

**Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
Высшего профессионального образования
Ульяновский государственный университет**

На правах рукописи

Ермаков Михаил Сергеевич

**Анализ генерационно-рекомбинационных и туннельно-
рекомбинационных процессов в областях
пространственного заряда сложных полупроводниковых
структур по экспериментальным вольтамперным
характеристикам**

01.04.10 – Физика полупроводников

Диссертация на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель
Доктор физико-математических наук, профессор
Булярский Сергей Викторович

Ульяновск-2013

Оглавление

Введение	4
1 Квантовые полупроводниковые наноразмерные структуры	13
1.1 Классификация квантоворазмерных структур	13
1.2 Квантоворазмерные структуры в полупроводниках	14
1.2.1 Дефекты в Si	14
1.2.2 Основные электрофизические свойства GaAs	16
1.2.3 Влияние облучения на GaAs диоды	19
1.2.4 Квантоворазмерные структуры в GaAs и InGaN	20
1.3 Определение параметров глубоких центров из прямых вольтамперных характеристик p-n-переходов	21
1.3.1 Дифференциальный показатель наклона ВАХ	23
1.3.2 Аналитическое выражение для метода анализа рекомбинационных процессов (приведенной скорости рекомбинации)	23
1.3.3 Туннельная рекомбинация	25
1.4 Углеродные нанотрубки	28
1.4.1 Методы получения углеродных нанотрубок.....	28
1.4.2 Одностенные углеродные нанотрубки	29
1.4.3 Применение УНТ, в различных датчиках	34
1.4.4 Геометрическое строение углеродной нанотрубки.....	36
1.4.5 Дефекты в углеродных нанотрубках.....	39
1.4.6 Применение углеродных нанотрубок в электронных приборах.....	40
1.4.7 Шумы в приборах на основе УНТ.....	42
1.5 Заключение.....	43
2 Перенос тока в структурах на основе GaAs	44
2.1 Описание установки для измерения ВАХ.....	44
2.2 Анализ ВАХ Si диода методом приведенной скорости рекомбинации	45
2.3 Анализ экспериментальных ВАХ для GaAs диода.....	48
2.4 Анализ ВАХ для облученных диодов	53
2.5 Анализ ВАХ GaAs диодов деградировавших при постоянном токе	57
2.6 Влияние температуры GaAs диодов на параметры глубоких уровней.....	65
2.7 Модифицированный метод анализа рекомбинационных процессов (усовершенствованная приведенная скорости рекомбинации).....	71

2.8	Анализ экспериментальных ВАХ для облученных диодов усовершенствованным методом анализа рекомбинационных процессов.....	73
2.9	Анализ ВАХ усовершенствованной приведенной скоростью рекомбинации GaAs диодов подвергшихся деградации при постоянном рабочем токе.....	76
2.10	Усовершенствованный метод анализа рекомбинационных процессов при различных температурах для GaAs диодов	79
2.11	Анализ ВАХ Si диода усовершенствованным методом анализа рекомбинационных процессов.....	82
2.12	Сравнительный анализ экспериментальных значений с теоретическими данными.....	83
2.13	Описание использованных образцов на основе InGaN	83
2.14	Анализ экспериментальных ВАХ образцов на основе InGaN.....	84
2.15	Усовершенствованный метода анализа туннельно-рекомбинационных процессов.....	86
2.16	Метод модифицированной приведенной скорости рекомбинации для анализа рекомбинационных и туннельно-рекомбинационных процессов обладает следующими достоинствами и недостатками	89
2.17	Заключение.....	90
3	Вольтамперная характеристика диода, на основе одиночной одностенной углеродной нанотрубки	91
3.1	Плотность состояний в энергетических зонах для УНТ	91
3.2	Разложение приведенной скорости рекомбинации	92
3.3	Заключение.....	95
4	Исследование вольтамперной характеристики реальных образцов на основе массива углеродных нанотрубок.....	96
4.1	Конструкции экспериментальных образцов интегрального преобразователя давления.....	96
4.2	ВАХ полученных образцов	98
4.3	Разложение приведенной скорости рекомбинации	103
4.4	Заключение.....	106
	Заключение.....	107
	Список использованной литературы.....	109

Введение

Актуальность темы

Участки ВАХ, обусловленные рекомбинацией в области пространственного заряда (ОПЗ), несут полезную информацию о свойствах центров рекомбинации, которая, как правило, не используется. Это заставляет вернуться к рассмотрению теоретических выражений для этих характеристик и поиску простых, но эффективных методов определения энергий активации и коэффициентов носителей заряда на центры, участвующие в генерационно-рекомбинационных процессах, с учетом специфики разнообразных материалов.

В настоящее время разработана обобщенная теория транспорта носителей заряда в наноструктурированных мезоскопических средах [1]. Данная теория объясняет процессы переноса носителей заряда в наноразупорядоченных полупроводниках. Она объединяет генерационные и туннельные процессы. Из неё вытекают в качестве частных случаев известные модели, а именно: рекомбинации Шокли, прыжковой проводимости Мотта, баллистического транспорта. Данная теория применялась к светодиодам на основе фосфида галлия, лавинным диодам на основе кремния и светодиодам на основе тройных соединений. Несмотря на определенные преимущества перед емкостными методами, данная теоретическая модель используется относительно редко. К недостаткам экспериментальных работ, выполненных по верификации данной модели, следует отнести тот факт, что в них не проводилось отдельного определения коэффициентов захвата и концентрации рекомбинационных центров. В данной диссертации проводится модификация алгоритма вычисления параметров рекомбинационных центров, устраняющих данный недостаток.

Применение данной теоретической модели для анализа процессов в углеродных нанотрубках требует ее апробации на известных полупроводниках и полупроводниковых соединениях. В качестве таковых в диссертации выбраны кремний, легированный золотом, арсенид галлия и тройные азотосодержащие полупроводниковые соединения. Проверка, новой теоретической модели на

известных и достаточно хорошо исследованных структурах, является первым этапом применения данной модели к углеродным нанотрубкам. Затем апробированная модель используется для анализа процессов переноса в одиночной углеродной нанотрубке (УНТ) и в массиве углеродных нанотрубок. УНТ обладают важными для практического использования свойствами: проводят ток очень высокой плотности до 10^9 А/см²; меняют свои свойства при присоединении (адсорбции) других атомов и молекул; испускают электроны со своих концов при низких температурах (холодная электронная эмиссия), испускают свет и т.д. Поэтому во всем мире ведутся интенсивные исследования свойств УНТ, что расширяет область их практического применения.

Адекватной теории переноса носителей заряда в УНТ пока не создано. Баллистический перенос в УНТ имеет место. Однако это далеко не единственный механизм. Он описывает ток в одиночной изолированной трубке с металлическим типом проводимости. В массивах трубки часто сращиваются. Поэтому возможны переходы между трубками. Это особенно сильно выражено при переносе электронов в направлении перпендикулярном росту трубок. При этом реализуются туннельные и прыжковые механизмы переноса. В трубках встречаются разнообразные дефекты: упаковки, вакансии, примеси и т.д., следовательно, могут иметь место явления рекомбинации. Эти механизмы необходимо учитывать при разработке моделей переноса.

В целом диссертационная работа направлена на апробацию новой теоретической модели переноса носителей заряда в наноразмерных полупроводниках и ее применению для анализа процессов переноса заряда в углеродных нанотрубках и является актуальной.

Цель диссертационной работы

Целью диссертационной работы является изучение процессов рекомбинации и туннельно-рекомбинационных процессов в области пространственного заряда полупроводниковых структур, развитие, модификация и апробация методов анализа вольтамперных характеристик,

основанных на данных теоретических моделях, а также применение этих методов для исследования структур на основе углеродных нанотрубок.

Для достижения поставленной цели решались следующие **задачи**:

1. Развитие теоретической модели рекомбинации в области пространственного заряда p - n -переходов, разработка алгоритма отдельного определения коэффициентов захвата и концентрации рекомбинационных центров на основе анализа прямой ветви вольтамперных характеристик p - n -переходов.

2. Тестирование предложенной модели на реальных образцах: p - n -переходах на основе кремния, легированного золотом, светодиодных структурах на основе арсенида галлия и тройных азотосодержащих полупроводниках.

3. Применение данной модели к процессам радиационного образования дефектов в арсениде галлия.

4. Исследование процессов переноса носителей заряда в УНТ, и применимости туннельно-рекомбинационной модели к образцам на основе одиночных нанотрубок и массива углеродных нанотрубок, разработка методов получения энергетических параметров процессов переноса в УНТ.

Объект и предмет исследования

Объектом исследования являются генерационно-рекомбинационные и туннельно-рекомбинационные процессы, происходящие в полупроводниках и сложные полупроводниковых структурах.

Предметом исследования является влияние рекомбинационных центров на вольтамперные характеристики.

Научная новизна

1. Развита теоретическая модель рекомбинации в области пространственного заряда p - n -переходов для получения коэффициентов захватов носителей заряда, энергии активации глубокого уровня, концентрации локальных состояний в полупроводниках и полупроводниковых соединениях. Сопоставление полученных результатов с литературными данными доказали

адекватность метода, хорошую точность, простоту и надежность для определения параметров центров рекомбинации в полупроводниках.

2. Применение данной модели к исследованию воздействия гамма облучения на арсенид галлия позволила определить изменение концентрации и состава рекомбинационных центров в области пространственного заряда *p-n*-переходов на арсениде галлия. Показано, что данная модель позволяет определять энергии активации туннельно-рекомбинационных процессов в *p-n*-переходах на основе тройных азотосодержащих соединений.

3. Установлено, что в структурах на основе углеродных нанотрубок перенос носителей заряда обусловлен туннельно-рекомбинационными процессами. Приложение туннельно-рекомбинационной модели к этим структурам позволило выявить, что при переносе электронов них участвуют локальные состояния и определены энергию активации этих состояний.

4. Массивы вертикально стоящих углеродных нанотрубок показывают высокую чувствительность к влажности. Предполагается, что это обусловлено взаимодействием молекул воды с углеродными трубками в массиве, приводящим к сближению отдельных нанотрубок, что приводит к увеличению вероятности прыжка между локализованными состояниями, стоящих рядом нанотрубок, и, соответственно, повышает величину тока проводимости в массиве, вдоль направления, перпендикулярного направлению роста трубок.

Практическая ценность

1. Модифицированная теоретическая модель, рекомбинации в области пространственного заряда, позволила разработать методику отдельного определения коэффициентов захвата и концентраций рекомбинационных центров, путем пересчета в нее вольтамперной и вольтфарадной характеристик полученных при одном значении температуры. Данная методика существенно расширяет возможности анализа рекомбинационных процессов в области пространственного заряда *p-n*-переходов.

2. Получены экспериментальные данные показывающие, что структуры с массивом вертикально стоящих углеродных нанотрубок обладают

высокой чувствительностью к влажности, что открывает перспективы создания соответствующих сенсоров.

Положения, выносимые на защиту

1. Модифицированная модель, анализа рекомбинационных процессов в области пространственного заряда *p-n*-переходов, позволила создать алгоритм отдельного определения коэффициентов захвата электронов и дырок на рекомбинационный центр, а также их концентраций, а не минимальных времен их жизни, характеризуемых произведением данных величин, как это имело место ранее.

2. Апробация разработанных алгоритмов анализа показала возможность их использования для различных полупроводниковых структур в качестве простого и надежного метода определения параметров рекомбинационных центров.

3. В структурах, на основе углеродных нанотрубок, перенос носителей заряда, обусловлен туннельно-рекомбинационными процессами. Модифицированный метод анализа для туннельно-рекомбинационных процессов можно применять и в этом случае, вычисляя по экспериментальным вольтамперным характеристикам энергии активации локальных состояний.

4. Массивы вертикальноориентированных углеродных нанотрубок позволяют создавать высокочувствительные датчики влажности.

Апробация работы

Апробация работы проведена на X, XI, XIV международных конференциях по опто-наноэлектронике, нанотехнологиям и микросистемам, проходившим в 2009, 2010 и 2013 годах соответственно, а также на школе молодых ученых «Физические проблемы наноэлектроники, нанотехнологий и микросистем» в 2011 году.

Личный вклад автора

Автором диссертации самостоятельно, при участии научного руководителя, профессора, д.ф.-м.н. Булярского С.В., были разработаны и апробированы модели и алгоритмы анализа рекомбинационных процессов.

Экспериментальные исследования, сопоставление результатов диссертации с литературными данными, и интерпретация приложения данных моделей к конкретным полупроводниковым структурам выполнено автором лично.

Достоверность

Обоснованность результатов диссертационного исследования достигается: согласованием новых положений с экспериментальными данными других авторов; проверкой теоретических положений экспериментальными исследованиями; публикациями основных результатов работы в рецензируемых центральных изданиях; обсуждением результатов диссертации на конференциях и получением рецензий от ведущих специалистов.

Публикации

Полученные в диссертации результаты опубликованы в 27 работах, 4 из них в журналах по перечню ВАК, 2 статьи в прочих изданиях, 21 тезис международных и российских конференций.

Структура и объем диссертации

Работа изложена на 120 страницах печатного текста, содержит: 46 рисунков, 31 таблицу, библиографию из 150 наименований. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка использованной литературы.

Краткое содержание работы

Во введении дано обоснование актуальности выбранного направления исследований, сформулированы цели исследований, изложена научная новизна и практическая значимость работы, кратко описано содержание диссертации и приведены основные положения, выносимые на защиту.

В главе 1 представлен обзор работ в области квантоворазмерных структур, способы их применения. Описываются квантоворазмерные структуры в полупроводниках, таких как GaAs и InGaN. Описываются углеродные нанотрубки, их строение, области применения.

Глава 2

Методы анализа рекомбинационных и туннельно-рекомбинационных процессов в ОПЗ, предложенный в работах [1-3], не позволяли учитывать обмен носителями заряда локального уровня одновременно с валентной зоной и зоной проводимости. Нами был предложен способ доработки метода анализа рекомбинационных процессов в ОПЗ. Мы не прибегали к допущению, что обмен носителями заряда, локального уровня, с одной из зон значительно больше, чем с другой, как это делалось в работах [2-3]. Что позволило получить аналитические выражения для нахождения коэффициентов захвата для электронов и дырок, а также для концентрации локального состояния.

В качестве образцов выбраны коммерческие диоды на основе Si:Au (Д220Б), GaAs (КА-3528F3С), данные полупроводниковые структуры, как наиболее изученные. Проводились измерения вольтамперных характеристик при фиксированной температуре. Модифицированный метод анализа рекомбинационных процессов (приведенная скорость рекомбинации) был апробирован на уже упомянутых выше образцах. Найдены параметры глубоких уровней в диодах при различных дозах гамма облучения.

Дальнейшее усложнение полупроводников привело к созданию диодов на основе тройных полупроводниковых соединений, например InGaN (BL513UBD, BLL502 и др.). В таких структурах на первое место выходят туннельно-рекомбинационные процессы в области пространственного заряда [8]. Метод анализа туннельно-рекомбинационных процессов предложенный в работе [8], предполагал, что локальный уровень обменивается с равной вероятностью, как с валентной, так и зоной проводимости, что отражается равенством коэффициентов захвата для обоих видов носителей заряда.

Нами предложено усовершенствование метода анализа туннельно-рекомбинационных процессов, путем добавления еще одного параметра, позволяющего учитывать разную вероятность обмена носителями заряда, локального уровня с обеими разрешенными зонами. Проведена апробация данной методики на азотсодержащих тройных полупроводниковых

соединениях, в качестве таких структур были выбраны диоды на основе InGaN, как наиболее изученные. В работах [8, 9] показано, что в таких структурах имеют место туннельно-рекомбинационные процессы переноса заряда. Значит предложенный нами метод можно использовать для анализа ВАХ InGaN диодов. Найдены параметры локальных состояний в диодах на основе тройных азотсодержащих полупроводниковых структурах. Полученные значения были сравнены, с данными из литературы. Показаны основные достоинства и недостатки предложенных методов.

Глава 3

Дальнейшим развитием квантоворазмерных полупроводников являются углеродные нанотрубки, которые можно считать одномерными и наноразмерными объектами. В работе [11] показано, что в нанопроводах, к которым можно отнести и одностенные углеродные нанотрубки, основным механизмом протекания тока является туннелирование.

Чтобы применить метод анализа туннельно-рекомбинационных процессов, необходимо знать концентрацию собственных носителей заряда. Зная зависимость энергии от волнового вектора [12], были найдены аналитические выражения для концентрации электронов в зоне проводимости. Проведен анализ вольтамперной характеристики диода на основе одиночной одностенной углеродной нанотрубке, методом модифицированной приведенной скорости рекомбинации для туннельно-рекомбинационных процессов. Выявлено три локальных состояний и были определены энергии этих уровней.

В главе 4 представлены образцы на основе массива вертикально стоящих углеродных нанотрубок, описан механизм синтеза массива углеродных нанотрубок. После изготовления массивы УНТ обладали металлическим типом проводимости, в результате воздействия электрическим током $j \approx 20 \text{ MA/m}^2$ выжигались остатки катализатора между нанотрубками, и проводимость менялась на нелинейную. Перед началом измерения образцы сушились в сухом кислороде при температуре 200°C в течение не менее 3-х часов. Затем в темноте при комнатной температуре измерялась вольтамперная характеристика. Первое

измерения после указанного выше режима сушки показало высокое сопротивление образцов при нелинейной вольтамперной характеристике. Перед вторым измерением образец помещался в затемненный замкнутый сосуд непосредственно над поверхностью воды. Ток при одинаковом напряжении и комнатной температуре увеличился в 10^5 раз. После этого цикл сушки – измерение в сухой атмосфере – измерение во влажной атмосфере циклически повторялся. Были получены стабильные, воспроизводимые вольтамперные характеристики.

Для обработки вольтамперных характеристик, был применен метод модифицированной приведенной скорости рекомбинации для туннельно-рекомбинационных процессов. В результате были найдены значения энергий для локальных состояний.

Адсорбция молекул воды сопровождается изменением плотности локализованных состояний, а также их сдвигу по энергиям. Молекулы воды на поверхности нанотрубок создают взаимное притяжение, за счет сил Ван-дер-Ваальса, которые сближают нанотрубки в пучке. В виду этого уменьшается радиус локализации электронов, который обуславливает перенос между соседними трубками, это обстоятельство приводит к росту отношения токов.

В Заключение представлены основные выводы по работе.

1 Квантовые полупроводниковые наноразмерные структуры

1.1 Классификация квантоворазмерных структур

В обычном твердом теле (3D) движение носителя заряда неограниченно ни по одной из координат. Ограничение движение вдоль одного направления приводит к возникновению [14]:

1. квантовых точек (0D) – структур, размеры которых во всех трех направлениях составляют несколько межатомных расстояний;
2. квантовых проволок (1D) – структур, размеры которых в двух направлениях составляют несколько межатомных расстояний, а размер в третьем направлении представляет собой макроскопическую величину;
3. квантовых ям (2D) – структур, размер которых в одном направлении составляет несколько межатомных расстояний, а размеры в двух других направлениях представляют собой макроскопическую величину.

Применение квантоворазмерных структур:

Лазеры с квантовыми ямами и точками

Наиболее распространенным типом полупроводникового лазера – лазер на двойной гетероструктуре (тонкий слой узкозонного полупроводника между двумя широкозонными), при малой толщине активной области – это квантовая яма и квантование энергетического спектра в ней существенно меняет свойства лазеров [15-18].

Фотоприемники на квантовых ямах

Процессы оптической ионизации квантовых ям могут использоваться для создания новых типов приемников инфракрасного излучения, выброс носителей в зону проводимости широкозонного полупроводника (потенциального барьера), увеличивает проводимость в направлении, перпендикулярном слоям гетероструктуры. По своему действию такой приемник напоминает примесный фоторезистор, где в роли центров выступают квантовые ямы [19-20]. При небольших изменениях состава широкозонных слоев и ширины ямы можно

изменять положение максимума и ширину полосы фоточувствительности [19,21].

Квантово-точечные клеточные автоматы и беспроводная электронная логика

Потребности в логических устройств, с высокой плотностью логических элементов, и с низким потреблением энергии, привели к предложениям использовать квантовые точки. В них для реализации логических булевых функций используют массивы связанных взаимодействующих квантовых точек [22]. Эти новые приборы называют квантово-точечными клеточными автоматами (QCA — Quantum Cellular Automata) [19]. Основа прибора – ячейка, из четырех или пяти квантовых точек, в неё через дополнительный электрод вводятся два избыточных электрона, и она приобретает электрический заряд. Квантовые точки в ячейке располагаются так, что туннелирование происходит только через центральную точку [23, 20 – 22].

Резонансный туннельный диод

Он состоит из двух барьеров, разделенных областью с малой потенциальной энергией – потенциальная яма, в которой есть несколько дискретных уровней. Характерная ширина барьеров и расстояние между ними составляют несколько нанометров. Области слева и справа от двойного барьера – резервуары электронов проводимости, к ним примыкают контакты.

В приборе используется следующая особенность двойного барьера: его туннельная прозрачность имеет резонансный характер. При резонансе из-за интерференции волн во внутренней области гасится волна, отражающаяся от двойного барьера [23, 19]. Резонансный туннельный диод – это первое реальное устройство с квантовой ямой и барьерами. Он был создан Лео Эсаки и Чангом в 1974 году. Идею прибора предложил Л. Иогансен еще в 1963 году [19-20].

1.2 Квантоворазмерные структуры в полупроводниках

1.2.1 Дефекты в Si

Кристаллы кремния, получаемые методами Чохральского и зонной плавки для целей твердотельной электроники, в подавляющем большинстве являются

бездислокационными. Основными видами структурных дефектов в них являются микродефекты (МД) размером от долей нанометров до нескольких микрометров с концентрацией 10^7 см^{-3} и более. Предполагается, что МД могут образовываться непосредственно в процессе кристаллизации, при обработке кристалла (термической, радиационной, механической и др.), а также в процессе работы полупроводникового прибора.

Основными фоновыми примесями в монокристаллах кремния являются кислород, углерод, азот, быстро диффундирующие примеси тяжелых металлов.

Кислород в кремнии в зависимости от концентрации, формы существования и распределения может оказывать как отрицательное, так и положительное влияние на структурные и электрические свойства кристаллов. Концентрация кислорода в выращенных кристаллах изменяется от $5 \cdot 10^{17}$ до $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Предел растворимости кислорода в кристаллическом кремнии составляет $1,8 \cdot 10^{18}$. С понижением температуры растворимость кислорода резко падает. Концентрация кислорода в кристаллах, получаемых методом зонной плавки, обычно составляет $2 \cdot 10^{15} — 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Углерод в кремнии является одной из наиболее вредных фоновых примесей, оказывающей наряду с кислородом значительное влияние на электрические и структурные характеристики материала. Содержание углерода в кристаллах, получаемых по методу Чохральского и БЗП, составляет $5 \cdot 10^{16} — 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Растворимость углерода в расплаве кремния при температуре плавления равна $(2-4) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, в кристаллах — $6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Эффективный коэффициент распределения углерода в кремнии — 0,07.

Остаточная концентрация **азота** в кристаллах кремния, полученных по методам Чохральского и зонной плавки, не превышает 10^{12} см^{-3} . Предел его растворимости в твердом кремнии при температуре плавления составляет $4,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, равновесный коэффициент расплавления равен 0,05. Основными источниками азота являются газовая атмосфера, выделения из графита, тигель из нитрида кремния. Являясь донором, азот, кроме того, приводит к повышению значений критических напряжений образования дислокаций в кремнии.

Концентрация, быстро диффундирующих примесей тяжелых металлов (Fe, Cu, Au, Cr, Zn и др.), в кристаллах кремния, выращиваемых методом Чохральского и БЗП, не превышает $5 \cdot 10^{13}$, а в особо чистых, получаемых многократной зонной плавкой, — $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ [24].

1.2.2 Основные электрофизические свойства GaAs

Электрофизические свойства GaAs подробно рассмотрены в ряде монографий. Некоторые из них кратко приводятся ниже [22].

Дефекты в GaAs

Примеси

Из элементов первой группы периодической системы Менделеева существенное влияние на свойства GaAs оказывает медь, которая локализуется как в узлах решетки, так и в междоузлиях. Исследованию Cu в GaAs посвящен целый ряд работ [25-26]. Располагаясь в узлах решетки, Cu замещает Ga и создает глубокие акцепторные уровни.

Основные энергетические уровни, обусловленные медью в GaAs, удалены от потолка валентной зоны на расстояние 0,14-0,15 эВ (первый акцепторный уровень Cu-) и 0,44 эВ (второй акцепторный уровень Cu²⁻). Обнаружен также уровень $E_v + 0,24$ эВ, приписываемый спаренным атомам меди [26]. В GaAs имеется уровень комплекса $\text{Cu}_{\text{Ga}}\text{-Te}$ с глубиной залегания 0,19 эВ. В спектре фотолюминесценции GaAs, легированного медью, обнаружена широкая полоса с максимумом 1,37 эВ, которую связали с парами $V_{\text{As}}\text{Cu}_{\text{Ga}}$ либо $D_{\text{As}}\text{Cu}_{\text{Ga}}$, где V_{As} и D_{As} обозначают соответственно вакансию мышьяка и донорную примесь, замещающую атом мышьяка. Cu вызывает безызлучательную рекомбинацию и является вредной примесью в материале, предназначенном для производства светоизлучающих диодов.

Золоту в GaAs, по данным измерения эффекта Холла, соответствует акцепторный уровень 0,09 эВ [27].

При исследованиях электрической активности серебра в GaAs Шишияну и Ботакс [28] обнаружили акцепторный уровень 0,11 эВ.

Согласно работам [25-28] Cu, Ag и Au образуют в GaAs глубокие уровни, отстоящие от потолка валентной зоны на величины энергий соответственно 0.15, 0.24, 0.4 эВ.

Элементы второй группы Zn и Cd замещают Ga в GaAs и являются основными мелкозалегающими акцепторами. Приводимые значения энергии активации цинка наблюдаются от 0,024 до 0,031 эВ [28-29]. Энергия активации кадмия в GaAs составляет от 0,021 до 0,030 эВ [28]. До концентрации примерно $1.5 \cdot 10^{19} \text{1/cm}^3$ концентрация атомов примеси равна концентрации дырок. При более высокой концентрации примеси концентрация дырок начинает отставать от концентрации акцепторов. Цинк обладает скоростью диффузии в GaAs, удобной для осуществления технологических процессов получения p-n перехода и до легирования поверхности. Из элементов II группы в качестве акцептора применяется также Be, как при создании p-n переходов, так и омических контактов к p - GaAs. Как показывают исследования люминесценции, Be - мелкий акцептор (0.030 эВ) [29].

Элементы третьей группы периодической системы Менделеева Al и In образуют с GaAs твердый непрерывный раствор $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

Элементы четвертой группы Si, Ge, Sn, Pb - амфотерные примеси, т.е. в зависимости от условий легирования могут замещать атомы Ga или As в решетке GaAs.

Sn - преимущественно мелкозалегающий донор. Достоинство его как донора - меньшая, чем у Ge, способность к образованию микровключений (преципитатов) [28-29].

Ge - преимущественно мелкозалегающий акцептор. Он находит широкое применение в качестве легирующего элемента в технологии жидкостной эпитаксии, т.к. обладает низкой летучестью. При 77К в GaAs:Ge наблюдаются уровни $E_v+0,03$ и $E_v+0,07$ эВ. Уровень 0,03 эВ приписывают изолированным атомам Ge в узлах As, а уровень 0,07 эВ - комплексу, в который входят атомы Ge [28].

Si - также исключительно важная примесь в GaAs. При легировании в стехиометрических условиях Si замещает Ga и является донором, образуя мелкие уровни (от 0,002 до 0,0058 эВ) [28]. При этом он в меньшей степени образует преципитаты, чем Te. При легировании в нестехиометрических условиях (например в процессе жидкостной эпитаксии) Si может замещать As и становиться акцептором. Использование Si в качестве примеси в процессе жидкостной эпитаксии позволило получить выращенные в едином процессе p-n переходы с высоким квантовым выходом излучения. Исследования спектральной полосы свечения GaAs:Si свидетельствуют о наличии переходов на три уровня: $E_v+0,03$, $E_v+0,10$ и $E_v+0,22$ эВ. Считается, что уровень 0,03 эВ обусловлен атомами кремния, занимающими статически распределенные пустые узлы As, уровень 0,10 эВ связан с комплексом $Si_{Ga}-Si_{As}$ или $Si_{Ga}-V_{Ga}$, уровень 0,22 эВ приписывают комплексу, содержащему вакансию мышьяка и связанному с наличием кремния [28-29].

Элементы пятой группы P и Sb образуют с GaAs твердый непрерывный раствор $GaAs_{1-x}P_x$ и $GaSb_{1-x}P_x$ [26,28,29].

Элементы шестой группы S, Se, Te - основные мелкозалегающие доноры в арсениде галлия [28]. При высоких концентрациях (более $5 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$) они образуют нейтральные комплексы и преципитаты. Энергия активации Se и Te составляют соответственно 0,005 и 0,03 эВ.

O - является глубокозалегающей примесью и используется для получения полуизолирующего арсенида галлия. Глубина залегания кислорода в арсениде галлия составляет $E_c-0,75$ эВ [28].

Элементы седьмой группы Cr, Fe, Co, и Ni - глубокозалегающие акцепторы, используются для выращивания полуизолирующего GaAs. По данным фототермоэлектрических исследований положение уровня хрома - $E_c-0,56$ эВ [28-29].

Собственные дефекты

Одним из важных собственных дефектов в GaAs является глубокий донорный центр EL2, обеспечивающий полуизолирующие свойства GaAs.

Главная физическая особенность этого центра состоит в том, что любой сигнал, исходящий из него, испытывает фотогашение, т.е. фотоиндуцированное исчезновение при низких температурах и энергиях фотонов больше, чем 1.05эВ.

Такое фотогашение объяснялось существованием метастабильной D*-конфигурации дефекта EL2. Эта конфигурация может образоваться, как только в D-центре, ответственном за комплекс EL2, происходит фотоиндуцированный электронный переход [27-28].

EL2 - двойные доноры, и их метастабильная конфигурация может образовываться только в том случае, когда они находятся в двукратно ионизированных состояниях. Центры EL2 присутствуют во всех кристаллах GaAs, но их концентрация зависит от метода выращивания [28-29].

Дефекты As_{Ga} есть не что иное, как центры EL2 [29]. В пользу этого предположения говорит также и тот факт, что такие же дефекты As_{Ga} можно ожидать в материалах, выращенных при повышенной концентрации As.

Одна из основных характеристик EL2, полученная экспериментально из анализа спектров DLTS, это наличие в запрещенной зоне GaAs двух глубоких уровней $E_v+0.75$ эВ и $E_v+0.52$ эВ [27-30].

1.2.3 Влияние облучения на GaAs диоды

Изделия полупроводниковой электроники уязвимы к воздействию радиации. Поэтому вопросы, связанные с воздействием радиации на полупроводниковые материалы являются весьма актуальными.

Одним из способом повышения качества полупроводниковых приборов является их облучение частицами и гамма – квантами, тогда в объем структуры появляются радиационные дефекты, из-за чего изменяются электрофизические характеристики, такие как концентрация свободных носителей заряда, их подвижность, время жизни носителей [31-33].

Наиболее важным представляется определение электрически активных дефектов образовавшихся под действием ионизирующих излучений и изменение электрических свойств этих приборов. Все это может открыть новые возможности для их применения в электроники [32].

При облучении кристаллов потоками ядерных частиц и жёстким электромагнитным излучением образуются радиационные дефекты, данные структурные повреждения изменяют физические свойства кристалла [33].

Различают простые и сложные радиационные дефекты. Простые: междоузельный атом и вакансия, они обладают высокой подвижностью даже при комнатной температуре [34]. В результате слияния простых радиационных дефектов могут образоваться их скопления [35].

При воздействии частиц допороговых энергий первоначальным процессом является возбуждение электронной подсистемы кристалла, в частности возможно значительное снижение барьера для перехода атома из узла в нерегулярное положение.

Радиационные дефекты также могут работать как центры рассеивания, вызывая снижение подвижности носителей. С увеличением концентрации ионизированной примеси подвижность носителей в полупроводниках уменьшается [36].

1.2.4 Квантоворазмерные структуры в GaAs и InGaN

Структуры на основе III-нитридов обладают важными отличиями от систем на основе арсенидов: первое состоит в малой величине разрыва в зоне проводимости, второе состоит в заметно меньших размерах квантовых точек ($\sim 100 \text{ \AA}$) в нитридных системах по сравнению с арсенидными. Благодаря однодолинному устройству нижней зоны проводимости нитридные структуры AlGaN/InGaN/GaN могут создать конкуренцию материалам GaAs/AlGaAs в приборах с поперечным транспортом [37-39].

Гетероструктуры с туннельно-связанными квантовыми ямами (КЯ) привлекают внимание как альтернатива традиционным полупроводниковым приборам. На основе таких структур создаются различные приборы: генераторы сверхвысокочастотных колебаний, логические элементы. Принцип действия этих приборов основан на туннельном взаимодействии состояний в КЯ, обладающих разной проводимостью (подвижностью).

Таким образом, нитридные гетероструктуры являются многообещающими для применения не только в оптоэлектронике (СД, инжекционные лазеры, фотоприемники), на их основе созданы мощные высокочастотные полевые транзисторы, работающие при высоких температурах [38-40].

В [41] проведено моделирование электронного переноса в двухбарьерной туннельно-резонансной структуре на основе Si/CaF₂. Моделирование ВАХ гетероструктуры имеет два явно выраженных пика, обусловленных двумя основными механизмами электронной проводимости: туннельной резонансной составляющей, связанной с туннелированием через резонансное состояние КЯ, и туннельной эстафетной составляющей, связанной с последовательным эстафетным переходом электронов по уровням ловушек.

Квантоворазмерные и наноразмерные структуры в твердом растворе InGaN могут быть получены не только при выращивании таких структур, но и при распаде твердого раствора [42].

1.3 Определение параметров глубоких центров из прямых вольтамперных характеристик р-п-переходов

Рекомбинация в области пространственного заряда (ОПЗ) является одним из важнейших процессов в полупроводниковых приборах [2, 43]. В каждом из приборов она существует в том либо в ином виде, однако, протекает с разной интенсивностью. Роль рекомбинационных процессов особенно важна в р-п-переходах, работающих при постоянном смещении. Впервые этот механизм образования тока был рассмотрен Шокли, Нойсом и Са [2]. Показано, что качественный и количественный анализ механизмов рекомбинации позволяет найти приемы их экспрессной диагностики. [44, 45]

Величина рекомбинационного тока определяется скоростями четырех процессов: захватом и эмиссией двух типов носителей заряда. Как показали результаты работ [2, 43, 44, 46] в этом случае выражение для вольтамперной характеристики имеет вид:

$$i_r = \sum_{m=1}^s \frac{qSw(U)c_{nm}c_{pm}n_i^2 \left(\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right) N_{tm}}{2n_i \sqrt{c_{nm}c_{pm}} \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) + c_{nm}n_{1m} + c_{pm}p_{1m}} \cdot \frac{2kT}{q(U_{dif} - U)}, \quad (1.1)$$

где S - площадь перехода; $w(U)$ - ширина ОПЗ, c_n, c_p - коэффициенты захват электронов и дырок глубоким центром; n_i - концентрация собственных носителей заряда, N_t - концентрация глубоких центров; V_d - диффузионный потенциал.

$$n_1 = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{kT}\right); \quad p_1 = N_v \exp\left(-\frac{E_t - E_v}{kT}\right), \quad (1.2)$$

где N_c, N_v - эффективные плотности электронных состояний в зоне проводимости и валентной зоне.

Рекомбинация в ОПЗ начинается уже при напряжениях прямого смещения близких к нулю и простирается до некоторого напряжения. Это напряжение, при котором максимум скорости рекомбинации выходит за пределы ОПЗ, является границей применимости теории Шокли-Нойса-Саа [1-3]. Сдвиг максимума скорости рекомбинации зависит от типа структуры. Смещение всегда происходит к границе менее легированной области. Условия, когда максимум скорости рекомбинации окажется на краю ОПЗ: Максимум рекомбинации при $\varphi = 0$, $x = x_n$. Это условие реализуется, когда p -область перехода легирована сильнее. Напряжение, при котором максимальная скорость рекомбинации находится в пределах ОПЗ, определяется формулой:

$$qU_{dem} = qV_d + kT \ln \frac{c_n n_n}{c_p p_h} = E_g - kT \ln \frac{c_p N_c N_v}{c_n n_n^2}. \quad \text{Максимум рекомбинации окажется при}$$

$\varphi = q(V_d - U)$, $x = x_p$, сильнее легирована n -область p - n -перехода [2-3]. В симметричном p - n -переходе, у которого концентрация легирующей примеси с обеих сторон одинакова, максимум скорости рекомбинации лежит в пределах ОПЗ, вплоть до напряжений, близких к диффузионному потенциалу. Таким образом, границы применимости модели рекомбинации в ОПЗ определяются уровнем легирования слоя с меньшей концентрацией свободных носителей [1-3].

1.3.1 Дифференциальный показатель наклона ВАХ

Величина дифференциального показателя наклона ВАХ, определяется следующим образом:

$$\beta = \frac{d \ln I}{d \ln U} \quad (1.3)$$

Подставим ток при рекомбинации через один двухзарядный уровень, возьмем производную и так как уже при достаточно малых значениях напряжения ($qU \sim 2kT$) экспонента значительно больше единицы, то 1 в знаменателе первого слагаемого можно пренебречь. Получаем:

$$\beta = 1 + \frac{c_2 / 2 \exp\left(\frac{qU}{kT}\right)}{c_2 \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) + c_3}, \quad (1.4)$$

где: $c_2 = 2n_i \sqrt{c_{np}}$, $c_3 = c_{n1} + c_{p1}$.

С изменением напряжения на p-n переходе дифференциальный показатель изменяется от 1 до 2. значение один принимается при низком напряжении, а рекомбинационный уровень находится выше или ниже середины запрещенной зоны. С увеличением напряжения значение показателя стремится к 2. Чем меньше энергия термической активации рекомбинационного уровня, тем при больших напряжениях показатель достигает 2. Поэтому если в запрещенной зоне находится несколько уровней, то дифференциальный показатель принимает промежуточное значение.

1.3.2 Аналитическое выражение для метода анализа рекомбинационных процессов (приведенной скорости рекомбинации)

Выражение для тока имеет вид:

$$i_r = \frac{2kT \omega(U) S n_i}{U_{diff}(U) - U} \sum_{m=1}^s \frac{\alpha_m \left(\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right)}{2c_m \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) + c_m^2 + 1}, \quad (1.5)$$

где $\alpha_m = (n_{1m}/n_i) c_{nm} N_{tm}$, $c_m = (n_{1m}/n_i) (c_{nm}/c_{pm})^{1/2}$ (здесь воспользовались равенством $n_{1m} p_{1m} = n_i^2$). Каждое слагаемое в (1.5) представляет собой ток рекомбинации

через m -ый глубокий уровень, которые протекают параллельно и независимо друг от друга.

Для проведения анализа ВАХ используется величина – приведенная скорость рекомбинации R_{np} , которая определяется как

$$R_{np}(U) = \frac{i_r(U) \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) \frac{U_{dif}(U) - U}{2kT}}{S\omega(U)n_i \left(\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right)} . \quad (1.6)$$

Используя формулу (1.5) получаем выражение приведенной скорости рекомбинации для проведения анализа вольтамперных характеристик [2]:

$$R_{np}(U) = \sum_{m=1}^s \frac{\alpha_m \exp\left(\frac{qU}{kT}\right)}{2\zeta_m \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) + \zeta_m^2 + 1} , \quad (1.7)$$

где $\alpha_m = \left(\frac{n_{1m}}{n_i}\right) c_{nm} N_m$, $\zeta_m = \left(\frac{n_{1m}}{n_i}\right) \sqrt{\left(\frac{c_{nm}}{c_{pm}}\right)}$, c_{nm} , c_{pm} - усредненные по всем состояниям коэффициенты захвата электрона и дырки m -ого энергетического уровня, n_i - концентрация собственных носителей заряда, n_{1m} - концентрация носителей заряда для m -ого уровня, N_m - концентрация глубокого уровня, q - заряд, k - постоянная Больцмана, T - температура, U - напряжение.

Таким образом, величина R_{np} определяется только параметрами α_m и ζ_m , которые зависят лишь от природы глубоких уровней их концентрации и материала полупроводника. Если $s=1$ (один глубокий уровень), то (1.7) описывается всего двумя параметрами α и ζ . При этом в области малых напряжений, когда

$$2\zeta \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) \ll \zeta^2 + 1, \quad (1.8)$$

$$R_{np}(U) = \frac{\alpha}{\zeta^2 + 1} \exp\left(\frac{qU}{kT}\right), \quad (1.9)$$

а с ростом напряжения, когда

$$2\zeta \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) \gg \zeta^2 + 1, \quad (1.10)$$

$$R_{np}(U) = \frac{\alpha}{2\zeta} = const, \quad (1.11)$$

По начальному участку этой кривой легко можно определить предэкспоненциальный множитель $\frac{\alpha}{\zeta^2 + 1}$, а по конечному участку $\frac{\alpha}{2\zeta}$, после чего можно найти α и ζ , которые, в свою очередь связаны с параметрами глубокого уровня [2]. Зная ζ_m , находим энергию активации m -го глубокого уровня:

$$E_m = \frac{E_g - qU_0}{2} - kT \ln \zeta_m + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_n^*}{m_p^*} + \frac{1}{2} kT \ln \frac{c_{nm}}{c_{pm}}, \quad (1.12)$$

где E_g - ширина запрещенной зоны, m_n^* , m_p^* - эффективная масса электрона и дырки соответственно.

Энергию активации можно определить с точностью до последнего слагаемого, так как отношение $\frac{c_{nm}}{c_{pm}}$, как правило, заранее неизвестно (для многих центров не превосходит 10^2), тогда при $T=300\text{K}$: $\frac{kT}{2} \ln \frac{c_n}{c_p} \cong 0.03\text{эВ}$ [2].

Если число уровней больше единицы, то зависимость представляет собой суперпозицию аналогичных кривых. Поэтому при анализе экспериментальной приведенной скорости рекомбинации она разделялась на составляющие [1-3, 46].

1.3.3 Туннельная рекомбинация

Возможно определения параметров уровней, участвующих в создании рекомбинационного потока, на основе анализа зависимости приведенной скорости рекомбинации от напряжения $R_{np} = f(U)$ с учетом туннелирования. [47, 48]

Возможны два случая: использование для определения параметров положения максимума на зависимости $R_{np} = f(U)$; определение параметров при описании зависимости $R_{np} = f(U)$, которая имеет вид $R_{np} \sim \exp(-\alpha U)$. Данный метод определения параметров рекомбинационных центров может

использоваться для образцов, у которых на зависимости $R_{np} = f(U)$ наблюдаются особенности в виде максимумов, а также для образцов, у которых зависимость $R_{np} = f(U)$ имеет вид $R_{np} \sim \exp(-\alpha U)$.

В работе [49] получено выражение для метода анализа туннельно-рекомбинационных процессов (приведенной скорости рекомбинации R_{np} с учетом туннелирования):

$$R_{np} = \frac{I_r(U)(U_k - U)}{2kTSd(U)n_i \left(\exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) - 1 \right)} = \frac{\omega N^2 c_n c_p n_i \left(\exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) + 1 \right)}{c_n c_p (n(U) + n_1)(p(U) + p_1) + \omega N [c_n (n(U) + n_1) + c_p (p(U) + p_1)]}, \quad (1.13)$$

где I_r - ток при прямом напряжении смещения, U_k - контактная разность потенциалов (определялась по ВФХ), $n_1 = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E}{kT}\right)$ - концентрация электронов, выброшенных в результате эмиссии в зону проводимости, $p_1 = N_v \exp\left(-\frac{E - E_v}{kT}\right)$ - концентрация дырок, выброшенных в результате эмиссии в валентную зону,

$$n(U) = n_i \sqrt{\frac{c_p (c_n n_1 + \omega N)}{c_n (c_p p_1 + \omega N)}} \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right), \quad (1.14)$$

$$p(U) = n_i \sqrt{\frac{c_n (c_p p_1 + \omega N)}{c_p (c_n n_1 + \omega N)}} \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right),$$

где S - площадь p - n -перехода, $d(U)$ - ширина ОПЗ, ω - вероятность туннелирования, N - концентрация глубоких уровней, $c_n(c_p)$ - коэффициент захвата электронов (дырок) локализованными состояниями, k - постоянная Больцмана. [47, 49]

Условие максимума $R_{np} = f(U)$ используются для определения параметров уровней [115]. При этом существуют два случая:

$$1. c_n = c_p = c, \omega N \gg c_n n_1, c_p p_1, p_1 \ll n_1, \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) \gg 1. \quad (1.15)$$

Подставляя в выражение для приведенной скорости рекомбинации (1.13) $n(U), p(U)$ в явном виде и вводя новую переменную $x = \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right)$, получаем:

$$R_{np} = c_n c_p \omega N^2 n_i (x+1) / \left(c_n c_p n_i^2 x^2 + \omega N c_n n_1 + \omega N c_p p_1 + 2x \omega N n_i \sqrt{c_n c_p \left(1 + \frac{c_n n_1}{\omega N} + \frac{c_p p_1}{\omega N}\right)} \right), \quad (1.16)$$

После применения условия (1.15) и разложения корня в знаменателе в ряд ($1 \gg \frac{c_n n_1}{\omega N}$) получаем: $R_{np} = \frac{ax}{x^2 + bx + d}$,

$$a = \frac{\omega N^2}{n_i}; b = \frac{n_1}{n_i} + \frac{2\omega N}{n_i c}; d = \frac{\omega N n_1}{c n_i^2}. \quad (1.17)$$

Из условия максимума функции $\frac{\partial R_{np}}{\partial x} = 0$ находим, что $d = x_{\max}^2$. Выбирая две точки на зависимости $R_{np}(U)$ вблизи максимума, получаем уравнение для нахождения b :

$$K = \frac{R_{np1}}{R_{np2}} = \frac{x_1(x_2^2 + bx_2 + d)}{x_2(x_1^2 + bx_1 + d)}. \quad (1.18)$$

Зная b и d , определяем отношение n_1/n_i :

$$Y = \frac{n_1}{n_i} = \frac{b - \sqrt{b^2 - 8d}}{2}. \quad (1.19)$$

С учетом (1.16) из d определяем коэффициент захвата уровня, а из выражения для Y - положение уровня: $c = \frac{\omega N Y}{dn_i}$, (1.20)

$$E_i = -kT \ln\left(\frac{Y n_i}{N_c}\right). \quad (1.21)$$

Таким образом, описанный выше метод анализа зависимости $R_{np} = f(U)$ позволяет определить коэффициент захвата уровня и его положение относительно дна зоны проводимости или валентной зоны (в зависимости от типа материала).

2. при $n_1 = p_1 = n_i$.

Пренебрегаем в числителе (1.13) единицей и делим числитель и знаменатель на $\exp\left(\frac{qU}{2kT}\right)$. Из условия максимума $\frac{\partial R_{np}}{\partial U} = 0$ получаем:

$$c_n c_p n_i \exp\left(\frac{qU_{\max}}{kT}\right) = c_n c_p n_i + \omega N c_n + \omega N c_p, \quad (1.22)$$

откуда можно выразить c_p как $c_p = f(c_n)$:

$$c_p = \frac{\omega N c_n}{c_n n_i \left(\exp\left[\frac{qU_{\max}}{kT}\right] - 1 \right) - \omega N}. \quad (1.23)$$

С учетом (1.10), принимает вид

$$R_{\max} = \frac{\omega N^2 \sqrt{c_n c_p}}{2 \left(n_i \sqrt{c_p c_n} \exp\left(\frac{qU_{\max}}{2kT}\right) + \sqrt{(c_p n_i + \omega N)(c_n n_i + \omega N)} \right)}. \quad (1.24)$$

1.4 Углеродные нанотрубки

Углеродные нанотрубки (УНТ) – эти истинно квантоворазмерные структуры, поскольку в них движение электронов ограничено вдоль одного направления.

1.4.1 Методы получения углеродных нанотрубок

Здесь мы кратко рассмотрим методы получения углеродных нанотрубок. Существует три основных метода получения УНТ [50]:

- методы осаждения газовой фазы,
- метод лазерной абляции,
- электродуговой способ.

Электродуговой метод и лазерная абляция основаны на испарении мишени из графита для получения газовой фазы из углеродных компонентов, которые затем соберутся в УНТ. Температура в этих методах находится в диапазоне от $2000 - 3000^\circ\text{C}$, выход углеродных нанотрубок в этих методах около 1% [51].

Метод осаждения из газовой фазы (МОиГФ) основан на росте углеродных нанотрубок из углеродосодержащего пара, на кластерах металла. Температура в этом методе находится в диапазоне от $400 - 1100^\circ\text{C}$ [51].

1.4.2 Одностенные углеродные нанотрубки

Зонная структура графита

Как отмечено в [11] в графите происходит гибридизация $2s$ электронов с $2p$, образуя sp^2 -гибридизацию, в результате оставшаяся свободной p -орбиталь, формирует слабую π -связь, в отличие от сильных σ -связей на sp^2 -орбиталях. Поскольку π -орбитали соседних атомов перекрываются, то высока проводимость электронов в плоскости графитового слоя, проводимость перпендикулярно плоскости, значительно меньше. Первые вычисления зонной структуры графита выполнены в 1947 году П.Р. Валласе [11]. Было получено следующее выражение для энергии в зависимости от волновых векторов k_x, k_y :

$$E_{2D}(k_x, k_y) = \pm \gamma_0 \left[1 + 4 \cos\left(\frac{\sqrt{3}k_x a}{2}\right) \cos\left(\frac{k_y a}{2}\right) + 4 \cos^2\left(\frac{k_y a}{2}\right) \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (1.25)$$

где γ_0 – интеграл перекрытия между ближайшими соседями, $a = \sqrt{3}d_0 = 0.246$ нм постоянная решетки, $d_0 = 0.142$ нм расстояние между атомами углерода в гексагональной сетке углерода [43]. На рис. 1.1 представлена зонная диаграмма графита.

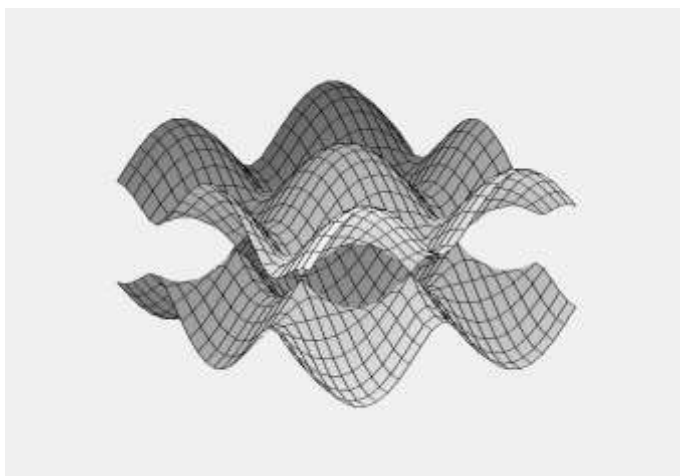


Рис. 1.1 Зонная диаграмма графита **.

** Зонная диаграмма графита получена с помощью математического пакета Maple

Зонная структура графита вычислена Слончезки-Вейсом-МакКлюре в 1950-х, из их модели следует, зона проводимости и валентная зона перекрываются на величину порядка 40 мэВ , графит, таким образом, является полуметаллом. Из их модели следует, что графит имеет плотность носителей заряда порядка 10^{18} см^{-3} .

УНТ типа «armchair»

Этот класс углеродных нанотрубок имеет хиральность вида (i,j) , эти нанотрубки имеют исключительно металлические свойства [52]. Зависимость энергии от волнового вектора можно получить из (1.25), так как углеродная нанотрубка получается сворачиванием графитового листа. Необходимо наложить только дополнительные условия на значения волнового вектора, так УНТ можно считать квазиодномерным объектом, в отличие от графитового листа, который является квазидвумерным. А значит, в углеродной нанотрубке происходит вырождение волнового вектора в двух направлениях. На рис. 1.2 можно увидеть, как должен быть свернут лист графита, чтобы получить ОУНТ типа «armchair».

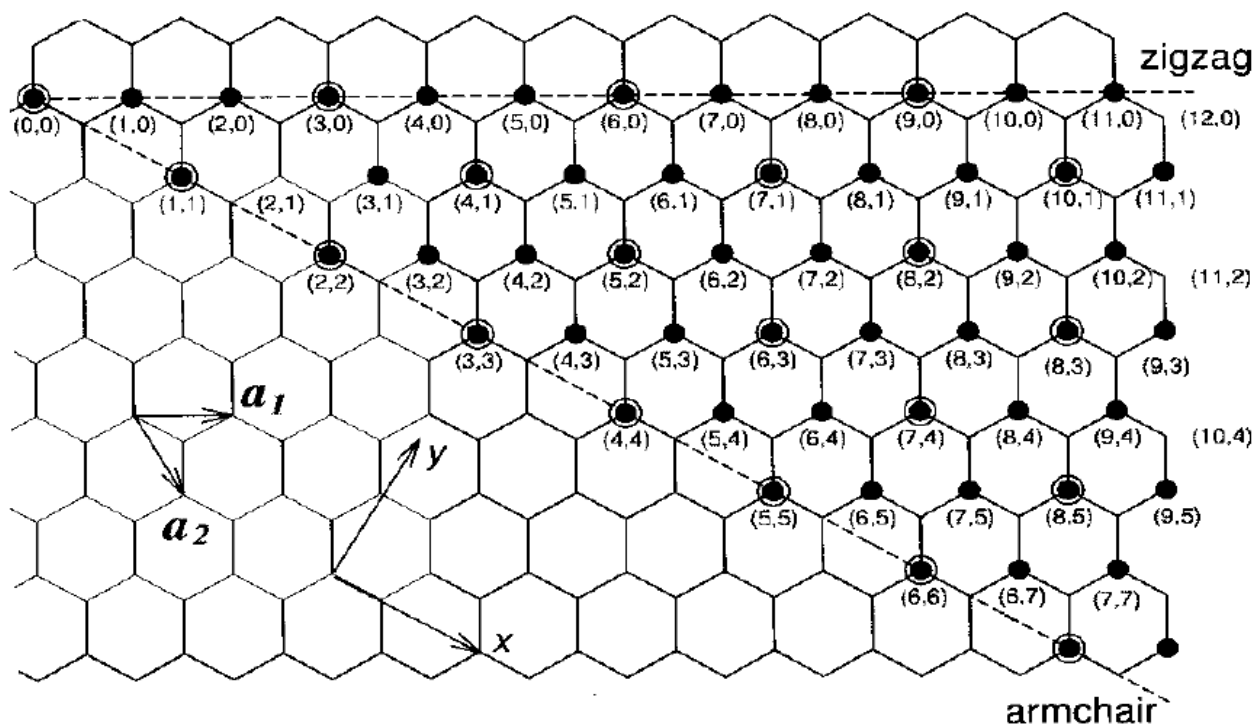


Рис. 1.2 Направление сворачивания графитового листа для получения углеродных нанотрубок различной хиральности [36-44].

Вектор хиральности C_h можно связать с индексами хиральности (n, m) следующим образом [53-56]:

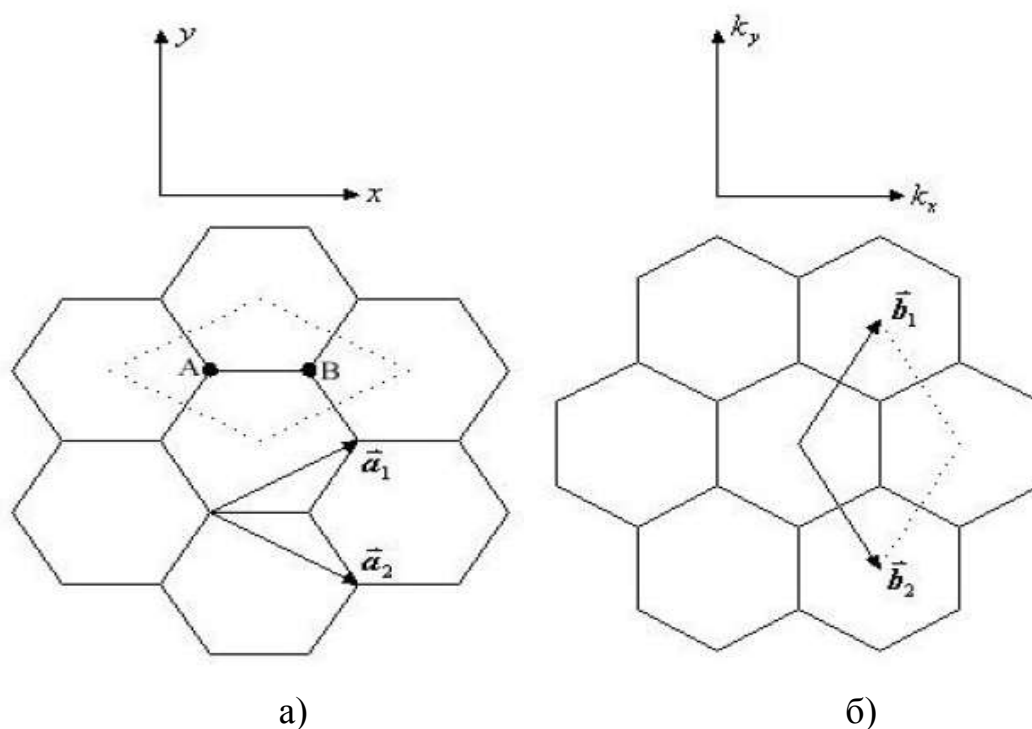
$$C_h = na_1 + ma_2. \quad (1.26)$$

Вектора a_1 и a_2 можно записать в прямоугольной системе координат [53-56]:

$$a_{1,2} = \frac{\sqrt{3}a}{2} \vec{i} \pm \frac{a}{2} \vec{j}. \quad (1.27)$$

На рис. 1.3(а) представлена прямая и 1.8(б) обратная решетка для графита. Тогда [53-55]:

$$b_{1,2} = \frac{2\pi}{\sqrt{3}a} \vec{i} \pm \frac{2\pi}{a} \vec{j}. \quad (1.28)$$



а) прямая решетка, б) обратная решетка

Рис. 1.3 Решетки графита [13].

Для УНТ можно записать [53-54]:

$$\vec{k} * \vec{C}_h = 2\pi q, \quad (1.29)$$

где $(q \in Z)$. Применив формулы (1.26) и (1.27), получим

$$\sqrt{3}(n+m)ak_x + (n-m)ak_y = 4\pi q. \quad (1.30)$$

Применив выражение (1.30) к выражению (1.25) получим [53-56]:

$$E_{y_{nm}}^q(k_y) = \pm\gamma_0 \sqrt{1 + 4\cos^2\left(\frac{k_y a}{2}\right) + 4\cos\left(\frac{k_y a}{2}\right)\cos\left(\frac{4\pi q - (n-m)k_y a}{2(n+m)}\right)}, \quad (1.31)$$

$$E_{y_{nm}}^q(k_x) = \pm\gamma_0 \sqrt{1 + 4\cos^2\left(\frac{4\pi q - (n+m)\sqrt{3}k_x a}{2(n-m)}\right) + 4\cos\left(\frac{4\pi q - (n+m)\sqrt{3}k_x a}{2(n-m)}\right)\cos\left(\frac{\sqrt{3}k_x a}{2}\right)}. \quad (1.32)$$

Теперь если применить к (1.32), условие для «armchair» УНТ, а именно $n=m$, то мы получим выражение зависимости энергии от волнового вектора:

$$E_{armchair}^q(k_y) = \pm\gamma_0 \sqrt{1 + 4\cos^2\left(\frac{k_y a}{2}\right) + 4\cos\left(\frac{k_y a}{2}\right)\cos\left(\frac{q\pi}{n}\right)}, \quad (1.33)$$

где $q=1, \dots, 2n$, а $k_x = \frac{2\pi q}{\sqrt{3}na}$ [52]. На рис. 1.4 представлена зонная диаграмма для «armchair» УНТ.

«armchair» УНТ.

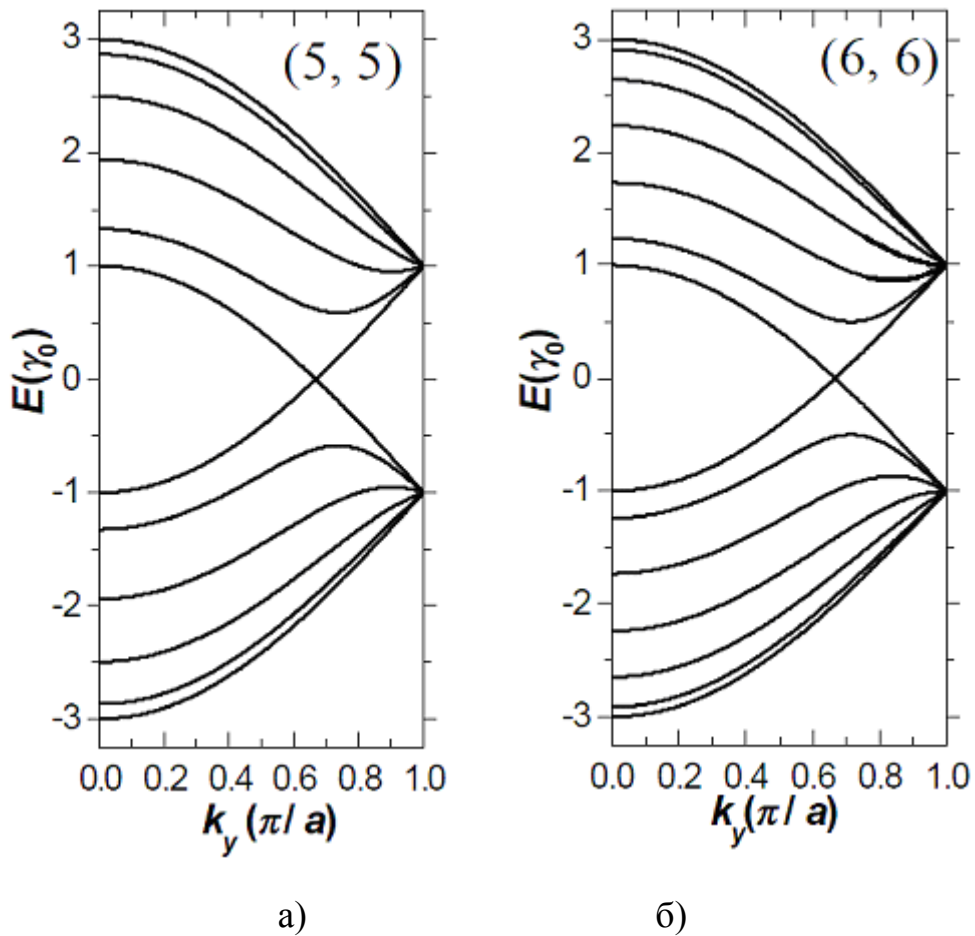


Рис. 1.4 Зонная структура для «armchair» УНТ хиральности а) (5,5) и б) (6,6) [53-56].

Углеродные нанотрубки типа «zigzag»

Если свернуть лист углерода так, как показано на рис. 1.3 можно получить однослойную углеродную нанотрубку хиральности $(n,0)$ или, как ее часто называют УНТ типа «zigzag» [53-56]. Чтобы рассчитать электронную структуру, применим условие $m=0$ к формуле 1.30, 1.31, 1.32 и получим

$$E_{zigzag}^q(k_x) = \pm \gamma_0 \sqrt{1 + 4 \cos^2\left(\frac{\pi q}{n}\right) + 4 \cos\left(\frac{\pi q}{n}\right) \cos\left(\frac{\sqrt{3}k_x a}{2}\right)}, \quad (1.34)$$

где $q = 1, \dots, 2n$, а $k_y = \frac{2\pi q}{\sqrt{3}na}$ [44]. Зонная структура «zigzag» УНТ представлена на рис. 1.5.

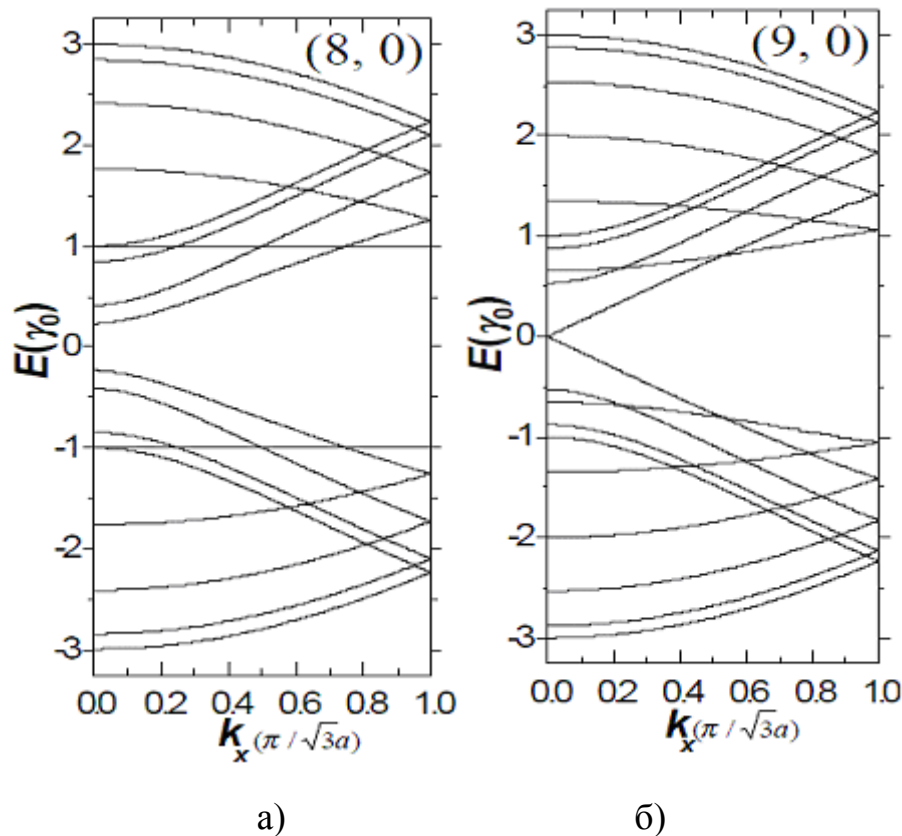


Рис. 1.5 Зонная структура УНТ типа «zigzag» хиральности а) $(8,0)$ и б) $(9,0)$ [53-56].

Как видно из рис. 3.13 «zigzag» УНТ могут иметь, как металлический тип проводимости, хиральность $(3n,0)$, где n -любое натуральное число, так и полупроводниковый, хиральность $(n,0)$, n -любое натуральное число не кратное

3. Как известно примерно треть однослойных «zigzag» УНТ имеет полупроводниковый тип проводимости [53,54,11].

УНТ хиральности (n, m)

Типичный вид одностенной углеродной нанотрубки, которые не относятся, ни к «armchair», ни к «zigzag», рис. 1.6.

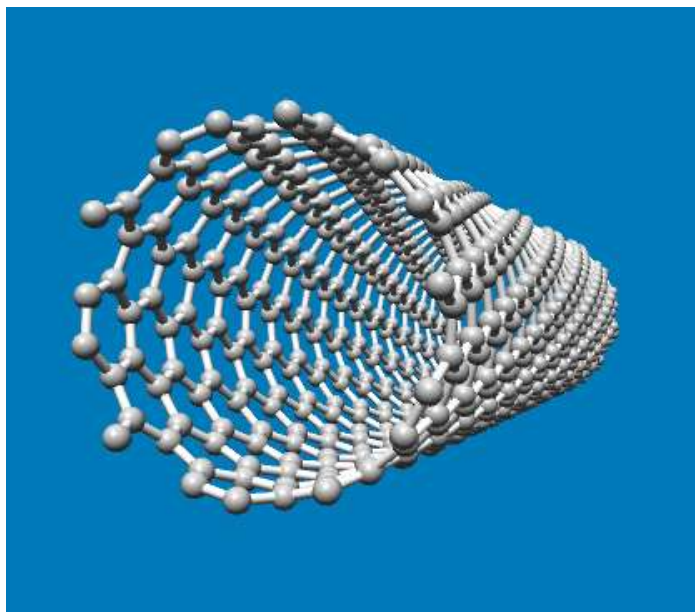


Рис. 1.6 Углеродная нанотрубка хиральности ($10,5$).

Как видно из данных рисунков, нанотрубки хиральности (n,m), имеют выраженную спиральную структуру. Эти нанотрубки могут иметь, как металлический, так и полупроводниковый тип проводимости, что определяется выражением (1.35), для индексов хиральности [56,11]. Соотношения для зависимости энергии от волнового вектора представлены выражениями (1.31) и (1.32).

1.4.3 Применение УНТ, в различных датчиках

УНТ используют для производства различных приборов, таких как биосенсоры – для анализа различных органических соединений, таких как, например ДНК [57]. Различные газовые сенсоры, для которых наиболее подходят одностенные углеродные нанотрубки, имеют высокую чувствительность при комнатной температуре [58]. Нанотрубки используются для улучшения характеристик поверхности [59]. Также она находят свое

применение в солнечных элементах, где показывают значительное улучшение свойств фотоячейки (в 3 раза увеличение фототока) [60-63].

Также разнообразные датчики на основе УНТ, хорошо себя зарекомендовали себя, сюда стоит отнести датчики такие как:

1. Датчик аскорбиновой кислоты, на основе многостенных углеродных нанотрубках (МСУНТ), который работает в диапазоне от $5-9 \cdot 10^{-7}$ до $1.7-9 \cdot 10^{-4}$ моль * л⁻¹ [64].

2. Датчик водорода. Чувствительный амперометрический датчик на основе стекловидного угольного электрода с МСУНТ, датчик обладает стабильностью и воспроизводимостью [65].

3. Датчик газовых потоков. Поток различных жидкостей и газов в одностенных углеродных нанотрубках (ОСУНТ) производит электрический ток вдоль направления [66].

4. Датчик металлов, на основе МСУНТ позволяет выявлять: медь, свинец, кобальт, железо. Относительное стандартное отклонение порядка 10% [67].

5. Датчик угарного газа. УНТ чрезвычайно чувствительны к окиси углерода. Датчик на основе ОСУНТ обладает высоким откликом и воспроизводимостью [68].

6. Датчик стрептомицина на основе МСУНТ [69].

Таким образом, УНТ находят широчайшее применение для различных датчиков. Также стоит заметить, что большинство описанных датчиков – это электрохимические датчики, состоящие из электродов, рабочая поверхность которых содержит УНТ, среди них содержатся датчики, в которых нанотрубки применяются с различными химическими соединениями, такими как хитозан, тиолы, белковые соединения и др. [70].

УНТ используются в создание быстроразвивающейся области нанофотоники и наноэлектромеханических систем. Однофотонные источники будут иметь большое значение для криптографии и квантовых вычислений [70,71].

Нанотрубки могут применяться в наномолекулярной диагностике, например, ДНК и белка. Они позволят преодолеть те ограничения, которые существуют [72].

УНТ можно применять для изготовления различных электронных приборов таких как: Полевой транзистор, солнечные элементы, фотодетекторы [73-77].

Пучки МСУНТ могут использоваться для электротранспорта и могут использоваться для создания проводящего полимера [78].

УНТ, распыленный в цемент позволяют уменьшить водопроницаемость, газопроницаемость и могут улучшить долговечность цементного композита [79].

В последнее время получают все большее распространение такие элементы, как суперконденсаторы, которые позволяют запасать колоссальные количества электрической энергии и находят все большее применение в современной технике. УНТ могут улучшить свойства этих элементов, так электроды на основе двухслойных углеродных нанотрубках позволяют достичь больших значений емкости [80], а нанокompозиты из оксида марганца и МСУНТ позволяют достичь меньших потерь максимальной емкости после множества циклов перезарядки [81], суперконденсаторы на основе МСУНТ и фосфорной кислоты имеют большую удельную емкость [82].

На основе УНТ можно создать радиаторы нового типа для терагерцового диапазона частот [83] или для создания терагерцового поляризатора [84-85].

Пока еще слабо изучено взаимодействие УНТ с водой, выявлено что вязкость воды внутри ОСУНТ нелинейно возрастает с расширением диаметра ОСУНТ, также вода влияет на структуру УНТ, вода активно взаимодействует с УНТ и высока энергия этого взаимодействия, вода образует сети направленных водородных связей [86-91].

1.4.4 Геометрическое строение углеродной нанотрубки

Идеальная углеродная нанотрубка – это цилиндр получившийся при сворачивание гексагональной сетки графита вдоль одного из направлений.

Направление, вдоль которого была свернута графитовая плоскость, определяет такую важную характеристику нанотрубки, как ее хиральность [53]. Хиральность [53] нанотрубки (рис. 1.7) определяет ее диаметр.

$$D = \sqrt{m^2 + n^2 - mn} \frac{3d_0}{\pi}, \quad (1.1)$$

где $d_0 = 0.142$ нм расстояние между атомами углерода в гексагональной сетке углерода.

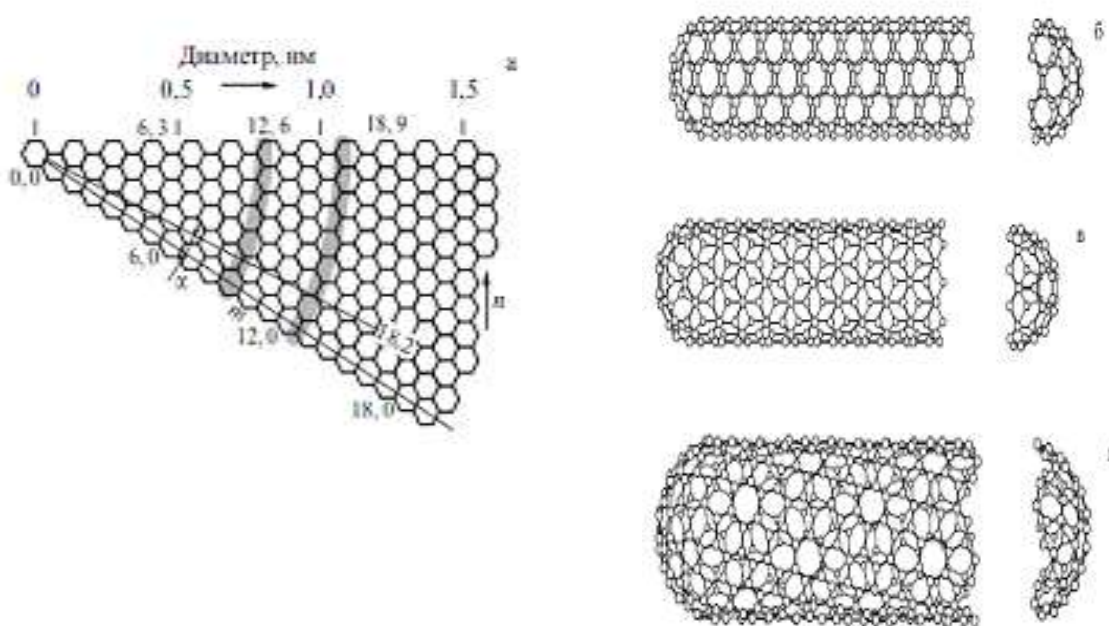


Рис. 1.7 Иллюстрация хиральности нанотрубок [54].

- а)** часть графитовой поверхности свертывание которой приводит к образованию однослойной нанотрубки, **б)** нанотрубка типа “armchair”, **в)** нанотрубка типа “zigzag”, **г)** нанотрубка с индексами хиральности (10,5)

По значению хиральности (n, m) различают ахиральные нанотрубки:

1. «кресло» или «зубчатые» (armchair) $n=m$, рис. 1.7(б),
2. зигзагообразные (zigzag) $m=0$ или $n=0$, рис 1.7(в).

А также спиральные или хиральные нанотрубки. Хиральность также влияет на то является нанотрубка металлом или полупроводником:

$$n - m = 3q, \quad (1.35)$$

если значение q – это целое число, то нанотрубка относится к металлам, в противном случае к полупроводникам. В полупроводниковых нанотрубках диаметр нанотрубки обратно пропорционален запрещенной щели [55,56].

В экспериментальных условиях образуются однослойные и в основном многослойные нанотрубки, рис. 1.8.

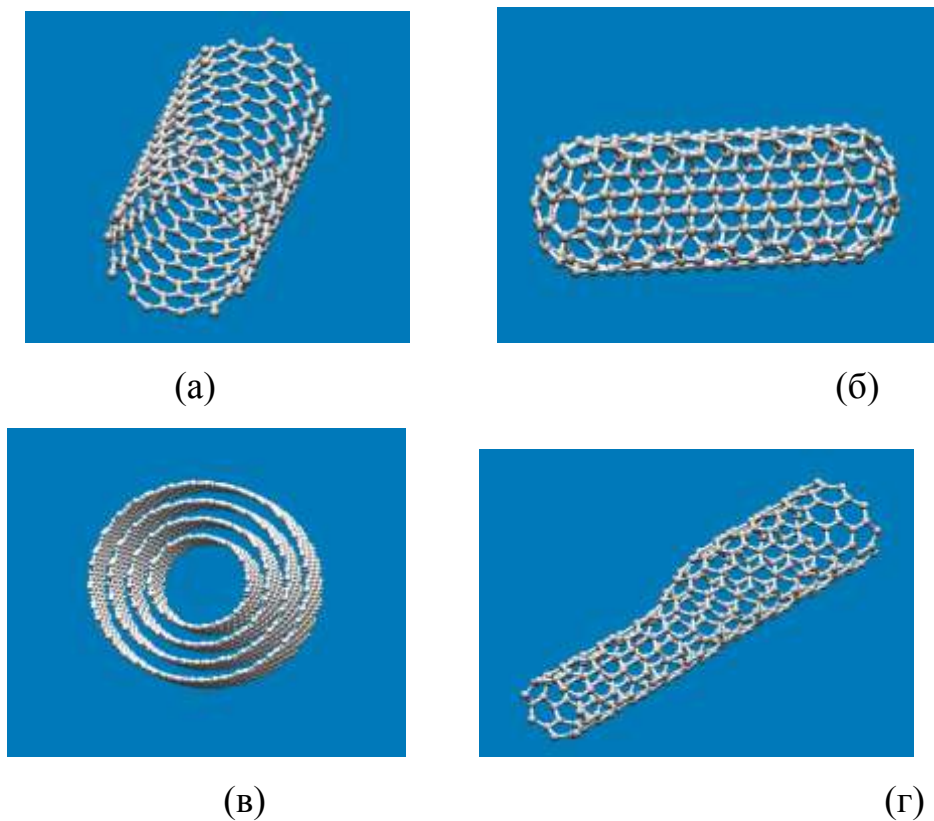


Рис. 1.8* (а) открытая с концов одностенная нанотрубка хиральности (11,3). **а), б)** открытая и закрытая с концов нанотрубка хиральности (10,0), **в)** многостенная нанотрубка, **г)** гетеро переход двух нанотрубок хиральностями (7,0) и (10,0)

* Изображения взяты из программы *Nanotube Modeler* © JCrystalSoft, 2005-2010

Некоторые свойства однослойных углеродных нанотрубок [13,54]

Свойства	Однослойные нанотрубки	Сравнение с известными данными
Характерный размер	Диаметр от 0,6 до 1,8 нм	Предел электронной литографии 7 нм
Плотность	1.33-1.4 г/см ³	Плотность алюминия 2.7 г/см ³
Прочность на разрыв	45 ГПа	Самый прочный сплав стали разламывается при 2 ГПа
Плотность тока	Оценки дают до 10 МА/см ²	Медные провода выгорают при 1 МА/см ²
Автоэмиссия	Активируются при 1-3 В при расстоянии 1 мкм	Молибденовые иглы требуют 50 -100 В, и недолговечны
Теплопроводность	Предсказывают до 6000 Вт/мК	Чистый алмаз имеет 2320 Медь –400, Вт/мК
Стабильность по температуре	До 2800С в вакууме и 750С на воздухе	Металлизация в схемах плавится при 600 -1000С
Упругость	Упруго изгибается под любым углом	Металлы и волокна из углерода ломаются по границам зерен

1.4.5 Дефекты в углеродных нанотрубках

Мы рассматривали только идеальные углеродные нанотрубки, но поскольку УНТ это все-таки кристалл, а в кристаллах всегда присутствуют различные дефекты. Так как хиральность УНТ, как мы уже видели, значительно влияет на электронные свойства углеродной нанотрубки, а УНТ это малый объект. Внесение дефектов, в кристаллическую структуру, изменяет хиральность УНТ, а значит изменяет и ее свойства [56,92].

Дефекты можно разделить на следующие [93]:

1. пятиугольников,
2. семиугольников,
3. вакансии или комплексы вакансий,
4. добавочный атом углерода,
5. замещение атома углерода на атом примеси.

Один из дефектов для однослойной УНТ, это либо отсутствием одного из атомов углерода в шестиугольнике, получаем пятиугольник, либо лишний атом углерода в шестиугольнике, получаем семиугольник. Обычно эти два дефекта присутствуют вместе, так называемы дефект пятиугольник-семиугольник (5-7 дефект) [56, 92]. Образование такого вида дефекта приводит к изгибанию нанотрубки, а также изменению ее хиральности, в результате можно получить переход вида металл-полупроводник [92].

Также стоит упомянуть еще о таких дефектах, как восьмиугольник окруженный парой пятиугольников (5-8-5 дефект). А также совокупность двух семиугольников двух пятиугольников (5-7-7-5 дефект), называемый дефект Стоуна-Уэльса [92], который можно представить, как совокупность двух дефектов пятиугольник-семиугольник.

В работах [94-96] показано, как изменяется электронная структура при появлении дефекта в УНТ, и приведены зонные диаграммы, исходя из которых, следует, что в запрещенной зоне (для полупроводниковой УНТ), данные дефекты, вызывают появление добавочных состояний (глубоких уровней). А в работе [97] приведены зонные диаграммы для ранее описанных дефектов 5-8-5 и 5-7-7-5. Например показано, что дефект Стоуна-Уэльса мелкий донорский уровень в ОУНТ хиральности $(17,0)$. А дефект 5-8-5 еще более мелкий уровень, чем дефект 5-7-7-5 [97].

Таким образом, введение дефектов в углеродные нанотрубки – это способ управления электронными свойствами УНТ.

1.4.6 Применение углеродных нанотрубок в электронных приборах

Электронные свойства, рассмотренные нами ранее, широкое возможное применение углеродных нанотрубок в различных электронных приборах. Одно из часто упоминаемых применений УНТ, это применение их в качестве катодов в различных вакуумных приборах [98,99]. Например в [98] обсуждается применение УНТ в качестве автоэмиссионных катодов в катодолюминесцентных источниках света. Предложенные источники света имеют различные форм-факторы [98]. Предлагаемое использование

катодолюминесцентных источников света, это и простые осветительные лампы, и светофоры, и пиксели больших видеоскренов, и плоские автоэмиссионные дисплеи [98]. К достоинствам этих источников света относят спектральный состав излучения, отсутствия вредных веществ в составе катодолюминесцентных источников света, низкая потребляемая мощность [98].

Предлагается также использовать УНТ в качестве катодов в микроволновой технике [99]. Катоды, применяемые в мощной СВЧ технике, являются источниками проблем из-за ограничений на достижимую плотность тока и высокие температуры, при которых работают данные катоды. Применение УНТ позволяет достичь плотностей тока до $10^5 \frac{A}{cm^2}$ [99]. Таким образом, как показано в работе [99], углеродные нанотрубки являются перспективным материалом, для изготовления катодов в микроволновой технике.

В работе [100] показана возможность применения катодов, на основе углеродных нанотрубок, в датчиках для измерения уровня вакуума. Основой для этих датчиков служит зависимость тока от уровня вакуума [100].

В работах [92,101-103] описывается применение углеродных нанотрубок в качестве катодов для дисплеев. Ожидается, что эти дисплеи будут обладать большей яркостью и контрастностью, высоким разрешением, а также меньшим энергопотреблением.

Многостенные металлические нанотрубки можно использовать в качестве контактов и соединений в электронике, так как могут выдерживать без разрушения плотности тока до $10^9 \frac{A}{cm^2}$ [103]. Как упоминалось ранее, если ввести дефект в ОУНТ, то можно получить углеродную нанотрубку с одним типом хиральности до дефекта, и другим после, а значит можно получить гетеропереход металл-полупроводник, а на его основе можно создать диод Шоттки [92,103]. На основе УНТ также создаются полевые транзисторы [92,103]. В транзисторах на основе полупроводниковой УНТ изменяют концентрацию носителей в зонах, прикладывая электрическое поле, а в

транзисторах с металлической нанотрубкой, используют туннельный перенос носителей заряда через УНТ, и, прикладывая поле, изменяют проводимость нанотрубки [92]. На подобном эффекте строятся транзисторы на основе барьера Шоттки [103].

Можно создать *p-n*-переход на основе одностенной полупроводниковой нанотрубки [103-106]. Например, можно вырастить ОУНТ так, что половина ее будет обладать *p*-типом проводимости, а другая половина *n*-типом [100-107]. В работах [104-106] описано создание полупроводникового диода на основе отдельной полупроводниковой одностенной углеродной нанотрубки. Показано, что вольтамперная характеристика (ВАХ) диода на основе ОУНТ близка к ВАХ идеального диода [104-105].

В работах [104-109] проведен анализ зависимости тока, через УНТ, от освещения углеродной нанотрубки. Проведенный анализ показывает, что УНТ наименее зависят от температуры, чем другие материалы, таким образом, углеродные нанотрубки, наилучшим образом подходят для создания различных оптических датчиков, например для создания инфракрасных детекторов [107-109]. Детекторы могут использоваться при различных температурах, при этом их чувствительность практически не изменяется [107-108].

На основе углеродных нанотрубок возможно создать нанопереклюватели и в перспективе применить их для создания элементов памяти [110-111]. Память, на основе углеродных нанотрубок, должна отличаться меньшими размерами, меньшим энергопотреблением и большей емкостью.

1.4.7 Шумы в приборах на основе УНТ

Шум в электронных приборах может оказывать значительное влияние на характеристики данного устройства. Поскольку все больше приборов изготавливается с использованием углеродных нанотрубок, а для определенных электронных приборов очень важно соотношение сигнал-шум, то необходимо изучать причину возникновения и величину шума в УНТ [112]. Уровень шума в углеродных нанотрубках значительно выше, чем в материалах с подобным сопротивлением [112]. Уровень шума обратно пропорционален числу носителей

заряда [112], именно этим можно объяснить более высокий уровень шума в УНТ. В работе [112] упоминается, что уровень шума чувствителен к окружающей среде. Показываются способы влияния на величину шума и модели на основе уравнений Эйнштейна, теоремы Винера-Хинчена, преобразований Фурье и метода Монте-Карло для описания шума [112-113]. В углеродных нанотрубках преобладает в основном $1/f$ шум [112-117]. Значительный уровень шума в УНТ может быть связан с барьером Шоттки, который часто возникает в приборах на основе углеродных нанотрубок [107]. Один из методов уменьшения величины шума, предложенный в работах [116-117], создание прибора с несколькими параллельными каналами на основе УНТ.

1.5 Заключение

Таким образом углеродные нанотрубки находят все более широкое применение в современной технике, как основа разнообразных устройств, от обычных проводников, до полупроводниковых структур и разнообразных датчиков. Поскольку дефекты в полупроводниках напрямую влияют на их вольтамперные характеристики, то и для нанотрубок – это должно имеет место. А значит необходимо иметь методику позволяющую определять основные параметры локальных состояний в запрещенной зоне, наиболее простым и удобным методом.

Описанный в данной главе методы анализа рекомбинационных и туннельно-рекомбинационных процессов позволяют определять энергию глубоких, но не позволяют, либо с ограничениями позволяют, определять другие параметры локальных центров.

2 Перенос тока в структурах на основе GaAs

2.1 Описание установки для измерения ВАХ

Измерителем тока служит электрометрический вольтметр В7-57/1, позволяющий измерять токи в диапазоне от 20 мА до $2 \cdot 10^{-14}$ А. Для изменения напряжения на образце использовался блок питания РРЕ-3323, позволяющий выставлять напряжение на выходе в диапазоне от 0 до 31В с минимальным шагом 0.02 В. Напряжение с блока питания подается на образец через токоограничивающий резистор номиналом 100 Ом.

Образец помещался в металлический термостат. Для изменения температуры термостата служит нагреватель, представляющий собой обмотку нихромовой проволоки, подключенный через контактную группу реле к блоку питания В24-М. Контроль температуры в термостате осуществлялся с помощью медь - константановой термопары. Разность напряжений на концах термопар измеряется вторым вольтметром В7-46/1. Все приборы и измерительная камера тщательно заземлялись.

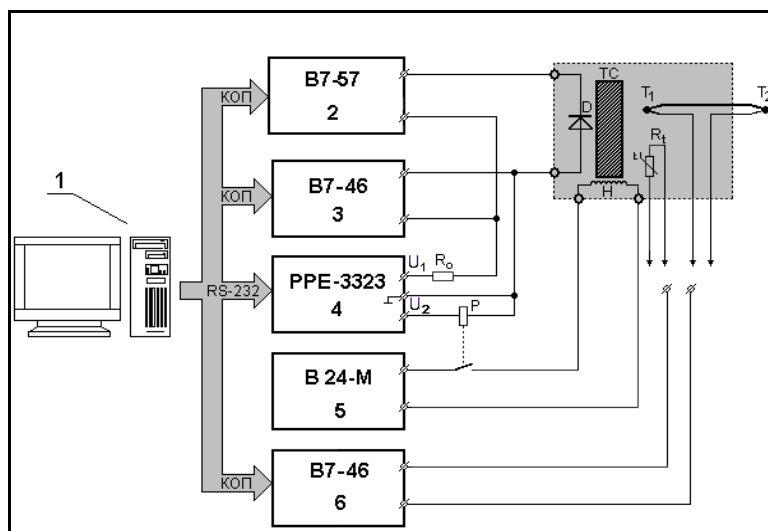


Рис. 2.1 Блок - схема установки для измерения вольт-амперных характеристик.

1 – ЭВМ, 2 – пикоамперметр, 3, 6 – универсальные вольтметры, 4 – блок питания, 5 – источник питания нагревателя, ТС - термостат, D - образец, H – нагреватель, T_1 - T_2 - термопара

2.2 Анализ ВАХ Si диода методом приведенной скорости рекомбинации

Для исследований был выбран Д 220 Б:кремневый диод легированный золотом. Были получены вольтамперные характеристики рис. 2.2

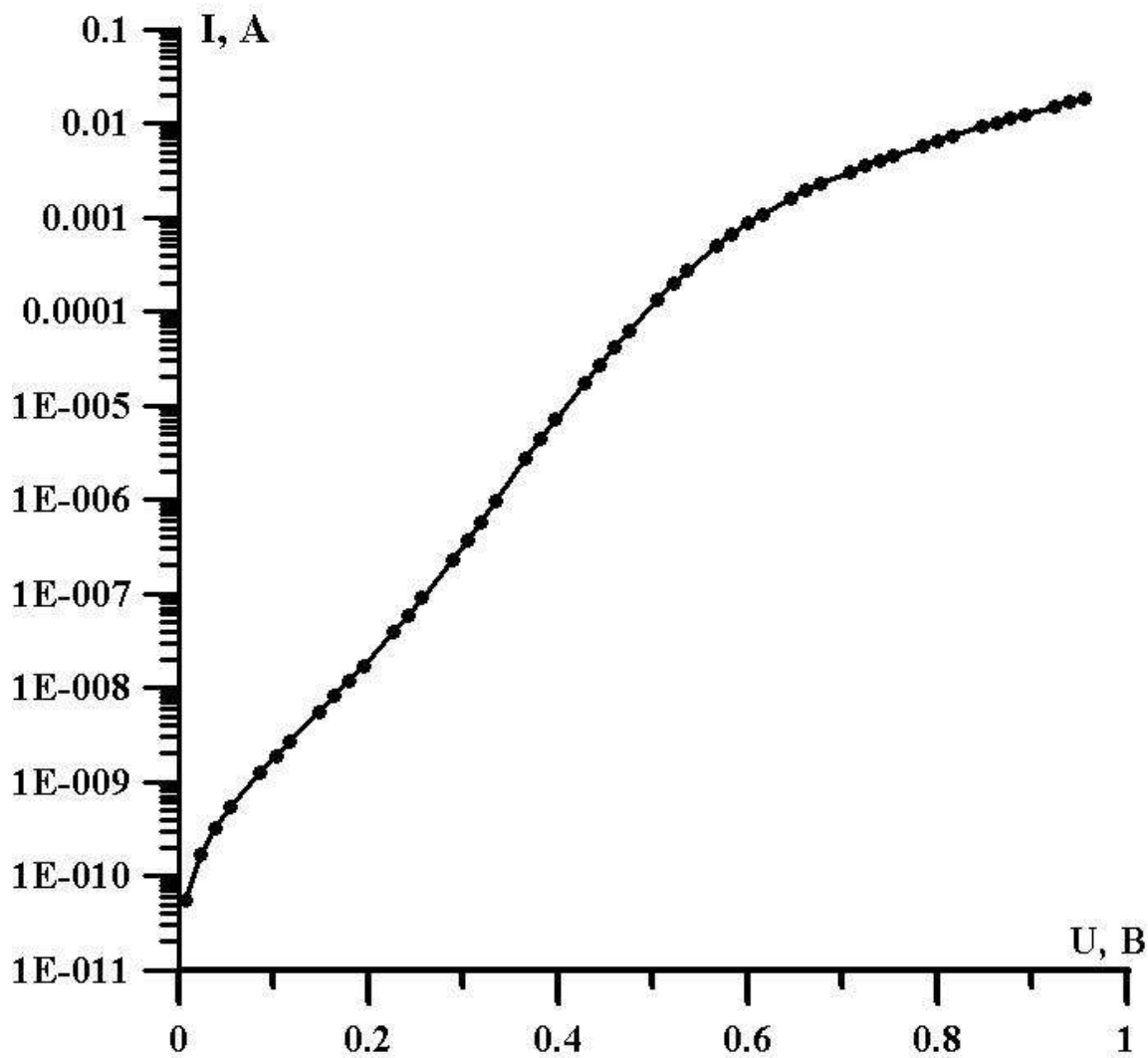


Рис 2.2 ВАХ диодов (Si:Au) при прямом смещении

ВАХ была перестроена по методике, описанной в 1 главе, в дифференциальный показатель наклона рис. 2.3.

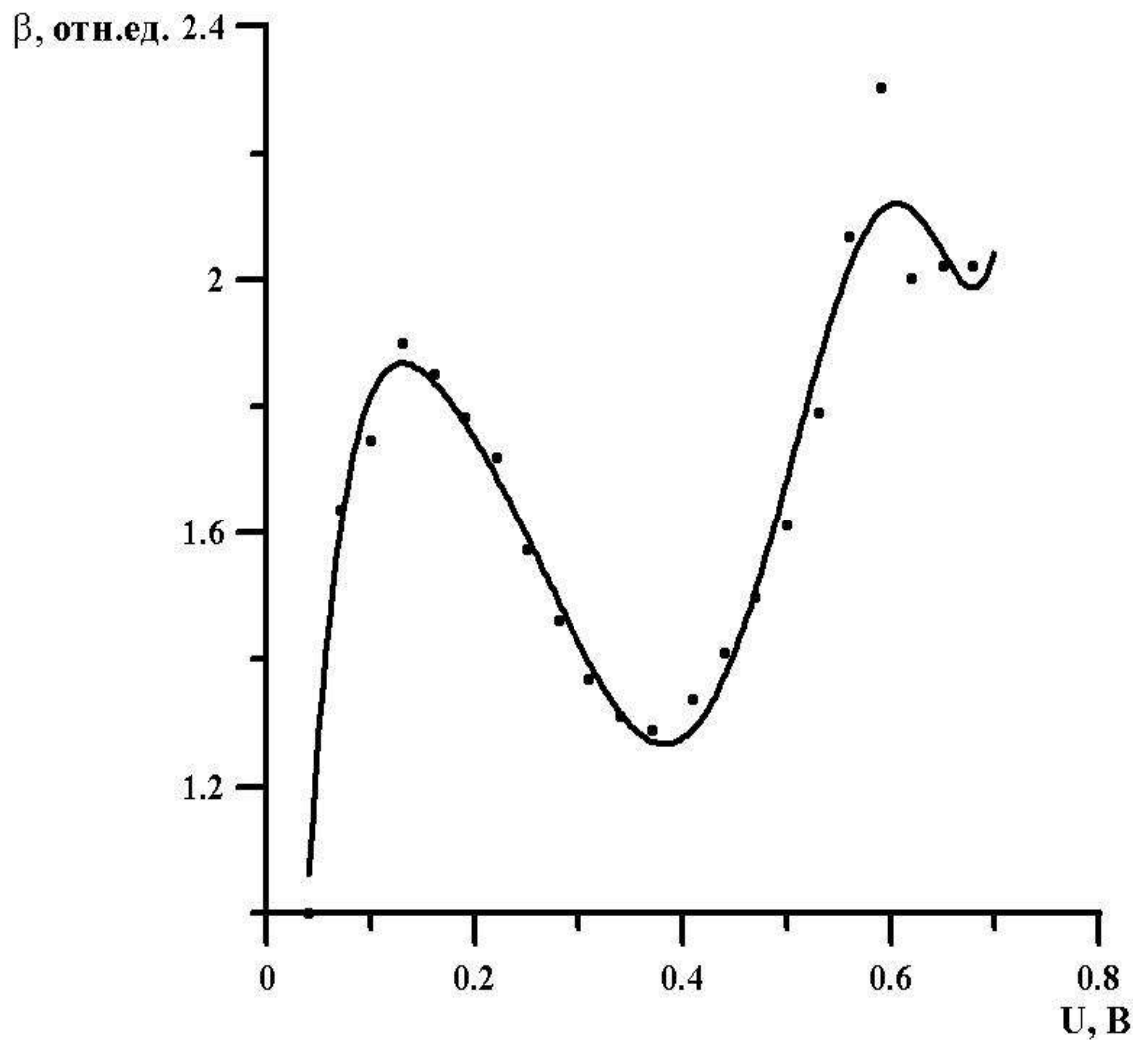


Рис. 2.3 График дифференциального показателя наклона кремниевого диода при температуре 306 К

Как видно дифференциальный показатель изменяется в пределах от 1 до 2, что говорит о наличии рекомбинационных процессов в области пространственного заряда. Также судя по графику можно предположить, что в рекомбинационных процессах участвует 2 глубоких уровня.

Поскольку есть рекомбинационные процессы в ОПЗ, то вольтамперную характеристику можно проанализировать по методу анализа рекомбинационных процессов, который был описан в 1 главе – метод приведенной скорости рекомбинации. Был построен график рис. 2.4.

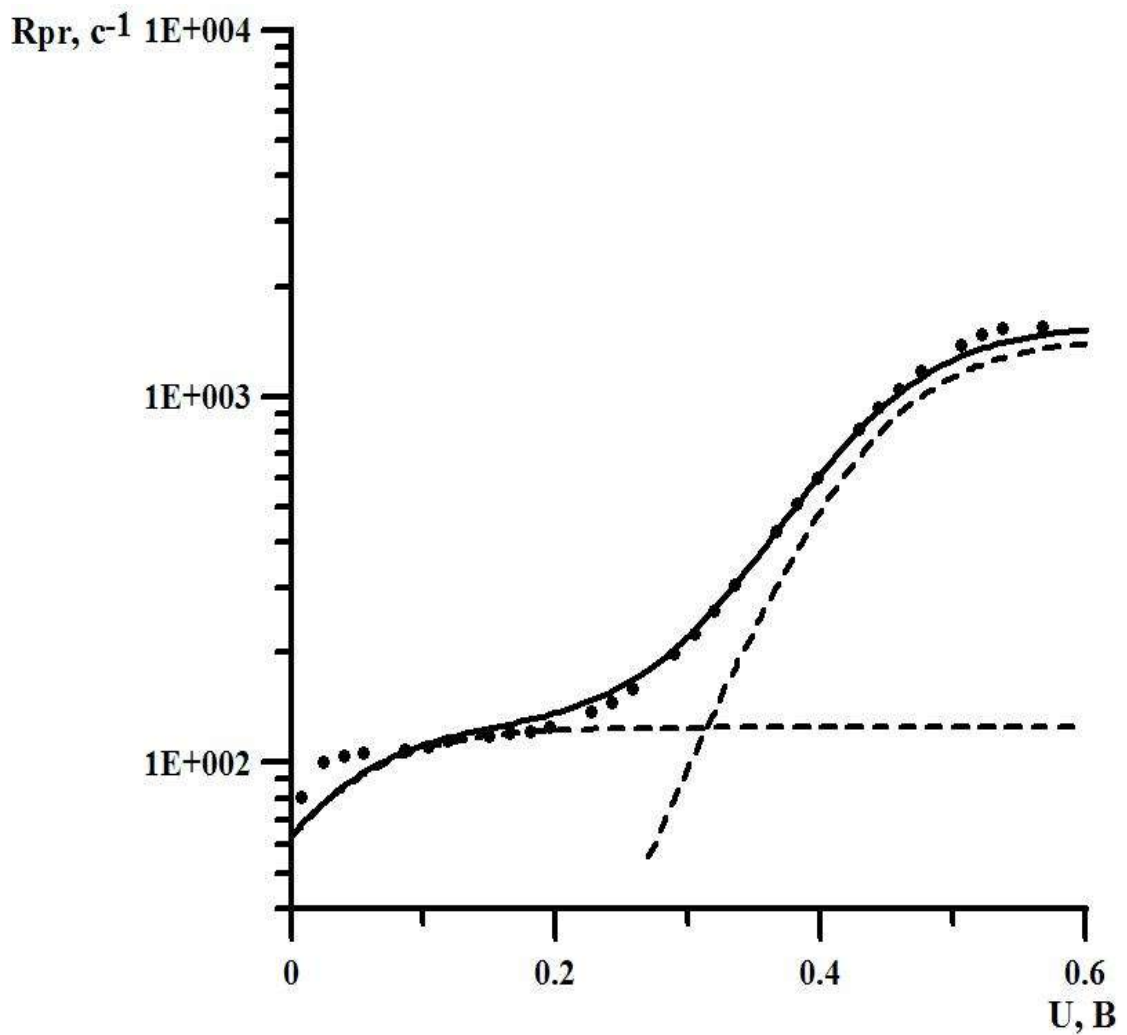


Рис. 2.4 Разделение приведенной скорости рекомбинации полупроводникового диода Si:Au на составляющие, где точки – экспериментальная кривая, сплошная линия – суммарная кривая, пунктирные линии – полочки, полученные в результате разложения

В результате разложения были получены параметры энергия и параметры двух глубоких уровня Таблица 2.1

Таблица 2.1

Параметры глубоких центров диода на основе кремния

№ ГУ	1	2
$E_t, \text{эВ}$	0,56	0,35
$\frac{\sqrt{c_n c_p} N_t}{2}, c^{-1}$	115,28	1450
$c_n N_t, c^{-1}$	138,45	2784
$c_p N_t, c^{-1}$	381,99	1509,9
$\frac{c_n}{c_p}$	0,36	1,84

Полученные значения энергий соответствуют энергиям донорного и акцепторного уровня золота в Si. [46]

Для кремния с золотом они совпадают с имеющимися в литературе данными.

2.3 Анализ экспериментальных ВАХ для GaAs диода

В эксперименте применялись диоды фирмы Kingbright: KA-3528F3C ИК диод, 3.5x2.8мм 8мВт Таблица 2.2.

Таблица 2.2

Технические характеристики ик - диодов KA- 3528F3C.

Максимальное обратное напряжение, В	5
Максимальный прямой ток, мА	50
Максимальный импульсный прямой ток, мА	1200
Способ монтажа	SMD
Рабочая температура, С	-40...85
Мощность излучения P, мВт	8
Прямое напряжение, В	1.5

при токе $I_{пр.}$, мА	50
Длина волны, нм	940
Ширина спектра излучения, нм	50
Видимый телесный угол, град	120

Были произведены измерения вольт амперных характеристик рис. 2.5.

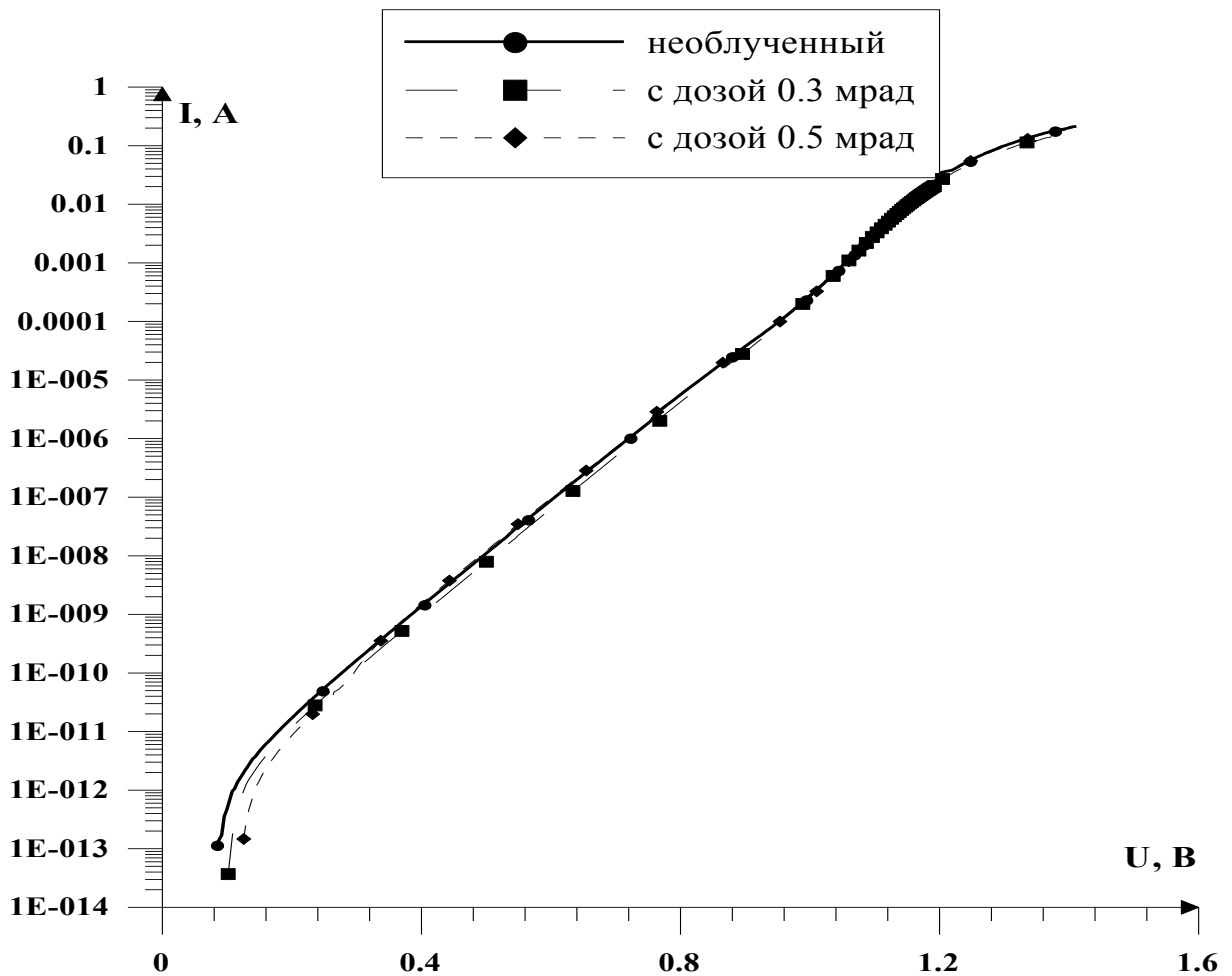


Рис. 2.5 График кривых ВАХ для образцов с различной дозой облучения в полулогарифмическом масштабе

Обработав ВАХ, можно получить семейство кривых для дифференциального показателя наклона в зависимости от напряжения.

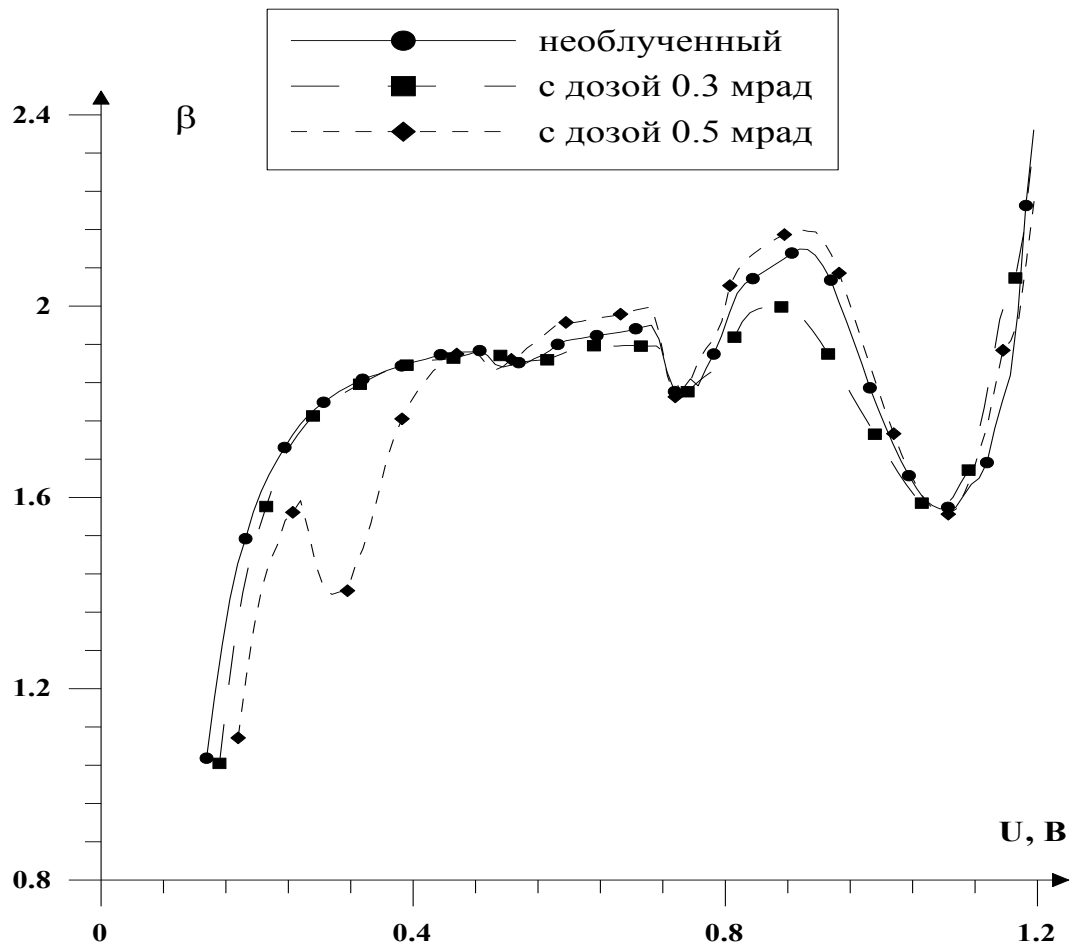


Рис 2.6 $\beta(U)$ при прямом смещении для GaAs диода.

При рекомбинации через двухзарядный центр дифференциального наклона β изменяется от 1 до 2, причем область изменения в достаточной степени локализована для необлученного диода и диода с дозой облучения 0,3 мрад. Что не наблюдается для диода с дозой 0,5 мрад.

Как видно из графика 2.13, величина β принимает значение близкое к 1 в том случае, когда напряжение достаточно мало (область от 0,15 В до 0,28 В). При напряжениях, начиная с 0,8 В до 0,9 В для необлученного диода и облученного с дозой 0,5 мрад, значение β становится больше двух. Возможно, это связано с наличием двухзарядового центра в этой области. Для диода с дозой 0,3 мрад, как видно из графика 9, дифференциальный показатель наклона ВАХ не поднимается выше двух. Это связано с отсутствием многозарядовых центров. Что, возможно, подтверждает, что при данной дозе облучения происходит уменьшение количества дефектов, что также может быть связано с явлением «залечивания» дефектов.

При дальнейшем увеличении дозы до 0,5 мрад происходит либо появление новых дефектов, либо «открытие» старых.

Заметим, что при малых напряжениях диффузионные токи всегда меньше рекомбинационных. Для облученных диодов при β стремящимся к двум происходит рекомбинация через суперпозицию однозарядных центров. На рис 2.6 падение β связано с рекомбинационными потоками, которые перераспределяются через мелкие центры. При этом падает скорость рекомбинации и увеличивается время жизни носителей в этой области.

Для обработки вольтамперной характеристики была использована приведенная скорость рекомбинации, были построены графики зависимости приведенной скорости рекомбинации от напряжения (рис. 2.7).

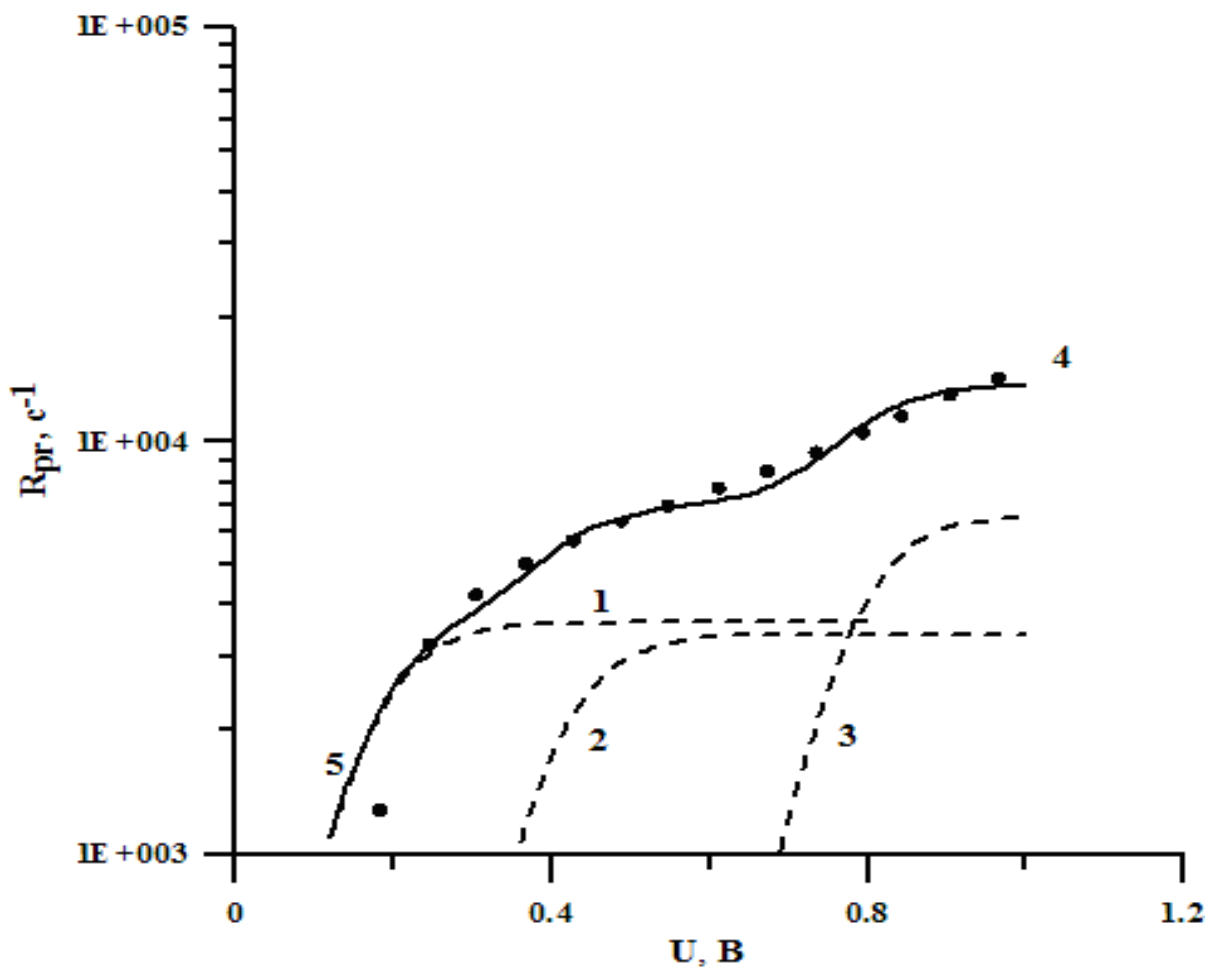


Рис. 2.7 Приведенная скорость рекомбинации необлученного образца.

1 – уровень соответствующий локальному состоянию с $E_t = 0.68$ эВ,

2 – $E_t = 0.43$ эВ, 3 – $E_t = 0.34$ эВ,

4 – экспериментальная кривая, 5 – расчетная кривая (сумма 1 – ой, 2 – ой, 3 – ей кривой)

Из рис. 2.7 видно, что в результате разложения получилось три уровня, энергии и параметры которых, представлены в Таблице 2.3.

Таблица 2.3

Параметры уровней в экспериментальных образцах при температуре 291 К

		1	2	3
параметры	$E_t, \text{эВ}$	0.682	0.433	0.338
	$\frac{\sqrt{c_n c_p}}{2} N_t, \text{с}^{-1}$	$0.230 \cdot 10^5$	$0.380 \cdot 10^5$	$0.500 \cdot 10^5$
	$\frac{c_n}{c_p}$	3565.143	1306.067	754.384

П
ервы
й
цент
р
мож

но соотнести с ловушкой EL – 2 [25-27]. Второй центр можно соотнести с ловушкой EL – 3 [25-27, 29]. Третий центр можно связать с X-ловушкой, его энергия соответствует энергии X1 этой ловушки [25].

2.4 Анализ ВАХ для облученных диодов

Для исследования использовались светодиоды КА-3528F3С, до, и после облучения их гамма излучением от изотопов европия (^{152}Eu , ^{154}Eu , ^{155}Eu) с средней энергией 0.7 МэВ, в результате были получены три группы диодов:

1. необлученные,
2. с дозой 0.3 Мрад,
3. с дозой 0.5 Мрад.

Для обработки вольт – амперной характеристики была использована приведенная скорость рекомбинации, были построены графики зависимости приведенной скорости рекомбинации от напряжения (рис. 2.8).

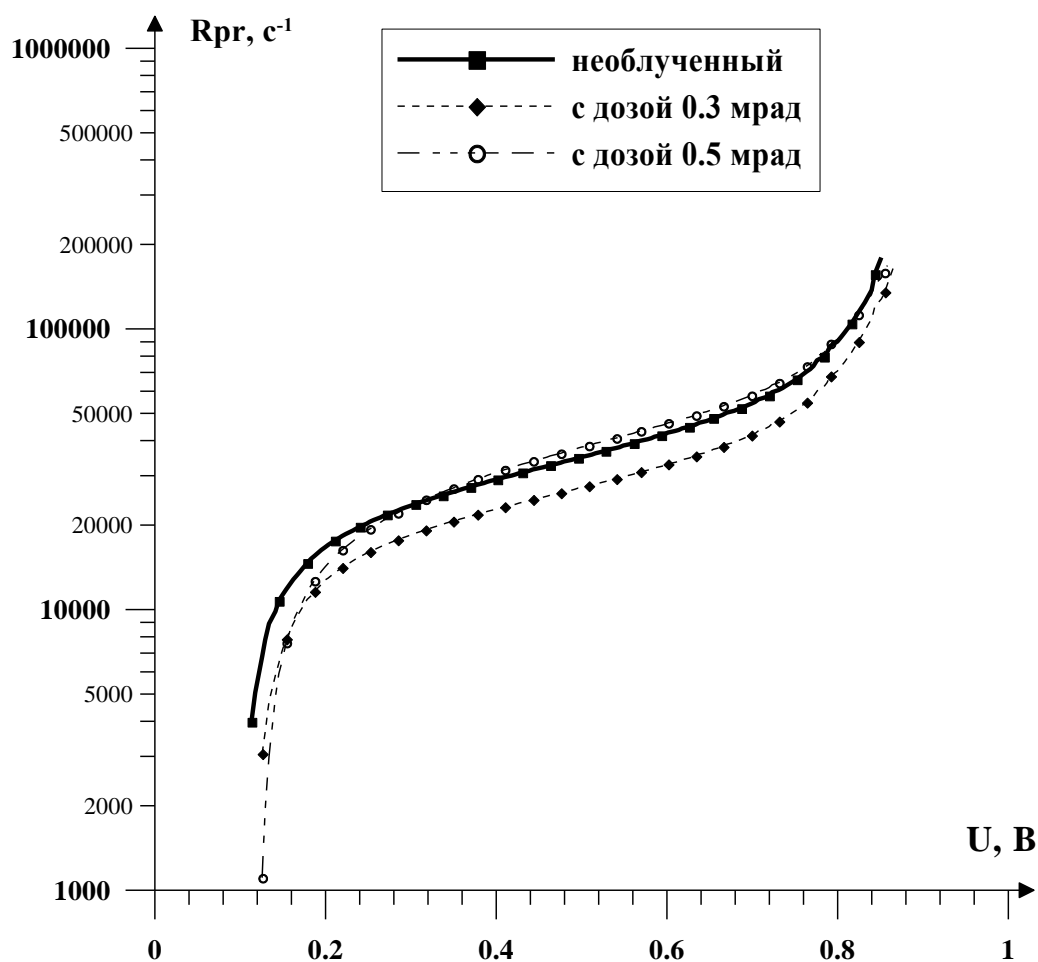


Рис. 2.8 Приведенные скорости рекомбинации для образцов с различной дозой облучения

Как видно из рис. 2.8, кривая приведенной скорости рекомбинации, соответствующая образцу с дозой облучения 0.3 Мрад лежит ниже кривых соответствующих необлученному и образцу с дозой 0.5 Мрад.

Кривые приведенной скорости рекомбинации были проанализированы и разложены на составляющие их кривые, и были найдены параметры глубоких центров, представленные в Таблице 2.4. В данной таблице представлены найденные параметры глубоких уровней в облученных и необлученных образцах.

Таблица 2.4

Параметры уровней в облученных образцах при температуре 291 К

		1	2	3
Необлученный	$E_t, \text{эВ}$	0.682	0.433	0.338
	$\frac{\sqrt{c_n c_p}}{2} N_t, c^{-1}$	$0.230 \cdot 10^5$	$0.380 \cdot 10^5$	$0.500 \cdot 10^5$
	$\frac{c_n}{c_p}$	3565.143	1306.067	754.384
С дозой 0.3 Мрад	$E_t, \text{эВ}$	0.676	0.428	0.342
	$\frac{\sqrt{c_n c_p}}{2} N_t, c^{-1}$	$0.19 \cdot 10^5$	$0.300 \cdot 10^5$	$0.420 \cdot 10^5$
	$\frac{c_n}{c_p}$	3565.143	1430.018	729.601
С дозой 0.5 Мрад	$E_t, \text{эВ}$	0.664	0.459	0.353
	$\frac{\sqrt{c_n c_p}}{2} N_t, c^{-1}$	$0.250 \cdot 10^5$	$0.330 \cdot 10^5$	$0.530 \cdot 10^5$
	$\frac{c_n}{c_p}$	3565.143	2046.110	793.241

Как видно из таблицы 2.2 из приведенной скорости рекомбинации было найдены параметры трех глубоких центров. Первый центр можно соотнести с ловушкой EL – 2 [25-27], как видно из таблицы, энергия данного центра с увеличением дозы облучения практически не изменяется, отношения коэффициентов захвата, не изменяется с увеличением дозы, но происходит увеличение времени жизни носителей заряда (при дозе 0.3 Мрад), а потом уменьшение при дозе 0.5 Мрад. Для второго центра происходит незначительное увеличение энергии данного центра, также увеличивается отношение коэффициентов захвата, что особенно заметно на образцах с дозой облучения 0.5 Мрад. Как видно (поскольку время жизни носителей заряда обратно пропорционально приведенной скорости рекомбинации) происходит увеличение

времени жизни (доза облучения 0.3 Мрад), а затем небольшое уменьшение (доза облучения 0.5 Мрад). Для 3 центра наблюдается похожая картина. Третий центр можно связать с X-ловушкой, его энергия соответствует энергии X1 этой ловушки [118-121].

Были определены параметры глубоких центров и показано, что с увеличением концентрации X-центров время жизни несколько увеличивается, так как скорость рекомбинации через X-центры меньше чем через EL2 [25-27, 118-121].

Увеличение концентрации X-центров ведет к перераспределению рекомбинационных потоков от центров быстрой рекомбинации(EL2) к более медленным центрам, поэтому время жизни растет. Однако дальнейшее нарастание центров увеличивает общую концентрацию центров и время жизни падает.

Из ВАХ были найдены контактные разности потенциалов представленные в таблице 2.5, как видно из таблицы U_k изменяется незначительно.

Таблица 2.5

Зависимость контактной разности потенциалов от напряжения.

доза	необлученный	с дозой 0.3 Мрад	С дозой 0.5 Мрад
$U_k, В$	1.08	1.07	1.08

Было вычислено удельное изменение выделяемой мощности диода (2.1).

$$y=(P_0 - P_i)/P_0, [y]=[\%], \quad (2.1)$$

где P_0 это мощность необлученного диода, а P_i это мощность диода с определенной дозой. В Таблице 2.6 приводятся значение мощности выделяемой на образцах с различной дозой при определенных напряжениях и удельное изменение мощности под действием облучения.

Таблица 2.6

Значения мощности выделяемой на диодах с различной дозой при определенных напряжениях.

	U=0.25 В			U=0.76 В			U=1.35 В		
Доза, Мрад	0,0	0,3	0,5	0,0	0,3	0,5	0,0	0,3	0,5
Р, Вт	$1.33 \cdot 10^{-11}$	$1.0 \cdot 10^{-11}$	$8.1 \cdot 10^{-12}$	$1.94 \cdot 10^{-6}$	$1.41 \cdot 10^{-6}$	$2.19 \cdot 10^{-6}$	0.19	0.17	0.19
у, %	0	23.49	38.97	0	27.65	-12.92	0	14.43	-2.03

Таким образом, для диода с дозой 0.3 Мрад наблюдается уменьшение выделяемой мощности на всех участках вольт – амперной характеристики, это может происходить из-за того, что в образцах, с дозой 0.3 Мрад, число дефектов уменьшается более эффективно, чем в образцах с дозой 0.5 Мрад.

2.5 Анализ ВАХ GaAs диодов деградировавших при постоянном токе

В эксперименте применялись диоды фирмы Kingbright: KA-3528F3С ИК диод, 3.5x2.8мм 8мВт.

Исследовалось воздействие на образцы длительного рабочего прямого тока (50мА) при постоянной температуре порядка 300 К. Для чего была разработана схема рис. 2.9.

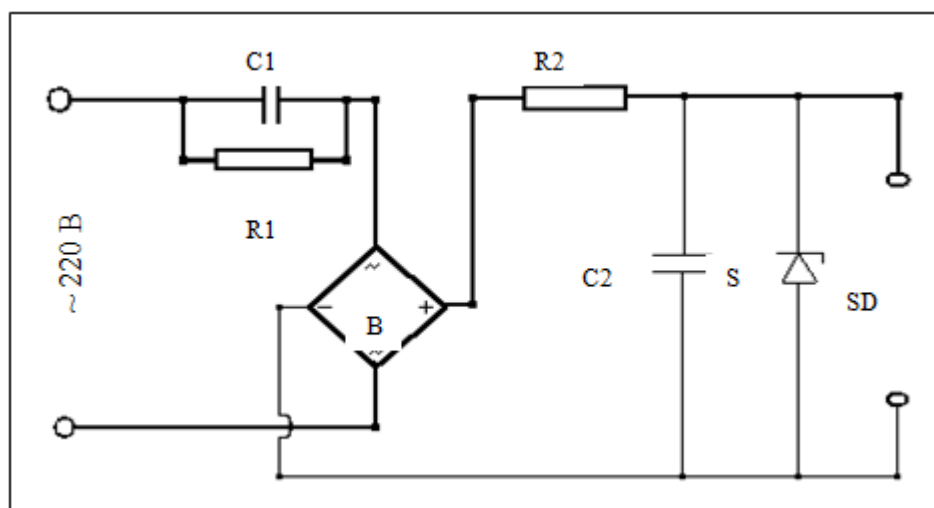


Рис. 2.9 Электрическая схема для питания светодиодов от обычной сети переменного напряжения 220 вольт [122]

Схема представленная на рис. 2.9 имеет следующие сокращения: C1 – конденсатор определяющий постоянный ток в цепи с максимальным рабочим напряжением 630 В; R1 – 150кОм; В – диодный мост BD107; R2 – 100 Ом; C2 – 1000мкФ и с максимальным рабочим напряжением 63 В; S – стабилитрон с напряжением стабилизации 10 В; SD – клеммы для подключения светодиодов. Емкость конденсатора C1 определяет ток, который будет проходить через диоды:

$$C = \frac{I_d}{2\pi f U_s}, \quad (2.2)$$

где f – частота сетевого напряжения, U_s – действующее значение сетевого напряжения, I_d – рабочий ток светоизлучающего диода.

Время работы диодов составляла 50 ч., 100 ч., 250 ч. и 500 ч., а также контрольная партия диодов.

Для начала проводилось сравнение ВАХ (рис. 2.10) всех образцов до деградации с целью определения наиболее близких друг к другу кривых. Что учитывалось при сравнении характеристик при разных временах наработки в процессе деградации.

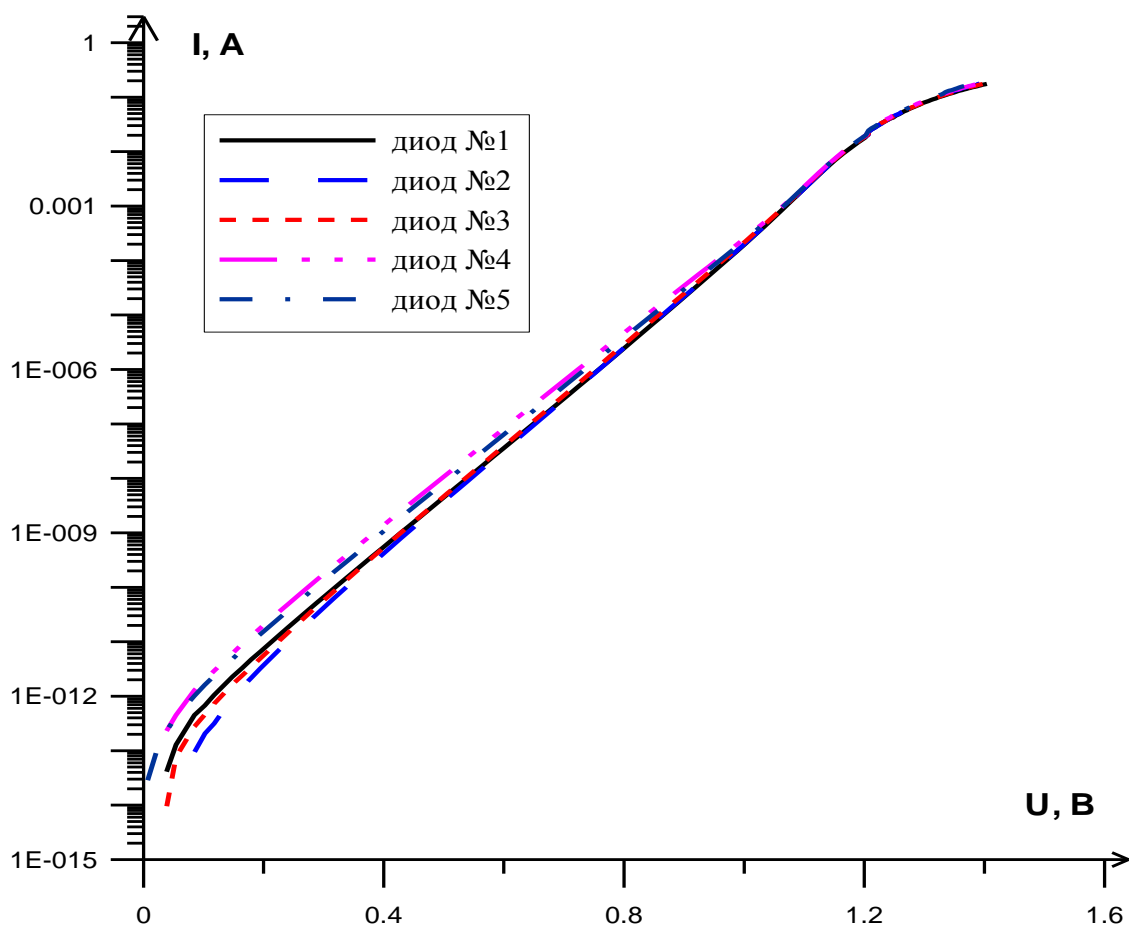


Рис. 2.10 График кривых ВАХ для различных образцов до деградации в полулогарифмическом масштабе.

Из всего набора кривых выбирались наиболее близкие для последующего сравнения в процессе деградации рис. 2.11.

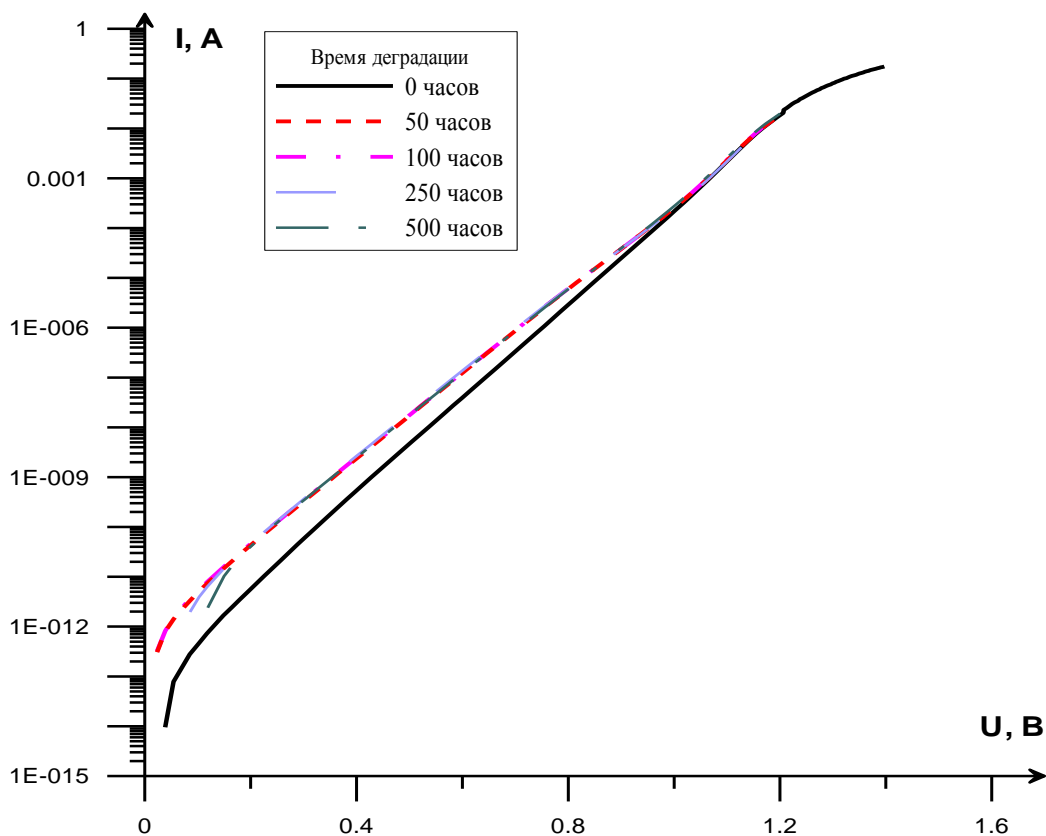


Рис. 2.11 График кривых ВАХ для различных образцов до деградации в полупологарифмическом масштабе.

Из сравнения кривых ВАХ для диодов с различным временем деградации (рис. 2.11), при напряжении до 1 В кривые, соответствующая образцам после деградации (50 час, 100 час, 250 час, 500 час), совпадают между собой и лежат выше кривой, соответствующей образцам до деградации. Начиная с напряжения 1 В, графики кривых ВАХ до и после деградации совпадают между собой.

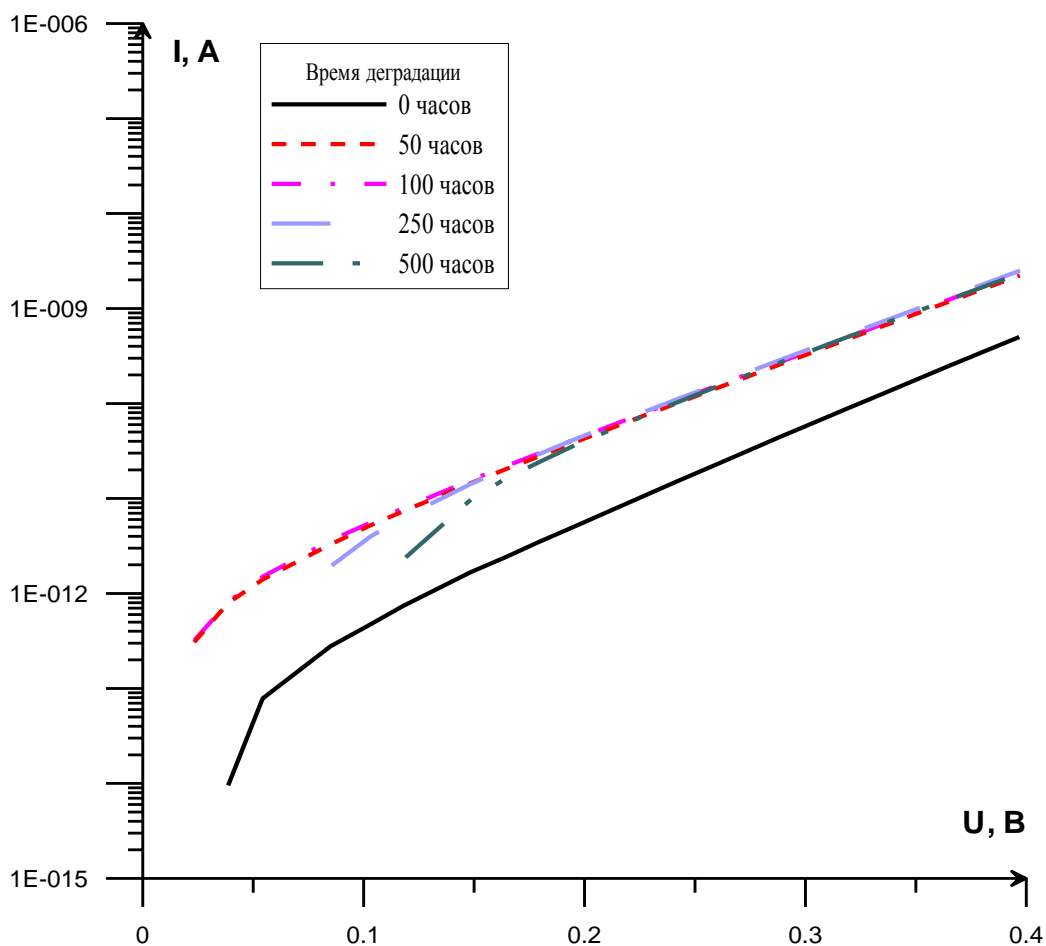


Рис. 2.12 График кривых ВАХ для образцов с разным временем деградации в полулогарифмическом масштабе на начальном участке

Как видно из рис. 2.12 кривые вольт – амперных характеристик ведут себя по-разному на начальном участке напряжения. Кривые, соответствующие образцам 50 час и 100 час совпадают. По мере увеличения времени деградации (250 час и 500 час) кривые лежат ниже кривых с временем деградации 50 час и 100 час.

Из ВАХ были найдены контактные разности потенциалов представленные в Таблице 2.7, как видно из таблицы U_k изменяется незначительно.

Таблица 2.7

Зависимость контактной разности потенциалов от напряжения.

Время	0 час	50 час	100 час	250 час	500 час
$U_k, В$	1,21	0,9	0,98	1,026	1,122

Прослеживается уменьшение контактной разности потенциалов в процессе деградации. Было вычислено удельное изменение выделяемой мощности диода (2.1). В таблице 2.8 приводятся значение мощности выделяемой на образцах с разным временем деградации при определенном напряжении и удельное изменение мощности под действием облучения.

Таблица 2.8

Значения мощности выделяемой на диодах при различном времени деградации

	U=0.148 В				
Время, ч.	0	50	100	250	500
P, Вт	$0,59 \cdot 10^{-12}$	$2,08 \cdot 10^{-12}$	$2,22 \cdot 10^{-12}$	$1,6 \cdot 10^{-12}$	$1,5 \cdot 10^{-12}$
y, %	0	25	27,6	17,1	15,4

Таким образом, из выше сказанного можно сделать вывод, что для диодов с временем 50 час и 100 час наблюдается увеличение выделяемой мощности на данном участке вольт – амперной характеристики в среднем на 26% для всех образцов, затем при увеличении времени деградации происходит уменьшение выделяемой мощности в среднем на 10% для всех образцов. Однако, по сравнению с образцами до деградации, мощность образцов на 250 час и 500 час увеличилась в среднем на 16%. Это может происходить из-за того, что в образцах при деградации увеличивается число дефектов (50 час и 100 час), а затем (250 час и 500 час), их количество начинает уменьшаться.

На рабочих токах, начиная с напряжения $U=1.1В$, значение мощности, выделяемой на всех образцах, не меняется.

Построены графики зависимости приведенной скорости рекомбинации от напряжения (рис. 2.13).

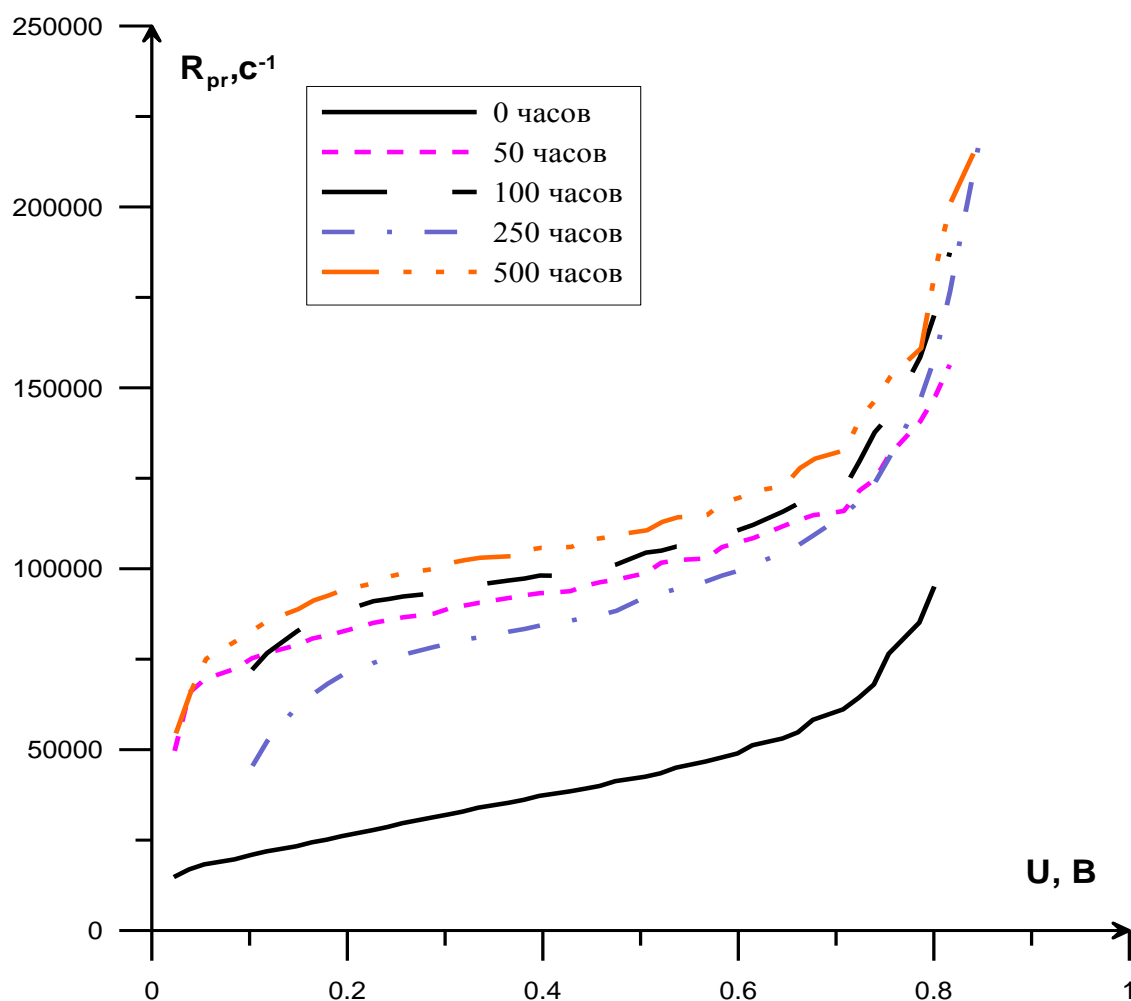


Рис. 2.13 Приведенные скорости рекомбинации для образцов с различным временем деградации.

Как видно из рис. 2.13 кривые приведенной скорости рекомбинации соответствующие образцам после деградации лежат выше кривой соответствующей образцам до деградации.

Кривые приведенной скорости рекомбинации были проанализированы и разложены на составляющие их кривые, и были найдены параметры глубоких центров, представленные в Таблице 2.9. В данной таблице представлены найденные параметры глубоких уровней в облученных и необлученных образцах [123].

Таблица 2.9

Параметры уровней в облученных образцах при температуре 291 К.

		1	2	3
0 час	$E_t, \text{эВ}$	0.68	0.43	0.36
	$\frac{\sqrt{c_n c_p}}{2} N_t, \text{с}^{-1}$	$0.230 * 10^5$	$0.380 * 10^5$	$0.500 * 10^5$
	$\frac{c_n}{c_p}$	3365	2610	910
50 час	$E_t, \text{эВ}$	0.68	0.43	0.36
	$\frac{\sqrt{c_n c_p}}{2} N_t, \text{с}^{-1}$	$0.19 * 10^5$	$0.300 * 10^5$	$0.420 * 10^5$
	$\frac{c_n}{c_p}$	3320	2498	956
100 час	$E_t, \text{эВ}$	0,68	0.46	0.36
	$\frac{\sqrt{c_n c_p}}{2} N_t, \text{с}^{-1}$	$0.250 * 10^5$	$0.330 * 10^5$	$0.530 * 10^5$
	$\frac{c_n}{c_p}$	3465	2546	942
250 час	$E_t, \text{эВ}$	0,68	0,46	0,36
	$\frac{\sqrt{c_n c_p}}{2} N_t, \text{с}^{-1}$	$0.290 * 10^6$	$0.350 * 10^5$	$0.511 * 10^5$
	$\frac{c_n}{c_p}$	3494	2590	936
500 час	$E_t, \text{эВ}$	0,69	0,46	0,37
	$\frac{\sqrt{c_n c_p}}{2} N_t, \text{с}^{-1}$	$0.260 * 10^5$	$0.340 * 10^5$	$0.525 * 10^5$
	$\frac{c_n}{c_p}$	3451	2574	958

Первый уровень можно соотнести с хорошо известным антиструктурным дефектом в арсениде галлия: EL2 [27-29]. Второй центр: EL3 – $V_{As}-O_i$ [46]. Третий центр: EL6 – $V_{As}-As_i-V_{Ga}$ [124]. Как видно центры существенно не изменяют свои параметры в результате деградации.

2.6 Влияние температуры GaAs диодов на параметры глубоких уровней

Экспериментальные зависимости ВАХ при температурах 306-376 K, с шагом в 10 K, представлены на рис. 2.14.

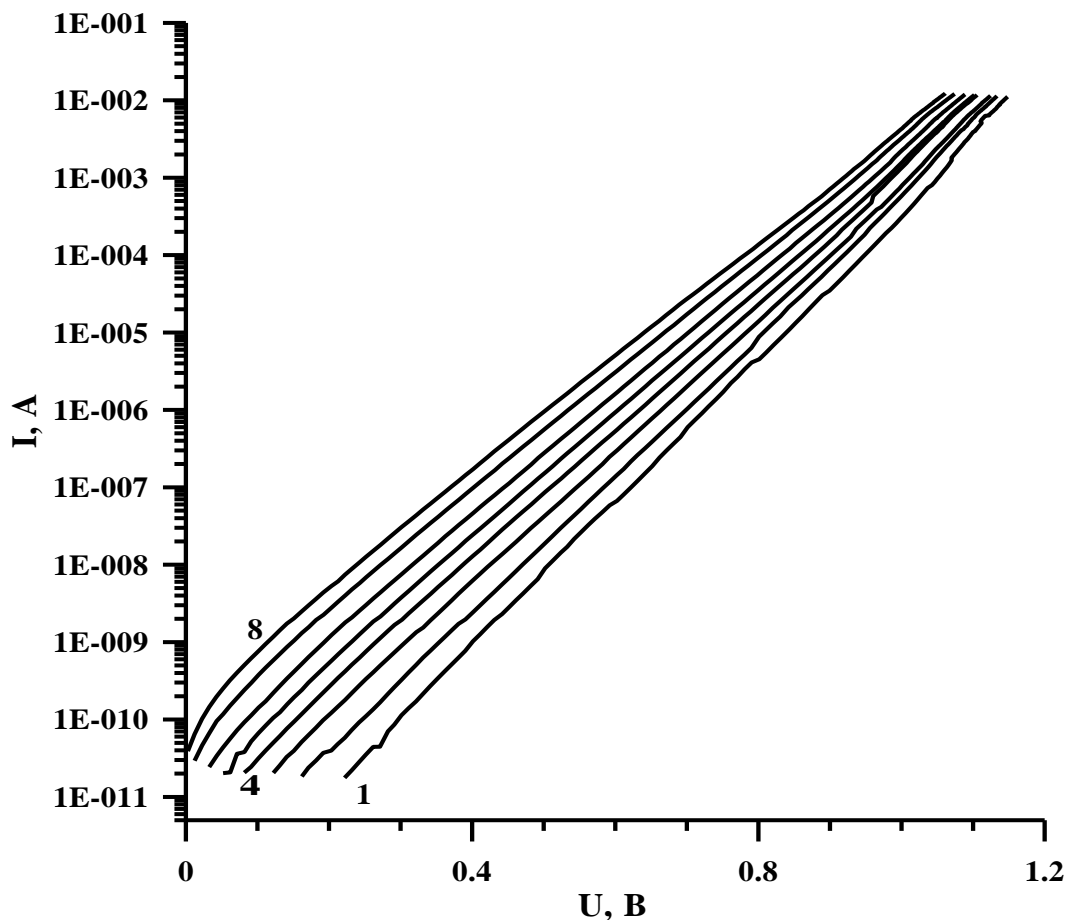


Рис. 2.14 ВАХ диода при прямом смещении, нумерация справа налево.

1 – ВАХ при $T=306\text{ K}$, **2** – при $T=316\text{ K}$, **3** – при $T=326\text{ K}$, **4** – при $T=336\text{ K}$,
5 – при $T=346\text{ K}$, **6** – при $T=356\text{ K}$, **7** – при $T=366\text{ K}$, **8** – при $T=386\text{ K}$

Быстрый рост в области высоких токов связан с рекомбинацией в области пространственного заряда. Последующее замедление роста J с увеличением U связано с падением напряжения на толще контактов $\Delta U = U - IR_{\text{носл}}$, где $R_{\text{носл}}$ - последовательное напряжение объема полупроводника. С увеличением температуры растет ток при одинаковом напряжении.

Зная отношение коэффициентов захвата, а также $R_{\max}^m = \frac{\sqrt{c_{nm}c_{pm}}}{2}N_m$, можно найти предельное время жизни (2.3) носителей заряда (электронов и дырок) на соответствующем локальном состоянии:

$$\tau_{no}^m = \left(\frac{c_{nm}R_{\max}^m}{c_{pm}} \right)^{-1} \text{ и } \tau_{po}^m = \left(\frac{c_{pm}R_{\max}^m}{c_{nm}} \right)^{-1}, \quad (2.3)$$

где c_{nm} , c_{pm} – коэффициенты захвата электронов, дырок на m – локальное состояние; R_{\max}^m – максимальное значение приведенной скорости рекомбинации для m – локального состояния.

По полученным ВАХ были построены и разложены на составляющие графики зависимости $R_{np}(U)$, при температурах 306-376 К, с шагом в 10 К. Типичный пример разложения $R_{np}(U)$ на составляющие, при $T=306$ К, представлен на рис.2.15.

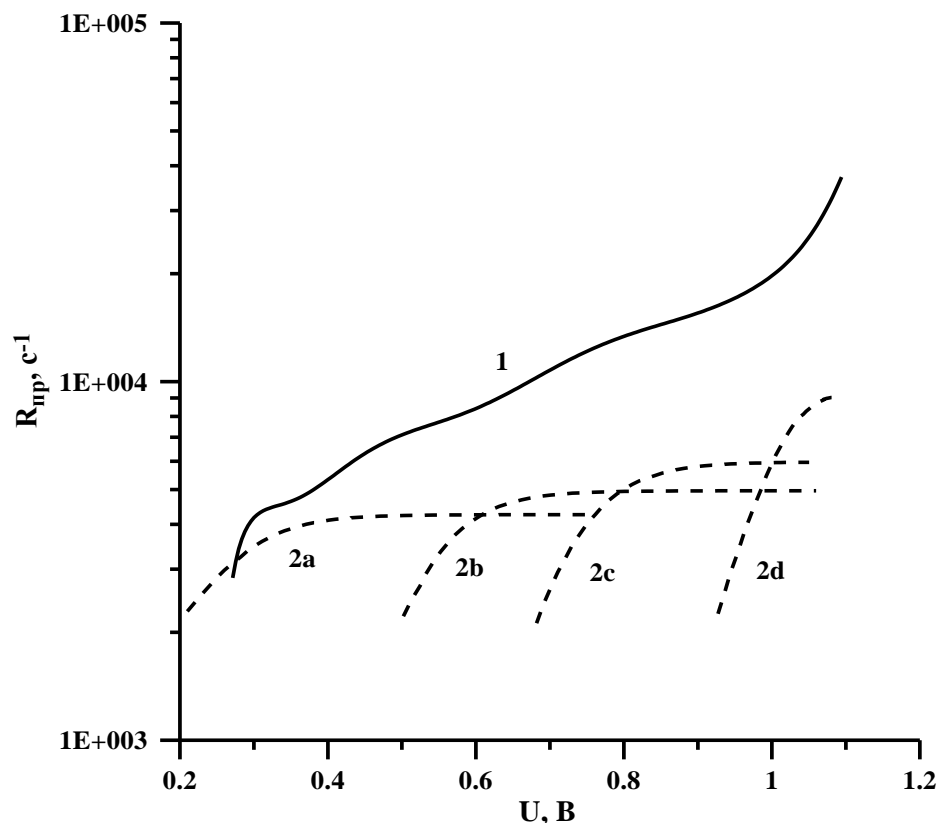


Рис. 2.15 Разделение приведенной скорости на составляющие при $T=306$ К.

1 – экспериментальная зависимость $R_{np}(U)$, **2a** – теоретический пик с $E_{t1}=0.55$

эВ , **2b** – с $E_{t2}=0.44$ эВ , **2c** – с $E_{t3}=0.27$ эВ , **2d** – с $E_{t4}=0.19$ эВ

В результате полученных зависимостей $R_{np}(U)$ были получены энергии активации глубоких уровней, отношение коэффициентов захвата, τ_{n0} , τ_{p0} – предельные времена жизни для электронов и дырок на соответствующих локальных состояниях. Результаты представлены в таблицах 2.10 – 2.17.

Таблица 2.10

Параметры глубоких центров при $T=306 K$

№ глубокого центра	1	2	3	4
$E_t, \text{эВ}$	0.55	0.44	0.27	0.19
$\frac{\sqrt{c_n c_p}}{2} N_t, \text{с}^{-1}$	$4.25 \cdot 10^3$	$4.96 \cdot 10^3$	$5.90 \cdot 10^3$	$8.90 \cdot 10^3$
$\frac{c_n}{c_p}$	2881.844	1312.099	591.45	290.598
$\tau_{n0}, \text{с}$	$4.08 \cdot 10^{-8}$	$7.68 \cdot 10^{-8}$	$1.43 \cdot 10^{-7}$	$1.93 \cdot 10^{-7}$
$\tau_{p0}, \text{с}$	0.34	0.13	0.05	0.016

Таблица 2.11

Параметры глубоких центров при $T=316\text{ K}$

№ глубокого центра	1	2	3	4
$E_i, \text{эВ}$	0.59	0.47	0.28	0.2
$\frac{\sqrt{c_n c_p}}{2} N_i, \text{с}^{-1}$	$4.63 \cdot 10^3$	$6.10 \cdot 10^3$	$6.77 \cdot 10^3$	$10.75 \cdot 10^3$
$\frac{c_n}{c_p}$	3058.07	1417.67	624.93	304.58
$\tau_{n0}, \text{с}$	$3.53 \cdot 10^{-8}$	$5.78 \cdot 10^{-8}$	$1.18 \cdot 10^{-7}$	$1.55 \cdot 10^{-7}$
$\tau_{p0}, \text{с}$	0.33	0.12	0.046	0.014

Таблица 2.12

Параметры глубоких центров при $T=326\text{ K}$

№ глубокого центра	1	2	3	4
$E_i, \text{эВ}$	0.63	0.38	0.23	0.18
$\frac{\sqrt{c_n c_p}}{2} N_i, \text{с}^{-1}$	$4.96 \cdot 10^3$	$7.40 \cdot 10^3$	$10.15 \cdot 10^3$	$11.70 \cdot 10^3$
$\frac{c_n}{c_p}$	3292.306	1143.186	511.103	284.315
$\tau_{n0}, \text{с}$	$3.06 \cdot 10^{-8}$	$5.91 \cdot 10^{-8}$	$9.64 \cdot 10^{-8}$	$1.50 \cdot 10^{-7}$
$\tau_{p0}, \text{с}$	0.33	0.12	0.025	0.012

Таблица 2.13

Параметры глубоких центров при $T=336\text{ K}$

№ глубокого центра	1	2	3	4
$E_i, \text{эВ}$	0.64	0.40	0.24	0.20
$\frac{\sqrt{c_n c_p}}{2} N_i, \text{с}^{-1}$	$5.24 \cdot 10^3$	$8.10 \cdot 10^3$	$9.80 \cdot 10^3$	$1.30 \cdot 10^4$
$\frac{c_n}{c_p}$	3344.361	1215.526	526.725	303.026
$\tau_{n0}, \text{с}$	$2.85 \cdot 10^{-8}$	$5.91 \cdot 10^{-8}$	$9.68 \cdot 10^{-8}$	$1.27 \cdot 10^{-7}$
$\tau_{p0}, \text{с}$	0.32	0.075	0.027	0.011

Таблица 2.14

Параметры глубоких центров $T=346\text{ K}$

№ глубокого центра	1	2	3	4
$E_i, \text{эВ}$	0.65	0.45	0.27	0.20
$\frac{\sqrt{c_n c_p}}{2} N_i, \text{с}^{-1}$	$5.12 \cdot 10^3$	$6.50 \cdot 10^3$	$7.58 \cdot 10^3$	$9.29 \cdot 10^3$
$\frac{c_n}{c_p}$	3392.636	782.256	600.377	312.349
$\tau_{n0}, \text{с}$	$2.88 \cdot 10^{-8}$	$9.83 \cdot 10^{-8}$	$1.09 \cdot 10^{-7}$	$1.72 \cdot 10^{-7}$
$\tau_{p0}, \text{с}$	0.33	0.06	0.039	0.017

Таблица 2.15

Параметры глубоких центров $T=356 K$

№ глубокого центра	1	2	3	4
$E_i, эВ$	0.67	0.48	0.32	0.21
$\frac{\sqrt{c_n c_p}}{2} N_i, c^{-1}$	$5.22 \cdot 10^3$	$6.30 \cdot 10^3$	$7.50 \cdot 10^3$	$9.32 \cdot 10^3$
$\frac{c_n}{c_p}$	3502.413	1429.735	705.282	324.781
τ_{n0}, c	$2.73 \cdot 10^{-8}$	$5.55 \cdot 10^{-8}$	$9.45 \cdot 10^{-8}$	$1.65 \cdot 10^{-7}$
τ_{p0}, c	0.34	0.11	0.047	0.017

Таблица 2.16

Параметры глубоких центров $T=366 K$

№ глубокого центра	1	2	3	4
$E_i, эВ$	0.66	0.47	0.30	0.22
$\frac{\sqrt{c_n c_p}}{2} N_i, c^{-1}$	$7.05 \cdot 10^3$	$7.53 \cdot 10^3$	$7.91 \cdot 10^3$	$7.95 \cdot 10^3$
$\frac{c_n}{c_p}$	3471.048	1429.735	676.267	338.766
τ_{n0}, c	$2.04 \cdot 10^{-8}$	$4.64 \cdot 10^{-8}$	$9.35 \cdot 10^{-8}$	$1.85 \cdot 10^{-7}$
τ_{p0}, c	0.25	0.095	0.043	0.021

Таблица 2.17

Параметры глубоких центров $T=376\text{ K}$

№ глубокого центра	1	2	3	4
$E_t, \text{эВ}$	0.66	0.47	0.31	0.22
$\frac{\sqrt{c_n c_p}}{2} N_t, \text{с}^{-1}$	$7.84 \cdot 10^3$	$7.73 \cdot 10^3$	$7.85 \cdot 10^3$	$6.86 \cdot 10^3$
$\frac{c_n}{c_p}$	3471.048	1429.735	680.731	449.943
$\tau_{n0}, \text{с}$	$1.84 \cdot 10^{-8}$	$4.52 \cdot 10^{-8}$	$9.36 \cdot 10^{-8}$	$1.62 \cdot 10^{-7}$
$\tau_{p0}, \text{с}$	0.22	0.092	0.043	0.033

Как видно из таблиц 2.10-2.17 из приведенной скорости рекомбинации было найдены параметры четырех глубоких центров. Первый центр можно соотнести с ловушкой $EL2$, второй центр – $E11$, третий центр – $E7$, четвертый – $EL14$. [124].

Результатом проведенного анализа является то, что в образце на основе арсенида галлия генерационно-рекомбинационные процессы идут с участием глубоких центров идентифицируемых, как ловушки $EL2$, $E11$, $E7$, $EL14$, энергии локальных состояний с учетом погрешности измерений и аппроксимаций от температуры не зависят.

2.7 Модифицированный метод анализа рекомбинационных процессов (усовершенствованная приведенная скорости рекомбинации)

Для обработки вольтамперной характеристики (ВАХ) мы использовали приведенную скорость рекомбинации, которая была модифицирована [1-3, 44] (2.4):

$$R_{np}(U) = \sum_{m=1}^s \frac{\alpha_m \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) + 1 \right]}{\beta_m \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) + \gamma_m}, \quad (2.4)$$

где $\alpha_m = c_n^m c_p^m n_i N_t^m$, $\beta_m = 2n_i c_n^m c_p^m$, $\gamma_m = n_1^m c_n^m + p_1^m c_p^m$, где c_n^m , c_p^m – усредненные по всем состояниям коэффициенты захвата электрона и дырки m -ого энергетического уровня, n_i – концентрация собственных носителей заряда, n_1^m , p_1^m – концентрация носителей заряда для m -ого уровня, N_t^m – концентрация m -ого энергетического уровня, q – заряд, k – постоянная Больцмана, T – температура, U – напряжение.

Подбирая параметры α_m , β_m , γ_m можно описать приведенную скорость рекомбинации, а из данных параметров могут быть найдены параметры локальных состояний такие как: c_n^m , c_p^m – усредненные по всем состояниям коэффициенты захвата электрона и дырки m -ого энергетического уровня, N_t^m – концентрация m -ого энергетического уровня. Из [1-3, 44] энергия активации m -ого глубокого уровня, может быть найдена принимая, что обе части знаменателя (2.4) равны:

$$\beta_m \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) = \gamma_m, \quad (2.5)$$

подставляя $\beta_m = 2n_i c_n^m c_p^m$ и $\gamma_m = n_1^m c_n^m + p_1^m c_p^m$, а вместо $n_1^m = N_c \exp\left(-\frac{qE_m^m}{kT}\right)$ и

$p_1^m = N_v \exp\left(-\frac{qE_{tp}^m}{kT}\right)$, где $E_m^m = E_c - E_{tm}$ и $E_{tp}^m = E_{tm} - E_v$. Решая (2.5) мы получаем

энергию активации глубокого уровня, как:

$$E_{tm} = \frac{(E_g - U_{1/2}^m)}{2} + \delta_m, \quad (2.6)$$

где E_g – ширина запрещенной зоны, $U_{1/2}^m = \frac{2kT \ln\left(\frac{\gamma_m}{\beta_m}\right)}{q}$, $\delta_m = \frac{kT}{2q} \ln\left(\frac{1}{4} \frac{c_{nm}}{c_{pm}} \frac{N_c}{N_v}\right)$ –

систематическая погрешность определения энергии активации составляет около 0.03 эВ [1-3, 44], где k – постоянная Больцмана, T – температура, q – заряд, N_c , N_v – эффективная плотность состояний в зоне проводимости, в валентной зоне,

c_n^m, c_p^m – усредненные по всем состояниям коэффициенты захвата электрона и дырки m – ого энергетического уровня. Решая (2.7), выясняется один из недостатков метода – невозможность определить зону, от которой отсчитывается (2.6).

Теперь когда значение энергии найдено, можно разрешить систему 3 уравнений:

$$\begin{cases} \alpha_m = c_n^m c_p^m n_i N_t^m \\ \beta_m = 2n_i c_n^m c_p^m \\ \gamma_m = n_i^m c_n^m + p_i^m c_p^m \end{cases}, \quad (2.7)$$

откуда:

$$N_t^m = \frac{4\alpha_m n_i}{\beta_m^2}, \quad (2.8)$$

$$c_n^m = \frac{\gamma_m \pm \sqrt{\gamma_m^2 + \beta_m^2}}{2N_c \exp(-\frac{qE_g}{kT}) \frac{\gamma_m}{\beta_m}}, \quad (2.9)$$

$$c_p^m = \frac{\gamma_m \mp \sqrt{\gamma_m^2 + \beta_m^2}}{2N_v \exp(-\frac{qE_g}{kT}) \frac{\beta_m}{\gamma_m}}. \quad (2.10)$$

Мы не прибегали к допущению, что обмен носителями заряда, локального уровня, с одной из зон значительно больше, чем с другой, как это делалось в работах [1-3, 44]. В нашем модифицированном методе мы считаем, что глубокий уровень обменивается носителями заряда с обеими разрешенными зонами. Что позволило получить аналитические выражения для нахождения коэффициентов захвата для электронов и дырок (2.9, 2.10), а также для концентрации локального состояния (2.8).

2.8 Анализ экспериментальных ВАХ для облученных диодов усовершенствованным методом анализа рекомбинационных процессов

Для обработки вольтамперной характеристики рис. 2.5 мы использовали модифицированный метод анализа рекомбинационных процессов (модифицированная приведенная скорость рекомбинации).

В результате обработки ВАХ были построены и разложены на составляющие приведенные скорости рекомбинации, одна из которых приведена на рис. 2.16.

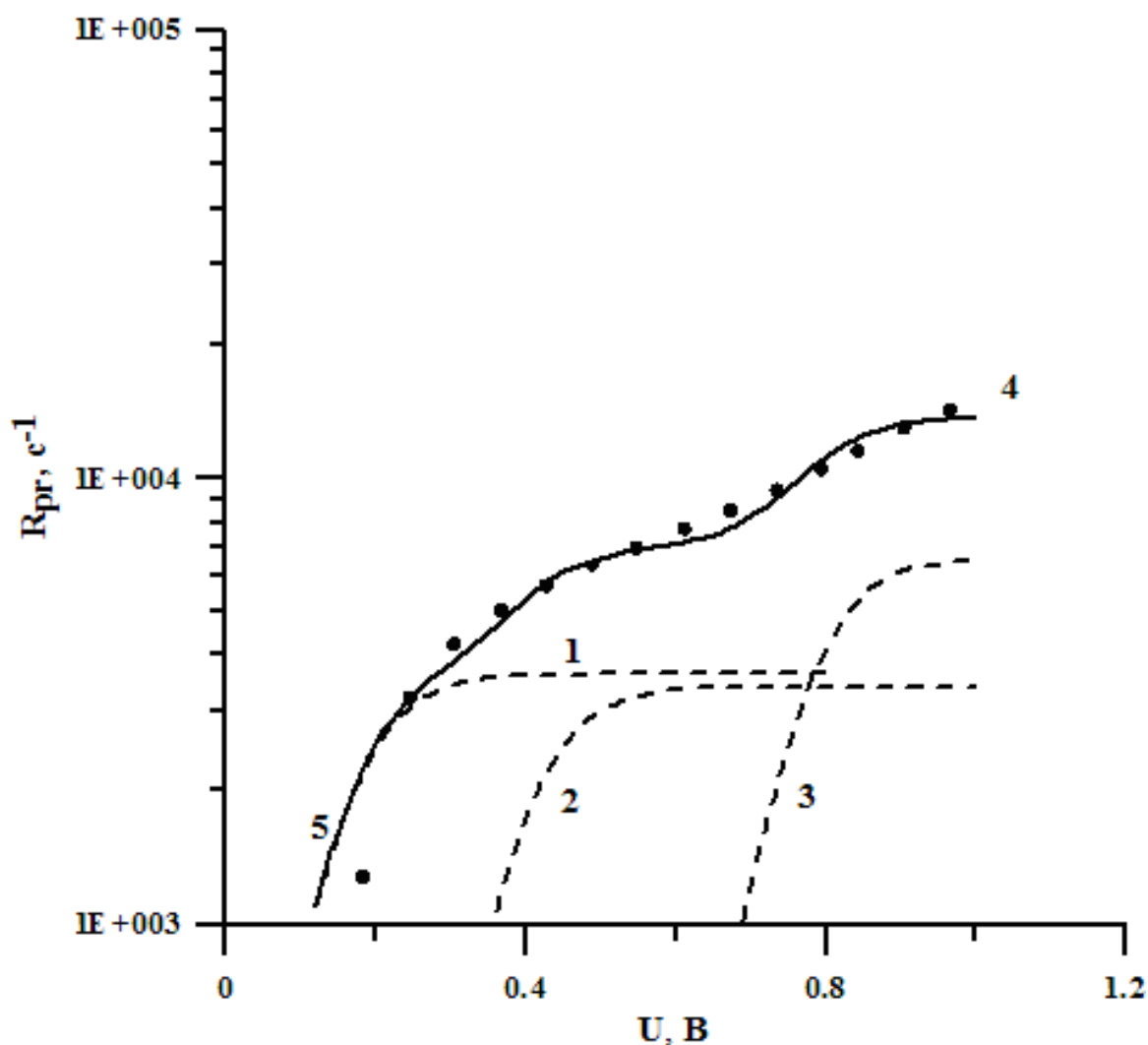


Рис. 2.16 Приведенная скорость рекомбинации необлученного образца, где 1 – уровень соответствующий локальному состоянию с $E_t = 0.63$ эВ, 2 – $E_t = 0.51$ эВ, 3 – $E_t = 0.32$ эВ, 4 – экспериментальная кривая, 5 – расчетная кривая (сумма 1 – ой, 2 – ой, 3 – ей кривой)

В результате обработки приведенной скорости рекомбинации была получена Таблица 2.18.

Таблица 2.18

Параметры локальных состояний при различных дозах облучения

		$c_n, \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$			$E_t, \text{эВ}$		
№ глубокого уровня	Доза, Мрад	1	2	3	1	2	3
		0.00	$0.52 \cdot 10^{-3}$	$0.16 \cdot 10^{-3}$	$0.48 \cdot 10^{-3}$	0.63	0.51
0.30		$0.48 \cdot 10^{-3}$	$0.20 \cdot 10^{-3}$	$0.84 \cdot 10^{-3}$	0.68	0.53	0.35
0.50		$0.40 \cdot 10^{-3}$	$0.15 \cdot 10^{-3}$	$0.52 \cdot 10^{-3}$	0.65	0.50	0.34
		$c_p, \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$			$N_t, \text{см}^{-3}$		
№ глубокого уровня	Доза, Мрад	1	2	3	1	2	3
		0.00	$0.32 \cdot 10^{-5}$	$0.99 \cdot 10^{-6}$	$0.28 \cdot 10^{-6}$	$0.18 \cdot 10^9$	$0.54 \cdot 10^9$
0.30		$0.30 \cdot 10^{-5}$	$0.12 \cdot 10^{-5}$	$0.51 \cdot 10^{-5}$	$0.21 \cdot 10^9$	$0.37 \cdot 10^9$	$0.12 \cdot 10^9$
0.50		$0.24 \cdot 10^{-5}$	$0.91 \cdot 10^{-6}$	$0.32 \cdot 10^{-5}$	$0.42 \cdot 10^9$	$0.56 \cdot 10^9$	$0.22 \cdot 10^9$

Как видно из Таблицы 2.18 под действием облучения происходит изменение параметров глубоких уровней. Коэффициенты захвата напрямую связаны с эффективным сечением захвата – величина, имеющая размерность площади и обратная произведению концентрации носителей заряда данного типа в полупроводнике на средний путь, проходимый носителями от освобождения до захвата.

Первый уровень можно соотнести с известным антиструктурным дефектов в арсениде галлия: EL2 [25-27, 124-132]. Увеличение концентрации данного

уровня происходит, из-за возникновения в объеме полупроводника радиационного дефекта E4 – комплекс $As_{Ga}-V_{As}$ (электронная ловушка) [25-27, 124].

Анализируя, как изменяются полученные параметры для первого уровня (таблица 2.18), можно предположить, что происходит формирование кластеров из этих дефектов.

Анализируя параметры для второго ($EL3 - V_{As}-O_i$ [25-27]) и третьего уровня ($EL6 - V_{As}-As_i-V_{Ga}$ [25-27]), мы видим, что происходит распад дефектов (доза 0.3 Мрад), при дальнейшем увеличении дозы, количество дефектов увеличивается, что, возможно, связано с возникновением радиационных нарушений P2 [25-27] (для второго уровня), и возникновением радиационных нарушений E3 (пара Френкеля $V_{As}-As_i$) [25-27, 43, 46, 48] или X1 центров [43, 46, 48] (для третьего уровня).

2.9 Анализ ВАХ усовершенствованной приведенной скоростью рекомбинации GaAs диодов подвергшихся деградации при постоянном рабочем токе

В результате обработки ВАХ были построены и разложены на составляющие модифицированные приведенные скорости рекомбинации, одна из которых приведена на рис. 2.17.

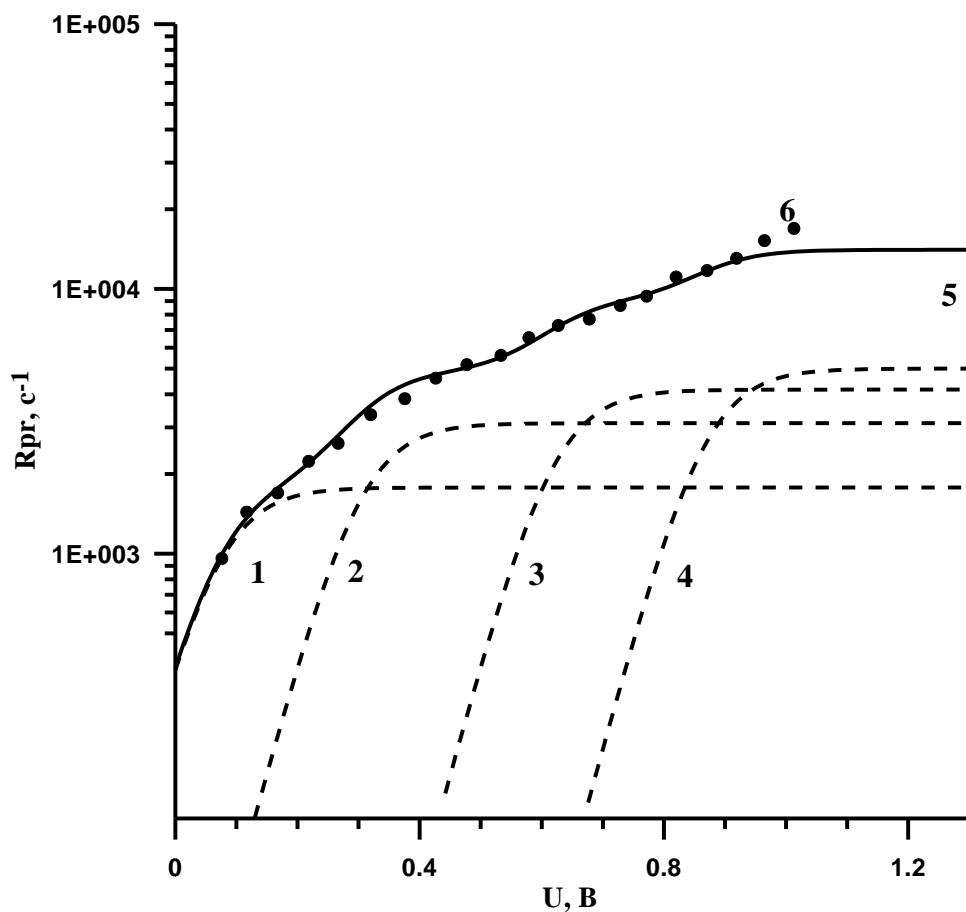


Рис. 2.17 Приведенная скорость рекомбинации недеградировавшего образца.

1 – уровень соответствующий локальному состоянию с $E_t = E_c - 0.68$ эВ,

2 – $E_t = E_c - 0.56$ эВ, **3** – $E_t = E_c - 0.40$ эВ, **4** – $E_t = E_c - 0.27$ эВ, **5** –

расчетная кривая (сумма 1 – ой, 2 – ой, 3 – ей, 4 – ой кривой), **6** –

экспериментальная кривая

В результате обработки приведенной скорости рекомбинации были получены таблицы 2.19 и таблица 2.20.

Таблица 2.19

Параметры локальных состояний недеградировавшего диода

№ лок. сост.	1	2	3	4
E_t , эВ	0.68	0.56	0.40	0.27
c_n , $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	$0.31 \cdot 10^{-3}$	$0.31 \cdot 10^{-3}$	$0.78 \cdot 10^{-3}$	$0.65 \cdot 10^{-3}$
c_p , $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	$0.19 \cdot 10^{-5}$	$0.19 \cdot 10^{-5}$	$0.47 \cdot 10^{-5}$	$0.39 \cdot 10^{-5}$
N_t , см^{-3}	$0.15 \cdot 10^9$	$0.26 \cdot 10^9$	$0.14 \cdot 10^9$	$0.20 \cdot 10^9$

Таблица 2.20

Параметры локальных состояний диодов с различным временем деградации

	Время деградации, ч			
	50	100	250	500
E_t , эВ	0.69	0.69	0.66	0.63
c_n , $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	$0.30 \cdot 10^{-3}$	$0.30 \cdot 10^{-3}$	$0.31 \cdot 10^{-3}$	$0.33 \cdot 10^{-3}$
c_p , $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	$0.20 \cdot 10^{-5}$	$0.19 \cdot 10^{-5}$	$0.19 \cdot 10^{-5}$	$0.20 \cdot 10^{-5}$
N_t , см^{-3}	$0.16 \cdot 10^{10}$	$0.17 \cdot 10^{10}$	$0.17 \cdot 10^{10}$	$0.16 \cdot 10^{10}$

Первый уровень можно соотнести с EL2 [25-27]. Второй центр: EL3 – V_{As} - O_i [14]. Третий центр: EL6 – V_{As} - As_i - V_{Ga} [25, 124]. Четвертый центр: EL14 – V_{As} [124].

Как видно из таблиц, с деградацией в диоде выявляется только один уровень соответствующий ловушке EL2, влияние остальных трех на скорость рекомбинации становится настолько малой (из-за малой концентрации), что они не выявляются нашей методикой, вероятно, что при протекании тока данные дефекты мигрируют и образуют различные комплексы с ловушкой EL2 или друг с другом, что и приводит к увеличению концентрации дефектов, которые мы соотнесли с EL2. Дальнейшая деградация материала не приводит к изменению

количества или качества глубоких уровней, из-за отсутствия дальнейшей миграции дефектов.

2.10 Усовершенствованный метод анализа рекомбинационных процессов при различных температурах для GaAs диодов

Для обработки вольтамперной характеристики рис. 2.14 мы использовали модифицированную приведенную скорость рекомбинации.

Время жизни носителей заряда на m – локальном состоянии:

$$\tau^m = \tau_{n0}^m \frac{n_0 + n_1^m}{n_0 + p_0} + \tau_{p0}^m \frac{p_0 + p_1^m}{n_0 + p_0}, \quad (2.11)$$

где n_0, p_0 – концентрация собственных носителей заряда, n_1^m, p_1^m – концентрация носителей заряда на m -ом – локальном состоянии, τ_{n0}^m, τ_{p0}^m – предельное время жизни носителей на m -ом – уровне.

Полученные ВАХ были перестроены в $R_{np}(U)$, из нее были получены параметры представленные в Таблице 2.21.

Таблица 2.21

Параметры глубоких центров

№ глубокого уровня	$c_n, \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$			$E, \text{эВ}$		
	1	2	3	1	2	3
Т, К						
306	$0.35 \cdot 10^{-3}$	$0.45 \cdot 10^{-3}$	$0.52 \cdot 10^{-3}$	0.61	0.47	0.33
316	$0.13 \cdot 10^{-5}$	$0.17 \cdot 10^{-5}$	$0.93 \cdot 10^{-4}$	0.61	0.46	0.32
326	$0.25 \cdot 10^{-4}$	$0.67 \cdot 10^{-4}$	$0.77 \cdot 10^{-4}$	0.64	0.49	0.32
336	-	$0.28 \cdot 10^{-4}$	$0.32 \cdot 10^{-4}$	0.61	0.48	0.32
346	-	$0.12 \cdot 10^{-4}$	$0.14 \cdot 10^{-4}$	0.65	0.47	0.31
356	-	$0.55 \cdot 10^{-5}$	$0.55 \cdot 10^{-5}$	0.64	0.47	0.29
366	-	$0.26 \cdot 10^{-5}$	$0.30 \cdot 10^{-5}$	0.65	0.46	0.32
376	-	$0.12 \cdot 10^{-5}$	$0.15 \cdot 10^{-5}$	0.68	0.48	0.33
№ глубокого уровня	$c_p, \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$			$N_i, \text{см}^{-3}$		
	1	2	3	1	2	3
Т, К						
306	$0.21 \cdot 10^{-5}$	$0.27 \cdot 10^{-5}$	$0.32 \cdot 10^{-5}$	$0.35 \cdot 10^9$	$0.21 \cdot 10^9$	$0.29 \cdot 10^9$
316	$0.57 \cdot 10^{-5}$	$0.74 \cdot 10^{-5}$	$0.99 \cdot 10^{-5}$	$0.35 \cdot 10^9$	$0.21 \cdot 10^9$	$0.29 \cdot 10^9$
326	$0.60 \cdot 10^{-4}$	$0.19 \cdot 10^{-4}$	$0.22 \cdot 10^{-4}$	$0.35 \cdot 10^9$	$0.21 \cdot 10^9$	$0.29 \cdot 10^9$
336	-	$0.45 \cdot 10^{-4}$	$0.54 \cdot 10^{-4}$	$0.35 \cdot 10^9$	$0.21 \cdot 10^9$	$0.29 \cdot 10^9$
346	-	$0.14 \cdot 10^{-3}$	$0.13 \cdot 10^{-3}$	$0.35 \cdot 10^9$	$0.21 \cdot 10^9$	$0.29 \cdot 10^9$
356	-	$0.23 \cdot 10^{-3}$	$0.49 \cdot 10^{-3}$	$0.35 \cdot 10^9$	$0.21 \cdot 10^9$	$0.29 \cdot 10^9$
366	-	$0.47 \cdot 10^{-3}$	$0.57 \cdot 10^{-3}$	$0.35 \cdot 10^9$	$0.21 \cdot 10^9$	$0.29 \cdot 10^9$
376	-	$0.22 \cdot 10^{-2}$	$0.16 \cdot 10^{-2}$	$0.35 \cdot 10^9$	$0.21 \cdot 10^9$	$0.29 \cdot 10^9$

1. первый уровень соотносится по энергии с ловушкой EL2 [25-27],
2. второй центр: EL3 – $V_{As}-O_i$ [25-27, 124, 129],
3. третье локальное состояние: EL6 – $V_{As}-As_i-V_{Ga}$ [25-27, 124, 129-132],

Концентрация не изменяется, так как температура не достаточна для изменения дефектов (их распада, слияния и взаимодействия друг с другом или кристаллической решеткой).

Из Таблицы 2.21 мы делаем вывод, что с увеличением температуры увеличивается доля дырочной проводимости и уменьшается – электронной рис. 2.18.

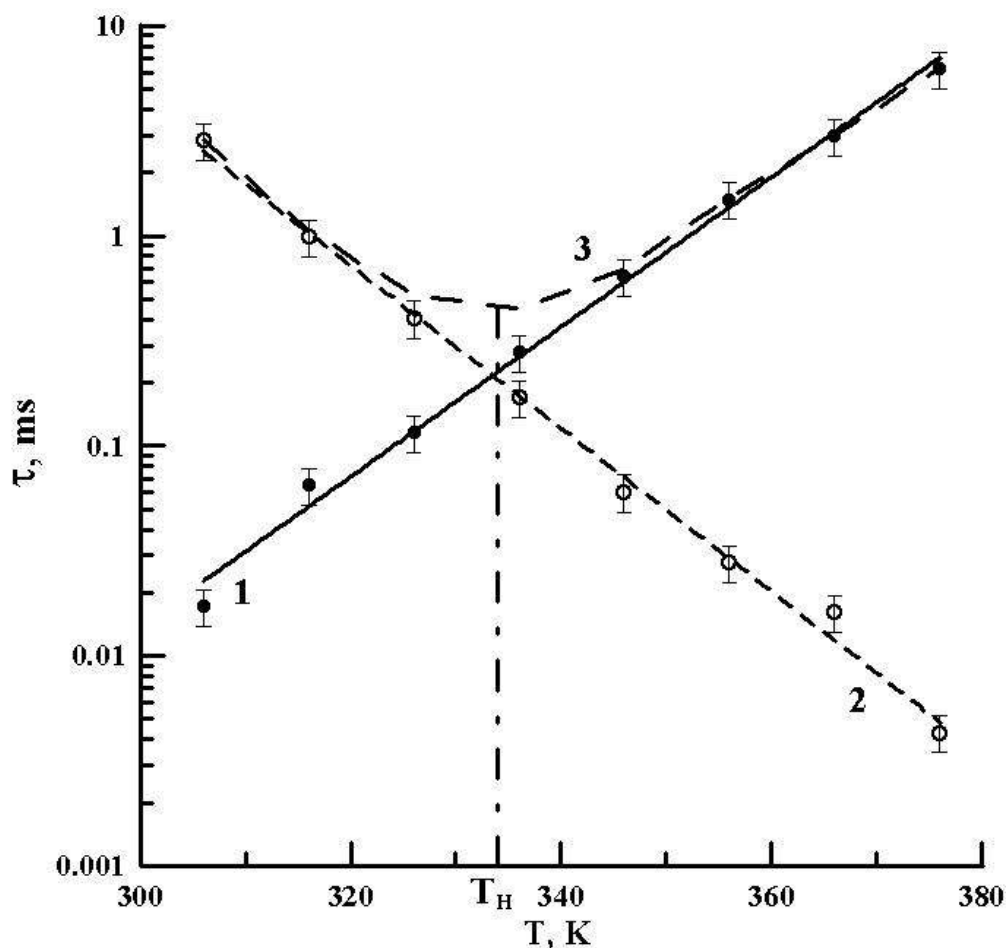


Рис. 2.18 Зависимость времени жизни неосновных носителей заряда (1 – электронов, 2 – дырок) от температуры для 2-ого и 3-его глубокого уровня, $T_H=334$ К

Величина обратно пропорциональная произведению коэффициента захвата на концентрации глубоких уровней, имеет размерность времени и является временем жизни не равновесных носителей заряда [1-3]:

$$\tau_n = (c_n N_t)^{-1}, \quad (2.12)$$

Как видно из рис. 2.18, время жизни имеет экспоненциальную зависимость от температуры, $T_H=334$ К соответствует минимуму суммарному времени жизни через два уровня, так же, из таблицы, после этой температуры не определены коэффициенты захвата для первого уровня, что может быть связано, как с погрешностью примененного метода, так и с процессами, происходящими при этой температуре.

С ростом температуры увеличивается концентрация свободных носителей заряда, а так же энергия тепловых фононов, поскольку энергия обратно пропорциональна длине волны, последнее уменьшается и с определенной температуры (мы предполагаем, что в нашем случае – T_H) длина волны сравнима с длиной свободного пробега носителей заряда, которая прямо пропорциональна времени жизни, все это приводит к увеличению электрон-фононного взаимодействия, и как следствие увеличению длины свободного пробега, а значит времени жизни.

Поскольку время жизни неосновных носителей заряда обратно пропорционально скорости рекомбинации, минимуму времени жизни (при T_H) соответствует максимум скорости рекомбинации, а, следовательно, при данной температуре наблюдается максимальное быстроедействие данного полупроводника.

2.11 Анализ ВАХ Si диода усовершенствованным методом анализа рекомбинационных процессов

Вольтамперная характеристика рис. 2.2 была проанализирована усовершенствованным методом анализа рекомбинационных процессов, была построена приведенная скорость рекомбинации рис. 2.4. Которая была разложена на составляющие и получены параметры двух глубоких центров Таблица 2.22.

Таблица 2.22

Параметры локальных состояний Si:Au диода Д 200 Б

№ лок. сост.	1	2
E_t , эВ	0.56	0.35
c_n , $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	$0.31 \cdot 10^{-8}$	$0.31 \cdot 10^{-7}$
c_p , $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	$0.19 \cdot 10^{-7}$	$0.19 \cdot 10^{-8}$
N_t , см^{-3}	$0.23 \cdot 10^{11}$	$0.57 \cdot 10^{13}$

Полученные значения соответствуют уровням золота в кремнии [4], как по энергиям, так и по коэффициентам захвата.

2.12 Сравнительный анализ экспериментальных значений с теоретическими данными

Таблица 2.23

Сравнительная таблица методов по энергиям глубоких уровней (эВ)

Me тод п/п	DLTS [4-7]		TCE [4-7]		R _{np}		Модифицир. R _{np}	
	Si:Au	GaAs	Si:Au	GaAs	Si:Au	GaAs	Si:Au	GaAs
1	0,56 ± 0,03	0,86 ± 0,03	0,57 ± 0,04	0,72 ± 0,03	0,56 ± 0,05		0,58 ± 0,05	
2		0,66 ± 0,03		0,59 ± 0,03	0,35 ± 0,05	0,60 ± 0,05	0,38 ± 0,05	0,61 ± 0,05
3		0,47 ± 0,03		0,35 ± 0,02		0,44 ± 0,05		0,45 ± 0,05
4		0,11 ± 0,01		0,22 ± 0,01		0,32 ± 0,05		0,3 ± 0,05

Как видно из Таблицы 2.23 наблюдается хорошее совпадение по энергиям полученных нами значений. Также если сравнить коэффициенты захвата для глубоких уровней в Si и GaAs, с имеющимися в литературе данными [4, 7, 25-27, 43, 46], то они тоже имеют хорошее совпадение.

Дальнейшее усложнение полупроводников привело к созданию диодов на основе тройных полупроводниковых соединений, например InGaN (BL513UBD, BLL502 и др.). В таких структурах на первое место выходят туннельно-рекомбинационные процессы в области пространственного заряда [8].

2.13 Описание использованных образцов на основе InGaN

Проведена апробация данной методики на азотсодержащих тройных полупроводниковых соединениях, в качестве таких структур были выбраны диоды на основе InGaN (Таблица 2.24), как наиболее изученные, а значит полученные нами результаты, можно сравнить с результатами других исследователей.

Таблица 2.24

Технические характеристики светодиодов BL- 504UBC

Максимальное обратное напряжение, В	5
Максимальный прямой ток, мА	30
Интенсивность света min, Кд	2000
Интенсивность света max, Кд	5000
Рабочая температура, С	-40...80
Рассеивающая мощность P, мВт	120
Прямое напряжение, В	2.7...4.2
Пиковый прямой ток Iпик., мА, f=1кГц, S=10	100
Длина волны, нм	470
Ширина спектра излучения, нм	50
Видимый телесный угол, град	20

В эксперименте применялись диоды фирмы Kingbright: **BL- 504UBC** диод, 3.5x2.8мм 120мВт.

2.14 Анализ экспериментальных ВАХ образцов на основе InGaN

Были произведены измерения вольт – амперных характеристик образцов на основе нитрида галлия до и после деградации рис. 2.19.

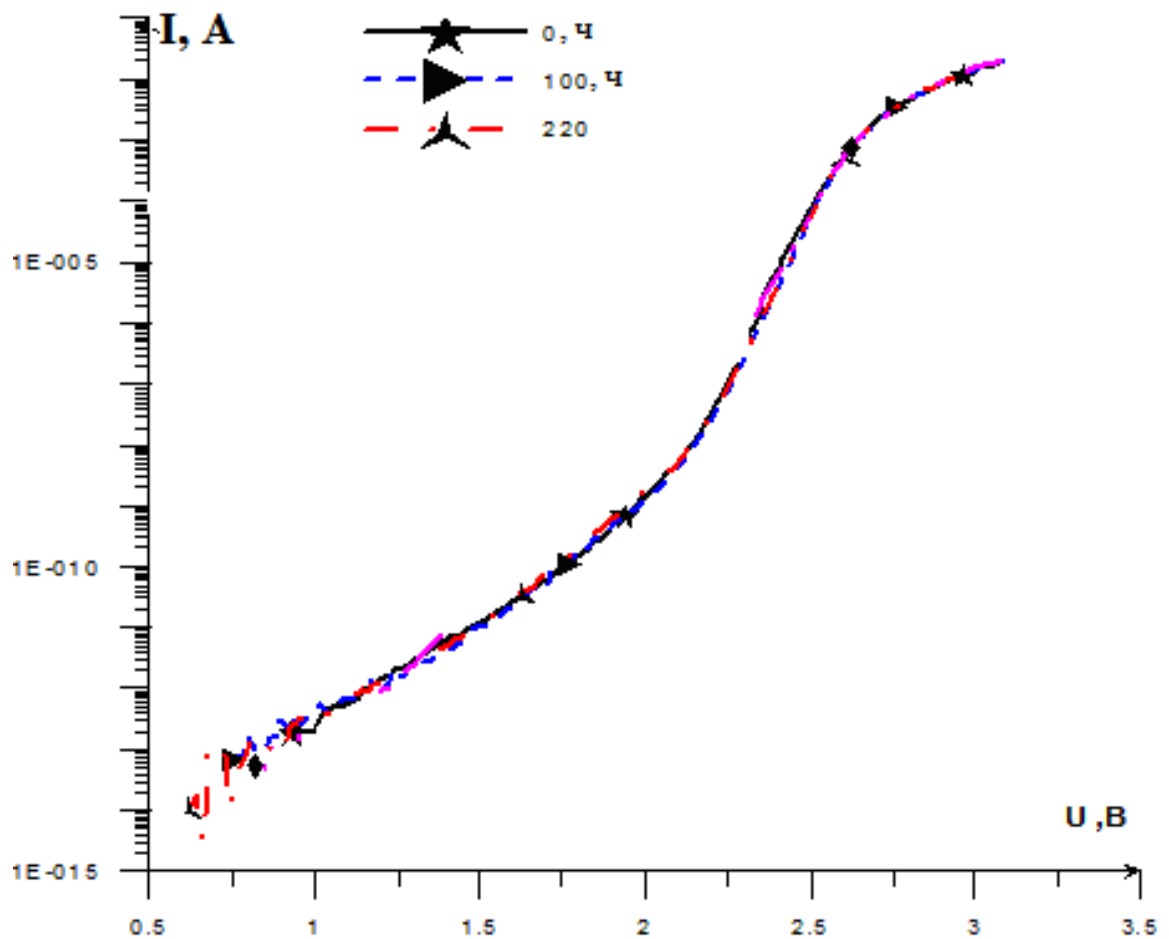


Рис. 2.19 ВАХ InGaN диодов с различным временем деградации .

Таким образом, видно, что деградация при постоянном токе 0-220 часов, не сказывается на вольтамперной характеристике диодов на основе InGaN. Были найдены значения контактной разности потенциалов, Таблица 2.25 и по (2.1) значение выделяемой мощности, Таблица 2.26.

Таблица 2.25

Зависимость контактной разности потенциалов от напряжения.

Время	0 час	100 час	220 час
$U_k, В$	2.48	2.46	2.48

Таблица 2.26

Значения мощности выделяемой на диодах при различном времени деградации

	U=2.2 В		
Время, ч.	0	100	250
P, Вт	$7.9 \cdot 10^{-8}$	$6.49 \cdot 10^{-8}$	$7.1 \cdot 10^{-8}$
y, %	0	18	10

Как видно из таблиц не происходит значительного изменения в контактной разности потенциалов и в выделяемой мощности, что может быть связано с недостаточным временем деградации.

2.15 Усовершенствованный метода анализа туннельно-рекомбинационных процессов

Метод анализа туннельно-рекомбинационных процессов предложенный в работе [8], предполагал, что локальный уровень обменивается с равной вероятностью, как с валентной, так и зоной проводимости, что отражается равенством коэффициентов захвата для обоих видов носителей заряда.

Нами предложено усовершенствование метода анализа туннельно-рекомбинационных процессов, путем добавления еще одного параметра, позволяющего учитывать разную вероятность обмена носителями заряда, локального уровня с обеими разрешенными зонами:

$$R_{np} = \sum_{m=1}^{\xi} \frac{\alpha_m x}{\beta_m x^2 + \gamma_m x + \sigma_m}, \quad (2.13)$$

где $x = \exp\left(\frac{qU}{2k_B T}\right)$, $\alpha_m = \omega_m N_{tm}^2 c_n^m c_p^m n_i$, $\beta_m = c_n^m c_p^m n_i^2$, $\gamma_m = 2\omega_m N_{tm} \sqrt{c_n^m c_p^m} n_i$,

$\sigma_m = \omega N_{tm} (c_n^m n_{1m} + c_p^m p_{1m})$, а m - число глубоких уровней.

Одно из слагаемых (2.13) достигает максимума, когда выполняется соотношение $\beta_m x_{\max}^2 = \sigma_m$, откуда находим энергию активации:

$$E_{tm} = E_g - U + \delta, \quad (2.14)$$

где $\delta = -\frac{k_B T}{2} \ln\left(\frac{c_n N_c}{2\omega N_{tm}}\right)$.

Зная энергию активации глубокого уровня и решая систему 4-х уравнений:

$$\begin{cases} \alpha_m = \omega_m N_{tm}^2 c_n^m c_p^m n_i \\ \beta_m = c_n^m c_p^m n_i^2 \\ \gamma_m = 2\omega_m N_{tm} \sqrt{c_n^m c_p^m} n_i \\ \sigma_m = \omega N_{tm} (c_n^m n_{1m} + c_p^m p_{1m}) \end{cases}, \quad (2.15)$$

получаем:

$$\omega_m = \frac{\gamma_m^2}{4\alpha_m n_i}, \quad (2.16)$$

$$N_{tm} = \frac{2\alpha_m n_i}{\gamma_m \sqrt{\beta_m}}, \quad (2.17)$$

$$c_n^m = \frac{\gamma_m \beta_m}{N_c \exp\left(-\frac{q(E_c - E_{tm})}{k_B T}\right) (\sigma_m \sqrt{\beta_m} \pm \sqrt{\beta_m (\sigma_m^2 + \gamma_m^2)})}, \quad (2.18)$$

$$c_p^m = \frac{\sigma_m \sqrt{\beta_m} \pm \sqrt{\beta_m (\sigma_m^2 + \gamma_m^2)}}{N_v \exp\left(-\frac{q(E_{tm} - E_v)}{k_B T}\right) \gamma_m}, \quad (2.19)$$

В нашем методе, добавление еще одного коэффициента, позволяет разрешить систему (2.15), учитывая разные вероятности обмена носителями заряда, локального состояния, с валентной и зонной проводимости, что отражается в разности выражений (2.18, 2.19), полученных для коэффициентов захвата.

2.16 Анализ ВАХ InGaN диодов улучшенным методом т.-р. процессов

В работах [8, 9] показано, что в таких структурах имеют место туннельно-рекомбинационные процессы переноса заряда. Значит предложенный нами метод можно использовать для анализа ВАХ InGaN диодов.

На рисунке 2.20 приведен пример разложения.

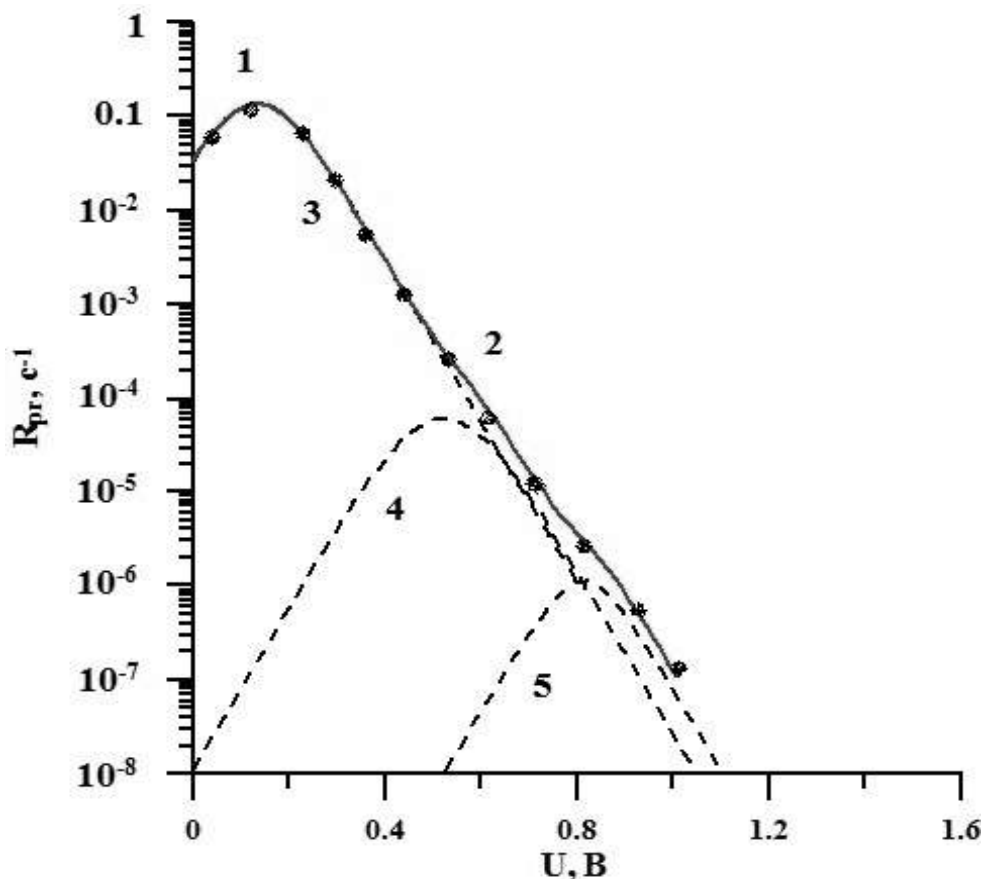


Рис. 2.20 Приведенная скорость рекомбинации светодиода на основе InGaN,

где 1 – экспериментальная кривая, по данным; 2 – теоретическая кривая (сумма элементарных кривых); 3, 4, 5 – пики соответствующие энергетическим уровням

Найдены параметры локальных состояний в диодах на основе тройных азотсодержащих полупроводниковых структурах [133-139], таблица 2.25.

Параметры глубоких центров диода на основе InGaN

	1	2	3
Энергия, эВ	0,32	0,16	0,05
$c_n, \text{cm}^3 \cdot \text{c}^{-1}$	$0.18 \cdot 10^{-15}$	$0.31 \cdot 10^{-16}$	$0.19 \cdot 10^{-16}$
$c_p, \text{cm}^3 \cdot \text{c}^{-1}$	$0.57 \cdot 10^{-14}$	$0.33 \cdot 10^{-16}$	$0.52 \cdot 10^{-16}$
N_t, cm^{-3}	$0.54 \cdot 10^9$	$0.45 \cdot 10^{10}$	$0.13 \cdot 10^{10}$

Полученные значения были сравнены, с данными из литературы, 2 уровень можно соотносить с акцепторным уровнем марганца в GaN, причем значения совпадают, как по энергиям, так и по значениям коэффициентов захвата [9]. Первый уровень соотносится с уровнем, создаваемым марганцем, 3 уровень соответствует высоте потенциального барьера омического контакта Ti/Ag–n-GaN [10].

2.16 Метод модифицированной приведенной скорости рекомбинации для анализа рекомбинационных и туннельно-рекомбинационных процессов обладает следующими достоинствами и недостатками

Достоинства:

1. Простота и быстрота проведения эксперимента, комплекс прост в изготовлении и наладке, использует типовые измерительные приборы с классом точности не хуже 0.01. (погрешность измерения напряжения вольтметра В7-40 не превосходит 0,03%) Шаг изменения напряжения прямого смещения 0.02 В.
2. Для расчета необходимо измерить ВАХ и ВФХ при одной температуре.
3. Приведенная скорость рекомбинации обратная к времени жизни. Эта величина имеет простой графический вид, с которым удобнее работать, нежели с графиком времени жизни. График данной величины легко разделить на составляющие, связанные с отдельными центрами рекомбинации.

4. Температуры – любые, в том числе комнатные.
5. Можно обнаружить центры как излучательной, так и безызлучательной рекомбинации, заключенные в широком интервале энергий внутри запрещенной зоны.
6. Достоинства те же, что и методики R_{np} , но есть возможность получить отдельно коэффициенты захвата и концентрацию глубокого уровня.

Недостатки:

- a.* Трудность определения положения отсчета уровня энергии.
- b.* Не позволяет обнаруживать примеси на глубоких уровнях.
- c.* Не дает возможность определения пространственного распределения примесей, образующих глубокие уровни.

2.17 Заключение

Результаты проверки показали высокую точность используемого метода. В отличие от предложенного ранее, в работах [2, 3] метода, модификация модели позволила отдельно определять коэффициенты захвата электронов и дырок, а также концентрацию рекомбинационных центров, а не минимальные времена их жизни, как это имело место ранее.

Анализа экспериментальных вольтамперных характеристик, тройных полупроводниковых соединений, хорошо согласуются с литературными данными, что доказывает адекватность применяемых методов для определения параметров рекомбинационных центров.

3 Вольтамперная характеристика диода, на основе одиночной одностенной углеродной нанотрубки

Структуры, которые наиболее близки к квантовым нитям – это углеродные нанотрубки (УНТ).

3.1 Плотность состояний в энергетических зонах для УНТ

Для полупроводниковых нанотрубок, которые в основном являются нанотрубками типа «zigzag» с хиральностью $(j, 0)$, зависимость энергии от волнового вектора имеет вид [23, 140-145]:

$$E(k) = \gamma_0 \sqrt{1 + 4 \cos\left(\frac{\sqrt{3}ka}{2}\right) \cos\left(\frac{l\pi}{j}\right) + 4 \cos^2\left(\frac{l\pi}{j}\right)}, \quad (3.1)$$

где γ_0 – интеграл переноса электрона от узла к соседнему узлу; k – волновой вектор; $a = 0,142$ нм – расстояние между соседними атомами углерода; $l = 1, 2, 3, \dots$ – квантовое число; j – индекс хиральности.

Углеродную нанотрубку можно рассматривать в виде квантовой проволоки, тогда, согласно [12, 23, 144], плотность состояний в «наношнуре» в пределах одной зоны определяется формулой:

$$N(E) = \frac{\sqrt{2m^*}}{\pi \hbar d^2 \sqrt{(E - E_{x,y})}}, \quad (3.2)$$

где m^* – эффективная масса носителей заряда; \hbar – постоянная планка; E – энергия; $E_{x,y}$ – энергия соответствующая дну подзоны с соответствующими x, y ; d – диаметр квантовой проволоки.

Концентрацию электронов в зоне проводимости можно найти интегрируя зависимость концентрации свободных электронов по энергии:

$$n = \int_{E_c}^{E_{\max}} N(E) f(E, T) dE = \int_{E_c}^{\infty} \frac{\sqrt{2m_n^*}}{\pi \hbar d^2 \sqrt{E - E_c}} \frac{dE}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right)}, \quad (3.3)$$

где m_n^* – эффективная масса электрона; E_c – энергия дна зоны проводимости; E_F – энергия Ферми; Верхним пределом можно выбрать бесконечность, потому что функция Ферми–Дирака быстро уменьшается. При условии, что $\exp(\frac{E - E_F}{k_B T}) \gg 1$, получаем:

$$n = \frac{\sqrt{8m_n^* k_B T}}{\sqrt{\pi} \hbar d^2} \exp(-\frac{E_c - E_F}{k_B T}), \quad (3.4)$$

где эффективная плотность состояний в зоны проводимости:

$$N_c = \frac{\sqrt{8m_n^* k_B T}}{\sqrt{\pi} \hbar d^2}. \quad (3.5)$$

Аналогично для дырок.

3.2 Разложение приведенной скорости рекомбинации

Дальнейшим развитием квантоворазмерных полупроводников являются углеродные нанотрубки, которые можно считать одномерными и наноразмерными объектами, их свойства до сих пор не изучены в полной мере. Поэтому интересно применить методы, предложенные в прошлых главах, для исследования вольтамперных характеристик углеродных нанотрубок.

В работе [140-145] показано, что в нанопроводах, к которым можно отнести и одностенные углеродные нанотрубки, основным механизмом протекания тока является туннелирование. В работе [105] представлена ВАХ диода на основе одностенной полупроводниковой углеродной нанотрубки рис. 3.1.

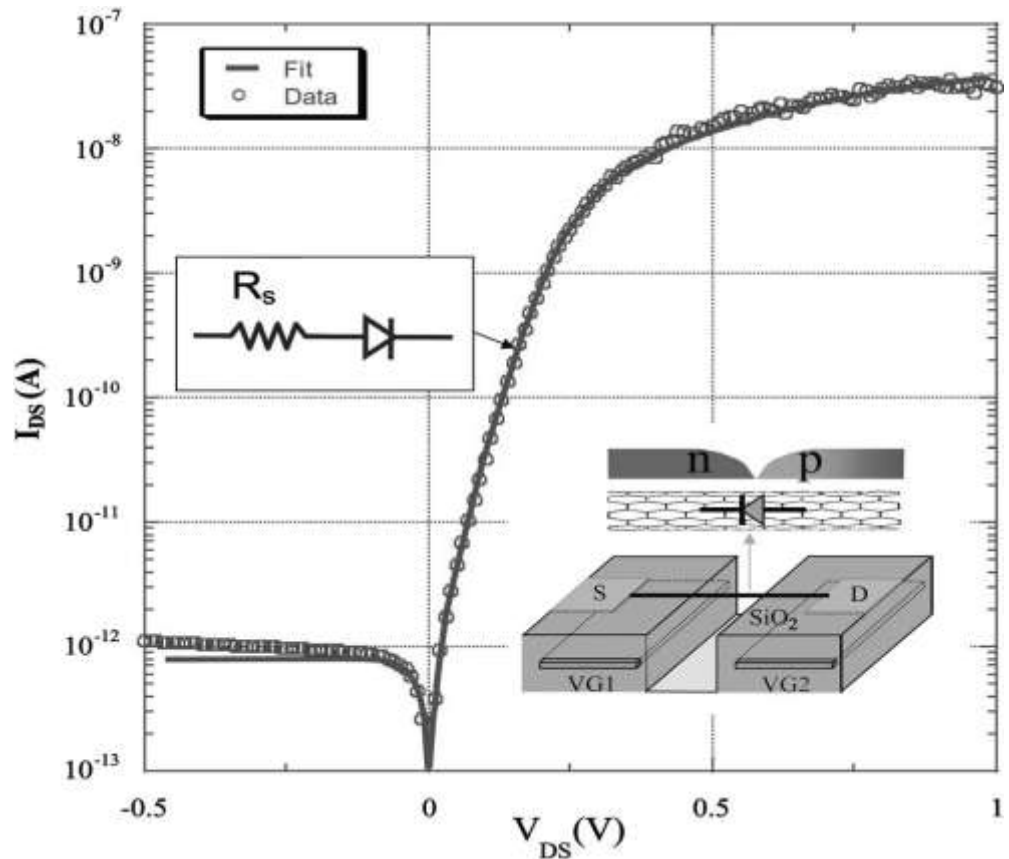


Рис. 3.1 Вольтамперная характеристика диода на основе одностенной УНТ [105]

Для анализа полупроводниковой УНТ были взяты данные работы [105]. В этой работе было найдено значение тока насыщения, которое позволяет оценить ширину запрещенной зоны $E_G = 0.6...0.8$ эВ. Поскольку в работе [105] изучалась одностенная полупроводниковая УНТ типа «zigzag» с хиральностью (16,0), то можно оценить диаметр нанотрубки:

$$d = \frac{\sqrt{3}}{\pi} d_0 \sqrt{i^2 + ij + j^2}, \quad (3.6)$$

где $d_0 = 0.142$ нм – расстояние между атомами углерода в нанотрубке [12, 23], i, j – индексы хиральности. Получаем диаметр УНТ ($i=16, j=0$): $d = 1.253$ нм. Величина эффективной массы носителей заряда была взята из работ [140-145]: $m_n^* = 0.004m_e$ и $m_p^* = 0.004m_e$, где m_e - масса электрона. По формулам (3.4) и (3.5) были вычислены концентрации электронов и дырок и эффективная

плотность состояний в соответствующих зонах (с учетом $m_n^* = m_p^*$):
 $n = 1.807 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$, $N_c = 5.961 \times 10^{23} \text{ м}^{-3}$, $p = 1.807 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$,
 $N_v = 5.961 \times 10^{23} \text{ м}^{-3}$. Зная эти величины, можно найти концентрацию
 собственных носителей в полупроводниковой нанотрубке с хиральностью
 (16,0): $n_i = \sqrt{np} = 1.807 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$. Зная хиральность, мы рассчитали энергию дна
 зоны проводимости 0.329 эВ и энергию потолка валентной зоны -0.329 эВ, а
 энергия Ферми 0 эВ. С использованием этих данных вольтамперная
 характеристика, из работы [105], была перестроена в кривую $R_{np}(U)$ (рис. 3.2).

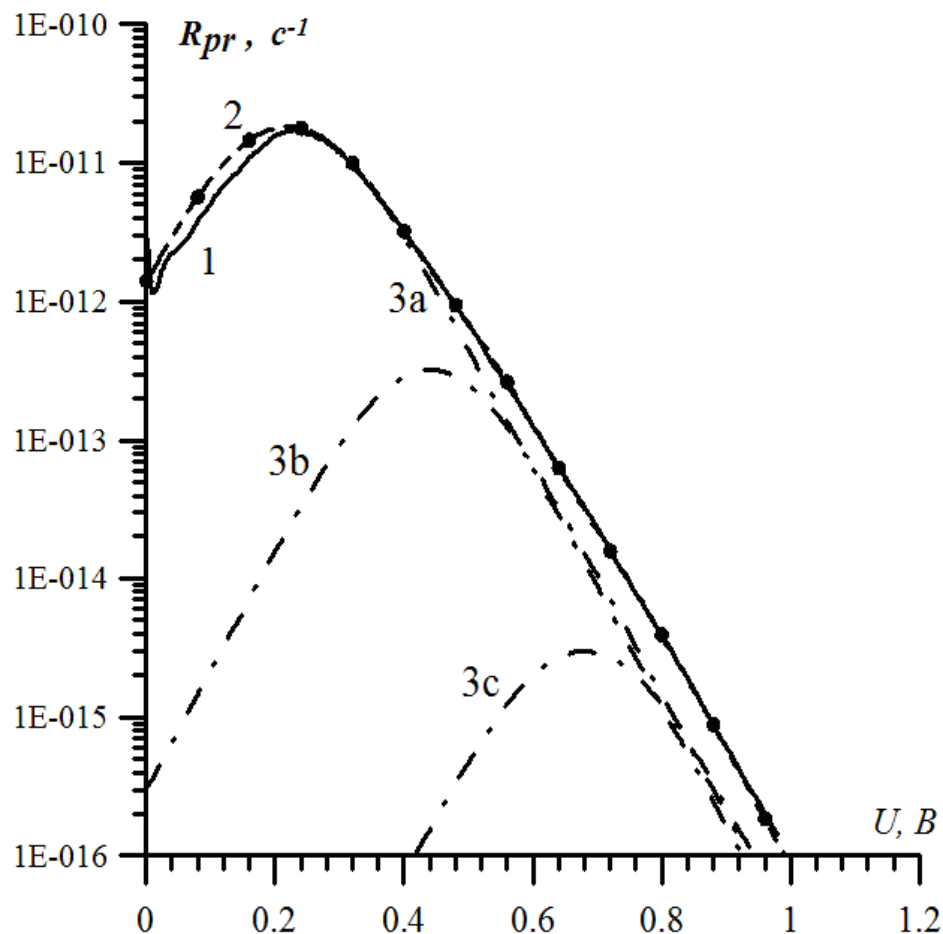


Рис. 3.2 Зависимость приведенной скорости рекомбинации и разложение на элементарные составляющие, где 1 – экспериментальная кривая, по данным [105]; 2 – теоретическая кривая (сумма элементарных кривых); 3 – теоретический пик, построенный по (9), 3а – с энергией 0.09 эВ; 3б – с энергией 0.20 эВ; 3с – с энергией 0.32 эВ

Экспериментальная зависимость модифицированной приведенной скорости рекомбинации для туннельно-рекомбинационных процессов, была разложена на три составляющие (по методике предложенной во второй главе) и определены энергии локальных состояний относительно уровня Ферми, Таблица 3.1.

Таблица 3.1

Энергии локальных центров в одностенной полупроводниковой углеродной нанотрубке хиральности (16, 0)

№ уровня	1	2	3
Энергия, эВ	$E_t^1 = 0.09$ эВ	$E_t^2 = 0.20$ эВ	$E_t^3 = 0.32$ эВ

Нам неизвестны значения, входящие в произведение $\frac{(U_k - U)}{2 * k * T * S * d(U) * n_i}$,

где U_k – контактная разность потенциала, k – постоянная Больцмана, T – температура, S – площадь р-п-перехода, $d(U)$ – ширина ОПЗ, n_i – концентрация собственных носителей заряда, поэтому мы не можем найти другие параметры глубоких уровней, такие как коэффициенты захвата, концентрацию, вероятность туннелирования. Поскольку $E_c - E_t^3 < k * T$, $T = 300$ К, то третьим уровнем можно пренебречь. В процессе переноса анализируемого эксперимента принимают участие 1 и 2 локальные состояния. Найденные уровни можно соотнести с дефектами в углеродной нанотрубке, как показано в [12, 23, 56, 92, 140-144, 147], дефекты УНТ влияют на поведимось нанотрубки, а значит должны создавать глубокие центры в запрещенной зоне.

3.3 Заключение

Найдено аналитическое выражение для концентрации носителей заряда и плотности локальных состояний для ОУНТ, при рассмотрении ее, как квантовой проволоки. Из работы [105] была взята вольтамперная характеристика ОУНТ (16,0), которая была обработана по модифицированной методике анализа туннельно-рекомбинационных процессов. Были получены значения энергий трех локальных центров.

4 Исследование вольтамперной характеристики реальных образцов на основе массива углеродных нанотрубок

4.1 Конструкции экспериментальных образцов интегрального преобразователя давления

Технологический маршрут изготовления тестовых кристаллов представлен в таблице 4.1.

Таблица 4.1

Технологический маршрут изготовления экспериментальных образцов ИПД

№ п/п	Наименование операций	Режим обработки	Примечание
1	Окисление	1000 °С, 0,1 мкм	
2	Маркировка пластин		Лицевая стор.
3	ЖХТ SiO ₂	0,1 мкм, до скатывания	
4	Окисление	1000 °С, 0,65 мкм	
5	Осаждение Si ₃ N ₄	d=0,16-0,18 мкм	
6	Ф/Л-1 «Мембрана»		Обратн. Стор.
7	ПХТ Si ₃ N ₄	0,2 мкм	Обратн. Стор.
8	Нанесение ХСЛ		С двух стор.
9	ЖХТ SiO ₂	0,1 мкм, до вскрытия окон	
10	Снятие ХСЛ		С двух стор.
11	ЖХТ Si анизотропное	ЭДП, h=50÷60 мкм	Обратн. Стор.
12	ЖХТ SiO ₂	0,1 мкм, до Si в мембранах	Обратн. Стор.
13	Нанесение ХСЛ		Лицевая стор.
14	ЖХТ Si анизотропное	КОН, d _{м1} =45÷50 мкм	Обратн. Стор.
15	ЖХТ Si изотропное	HF:HNO ₃ :CH ₃ COOH (1:5:5), h _{тп} =1÷3 мкм	
16	Снятие ХСЛ		Лицевая стор.
17	ПХТ Si ₃ N ₄	0,25 мкм до SiO ₂	Лицевая стор.
18	ЖХТ SiO ₂	0,65 мкм до Si	Лицевая стор.
19	Окисление	1000 °С, 0,65 мкм	
20	Осаждение Si ₃ N ₄	d=0,16-0,18 мкм	
21	Осаждение Si*	0,25 мкм	Лицевая стор.
22	Диффузия Р		
23	ЖХТ ФСС	до скатывания	
24	Ф/Л-2 «Электроды»		Лицевая стор.
25	ПХТ Si*	0,25 мкм до Si ₃ N ₄	Лицевая стор.
26	Удаление ФР		
27	Осаждение SiO ₂	d=0,3 мкм	Лицевая стор.
28	Ф/Л-3 «Контактные окна»		Лицевая стор.

29	ЖХТ SiO ₂	h=0,35 мкм, до Si*	
30	Удаление ФР		
31	Нанесение Al	d=150 нм	Лицевая стор.
32	Нанесение FeNiCo ₂₀	d=7-8 нм	Лицевая стор.
33	Ф/Л-4 «Катализатор»		Лицевая стор.
34	Травление Al+FeNiCo	до Si* и Si ₃ N ₄	
35	Удаление ФР		
36	Надрезка пластин		
37	Разделение пластин на кристаллы		
38	Синтез массивов УНТ	25 мкм	Лицевая стор.

Синтез массивов УНТ при температуре 500°С был реализован на основе метода химического газофазного осаждения с плазменной стимуляцией. В качестве катализатора роста использовалась плена FeNiCo₂₀ толщиной 5 нм, нанесенная на буферный слой титана толщиной 50 нм. Перед синтезом массивов УНТ образцы подвергались кислородному отжигу при температуре рабочего стола 280°С в течение 5 мин. Мощность ВЧ (13,56МГц) плазмы составляла 100 Вт, расход кислорода 100см³/мин, давление в камере 2 Торр. Затем температура увеличивалась с 280°С до 500°С в атмосфере Ar (100см³/мин) и давление в камере составляло 1 Торр. По достижению 500°С проводился восстановительный отжиг в течение 10 мин. Мощность ВЧ плазмы составляла 100Вт, расход аммиака составлял 50см³/мин, а Ar/H₂(5%) – 50см³/мин. Затем добавляли этилен, расход которого составлял 30см³/мин, и задавали мощности ВЧ генератора 20Вт, а НЧ генератора (50кГц) 30Вт. Длительность синтеза составляла 20 мин. Изображение массива УНТ полученного в данном процессе представлено на рисунке 4.1. Высота массива равна 2,5 мкм.

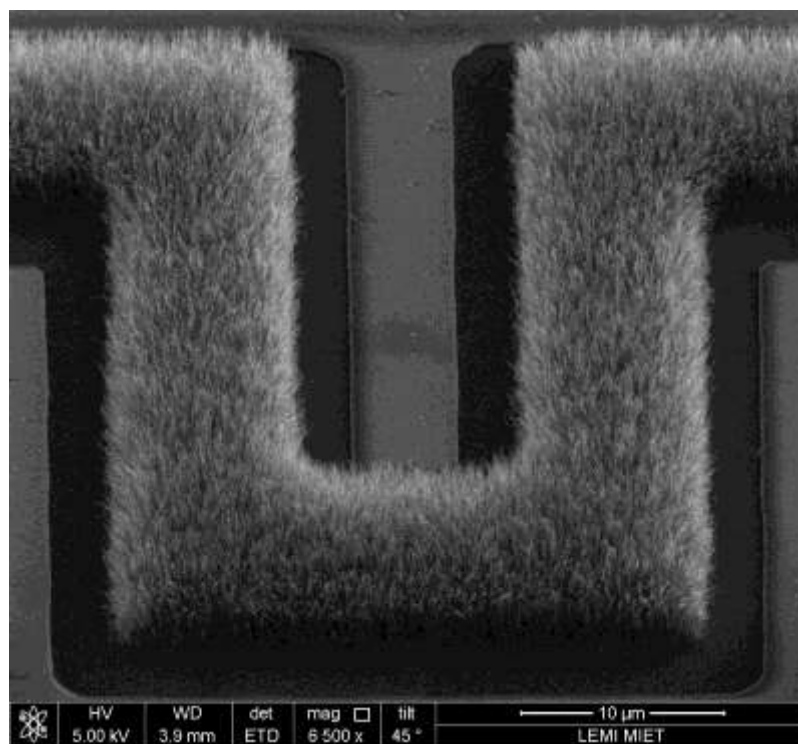


Рис. 4.1 – РЭМ изображение массива УНТ синтезированного при температуре 500°C

4.2 ВАХ полученных образцов

На рисунке 4.2 представлена типичные вольтамперные характеристики образца

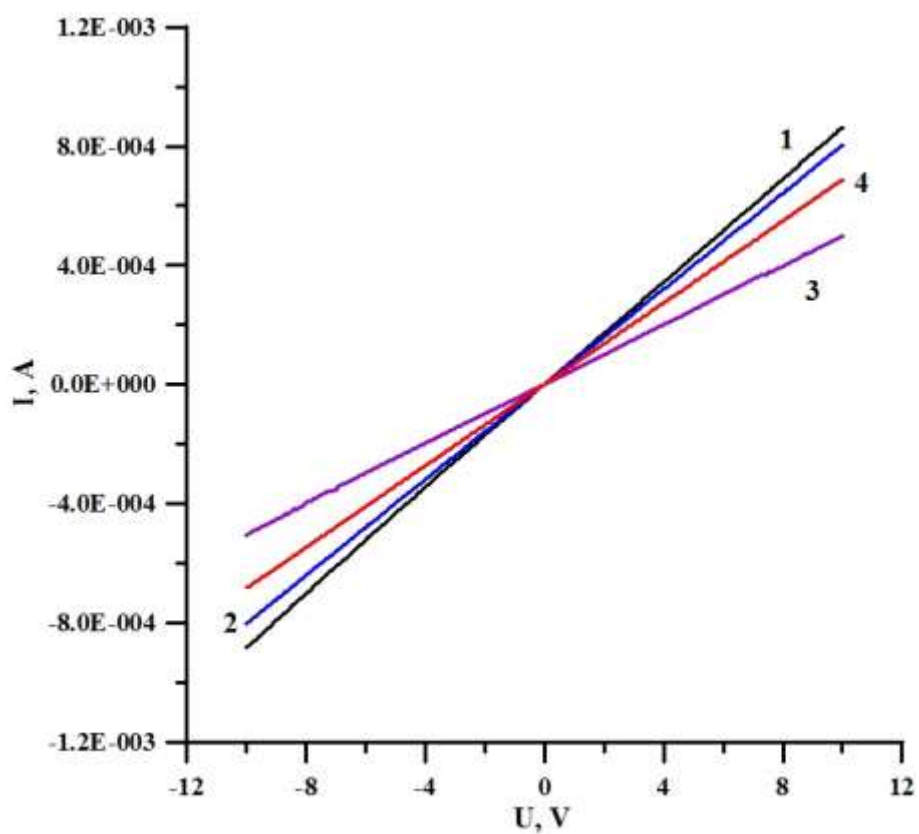


Рис. 4.2 Вольтамперные характеристики 4 массивов УНТ

Как видим, ВАХ представляют собой классическую вольтамперную характеристику для резистора, что неудивительно и может объясняться остатками катализатора и буферного слоя титана. Чтобы избавиться от этих остатков, и исследовать «чистую» ВАХ, массива УНТ, образец был подвергнут нагреву до 550 К, а также через него был пропущен электрический ток высокой плотности $j \approx 20 \text{ MA/m}^2$, что соответствует току 20 мА. В результате остатки катализатора и буфера были уничтожены, и на рис 4.3 представлена ВАХ массива УНТ после высокоэнергетического воздействия.

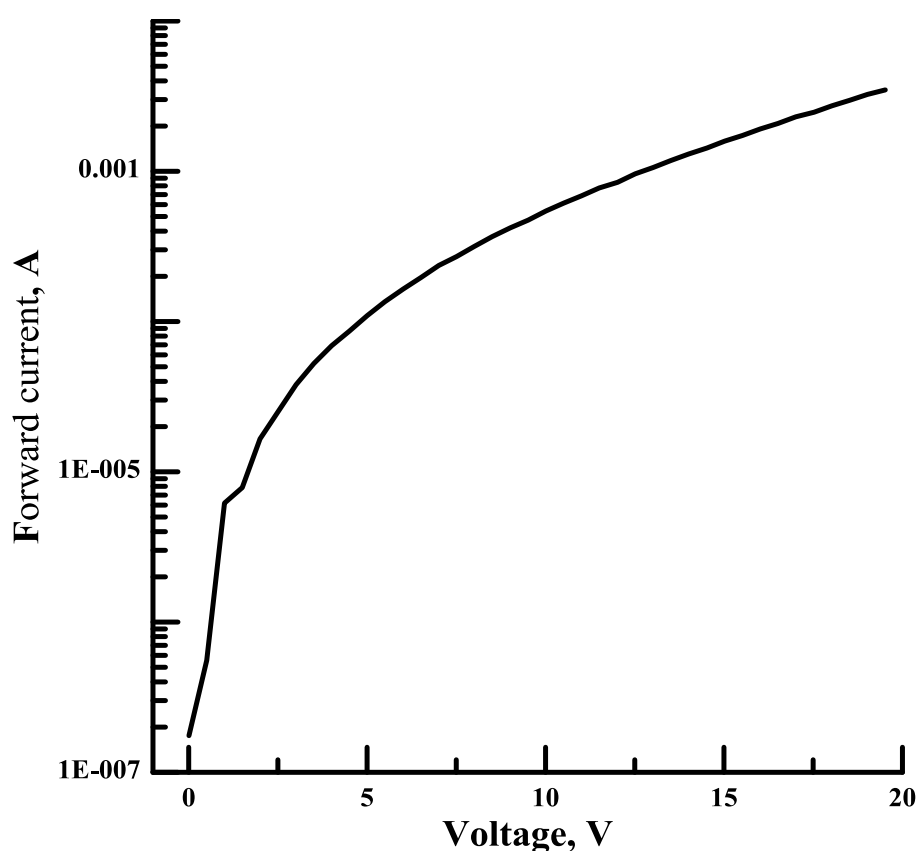


Рис. 4.3 ВАХ массива УНТ после пропускания тока высокой плотности

В результате воздействия, как видно из рисунка 4.3, вольтамперная характеристика стала соответствовать ВАХ полупроводникового диода.

Перед вторым измерением образец помещался в затемненный замкнутый сосуд непосредственно над поверхностью воды. Ток при одинаковом напряжении и комнатной температуре увеличился в 10^8 раз.

После этого цикл сушки – измерение в сухой атмосфере – измерение во влажной атмосфере циклически повторялся. Были получены стабильные, воспроизводимые вольтамперные характеристики, приведенные на рис. 4.4. Как показывают данные рис.4.4. ток через образец в сухой и влажной атмосфере отличается в 10^5 раз, демонстрируя высокую чувствительность к влаге.

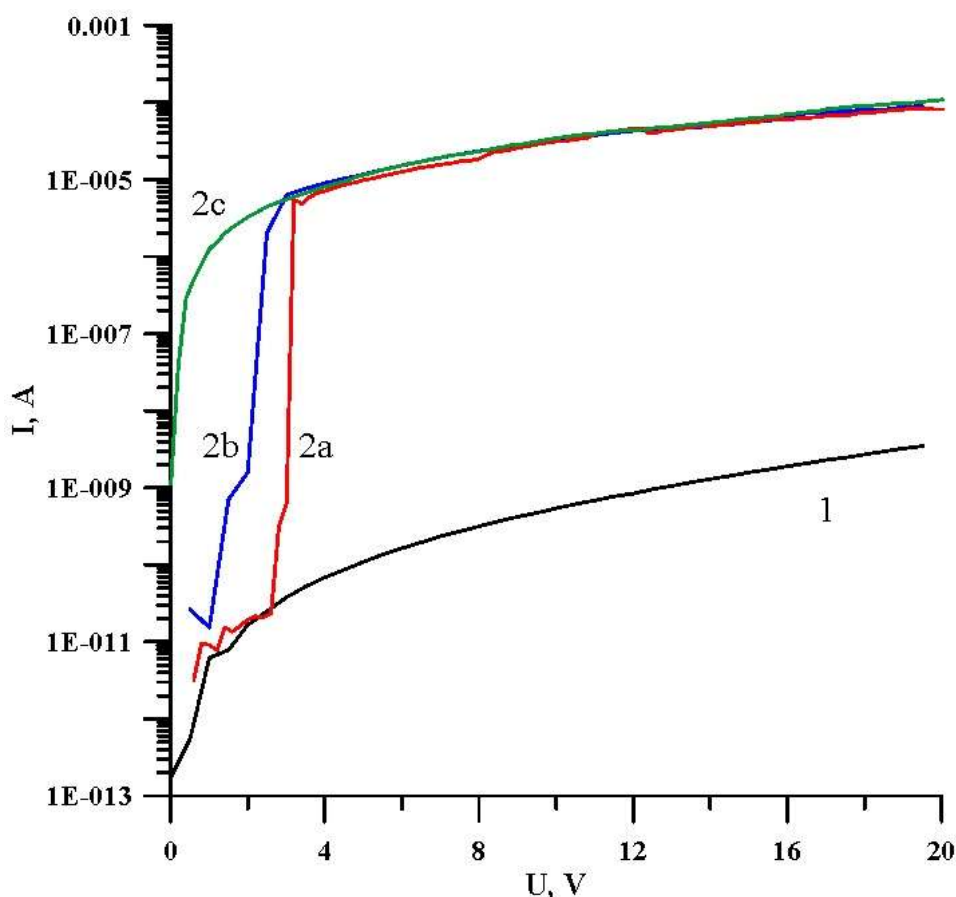


Рис. 4.4 ВАХ массива УНТ до и после насыщения водой. *1* - до насыщения, *2a, 2b, 2c* – после

Вид вольтамперной характеристики хорошо описывается формулами для туннельной рекомбинации, полученными в работах [1-3]. В соответствии с результатами этих работ при определенном напряжении канал переноса, связанный с туннельным или прыжковым переносом из одного локализованного состояния насыщается рис 4.5 и 4.6. Это ограничение связано с величиной плотности состояний, между которыми осуществляется электронный переход. Низкая величина плотности ограничивает величину тока.

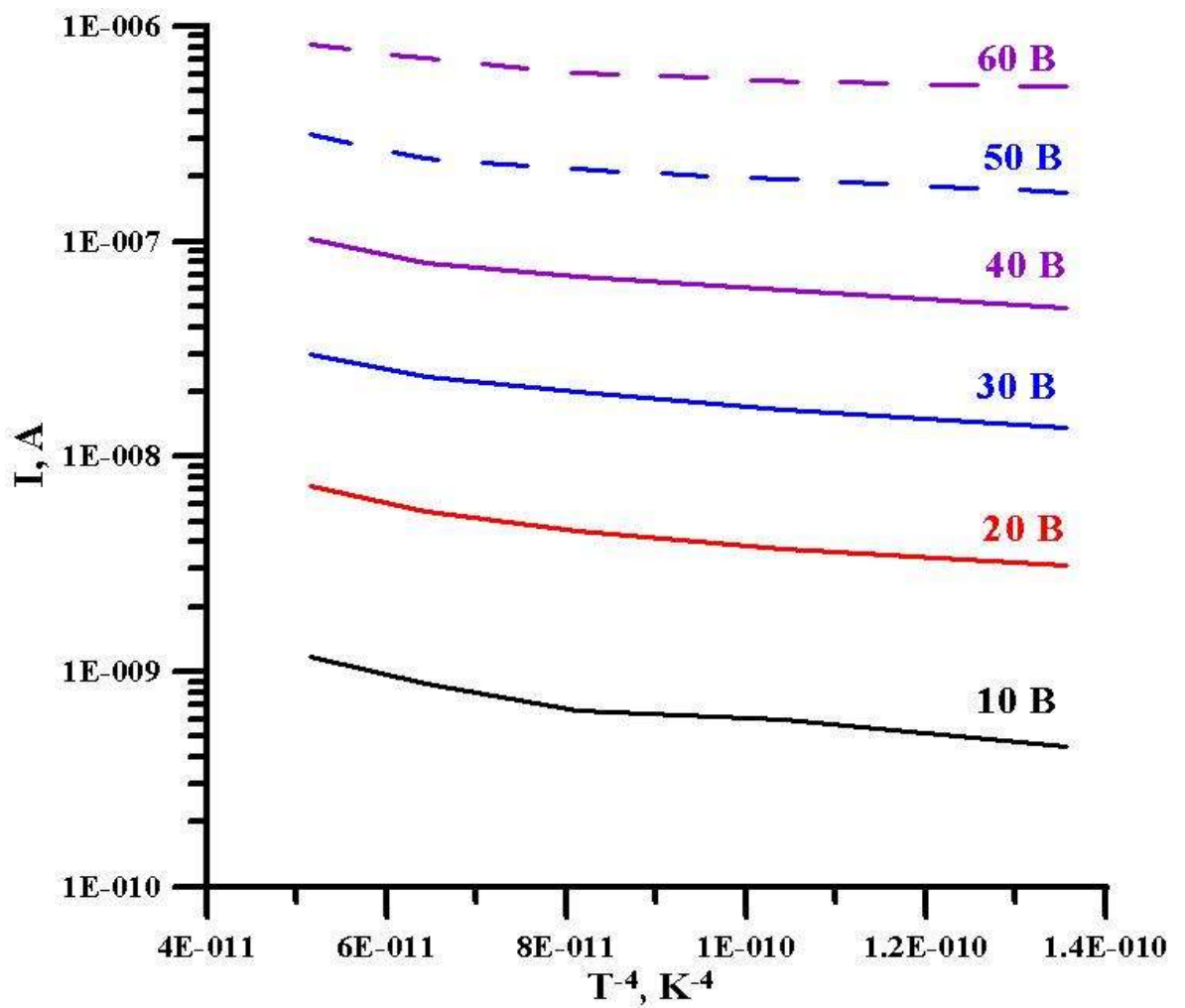


Рис. 4.5 Зависимость тока через массив УНТ от температуры до воздействия водой

Как видно основной механизм протекания тока – это прыжковая проводимость, которая описывается формулой Мотта [1-3].

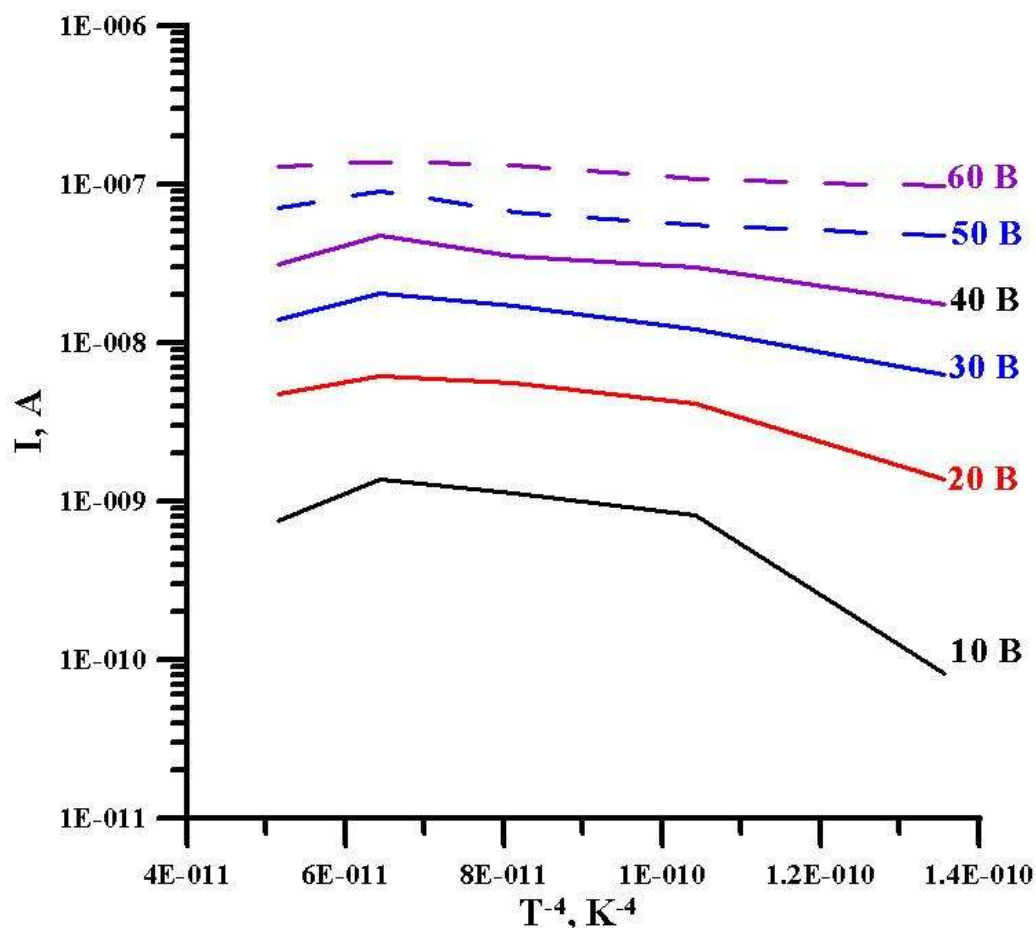


Рис. 4.6 Зависимость тока через массив УНТ от температуры после воздействия водой

Как видно из рис. 4.6 после воздействия водой при низких напряжениях прыжковая проводимость, сменяется другим видом проводимости, в чем и проявляется непосредственное влияние воды – приводящее к увеличению электрической проводимости массива УНТ.

В случае, когда переходы электронов с трубки на трубку описываются прыжковой проводимостью Мотта, вероятность туннельного перехода будем считать величиной, зависящей только от интеграла перекрытия [1-3]:

$$w(E) = w_{LR}(E) = w_{RL}(E) = \nu \exp(-2r/a), \quad (4.1)$$

где ν – частота попыток преодоления потенциального барьера, равная частоте характеристического фонона; $a = \hbar / \sqrt{2mE}$ – радиус локализации [1]; r – средняя длина прыжка, равная среднему расстоянию между ловушками, которое, в свою очередь, определяется их концентрацией: $r = 1 / \sqrt[3]{N}$.

При этом величина тока связана с концентрацией локализованных состояний (N) формулой [4,5]:

$$j_r = \frac{2k_B T d(U)}{(U_k - U)} N^2 \nu \exp\left(-\frac{2}{a \sqrt[3]{N}}\right), \quad (4.2)$$

где j_r – плотность тока при прямом смещении напряжения U ; U_k – контактная разность потенциалов; S – площадь p - n -перехода; $d(U)$ – ширина области пространственного заряда; k_B – постоянная Больцмана; T – температура; ν – число попыток в единицу времени преодоления электроном потенциального барьера, отделяющего соседние локализованные состояния.

Можно высказать следующие предположения о причинах значительного увеличения проводимости трубок во влажной среде. Во-первых, адсорбция молекул воды сопровождается изменением плотности локализованных состояний [1], что приводит к росту отношения токов. Во-вторых, молекулы воды на поверхности нанотрубок создают взаимное притяжение, которое сближает нанотрубки в пучке. В виду этого уменьшается радиус локализации электронов a , который равен среднему расстоянию, преодолеваемому электроном при переходе между расположенными рядом нанотрубками. Это обстоятельство также приводит к росту отношения токов.

4.3 Разложение приведенной скорости рекомбинации

Тут стоит отметить, что поскольку для исследований был выбран массив из вертикально стоящих нанотрубок, нам неизвестна ширина запрещенной зоны, а значит, мы не сможем определить ни энергию активации, ни остальные параметры, но так как напряжение пика напрямую связано с энергией активации, то, зная, как изменяются напряжения соответствующих пиков, можно проанализировать, какое влияние оказывает вода на уровни в запрещенной зоне.

На рисунке 4.7 показано, как ведет себя вольтамперная характеристика до насыщения водой, сразу после и через несколько циклов нагрев от 293 К до 503 К, все ВАХ были получены при 293К.

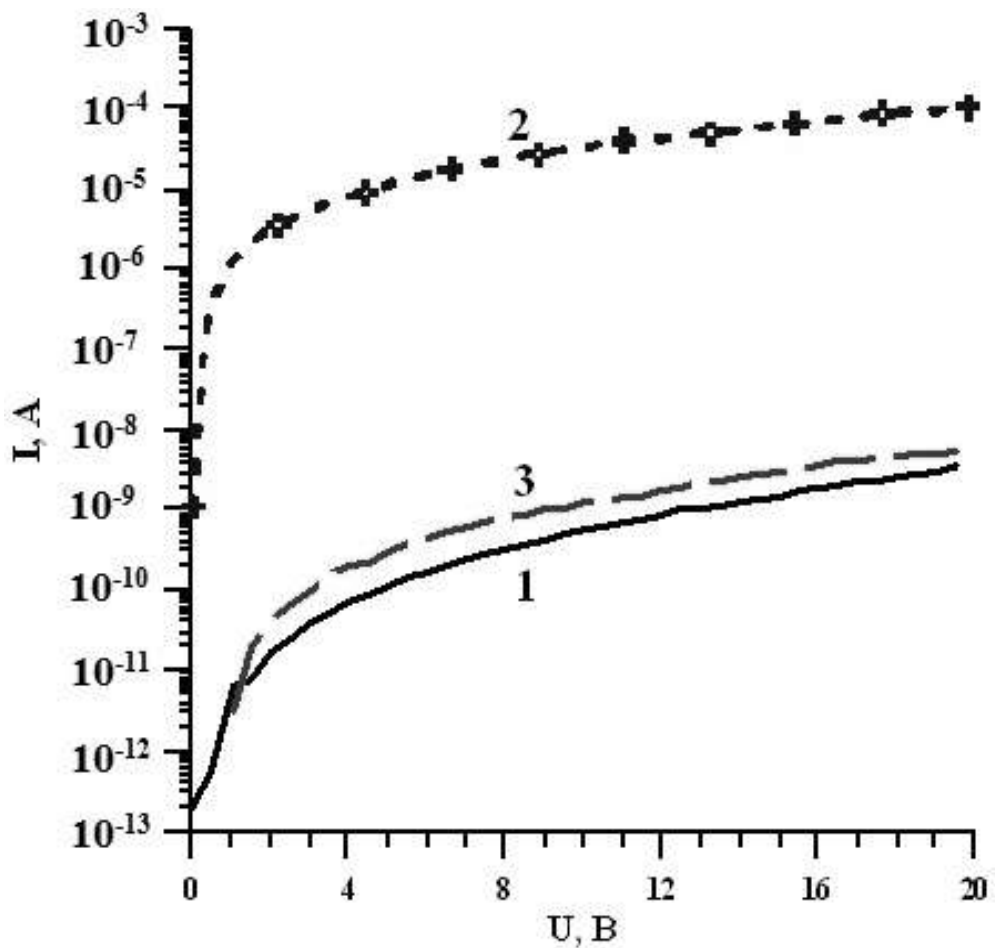


Рис. 4.7 ВАХ массива УНТ: 1-до насыщения водой, 2- сразу после насыщения, 3-через несколько последовательных отжигов

ВАХ были обработаны методом модифицированной приведенной скорости рекомбинации с туннелированием [148, 149], в таблице 4.2 приведены значения напряжения пиков.

Напряжения пиков, разложения приведенной скорости рекомбинации,
массива УНТ

	Напряжение пиков, В		
	до воды	после насыщения водой	через несколько последовательных отжигов
1	0.47	0.19	0.1
2	0.64	0.305	0.22
3	0.84	0.475	1.43
4	1.48	0.775	1.9
5	1.88	1.07	2.8
6	2.38	1.47	3.3
7	2.85	1.93	3.9
8	4.5	2.73	4.8
9	7	3.73	6
10	9	4.63	7.1
11	10	6.23	8.9
12	11	7.93	10.3
13	12	9.63	12
14	13.8	11.23	13.5
15	15.1	14.13	15
16	15.8	16.13	16.8

В статье [150] выяснено, что погружение пучков нанотрубок в органические растворители и последующая сушка позволяют значительно увеличить плотность пучков, что объясняется капиллярной коалесценцией. При испарении растворителя, капиллярные силы заставляют нанотрубки сближаться и связываться при помощи Ван-дер-ваальсовых взаимодействий, в ней отмечается, что плотность пучков увеличивается в 25 раз. На плотность и конечную форму пучка оказывают влияние многие факторы [150].

Такое значительное увеличение плотности может стать основой трехмерных компьютерных, электродов для суперконденсаторов и водородных топливных элементов и др. [150].

То есть, тот эффект, который мы наблюдаем на исследованных структурах, может быть подобен тому, что описывается в [150], с тем лишь отличием, что после длительного отжига, вода, практически без следов, удаляется из массива УНТ, но, как видно, из графиков 4.8-4.10, вода приводит к уплотнению массива УНТ, о чем свидетельствует положение пиков, на приведенной скорости рекомбинации, а именно равномерность распределения их по напряжению после воздействия водой (Таблица 4.2).

4.4 Заключение

Экспериментально показано, что массивы углеродных нанотрубок позволяют создавать высокочувствительные датчики влажности. Во влажной среде, проводимость массива, вертикально стоящих углеродных нанотрубок, увеличивается на несколько порядков. Механизм увеличения проводимости связан с уплотнением массива, в результате взаимодействия нанотрубок с молекулами воды, за счет сил Ван-дер-Ваальса. При этом среднее расстояние прыжка носителя, который обуславливает перенос заряда между соседними трубками, уменьшается, а ток увеличивается.

Заключение

1. Развита модель анализа рекомбинационных процессов в области пространственного заряда *p-n*-переходов. На основе этой модели, модифицирован алгоритм анализа экспериментальных вольтамперных характеристик (методом приведенной скорости рекомбинации). Апробация данного метода была выполнена на хорошо исследованных материалах: кремний, легированный золотом и арсенид галлия. Результаты проверки показали высокую точность используемого метода. В отличие от предложенного ранее, в работах [2, 3], метода, модификация модели позволила отдельно определять коэффициенты захвата электронов и дырок, а также концентрацию рекомбинационных центров, а не минимальные времена их жизни.

2. На тройных азотосодержащих соединениях, была проверена точность модели туннельно-рекомбинационной модели переноса носителей заряда. Анализа экспериментальных вольтамперных характеристик, тройных полупроводниковых соединений, хорошо согласуются с литературными данными, что доказывает адекватность применяемых методов для определения параметров рекомбинационных центров.

3. Метод, модифицированной приведенной скорости рекомбинации для туннельно-рекомбинационных процессов, был использован для анализа структур с углеродными нанотрубками, и вычисления, по экспериментальным вольтамперным характеристикам, энергии активации локальных состояний. Данная методика, была апробирована на вольтамперной характеристики диода, на основе отдельной однослойной углеродной нанотрубки, и были вычислены энергии трех локальных состояний, которые можно соотнести с дефектами в структуре нанотрубки.

4. Экспериментально показано, что массивы углеродных нанотрубок позволяют создавать высокочувствительные датчики влажности. Во влажной среде, проводимость массива, вертикальностоящих углеродных нанотрубок, увеличивается на несколько порядков. Механизм увеличения проводимости связан с уплотнением массива, в результате взаимодействия нанотрубок с

молекулами воды, за счет сил Ван-дер-Ваальса. При этом среднее расстояние прыжка носителя, который обуславливает перенос заряда между соседними трубками, уменьшается, а ток увеличивается.

Список использованной литературы

1. Булярский С. В. Углеродные нанотрубки: технология, управление свойствами, применение: [монография] / Ульяновск : Стрежень, 2011. – 478 с.
2. Булярский, С.В. Генерационно-рекомбинационные процессы в активных элементах : монография / С. В. Булярский, Н. С. Грушко. – М.: МГУ, 1995.–399 с.
3. С.В. Булярский, Н.С. Грушко «Обобщенная модель рекомбинации в неоднородных полупроводниковых структурах» // ЖЭТФ. 2000. т. 118, вып. 11. с. 1222-1223.
4. Милнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках : учеб. пособие // - М.: Мир, 1977. – 568 с.
5. Высокотемпературный отжиг и ядерное легирование GaAs, облученногореакторными нейтронами // – ФТП, 1997, т. 31, №7, 811-815 с.
6. Литвинов В.Г., Гудзев В.В., Релаксационная спектроскопия полупроводниковых микро- и наноструктур. // – Рязань, Вестник РГРТУ. № 4. В.30. 2009.
7. Берман Л.С., Лебедев А.А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. // - Л.: Наука, 1981.- 176 с.
8. Н.С. Грушко, Е.А. Логинова, Л. Н. Потанахина. // Процесс туннельной рекомбинации в пространственно неоднородных структурах // Физика и техника полупроводников. – 2006. – том 40, вып. 5. – с. 584–588.
9. Амброзевич А.С., Амброзевич С.А., Грушко Н.С., Потанахина Л.Н. Определение энергии глубоких центров структуры на основе твердого раствора InGaN// Письма в ЖТФ, 2006, т. 32, вып. 4, с. 16 – 23.
10. Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг Механизмы протекания тока в омических контактах металл-полупроводник // ФТП, т.41, в. 11, 2007, с. 1281 – 1308.
11. А.Н. Алешин Квазиодномерный транспорт в проводящих полимерных нанопроводах // ФТТ, т. 49, вып. 11, 2007, с. 1921 – 1940.
12. П. Харрис «Углеродные нанотрубки и родственные структуры. Новые материалы XXI века». М.: Техносфера. 2003. с. 336.
13. R. Saito, G. Dresselhaus, M.S. Dresselhaus «Physical properties of Carbon Nanotube». L.: Imperial Colloge Press, 1999.
14. Д.М. Мартинес-Дуарт, Р.Д. Мартин-Палма, Ф. Агулло-Руеда «Нанотехнологии для микро- и оптоэлектроники». М.: Техносфера, 2009. с. 367.
15. А.Л. Асеев «Наноматериалы и нанотехнологии для современной полупроводниковой электроники» // Российские Нанотехнологии, т. 1. № 1-2, 2006. с. 97-110.

16. А.Я. Шик, Л.Г. Бакуева, С.Ф. Мусихин, С.А. Рыков «Физика низкоразмерных систем». Санкт-Петербург, Наука, 2001. с 160.
17. Цанг В.Т. Полупроводниковые лазеры и фотоприемники, полученные методом молекулярно-лучевой эпитаксии.- В кн: Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры / Под ред. Л. Ченга, К. Плога.- М.: Мир, 1989.- С. 463 -504.
18. Р.З. Бахтизин «Голубые светодиоды» // Соревский образовательный журнал, т. 7, № 3. 2001. с. 75-83.
19. В.Л. Ткалич, А.В. Макеева, Е.Е. Оборина «Физические основы наноэлектроники». Учебное пособие. СПб: СПбГУ ИТМО, 2011. с. 83.
20. В.Е. Борисенко, А.И. Воробьева, Е.А. Уткина «Наноэлектроника». Учебное пособие для студ. Мн: БГУИР, 2004. с. 48.
21. А.В Федоров «Физика и технология гетероструктур, оптика квантовых наноструктур». Учебное пособие. СПб: СПбГУ ИТМО., 2009. с. 195.
22. Парфенов В.В. «Квантово-размерные структуры в электронике: транзисторные структуры и клеточные автоматы (элементы теории, руководство и задания к лабораторным работам)». Методическое пособие для студентов физического факультета. Казань. 2007. с. 16.
23. В.П. Драгунов, и.Г. Неизвестный, В.А. Гридчин «Основы наноэлектроники». М.: Физматкнига, 2006. с. 494.
24. Василевский К. В. Карбид кремниевый лавинно-пролетный диод: диссертация к.ф.-м.н. (01.04.10 – физика полупроводников) / Василевский К. В. - Санкт-Петербург, 2002. – 205 с.
25. М. Шур «Современные приборы на основе арсенида галлия». М.: Мир. 1991. с. 632.
26. Ф.М. Ворбкало, К.Д. Глинчук, А.В. Прохорович «Гашение атомами меди обусловленной дефектами EL2 люминесценции в арсениде галлия» // ФТП, т. 31, № 9, 1997. с. 1045-1048
27. Ю. Н. Власов «Электронные состояний в GaAs и в гетероструктурах Ga₂Se₃/GaAs» автореферат диссертации к.ф.-м.н.. Воронеж, 2012. с. 16.
28. И. А. Случинская «Основы материаловедения и технологий полупроводников». Москва, 2002. с. 376.
29. А.Милнс. «Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках». М.: Мир, 1977.
30. Альперович В. Л. Электронные свойства поверхности GaAs(001) с адсорбированными слоями сурьмы. / А. Г. Журавлев, А. С. Терехов // VIII Российская конференция по физике полупроводников, Екатеринбург, 2007. Тезисы докладов – С. 125.

31. Вавилов В.С., Ухин Н.А. Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах. -М.: Атомиздат, 1969. 312 с.
32. М.Г.Мильвидский, В.В.Чалдышев Наноразмерные атомные кластеры в полупроводниках --- новый подход к формированию свойств материалов// ФТП. 1998. т. 32. вып. 5. С. 513-522.
33. Титов В.В. Диаграммный язык радиационной физики твердого тела// Доклад на Международном совещании по радиационной физике полупроводников. Севастополь 1997.
34. Конобеевский С.Т. Действие облучения на материалы. -М.: Атомиздат, 1967. 350 с. Болтакс Б.Н. Диффузия и точечные дефекты в полупроводниках. Л.: Наука, 1972. 384 с.
35. В.А. Козлов, В.В. Козловский «Легирование полупроводников радиационными дефектами при облучении протонами и альфа-частицами» // ФТП. 2001. т. 35. вып. 7. с. 169-195.
36. Э.Н. Вологдин, А.П. Лысенко «Интегральное радиационное изменение параметров полупроводниковых материалов. Учебное пособие по дисциплине “Радиационная стойкость полупроводниковых приборов и радиоэлектронных устройств”» М., 1998. с. 94.
37. Mukai T., Yamada M., Nakamura S. «Characteristics of InGaN-based JJV/Blue/Green/Amber/Red Light-Emitting-Diodes» //Jpn. J. Appl. Phys. 1999. vol. 38. L. 3976-3981.
38. Н.С. Грушко, Е.А. Логинова, Н.В. Дуванова «Структуры InGaN/SiC с модулированным легированием» / Ученые записки Ульяновского государственного университета. Серия Физическая. 2004. вып. 1(16). С. 30-39.
39. Н.С. Грушко, Е.А. Логинова, Н.В. Дуванова «Исследование времени релаксации и поперечной подвижности в структуре InGaN/SiC» / Ученые записки Ульяновского государственного университета. Серия Физическая. 2004. вып. 1(16). С. 26-29.
40. Г.И. Бирюлин, А.А. Горбацевич, В.В.Капаев, Ю.В. Копаев, В.Т. Трофимов «Аналог эффекта Ганна при туннельном переносе между квантовыми ямами с различной подвижностью» // ФТП. 2001. т. 35. вып. 11. с. 1357-1361.
41. В.В. Батавин, Ю.А. Концевой, Ю.В. Федорович «Измерение параметров полупроводниковых материалов и структур» М.: Радио и связь. 1985. с. 264.
42. Д.С. Сизов, В.С. Сизов и др.//ФТТ, 2005, том 39, вып.4 с. 492-496.
43. Уваров Е.Ф. Радиационные эффекты в широкозонных полупроводниках A_3B_5 : учеб.пособие / Уваров Е.Ф. ; М.:ЦНИИ «Электроника», 1978. – 77 с.

- 44.** Лакалин А.В. Рекомбинационные процессы в области пространственного заряда р-п-переходов: диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук : 01.04.10. – Ульяновск, 1999. – 195 с.
- 45.** Коварский В.А. Оценка поперечника многофононного захвата: учеб.пособие / В.А. Коварский, Э.Л. Синявский. - ФТТ. 1967. Т. 9, 1464-1472 с.
- 46.** Ван-Бюрен Х.Г. Дефекты в кристаллах / Х.Г. Ван-Бюрен. – Иностранная литература, 1962.
- 47.** Булярский С.В. Дифференциальные методы определения параметров глубоких уровней по рекомбинационным токам р-п-перехода: учеб. пособие / С.В. Булярский, Н.С. Грушко, А.В. Лакалин. – Ульяновск: ФТП, 1998, Т.32, 1193-1196 с.
- 48.** Высокотемпературный отжиг и ядерное легирование GaAs, облученного реакторными нейтронами / В.Н. Брудный [и др.]. – ФТП, 1997, т. 31, №7, 811-815 с.
- 49.** Булярский С.В. Обобщенная модель рекомбинации / С.В. Булярский, Н.С. Грушко // ЖЭТФ. – 2000. - №11.- с.687-698.
- 50.** «Advanced Micro & Nanosystem. Volume 8. Carbon Nanotube Devices. Properties, Modeling, Integration and Application» Edited by Christofer Hierold. 2008. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim. P. 364.
- 51.** Hongjie Dai «Nanotube Growth and Characterization» // Appl. Phys. 80. 2001. p. 29-53.
- 52.** J. –C. Charlier, J. –P. Issi «Electronic structure and quantum transport in carbon nanotubes» // Appl. Phys. 1998. A. 67. p. 79-87.
- 53.** И.В. Золотухин «Углеродные нанотрубки» // Соровский образовательный журнал. № 3. 1999. с. 111-115.
- 54.** А.В. Елецкий «Углеродные нанотрубки и их эмиссионные свойства» // УФН. 2002. т. 172, №4. с. 401-438.
- 55.** А.С. Котосонов, В.В. Атражев «Особенности электронной структуры углеродных многослойных нанотрубок» //ПЖТФ. 2005. т. 72, вып. 2. с. 76-80.
- 56.** С.А. Запрягаев «Нанотехнологии на основе углерод содержащих материалов» // ИнВестРегион. 2006. №4. с. 45-54.
- 57.** Andersson H.A. & Berg V.D., 2003. Microfluidic devices for cellomics: a review. Sensors and Actuators B-Chemical. 92, 315-325.
- 58.** Sun Рштп, Jiang YaDong, Xie GuangZhong, et al. Layer-by-layer assembly carbon nanotubes thin film based gas sensors for ammonia detection. Sci China Inf Sci, 2011, 54: 2680–2686, doi: 10.1007/s11432-011-4279-7.

- 59.** S Prabhu and B K Vinayagam Nano surface generation of grinding process using carbon nano tubes // *Sadhana* Vol. 35, Part 6, December 2010, pp. 747–760.
- 60.** Hee Jung Choi, Hee Hyun Gong, Jun-Young Park, Sung Chul Hong Characteristics of dye-sensitized solar cells with surface-modified multi-walled carbon nanotubes as counter electrodes // *J Mater Sci* (2013) 48:906–912.
- 61.** Florian Massuyeau, Yuanchun Zhao, Abdel Aziz El Mel, et al. Improved photoconductive properties of composite nanofibers based on aligned conjugated polymer and single-walled carbon nanotubes // *Nano Research* 2013, 6(2): 149–158.
- 62.** Zhen Li, Jinquan Wei, Peixu Li, Luhui Zhang, Enzheng Shi et al. Solution-Processed Bulk Heterojunction Solar Cells Based on Interpenetrating CdS Nanowires and Carbon Nanotubes // *Nano Res.* 2012, 5(9): 595–604.
- 63.** Alexander Quandt, Maurizio Ferrari, and Giancarlo C. Righini Towards Integrated Nanoelectronic and Photonic Devices // *New Trends in Nanotechnology and Fractional Calculus Applications*, DOI 10.1007/978-90-481-3293-5 3.
- 64.** Mahdie Motahary, Sayed Mehdi Ghoreishi, Mohsen Behpour, Mahshid Golestaneh Electrochemical determination of ascorbic acid at the surface of a graphite electrode modified with multi-walled carbon nanotubes/tetradecyltrimethylammonium bromide // *J Appl Electrochem* (2010) 40:841–847.
- 65.** Keying Zhang, Li Zhang, Jigui Xu et al. A sensitive amperometric hydrogen peroxide sensor based on thionin/EDTA/carbon nanotubes—chitosan composite film modified electrode // *Microchim Acta* (2010) 171:139–144.
- 66.** A K SOOD, S GHOSH and ANINDYA DAS Flow-driven voltage generation in carbon nanotubes // *PRAMANA journal physics*. Vol. 65, No. 4 of October 2005, pp. 571-579.
- 67.** Mustafa Soylak, Ipek Murat Determination of Copper, Cobalt, Lead, and Iron in Table Salt by FAAS After Separation Using Violuric Acid and Multiwalled Carbon Nanotubes // *Food Anal. Methods* (2012) 5:1003–1009.
- 68.** Ki-Young Dong, Jinnil Choi, Yang Doo Lee et al. Detection of a CO and NH₃ gas mixture using carboxylic acid-functionalized single-walled carbon nanotubes // *Dong et al. Nanoscale Research Letters* 2013, 8:12.
- 69.** Yufang Hu , Zhaohui Zhang, Huabin Zhang et al. Selective and sensitive molecularly imprinted sol–gel film-based electrochemical sensor combining mercaptoacetic acid-modified PbS nanoparticles with Fe₃O₄@Au–multi-walled carbon nanotubes–chitosan // *J Solid State Electrochem* (2012) 16:857–867.

- 70.** N.N. Ledentsov et al., *Memories of the Institute of Scientific and Industrial Research*, vol. 57 (March 2001), special issue “Advanced Nanoelectronics: Devices, Materials and Computing”, 3rd Sanken International Symposium (ISIR, Osaka, 2000), p. 80.
- 71.** M. Schlosshauer, *Decoherence and the Quantum-to-Classical Transition* (Springer, Heidelberg, 2007).
- 72.** K.K. Jain, *The Handbook of Nanomedicine*, DOI 10.1007/978-1-61779-983-9_4.
- 73.** Kenzo Maehashi, Shin Iwasaki, Yasuhide Ohno et al. Improvement in Performance of Carbon Nanotube Field-Effect Transistors on Patterned SiO₂/Si Substrates // *Journal of Electronic Materials*, Vol. 39, No. 4, 2010. 376-380.
- 74.** Zhao JianWen, Qian Jun, Shen YongQiang et al. High yield fabrication of semiconducting thin-film field-effect transistors based on chemically functionalized single-walled carbon nanotubes // *Sci China Chem* September (2011) Vol.54 No.9. 1484-1490.
- 75.** Hochbaum, A. I.; Yang, P. D. Semiconductor nanowires for energy conversion. *Chem. Rev.* 2010, *110*, 527–546.
- 76.** Huilong Wang, Shuqin Liu, Hui Wang, Wenfeng Jiang Solar photocatalytic decomposition of two azo dyes on multiwalled carbon nanotubes (MWCNTs)/TiO₂ composites // *Front. Environ. Sci. Engin. China* 2010, 4(3): 311–320.
- 77.** Dominick J. Bindl, Adam S. Brewer, and Michael S. Arnold Semiconducting Carbon Nanotube/Fullerene Blended Heterojunctions for Photovoltaic Near-Infrared Photon Harvesting // *Nano Res.* 2011, 4(11): 1174–1179.
- 78.** Tewfik Souier, Sergio Santos, Amal Al Ghaferi et al. Enhanced electrical properties of vertically aligned carbon nanotube-epoxy nanocomposites with high packing density // *Souier et al. Nanoscale Research Letters* 2012, 7:630.
- 79.** Baoguo Han, Zhengxian Yang et al. Transport Properties of Carbon-Nanotube/Cement Composites // *JMEPEG* (2013) 22:184–189.
- 80.** R. S. Borges, H. Ribeiro Temperature stable supercapacitors based on ionic liquid and mixed functionalized carbon nanomaterials // *J Solid State Electrochem* (2012) 16:3573–3580.
- 81.** Li Li, Zong-Yi Qin et al. Anchoring alpha-manganese oxide nanocrystallites on multi-walled carbon nanotubes as electrode materials for supercapacitor // *J Nanopart Res* (2010) 12:2349–2353.
- 82.** R. S. Hastak, P. Sivaraman High temperature all solid state supercapacitor based on multi-walled carbon nanotubes and poly[2,5 benzimidazole] // *J Solid State Electrochem* (2012) 16:3215–3226.

- 83.** O. V. Kibisa, M. E. Portnoi Carbon Nanotubes: A New Type of Emitter in the Terahertz Range // Technical Physics Letters, Vol. 31, No. 8, 2005, pp. 671–672.
- 84.** Lei Ren , Qi Zhang Terahertz Dynamics of Quantum-Confined Electrons in Carbon Nanomaterials // J Infrared Milli Terahz Waves (2012) 33:846–860.
- 85.** A. Rogalski, F. Sizov Terahertz detectors and focal plane arrays Opto–Electronics review 19(3), 346–404.
- 86.** R. Ansari, E. Kazemi Detailed investigation on single water molecule entering carbon nanotubes // Appl. Math. Mech. -Engl. Ed., 33(10), 1287–1300 (2012).
- 87.** Hongwu Zhang, Hongfei Ye Prediction of the viscosity of water confined in carbon nanotubes // Microfluid Nanofluid (2011) 10:403–414.
- 88.** E.P. Schulz, L.M. Alarcron, G.A. Appignanesi Behavior of water in contact with model hydrophobic cavities and tunnels and carbon nanotubes // Eur. Phys. J. E (2011) 34: 114.
- 89.** Amir Reza Ansari Dezfoli, Mozaffar Ali Mehrabian, Hassan Hashemipour Rafsanjani Structural properties of water around uncharged and charged carbon nanotubes // Korean J. Chem. Eng. 2012. 1-7.
- 90.** Wen-peng QI, Yu-song TU et al. Orientations of special water dipoles that accelerate water molecules exiting from carbon nanotube // Appl. Math. Mech. -Engl. Ed., 32(9), 1101–1108 (2011).
- 91.** Floquet N, Coulomb JP, Dufau N, Andre G, Kahn R (2004) Structural and dynamic properties of confined water in nanometric model porous materials ($8E \leq III \leq 40 E$). Physica B 350:265–269
- 92.** П.Н. Дьячков «Углеродные нанотрубки: материалы для компьютеров XXI века» //Химия. 2003. с. 1-9.
- 93.** Jean-Christopher Charlier «Electronic and transport propeties of nanotubes» // Revies of modern physics. 2007. vol. 79. p. 677-732.
- 94.** Susumi Okada «Energetics and electronic structures of carbon nanotubes with adatom vacancy defects» // Preprint submitted to Elsevier Science. 2007. p. 1-9.
- 95.** A. Proykova, H. Iliev, Feng Yin Li «Useful vacancies in Single Wall Carbon Nanotubes» // <http://atomic.phys.uni-sofia.bg/Members/hristo-iliev/ecst-paper>.
- 96.** Susumu Okada, Kyoko Nakada, Takazumi Kawai «Energetics and Electronic Structure of Armchair Nanotubes with Topological Line Defect» // p. 1-9.
- 97.** Gunn Kim «Deep levels in the band gap of the carbon nanotube with vacancy-related defects» // Appl. Phys. 88. 2006. 193107.

- 98.** А. Лейченко, Е. Шешин, А. Щука «Наноструктурные материалы в катодолюминесцентных источниках света». // *Электроника: Наука, Технология, Бизнес.* 6. 2007. с. 94-101.
- 99.** M.E. Read, W.G. Schwarz, M.J. Kremer, J.D. Lennhoff, D.L. Carnahan, K. Kempa, Z.F. Ren «Carbon nanotube-based cathodes for microwave tubes» // *Proceedings of the 2001 Particle Acceleration Conference.* P. 1026-1028.
- 100.** S.J. Kim «Измерители вакуума, использующие эмиттеры из углеродных нанотрубок» // *ПЖТФ,* 2005. т. 31. вып. 14. с. 34-39.
- 101.** Q. H. Wang, A. A. Setlur et al. A nanotube-based field-emission flat panel display. *Applied Physics Letter,* vol. 71, num. 22, june 1998, p. 2912.
- 102.** Pulickel M., Ajayan, Otto Z. Zhou. Applications of Carbon Nanotubes. *Topics Appl. Phys.* 80, 2001, p. 391-425.
- 103.** M.P. Anantram, F. Leonard «Physics of carbon nanotube electronic devices» // *Rep. Prog. Phys.* 69. 2006. p. 507-561.
- 104.** J.U. Lee, P.P. Gipp, C.M. Heller «Carbon nanotube p-n junction diodes» // *Appl. Phys. Lett.* 2005. vol. 85. number 1. p. 145-147.
- 105.** Ji Ung Lee «Photovoltaic effect in ideal carbon nanotube diodes» // *Appl. Phys. Lett.* 87. 0731001. 2005.
- 106.** Ji Ung Lee, Peter J. Codella, Matthew Pietrzykowski «Direct probe of excitonic and continuum transitions in the photocurrent spectroscopy of individual carbon nanotube p-n diodes» // *Appl. Phys. Lett.* 2007. 90. 053103.
- 107.** Ning Xi, King Wai Chiu Lai, Carmen Kar Man Fung, Hongzhi Chen «Carbon nanotube-based non-cryogenic-cooling spectrum IR detectors» // *Proc. of SPIE Vol.* 7419. 2009. 741903.
- 108.** Ning Xi, King Wai Chiu Lai, Jiangbo Zhang, Yilun Luo, Hongzhi Chen, Carmen K. M. Fung «Carbon Nanotube-Based Color IR Detectors» // *Proc. of SPIE Vol.* 6940, 694017. 2008.
- 109.** C. Frischkorn, T. Kampfrath, L. Perfetti, K. von Volkmann, M. Wolf «Ultrafast far-infrared optics of carbon nanotubes» // *Proc. of SPIE Vol.* 7214. 2009. 72140A.
- 110.** Anupama B. Kaul, Larry Epp, Eric W. Wong, Robert Kowalczyk «Carbon nanotube switches for communication and memory applications» // *Proc. of SPIE Vol.* 6959, 695909. 2008.
- 111.** Jeong-Won Kang «Characterization of nanotube nonvolatile memory device» // *Proc. of SPIE Vol.* 7037. 2008. 70371D.
- 112.** Derek Kingrey, Philip G. Collins «Noise in Carbon Nanotube Electronics» // *Proc. of SPIE Vol.* 5846. 2005. p. 92-100.

- 113.** Harold Szu, Bassam Noaman «Carbon NanoTube Noise Characterization» // Proc. of SPIE Vol. 6247, 62470S. 2006.
- 114.** Ashkan Behnam, Gijs Bosman, Ant Ural « $1/f$ Noise in Single-Walled Carbon Nanotube Films» // Proc. of SPIE Vol. 7204. 2009. 72040J.
- 115.** Yu-Ming Lin, James C Tsang, Marcus Freitag, Phaedon Avouris «Impact of oxide substrate on electrical and optical properties of carbon nanotube devices» // Nanotechnology 18. 2007. 295202. p. 1-6.
- 116.** Ian Lee, Xiaolei Liu, Chongwu Zhou, Bart Kosko «Noise-Enhanced Detection of Subthreshold Signals With Carbon Nanotubes» // IEEE Transactions on nano technology. vol. 5. no. 6. 2006. p. 613-627.
- 117.** Joerg Appenzeller, Yu-Ming Lin, Joachim Knoch, Zhihong Chen, Phaedon Avouris « $1/f$ Noise in Carbon Nanotube Devices—On the Impact of Contacts and Device Geometry» // IEEE Transactions on nano technology. vol. 6. no. 3. 2007. p. 368-373.
- 118.** Булярский С.В., Ермаков М.С. Исследование свойств облученных и не облученных образцов на основе GaAs // Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы. Труды X международной конференции. Тезисы докладов конференции, Ульяновск, 2008. - С.214.
- 119.** Булярский С.В., Ермаков М.С. Влияние облучения гамма квантами на свойства p-n-переходов на основе GaAs // Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы. Труды XI международной конференции. Тезисы докладов конференции, Ульяновск, 2009. - С.6.
- 120.** Булярский С.В., Ермаков М.С. Сравнительный анализ приведенной скорости рекомбинации облученного p-n-перехода на основе GaAs // Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы. Труды XI международной конференции. Тезисы докладов конференции, Ульяновск, 2009. - С.6.
- 121.** Булярский С.В., Ермаков М.С. Влияние облучения гамма-квантами на свойства p-n-переходов на основе GaAs // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. Пенза. 2009. С. 133-138.
- 122.** Амброзевич А.С., Ермаков М.С., Манакина О.В. Создание стенда для деградации светодиодов // Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы. Труды XII международной конференции. Тезисы докладов конференции, Ульяновск, 2010. - С.24-25.
- 123.** Ермаков М.С., Сергеева О.А. Исследование деградации GaAs диодов при постоянном токе // Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы. Труды XVI международной конференции. Тезисы докладов конференции, Ульяновск, 2012. - С.82.

- 124.** Власов Ю.Н. Электронные состояния в GaAs и в гетероструктурах Ga₂Se₃/GaAs // автореферат диссертации на соискание ученой степени к.ф.-м.н. Воронеж. 2012. с. 17.
- 125.** Ермаков М.С. Исследование воздействия гамма облучения на GaAs // Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы. Труды XVI международной конференции. Тезисы докладов конференции, Ульяновск, 2012. - С.81.
- 126.** Ермаков М.С. Формирование квантовых структур при облучении гамма квантами р-п-переходов на основе GaAs. Труды школы Физические проблемы наноэлектроники, нанотехнологий и микросистем. – Ульяновск: УлГУ, 2011. – С.18-22.
- 127.** Ермаков М.С., Сергеева О.А. Анализ и обработка вольтамперных характеристик светодиодов на основе арсенида галлия // Труды школы Физические проблемы наноэлектроники, нанотехнологий и микросистем. – Ульяновск: УлГУ, 2011. – С.12-27.
- 128.** М.С. Ермаков Воздействие низкоэнергетического гамма-облучения изотопов Eu на GaAs // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру, вып. 4, 2012, с. 58-60.
- 129.** Ермаков М.С., Сергеева О.А. Исследование влияния температуры на GaAs // Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы. Труды XVI международной конференции. Тезисы докладов конференции, Ульяновск, 2012. - С.80.
- 130.** Ермаков М.С. Модифицированная методика приведенной скорости рекомбинации для анализа рекомбинационных процессов в полупроводниках // Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы. Труды XVI международной конференции. Тезисы докладов конференции, Ульяновск, 2013. - С.115-117.
- 131.** Булярский С.В., Ермаков М.С., Сергеева О.А. Определение параметров центров рекомбинации по вольтамперной характеристикам р-п-переходов // Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы. Труды XVI международной конференции. Тезисы докладов конференции, Ульяновск, 2013. - С.134-135.
- 132.** Булярский С.В., Сергеева О.А., Ермаков М.С. Определение параметров глубоких центров методом приведенной скорости рекомбинации полупроводниковых соединений A₃B₅ на примере GaAs// Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы. Труды XVI международной конференции. Тезисы докладов конференции, Ульяновск, 2013. - С.136-137.

- 133.** Амброзевич А.С., Вострецова Л.Н., Кагарманов А.С., Ермаков М.С., Манакина О.В. Влияние длительного пропускания прямого тока на электрические и оптические характеристики светодиодов InGaN/GaN // Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы. Труды XII международной конференции. Тезисы докладов конференции, Ульяновск, 2010. - С.20.
- 134.** Амброзевич А.С., Вострецова Л.Н., Кагарманов А.С., Ермаков М.С., Манакина О.В. Влияние длительного пропускания прямого тока на вольтамперные характеристики светодиодов InGaN/GaN // Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы. Труды XII международной конференции. Тезисы докладов конференции, Ульяновск, 2010. - С.21.
- 135.** Булярский С.В., Ермаков М.С., Манакина О.В. Туннельная составляющая токопереноса светодиодов на основе InGaN при деградации // Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы. Труды XII международной конференции. Тезисы докладов конференции, Ульяновск, 2010. - С.22.
- 136.** Амброзевич А.С., Вострецова Л.Н., Кагарманов А.С., Ермаков М.С., Манакина О.В. Изменение яркости светодиодов на основе InGaN при деградации // Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы. Труды XII международной конференции. Тезисы докладов конференции, Ульяновск, 2010. - С.23.
- 137.** Амброзевич А.С., Вострецова Л.Н., Кагарманов А.С., Ермаков М.С., Манакина О.В. Изменение электрических и оптических характеристик светодиодов InGaN/GaN при длительном протекании тока // Современные проблемы наноэлектроники, нанотехнологий, микро- и наносистем: Труды школы молодых ученых. Тезисы конференции, Ульяновск. 2010. – С. 61-62.
- 138.** Ермаков М.С., Манакина О.В. Туннельная составляющая токопереноса светодиодов на основе InGaN при деградации // Современные проблемы наноэлектроники, нанотехнологий, микро- и наносистем: Труды школы молодых ученых. Тезисы конференции, Ульяновск. 2010. – С. 65.
- 139.** В.Д. Рисованный, В.В. Светухин, Д.Я. Вострецов, Л.Н. Вострецова, А.С. Амброзевич, М.С. Ермаков Влияние длительного протекания прямого тока на электрические характеристики светодиодов на основе InGaN // Успехи прикладной физики т. 1, № 1, 2013, с. 92 – 96.
- 140.** Ph. Poncharal, C. Berger, Yi Yan et al., «Room temperature ballistic conduction in carbon nanotubes» // J. of Physical Chemistry. 2002. Vol. B 106. p. 121004–121029.

- 141.** J. Wrobel, P. Zagrajek, M. Czapkiewicz et al., «Quantum effects in linear and non-linear transport of T-shaped ballistic junction» // arXiv:0912.2004v1 [cond-mat.mes-hall] 10 Dec 2009.
- 142.** Ismail, Razali and Karamdel, Javad and Ahmadi, M. Taghi and Damghanian, Mitra and Majlis, Burhanuddin Yeop M. and Dee, ChangFu, «Analysis and simulation of carriers statistic for semiconducting single wall carbon nanotube». Materials Research Innovations. 2009. 13 (3). p. 211-213.
- 143.** H.Y. Chiu, V.V. Deshpande, H.W.Ch. Postma, «Ballistic Phonon Thermal Transport in Multiwalled Carbon Nanotubes» // Phys. Rev. Letters. 2005. Vol. 95. p. 226101 – 4.
- 144.** С.В.Булярский, Л.Н.Вострецова, М.С.Ермаков Определение энергетических параметров электронных состояний в полупроводниковых углеродных нанотрубках // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки, №4, 2012, с 205-213.
- 145.** Булярский С.В., Вострецова Л.Н., Ермаков М.С. Модель рекомбинации и транспорта в наноразмерных системах // Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы. Труды XIII международной конференции. Тезисы докладов конференции, Ульяновск, 2011. - С.200.
- 146.** Булярский С.В., Басаев А.С., Гальперин А.В., Ермаков М.С., Павлов А.А., Шаман Ю.В. Высокая влагочувствительность элемента на основе пучка углеродных нанотрубок // Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы. Труды XVI международной конференции. Тезисы докладов конференции, Ульяновск, 2013. - С.22-23.
- 147.** Ермаков М.С. Дефекты в углеродных нанотрубках // Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы. Труды XVI международной конференции. Тезисы докладов конференции, Ульяновск, 2013. - С.24-25.
- 148.** Sergei Bulyarsky, Vyacheslav Galperin, Levan Ichkitidze, Michael Ermakov, Alexander Pavlov, Yuri Shaman High Moisture Sensitivity of the Elements Based on Carbon Nanotubes Array // Materials Sciences and Applications, 4, 2013,p. 8-10.
- 149.** С.В. Булярский, А.С. Басаев, А.В. Гальперин, М.С. Ермаков, А.А. Павлов, Ю.П. Шаман Высокая влагочувствительность элемента на основе пучка углеродных нанотрубок // Письма в ЖТФ, том 39, вып. 20, 2013, с. 1-6.
- 150.** http://www.nanometer.ru/2007/06/07/carbon_nanotube_2770.html