с.
74. Данилин Б.С., Киреев В.Ю. Применение низкотемпературной плазмы для травления и очистки материалов. М.: Энергоатомиздат, 1987. 263 с.
75. Matsumoto M., Sugano T. Characterization of reactive ion etched silicon surface by deep level transient spectroscopy // J. Electrochem. Soc. 1982. Vol. 12. P. 2823–2828.
76. Misra D., Heasell E.L. A study of reactive ion etching (CF_4+O_2 plasma) induced deep levels in silicon // J. Electrochem. Soc. 1987. Vol. 134. No. 4. P. 956–958.

77. Ковешников С.В., Редькин С.В., Старков В.В. и др. Генерация электрически активных дефектов при реактивно-ионном плазменном травлении кремния // Микроэлектроника. 1986. Т. 15. № 5. С. 462–463.
78. Павлов Л.П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. М.: Высш. шк., 1987. 239 с.
79. Зубков В.И. Спектроскопия адмиттанса — эффективный метод диагностики полупроводниковых квантоворазмерных структур // Вестник РГРТУ. 2009. № 30. С. 66–72.
80. Орешкин П.Т., Зубков М.В., Гудзев В.В., Перепелкин Р.В., Клочков А.Я. Диагностика производства полупроводниковых приборов и интегральных схем по глубоким центрам. // Сборник докладов Международной научно-тех. конф. “Актуальные проблемы фундаментальных наук”, Т.4, Москва: МГТУ им. Баумана. 1991. С. 97.
81. Берман Л.С., Лебедев А.А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л.: Наука, 1981. 176 с.
82. Grimmeiss H.G., Ovren C. Fundamentals of junction measurements in the study of deep levels in semiconductors // J. Phys. E.: Scientific Instr. 1981. Vol. 14. No. 10. P. 1032–1042.
83. Физика и материаловедение полупроводников с глубокими уровнями / Р.К.Акчурина, Д.Г.Андрианов, Л.С.Берман и др. /Под ред. В.И.Фистуля. М.: Металлургия, 1987. 232 с.
84. Sah C.T., Forbes L., Rosier L.L., Tasch A.F. Thermal and optical emission and capture rates and cross sections of electrons and holes at imperfection centres in semiconductors from photo and dark junction current and capacitance experiments // Solid-State Electronics. 1970. Vol. 13. No. 8. P. 759–788.
85. Lang D.V. Space charge spectroscopy in semiconductors // Thermally stimulated relaxation processes in solids / Ed. by P. Braunlich. New York: Springer-Verlag, 1979. P. 93–133.

86. Johnson N.M. Deep-level transient spectroscopy: characterization and identification of electronic defects // *Optical engineering*. 1986. N. 5. P. 698–704.
87. Денисов А.А., Лактюшкин В.Н., Садофев Ю.Г. Релаксационная спектроскопия глубоких уровней. Обзоры по электронной технике, сер. технология, организация производства и оборудование. М.: ЦНИИ “Электроника”, 1985. Вып. 15 (144). 52 с.
88. Farmer J.W., Nugent J.C. Transient current spectroscopy on neutron irradiated silicon // *Neutron Transmutat. Doping Semicond.: Mater. Proc. 4th Neutron Transmutat. Doping Conf., Gaithersburg, Md, 1–3 June, 1982*. New York, London, 1984. P. 225–239.
89. Shockley W., Read W.T. Statistics of recombination of holes and electrons // *Phys. Rev.* 1952. Vol. 87. P. 835–842.
90. Papaionnou G.J., Euthymion P.C., Carabatos C. [et al.] On the electron-irradiation induced defects in GaP: Zn // *Phys. Stat. Sol. A*. 1986. Vol. 98. No. 2. P. 125–127.
91. Longini R.L. Rapid zink diffusion in gallium arsenide // *Solid-State Electron*. 1962. Vol. 5. No. 1. P. 127–130.
92. Lang D.V. Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors // *J. Appl. Phys.* 1974. Vol. 45. No. 7. P. 3023–3032.
93. Botzuk J.A., Swanson R.M. Current transient spectroscopy: A high-sensitivity DLTS’ system // *IEEE Trans. on Electron Devices*. 1980. Vol. ED-27. No. 12. P. 2217–2225.
94. Miller G.L., Ramirez J.V., Robinson D.A.H. A correlation method for semiconductors transient signal measurements // *J. Appl. Phys.* 1975. Vol. 46. No. 6. P. 2638–2644.
95. Самойлов В.А., Принц В.Я. Емкостной релаксационный спектрометр глубоких уровней // *Приборы и техника эксперимента*. 1985. № 5. С. 178–181.

96. Приходько В.Г. Новые возможности релаксационной спектроскопии глубоких уровней // ФТП. 1985. Т. 19. № 12. С. 2163–2167.
97. Орешкин П.Т. Механизм перезарядки глубоких центров при релаксационной спектроскопии // Электронная техника. Сер. 3. Микроэлектроника. 1990. Вып. 5 (139). С. 3-8.
98. Oreshkin P.T. Barrier layers as resonators on deep centers //Phys. stat. sol. (a). 1991. Vol. 123. № 2. P. 483-491.
99. Орешкин П.Т. Релаксационная спектроскопия глубоких уровней // Учебное пособие. Рязань: РГРТА, 1994. 16 с.
100. Орешкин П.Т. Барьерные слои как резонаторы на глубоких центрах //Электронная техника. Сер. 3. Микроэлектроника. 1988. Вып. 4 (128). С. 12-20.
101. Sah C.T. Bulk and interface imperfections in semiconductors //Solid-State Electron. 1976. Vol. 19. № 12. P. 975-990.
102. Sah C.T. Theory of low-frequency generation noise in junction-gate field-effect transistors //Proc. IEEE. 1964. Vol. 52. № 7. P. 795-814.
103. Орешкин П.Т. Барьерные слои как резонаторы на глубоких центрах // Известия вузов СССР. Физика. 1990. № 11. С. 21-25.
104. Sah C.T., Reddi V.G. Frequency dependence of the reverse-biased capacitance of gold-doped silicon p+-n step junctions //IEEE Trans. Electron Dev. 1964. Vol. ED-11. № 7. P. 345-349.
105. Sah C.T. The equivalent circuit model in solid-state electronics: part I: the single energy level defect centers //Proc. IEEE. 1967. Vol. 55. P. 654-671.
106. Булярский С.В., Грушко Н.С. Генерационно-рекомбинационные процессы в активных элементах. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1995. 399 с.
107. Блад П., Ортон Д.В. Методы измерения электрических свойств полупроводников //Зарубежная радиоэлектроника. 1981. № 2. С. 3-49.
108. Орешкин П.Т., Зубков М.В., Холомина Т.А.и др. Релаксационная спектроскопия глубоких уровней в полупроводниках //Электронная техника. Сер. 3. Микроэлектроника. 1992. Вып. 2 (147)-3 (148). С. 3-8.

109. Орешкин П.Т., Матушкин С.А., Петров И.М. Релаксационная спектроскопия глубоких уровней (ловушек) для основных и неосновных носителей заряда // Электронная техника. Сер. 3. Микроэлектроника. 1991. Вып. 2 (141). С. 7-14.
110. Холомина Т.А. Замечания по применению статистического подхода к описанию некоторых релаксационных явлений // Вестник РГРТА, 1997. № 2. С. 135-136.
111. Холомина Т.А. Влияние глубоких ловушек на релаксацию заряда в полупроводниковых и диэлектрических структурах // Матер. докл. Междунар. науч.-техн. семинара «Шумовые и деградационные процессы в полупроводниковых приборах». М.: МНТОРЭС им. А.С.Попова. 1998. С. 103-107.
112. Гудзев В.В. Активационно-дрейфовая модель П.Т. Орешкина — основа изучения параметров глубоких центров в барьерных структурах / В.В. Гудзев, Т.А. Холомина, М.В. Зубков, С.А. Кострюков // Приложение к журналу Вестник РГРТУ. 2009. № 4. С. 34–39.
113. Лактюшкин О.Н. Автоматизация контроля качества компонентов ИС при релаксационной спектроскопии глубоких центров / О.Н. Лактюшкин, В.В. Гудзев, С.В. Кожухов [и др.] // Материалы IV Всес. научно-тех. семинара «Пути повышения стабильности и надежности микроэлементов и микросхем». Рязань: РРТИ, 1988. С. 61–64.
114. Орешкин П.Т. Резонансная релаксационная спектроскопия ГУ / П.Т. Орешкин, В.В. Гудзев, А.Я. Клочков, О.Н. Лактюшкин // Тез. докладов научно-тех. сем. «Пути развития элементной базы и совершенствование технологии изготовления РЭА». Севастополь. 1990. С. 43.
115. Boddaert X., Letartle X., Stevenard D., Bourgouin J. Thermal stability of EL2 in GaAs. // “Add. mater., Process and Devices III-V Compound Semicond.: Symp., Boston, Nov.28-Dec.2, 1988”. 1989. Pittsbur. P.3-8.

116. Von Bardeleben H., Bourgouin J., Stevenard D., Lannoo M. On the metastable state of EL2 in GaAs. // "Gallium arsenide and relat. compounds: Proc. 14th int. symp. Hera-clion 28 Sept.-10 Okt. 1987". 1988. P.399-452.
117. Литвинов В.Г., Гудзев В.В., Зубков М.В. и др. Автоматизированный измерительно-аналитический комплекс токовой релаксационной спектроскопии глубоких уровней. Рязань: Рязанское ЦНТИ, информационный листок о НТР № 61-081-02. 2002. 4 с.
118. Гудзев В.В. Разработка преобразователя ток-напряжение с компенсацией постоянной составляющей тока для спектрометра РРСГУ / В.В. Гудзев, С.С. Балаганский // Труды школы молодых ученых «Современные проблемы нанoeлектроники, нанотехнологий, микро- и наносистем. Ульяновск. 2010. С. 51–52.
119. Орешкин П.Т., Гудзев В.В., Клочков А.Я. Диагностика производства ИС по ГЦ // Тез. докл. Всес. науч.- тех. конф. "Метрологические проблемы микроэлектроники", М.: "Радио и связь". 1991. С. 80.
120. Гудзев В.В. Токовая релаксационная спектроскопия глубоких уровней с компенсацией токов утечки / В.В. Гудзев, С.С. Балаганский, М.В. Зубков, В.Г. Литвинов // Инновации в науке, производстве и образовании: сб. тр. науч.-практ. конф. / отв. ред. К.Н. Гаврилов, В.А. Степанов; Ряз. гос. ун-т им. С.А. Есенина. Рязань. 2011. С. 49–52.
121. Гудзев В.В. Программно-аналитическая база данных релаксационной спектроскопии глубоких уровней / В.В. Гудзев, М.В. Зубков, А.В. Юлкин // Вестник РГРТУ. 2011. Вып. 36. С. 75–81.
122. Гудзев В.В. Автоматизированный измерительно-аналитический комплекс релаксационной спектроскопии глубоких уровней с базой данных / В.В. Гудзев, М.В. Зубков, В.Г. Литвинов // Межвуз. сб. научных трудов «Электроника». Рязань. 2009. С. 73–83.
123. Орешкин П.Т., Зубков М.В., Клочков А.Я., Кузнецов Ю.М., Рожков С.В. Диагностика полупроводниковых приборов по глубоким центрам

- // Тез. докл. III Всес. конф. “Физические основы надежности и деградации полупроводниковых приборов”. ч.2, Кишинев. 1991. С. 174.
124. Бендат Дж., Пирсол А. Применение корреляционного и спектрального анализа. М.: Мир. 1983. 312 с.
125. Грибанов Ю.И., Мальков В.Л. Спектральный анализ случайных процессов. М.: Энергия. 1974. 240 с.
126. Henini M., Tuck B., Paull C. A microcomputer-based deep level transient spectroscopy (DLTS) system. // J. Phys. E.: Sci. Instrum. 1985. v.18. №11. P. 926-929.
127. Дьяконов В.П. Справочник по алгоритмам и программам на языке Бейсик для персональных ЭВМ. М.: Наука. 1989. 240 с.
128. Куликовский К.Л., Купер В.Я. Методы и средства измерений. М.: Энергоатомиздат. 1986. 448 с.
129. Johnson M., McGill T., Paulter N. Carrier Life times in ion-damaged GaAs. // Appl. Phys. Lett. 1989. v.54, n.24. P.2424-2426.
130. Гонтарь В.М., Султанов М.Г., Хромов С.М. Особенности определения параметров глубоких уровней методом релаксационной спектроскопии глубоких уровней // Электронная техника сер.3. Микроэлектроника. 1991. Вып.6(145). С.18-22.
131. Бобров А.Л., Клочков А.Я., Семёнов В.А. Долговременная релаксация неравновесной проводимости в кремнии. // Тез. докл. IV Всес. научно-тех. “Пути повышения стабильности и надежности микроэлементов и микросхем”. Москва: КМС ВСНТО. 1987. С. 25.
132. Литвинов В.Г. Релаксационная спектроскопия глубоких уровней и ее применение для исследования полупроводниковых структур микро- и нанoeлектроники / В.Г. Литвинов, В.В. Гудзев, О.А. Милованова, Н.Б. Рыбин // Датчики и системы. 2009. № 9. С. 71–78.
133. Орешкин П.Т., Клочков А.Я. Контроль параметров глубоких уровней при отработке технологии ИС // Эл. техника, сер.3 Микроэлектроника, Вып.5(144). 1991. С.30-33.

134. Орешкин П.Т., Лактюшкин О.Н., Гармаш Ю.В., Клочков А.Я., Лузан В.М., Рожков С.В., Туркин Ю.А., Зубков М.В. Установка резонансной спектроскопии глубоких центров. // Материалы III Всес. научно-тех. семинара “Пути повышения стабильности и надежности микроэлементов и микросхем”. Рязань. 1985. С.46-52.
135. Клочков А.Я. Информационно- преобразовательная система измерения параметров ГЦ при резонансной спектроскопии. // В кн.: Элементы, устройства и математическое обеспечение информационно- преобразовательных систем, Рязань: РРТИ. – 1985. – С.108-110.
136. Литвинов В.Г. Релаксационная спектроскопия глубоких уровней микро- и наноструктур / В.Г. Литвинов, В.В. Гудзев, О.А. Милованова, Н.Б. Рыбин // Вестник РГРТУ. 2009. Вып. 30. С. 62–70.
137. Литвинов В.Г. Практические аспекты применения релаксационной спектроскопии глубоких уровней для характеристики полупроводниковых наноструктур / В.Г. Литвинов, Н.В. Вишняков, О.А. Милованова [и др.] // X международная конференция «Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы»: тезисы докладов. Ульяновск. 2008. С. 207.
138. Клочков А.Я., Железнов Ф.К., Лактюшкин О.Н., Рожков С.В. К вопросу о повышении выхода годных и надёжности ИС // Тез. докл. III Всес. конф. “Физические основы надежности и деградации полупроводниковых приборов”, ч.2, Кишинев. 1991. С.134.
139. Вишняков Н.В. Патент РФ № 2431216 Способ определения энергии ионизации глубоких уровней в полупроводниковых барьерных структурах и устройство для его осуществления / Н.В. Вишняков, В.В. Гудзев, В.Г. Литвинов, М.В. Зубков // Открытия. Изобретения. 2011. Бюл. № 28.
140. Ikoma T., Taniguchi M., Noge H. Deep-level characterization in LEC GaAs: // Extended abstracts of the 15th conf. on Solid state devices and materials. Tokyo. 1983. P.149-152.

141. Trautman P., Kaminska M., Baranowski J. Thermally activated DE-excitation of the EL2 metastable state in GaAs. // Cryst. Res. Technol. 1988. Vol. 23. No. 3. P. 413–416.
142. Mochizuki Y., Ikoma T. Charge transfer at excited states of EL2 observed by spectral photocapacitance transient analysis, Semi-insulating III-V material. // “Proc. 4th Conf., Hakona 18-21 May 1986, Tokyo”. 1986. Amsterdam. P. 323–328.
143. Гудзев В.В. Спектр глубоких уровней в диодах Шоттки с различной технологией формирования контактов / В.В. Гудзев, М.В. Зубков, А.Я. Клочков // Межвуз. сб. научных трудов. Физика полупроводников. Микроэлектроника. Радиоэлектронные устройства. Рязань: РГРТА. 1999.
144. Гудзев В.В. Глубокие уровни в диодах Шоттки на основе силицида платины / В.В. Гудзев, М.В. Зубков, А.Я. Клочков // Электронная техника, сер. 3 «Микроэлектроника. Радиоэлектронные устройства». Рязань: РГРТА. 2002.
145. Гудзев В.В. Глубокие уровни в диодах Шоттки на основе солицида платины / В.В. Гудзев, В.Г. Литвинов, М.В. Зубков, А.Я. Клочков // Вестник РГРТУ. 2008. Вып. 25. С. 76–79.
146. Гудзев В.В. Спектр глубоких уровней в pnp транзисторе на основе кремния / В.В. Гудзев, М.В. Зубков // Сборник межвуз. научн. трудов Микроэлектроника. Рязань: РГРТА, 2003. С. 14–19.
147. Айвазов А.А., Будагян Б.Г., Вихров С.П., Попов А.И. Неупорядоченные полупроводники М.: Издательство МЭИ. 1995. 352 с.
148. Vikhrov S.P., Vishnyakov N.V., Maslov A.A. Determination of barrier capacity and flat bands potential on metal – disordered semiconductor contact // Bulletin of the V. Tarasov Center of Chemotronics of Glass. No. 1 / Mendeleev University of Chemical Technology of Russia. Moscow. 2000. P. 111 – 115.

149. Вихров Д.С. Идентификация механизмов токопереноса структур Me/a-Si:H при автоматизированной обработке экспериментальных данных / Дисс. канд. физ.-мат. наук: Рязань, 2002. 130 с.
150. Вихров С.П., Вишняков Н.В., Мишустин В.Г., Маслов А.А., Авачев А.П. Особенности ВАХ контакта металл - некристаллический полупроводник // Сборник трудов V Международной конференции "Аморфные и микрокристаллически полупроводники" Санкт-Петербург, Из-во Политехнического университета. 2006. С. 289 – 290.
151. Вихров С.П., Вишняков Н.В., Мишустин В.Г., Аношкин К.О. Токоперенос через барьер на контакте металл - некристаллический полупроводник: особенности расчета прямых и обратных ВАХ// Вестник РГРТУ. 2007. № 22. С. 86-88.
152. Лигачев В.А. Морфология и электрофизические свойства гидрогенизированного аморфного кремния, получаемого плазменным методом / Дисс. канд. физ.-мат. наук: М., 1987. 261 с.
153. Street R.A., Thompson M.J., Johnson N.M. The electrical characterization of surfaces, interfaces and contacts to a-Si:H // Philosophical magazine B. 1985. Vol. 51. No. 1. P. 1 – 17.
154. Бердников А.Е., Будагян Б.Г., Попов А.А., Мальшаков В.Г., Сазонов А.Ю., Черномордик В.Д., Стряхилев Д.А., Мейтин М.Н. Применение низкочастотного тлеющего разряда для нанесения аморфных полупроводниковых пленок // Материалы 2-ой Российской НТК “Высокие технологии в промышленности России”, Москва, МГТУ им. Баумана. 1997. С. 88 – 92.
155. Вишняков Н.В. Барьерная емкость и потенциал плоских зон на контакте металл – аморфный гидрогенизированный кремний// Вестник РГРТА. Вып. 8. Рязань, 2001. С. 102-104.
156. Vikhrov S.P., Vishnyakov N.V., Mishustin V.G., Popov A.A. Speciality of poisson equation solution and calculation of barrier profile on the interface

- to non-crystalline semiconductor// Journal of Optoelectronics and Advanced Materials. 2003. Т. 5. № 5. С. 1249-1254.
157. Афанасьев В.П., Гудовских А.С., Коньков О.И., Казанин М.М., Коугия К.В., Сазанов А.П., Трапезникова И.Н., Теруков Е.И. Структурные особенности и свойства пленок a-Si:H, полученных методом циклического осаждения // Физика и техника полупроводников. 2000. Т. 34. Вып. 4. С. 492 – 495.
 158. Чопра К., Дас С. Тонкопленочные солнечные элементы. М.: Мир, 1986. 440 с.
 159. Крамер Б., Уэйр Д. Теория электронных состояний в аморфных полупроводниках // В кн.: Аморфные полупроводники / Под ред. М. Бродски. М.: Мир, 1982. 419 с.
 160. Литвинов В.Г., Гришанкина Н.В., Рыбин Н.Б., Гудзев В.В. Исследование процессов эмиссии и захвата носителей заряда в p-i-n структуре a-Si:H методом токовой DLTS. Аморфные и микрокристаллические полупроводники: Сборник трудов VII Международной конференции. - СПб.: Издательство Политехнического университета, 2010, с. 237-238.
 161. Литвинов В.Г., Мишустин В.Г., Гудзев В.В., Рыбин Н.Б., Аношкин К.О. Практические аспекты применения метода DLTS для исследования электронных локализованных состояний в неупорядоченных полупроводниках. Аморфные и микрокристаллические полупроводники: Сборник трудов VI Международной конференции. СПб.: Издательство Политехнического университета, 2008, с. 164-165.
 162. Гришанкина Н.В., Литвинов В.Г., Гудзев В.В., Рыбин Н.Б. Исследование диодных структур на основе Si и a-Si:H методом токовой релаксационной спектроскопии глубоких уровней в режимах эмиссии и захвата // Вестник РГРТУ. Рязань. 2011. С. 72–80.

163. Бирюков А.В. Электрофизические свойства и природа локализованных состояний в гетеропереходах на основе a-Si:H и его сплавов / Дисс. канд. техн. наук: Москва, 2000. 184 с.
164. Бердников А.Е. Разработка и исследование технологии высокоскоростного осаждения аморфного гидрогенизированного кремния и его сплавов в плазме низкочастотного разряда / Дисс. докт. техн. наук. Ярославль, 2001. 305 с.
165. Мишустин В.Г. Модифицированная времяпролетная методика для исследования неупорядоченных полупроводников // Тезисы докладов 8-ой Международной конференции студентов и аспирантов по фундаментальным наукам. Секция "Физика". Москва. Физический факультет МГУ. 2001. С. 203 – 204.
166. Авачев А.П., Быков В.А., Вихров С.П., Вишняков Н.В., Мишустин В.Г., Уточкин И.Г. Применение атомно-силовой микроскопии для исследования электрофизических свойств микро- и наноразмерных объектов на неупорядоченных полупроводниках // Сборник трудов V Международной конференции "Аморфные и микрокристаллически полупроводники" Санкт-Петербург, Из-во Политехнического университета. 2006. С. 20 – 21.
167. Орехов Д.Л. Разработка технологии гетероструктурных солнечных элементов на кристаллическом кремнии с использованием промышленных реакторов плазмохимического осаждения / Дисс. канд. техн. наук: С-Пб., 2015. 122 с.
168. Measuring Complex for Analysis of Recombination Deep Traps in Semiconductor Solar Cells / V.G. Litvinov, N.V. Vishnyakov, V.V. Gudzev [et al.] // IEEE International Conference on Industrial Technology. 2015. P. 1071–1074.
169. Physics and Technology of Amorphous-Crystalline Heterostructure Silicon Solar Cells Wilfried G. J. H. M. van Sark, Lars Korte, Francesco Roca van Sark, W. Physics and Technology of Amorphous-Crystalline Heterostructure

Silicon Solar Cells / G.J.H.M. van Sark Wilfried, L. Korte, F. Roca. Verlag: Springer. 2012. 579 p.

170. Афанасьев В.П., Гудовских А.С., Тербунов Е.И. Диагностика наноматериалов и наноструктур тонкопленочных солнечных элементов на основе кремния // Труды VIII Всероссийской школы-семинара студентов аспирантов и молодых ученых "Диагностика наноматериалов и наноструктур". 2015 г. Т. I. С. 34-59.

Приложение



«УТВЕРЖДАЮ»
Проректор РГРТУ
по научной работе

А.И. Таганов

2015 г.

АКТ

об использовании материалов диссертационной работы
старшего преподавателя кафедры МНЭЛ
Рязанского государственного радиотехнического университета
Гудзева Валерия Владимировича «Исследование глубоких энергетических
уровней в барьерных структурах на основе кристаллического и аморфного
гидрогенизированного кремния»

Настоящий Акт составлен в том, что выводы и рекомендации, сделанные в кандидатской диссертации Гудзева В.В. в части разработки метода исследования электрически активных дефектов, создающих глубокие уровни в запрещенной зоне (щели подвижности) в диодных структурах солнечных элементов, использованы при выполнении технического задания НИР 17-14Г (Соглашение о предоставлении субсидии от 17 июня 2014 г. № 14.574.21.0006) и в Региональном центре зондовой микроскопии коллективного пользования (РЦЗМкп) РГРТУ для разработки методов диагностики гетероструктур для солнечной энергетики.

Научный руководитель НИР 17-14Г,
директор РЦЗМкп РГРТУ

Н.В. Вишняков



Общество с ограниченной ответственностью

ХЕЛИОС-Ресурс

Юридический адрес:

430001, г. Саранск, ул. Пролетарская, д.126

ОГРН 1107746982760

ИНН 7735573890

КПП 132701001

ОКПО 69580117

Фактический адрес: 141006, МО, г. Мытищи, Олимпийский проспект, д.42

Филиал «Московский» ООО КБ «Кредит Экспресс»

117246, г. Москва, Научный проезд, 19

р/с 40702810100010000532

БИК 044599550

к/с 30101810600000000550

Отделение №3 Московского ГТУ Банка России

ИНН 6165032005

КПП 775002001

АКТ

об использовании материалов диссертационной работы
старшего преподавателя кафедры МНЭЛ
Рязанского государственного радиотехнического университета
Гудзева Валерия Владимировича «Исследование глубоких энергетических
уровней в барьерных структурах на основе кристаллического и аморфного
гидрогенизированного кремния»

Настоящий Акт составлен в том, что выводы и рекомендации, сделанные в кандидатской диссертации Гудзева В.В. по разработке метода исследования электрически активных дефектов, создающих глубокие уровни в запрещенной зоне (щели подвижности) в диодных структурах солнечных элементов, использованы для диагностики кремниевых диодных структур солнечных элементов на ООО «ХЕЛИОС-Ресурс».



А.С.Карабанов

«УТВЕРЖДАЮ»
Проректор РГРТУ
по учебной работе
М.В. Дубков
09 2015 г.



АКТ

об использовании материалов диссертационной работы
старшего преподавателя кафедры МНЭЛ
Рязанского государственного радиотехнического университета
Гудзева Валерия Владимировича в учебном процессе

Настоящим подтверждаем, что при проведении учебного процесса в Рязанском государственном радиотехническом университете по направлениям подготовки бакалавров 11.03.04 и магистров 11.03.04 «Электроника и наноэлектроника» ООП «Нанотехнологии в электронике» использованы материалы кандидатской диссертации Гудзева В.В. на тему «Исследование глубоких энергетических уровней в барьерных структурах на основе кристаллического и аморфного гидрогенизированного кремния».

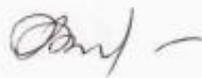
Полученные в диссертационной работе результаты были использованы при подготовке лекционных материалов по дисциплинам «Физика наносистем», «Методы исследования наноматериалов, микро- и наносистем».

Декан ФЭ,
к.т.н., доцент



Н.М.Верещагин

Зав. каф. МНЭЛ
д.ф.-м.н., проф.



Т.А. Холомина