

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИСИС»

Клеммер Павел Сергеевич

Использование явления резонансного туннелирования в фотоэлектрических преобразователях с квантовыми ямами

Специальность 1.3.8 –
«Физика конденсированного состояния»

Автореферат диссертации
на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук, доцент,
старший научный сотрудник ФИАН РАН
доцент кафедры теоретической физики и квантовых технологий НИТУ «МИСиС»
Теленков Максим Павлович

Москва – 2025 г.

Общая характеристика работы

Устройства, основанные на фотоэлектрическом эффекте - один из способов преобразования солнечной энергии в электрическую [1,2]. Популярными представителями являются концепции, основанные на расширении спектра поглощения и уменьшении термальных потерь за счет использования множественных переходов, промежуточных зон, генерации множественных экситонов. Хотя эти концепции сильно различаются по используемым физическим механизмам, их объединяет то, что они в значительной степени основаны на искусственно созданных материалах с заданными оптоэлектронными свойствами, таких как полупроводниковые квантово-размерные структуры - квантовые ямы [3-5].

Отклонение в поведении носителей от объемного материала необходимо учитывать при описании механизмов работы устройств, что может препятствовать использованию стандартных макроскопических моделей, обычно используемых в объемных фотоэлектрических элементах [3,5,11-15]. Аналогичные проблемы возникают в области светоизлучающих и усиливающих устройств на основе квантово-размерных структур, однако в фотоэлементах режим работы обратный, поскольку в них необходимо обеспечить расширение спектра поглощения и эффективную экстракцию носителей из квантово-размерных структур. В то время как методы расширения спектра поглощения были успешно реализованы [3,5-9,12-15], повышение эффективности экстракции фотоносителей из квантово-размерных структур остается критической проблемой.

Актуальность работы

Диссертационная работа посвящена разработке принципа резонансного туннелирования в последовательности квантовых ям, для обеспечения эффективного выноса фотоносителей в непрерывный спектр и обеспечения их вклада в основной фототок. В работе проведено исследование метода управления положениями подзон размерного квантования в квантовых ямах путем введения серии тонких туннельно-прозрачных барьеров в объём квантовых ям [6-10]. Необходимость управления уровнями размерного квантования в квантовых ямах является важным в ряде оптических и оптоэлектронных приложений [3,5,12], в частности, в фотовольтаических приложениях квантовых ям. Добавление глубоких квантовых ям в активную область $p-i-n$ солнечного элемента является эффективным способом расширения спектра поглощения в длинноволновую область [1,3-6]. Однако такие приложения сталкиваются с проблемой, связанной с эффективным извлечением фотогенерированных носителей из глубоких квантовых ям в непрерывный спектр. Разработка метода, обеспечивающего быстрое и эффективное извлечение этих носителей,

является ключевым аспектом для повышения производительности фотоэлектрических элементов. Для извлечения носителей можно воспользоваться процессом резонансного туннелирования в последовательности квантовых ям [3,4,6]. Один из ключевых аспектов для реализации эффективного процесса извлечения носителей из глубоких квантовых ям в непрерывный спектр - это обеспечение резонансного согласования нижних подзон по всей последовательности квантовых ям в электрическом поле р-і-п перехода [6,7]. В таких структурах фотовозбужденные носители туннелируют последовательно от ямы к яме, что позволяет им выходить в конечном итоге в непрерывный спектр. Кроме того, правильно подобрав ширину барьеров между ямами, можно существенно сократить времена туннелирования и, тем самым, обеспечить более высокую эффективность выноса носителей [6].

Для успешной реализации резонансного согласования подзон по всей структуре важно учитывать падение напряжения, вызванное электрическим полем р-і-п-перехода, между соседними квантовыми ямами. Для того чтобы регулировать положение нижней подзоны в каждой квантовой яме и обеспечивать резонансное согласование подзон по всей структуре, необходимо иметь возможность управления уровнями размерного квантования в широком диапазоне, начиная от дна самой глубокой квантовой ямы вплоть до уровня непрерывного спектра. Простые методы по управлению положениями уровнями размерного квантования в квантовых ямах сталкиваются с технологическими ограничениями [4,7,8].

В работах [6,7] было предложено управлять положением подзон за счет введения в объем ямы серии тонких барьеров из того же материала. Было продемонстрировано экспериментально и подтверждено численными расчетами, что, меняя конфигурацию барьеров, можно варьировать положение основного уровня энергии в широких пределах (~ 100 мэВ). Однако в работе [7] метод был протестирован только для двух структур с квантовыми ямами. Поэтому для определения возможностей данного метода требуется проведение более детального и систематического его исследования. В частности, необходимо выяснить возможность плавной перестройки положения подзон. Такое актуальное исследование проведено в данной диссертационной работе, направленной на разработку методики построения резонансно-туннельных структур, встроенных в р-і-п переход.

В работе [6] была высказана идея, что для обеспечения эффективного выноса носителей заряда из глубоких квантовых ям необходимо предусмотреть резонансно-туннельные каналы как для электронов, так и для дырок. При рассмотрении поведения фотовозбужденных дырок в подобных структурах можно заметить, что дырки будут иметь тенденцию к накоплению в самой глубокой яме серии, поскольку единственным каналом

выхода для них является их рекомбинация с электронами. Накопление дырок должно приводить к увеличению скорости электронно-дырочной рекомбинации, что будет снижать эффективность преобразования. Поэтому в данной работе мы применяем разрабатываемый метод к последовательному набору из квантовых ям GaAs/AlGaAs, задавая резонансно-туннельное согласование нижних подзон как для электронной, так и для дырочной подсистем. Для этого выполнены численные расчеты положения подзон для различных конфигураций встроенных барьеров, реализующих режим резонансного туннелирования в последовательном наборе из квантовых ям GaAs/AlGaAs. Посредством численного эксперимента проведено исследование фотостимулированного транспорта в рассчитанных структурах.

Проблемой, возникшей в ходе выполнения данной работы, явилось изучение экситонов в квантовых ямах. Задача о влиянии тонких туннельно-прозрачных барьеров на энергию связи экситона в квантовой яме представляет, несомненно, фундаментальный интерес. Помимо этого, ее решение оказалось необходимым для интерпретации полученных спектров фотолюминесценции и их связи с рассчитанными значениями положений уровней для электронов и дырок. Для двумерных электронных систем энергия экситонов рассчитывается на основе моделей Френкеля [16] и Ванье-Мотта [17,18], путем разделения переменных на систему центра масс и относительного движения [19]. В нашем случае несмотря на достаточно большую ширину квантовых ям (25 нм.), наличие тонких барьеров делает невозможным использование стандартных приближений для расчета экситонных спектров, и требует прямого численного решения уравнения Шредингера. Поэтому в данной работе проведен расчет энергии связи экситонов для квантовых ям со встроенными тонкими барьерами методом конечно-разностной дискретизации [20-22], на основании которого проведена количественная интерпретация измеренных спектров фотолюминесценции.

Целью диссертационной работы является реализация метода обеспечения эффективного выноса носителей из квантовых ям во внешнем электрическом поле р-і-п перехода.

Для достижения цели были поставлены следующие **задачи**:

1. Исследование возможностей метода по управлению положениями уровней размерного квантования и обеспечения плавной перестройки спектра в квантовых ямах;
2. Разработка модельной резонансно-туннельной структуры, состоящей из последовательности квантовых ям, на основе исследуемого метода;
3. Сравнение разработанной теории резонансно-туннельной структуры из квантовых ям с экспериментальными данными для исследования предложенного метода на

предмет точности управления подзонами и возможной реализации на практике квантовых ям с введенной серией тонких туннельно-прозрачных барьеров;

4. Изучение влияния электронного и дырочного резонансно-туннельных каналов на фотопроводимость для резонансно-туннельных структур с квантовыми ямами;

5. Определение влияния встроенной серии тонких туннельно-прозрачных барьеров на положение основного уровня и энергию связи экситона в квантовых ямах AlGaAs/GaAs.

Научная новизна:

1. Представлена методика управления положениями уровней размерного квантования посредством введения в квантовую яму серии тонких туннельно-прозрачных барьеров, не нарушая существенным образом при этом туннельных и оптических характеристик структуры.

2. Рассчитана модельная структура из квантовых ям, позволяющая реализовать режим резонансного туннелирования в электрическом поле р-і-п перехода как для электронов, так и для дырок.

3. Проведено теоретическое исследование кинетики фотогенерированных носителей заряда в резонансно-туннельных структурах из квантовых ям. Показано, что в таких структурах можно реализовать эффективный вынос фотогенерированных носителей заряда из квантовых ям в непрерывный спектр. Показано, что для эффективного извлечения фотогенерированных носителей заряда из квантовых ям в непрерывный спектр принципиальную роль играет резонансно-туннельный канал выноса для дырок.

4. Проведено теоретическое исследование основного уровня энергии экситонов в квантовых ямах с тонкими туннельно-прозрачными барьерами. Получены зависимости энергии связи экситонов от количества и конфигурации введенных барьеров. Обнаружено, что энергия связи экситонов немонотонным образом зависит от степени, занимаемой вводимыми барьерами в квантовой яме – сначала наблюдается рост, а затем падение энергии связи. Результаты расчетов получили экспериментальное подтверждение.

Теоретическая и практическая значимость работы. Представлена методика по управлению нижним уровнем размерного квантования в квантовых ямах в широком диапазоне - практически от дна квантовой ямы вплоть до уровня непрерывного спектра. Путем систематического исследования метода продемонстрирована возможность прецизионного управления положением подзоны в квантовых ямах путем введения серии туннельно-прозрачных барьеров заданной конфигурации. Продemonстрирована возможность управления степенью локализации волновых функций подзон в квантовой яме, посредством

изменения конфигурации распределения барьеров в объёме квантовой ямы. На основе методики разработаны модельные резонансно-туннельные структуры, состоящие из последовательности квантовых ям GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As с резонансным согласованием подзон, помещённые в p-i-n переход. Продемонстрирована возможность реализации на практике модельных гетероструктур с квантовыми ямами GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As, выращенных методом МЛЭ, реализующих исследуемый метод. Представленный метод инженерии состояний в квантовых ямах может быть использован для конструирования приборов оптоэлектроники, в частности, в фотовольтаических приложениях с квантовыми ямами.

Методология и методы исследования. Исследование метода по управлению положениями подзон в квантовых ямах проводилось с использованием комбинации теоретического моделирования, экспериментального исследования и их комплексного анализа. Энергии электронных и дырочных подзон в исследованных структурах с квантовыми ямами GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As рассчитывались путем решения уравнения Шрёдингера методом огибающей в параболическом приближении. Для решения одномерного уравнения Шрёдингера для квантовой ямы использовали граничные условия Бен Даниэля-Дьюка. Для расчета уровней энергий в квантовых ямах для электронов и дырок использовали параметры материалов GaAs и Al_xGa_{1-x}As. Для расчета дырочных подзон воспользовались Гамильтонианом Латтинджера, который представляет собой теоретическую основу, используемую для описания зонной структуры полупроводников в параболическом приближении валентной зоны, таких как GaAs. Использовали параболический закон дисперсии для валентной зоны с учетом эффективных масс для лёгких и тяжёлых дырок, выраженных через параметры Латтинджера ($\gamma_1 = 6.85$, $\gamma_2 = 2.1$, $\gamma_3 = 2.9$) для материалов GaAs и Al_{0.3}Ga_{0.7}As. Для расчета стационарного состояния экситона решалось 3-хмерное уравнение Шрёдингера с параболическим законом дисперсии методом конечно-разностной дискретизации 2-го порядка. Энергию связи экситона определяли разностью энергий стационарного состояния и одночастичных состояний для электрона и тяжелой дырки.

Рост модельных гетероструктур с квантовыми ямами GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As осуществлялся методом МЛЭ на установке Riber Epineat 3-5. Спектры низкотемпературной люминесценции структур измерялись при температуре 5К на установке SP-2356 с охлаждаемым матричным детектором PIXIS-100 при оптическом возбуждении излучением He-Ne лазера (0.63 мкм). Измерения ПЭМ проводились с использованием микроскопа Close Osiris FEI, работающего при ускоряющем напряжении 200 кВ. Рентгеновские дифракционные картины были получены с использованием дифрактометра Panalytical X-Pert MRD с гибридным монохроматором и первичной щелью 0,1 мм.

Положения, выносимые на защиту:

1. Введение тонких барьеров в квантовую яму позволяет контролируемо управлять энергией подзон размерного квантования в широких пределах – от дна квантовой ямы, вплоть до уровня непрерывного спектра.
2. Предложен метод обеспечения резонансного согласования в квантовых ямах посредством равномерного введения тонких туннельно-прозрачных барьеров, который позволяет реализовать резонансно-туннельную последовательность из квантовых ям для обеспечения выноса фотоносителей из глубоких квантовых ям.
3. Продемонстрирована возможность одновременной реализации резонансно-туннельных каналов выноса электронов и дырок в структуре с квантовыми ямами, помещенной в р-і-п элемент.
4. Для эффективного извлечения фотогенерированных носителей заряда из квантовых ям в непрерывный спектр принципиальную роль играет канал резонансно-туннельного извлечения дырок. При уменьшении эффективности дырочного канала также падает и эффективность электронного канала. А при исчезновении дырочного канала электронный фототок также стремится к нулю.
5. Энергия связи экситонов немонотонным образом зависит от степени заполнения вводимыми барьерами в квантовой яме – сначала наблюдается рост, а затем падение энергии связи.

Достоверность полученных результатов. Достоверность результатов достигалось за счет комплексного подхода, включающего экспериментальную верификацию, теоретическое моделирование структур и сравнение с литературными данными для материалов GaAs и $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. Достоверность результатов обеспечена строгим контролем параметров структур GaAs и $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, согласованностью теоретических моделей и полученных экспериментальных данных, статистической значимостью измерений и корреляцией с литературными источниками. Выявленные ограничения не ставят под сомнение основной вывод о повышении эффективности выноса фотоносителей из последовательности квантовых ям помещенных в р-і-п переход, путем резонансного согласования подзон в квантовых ямах реализующих наш подход.

Апробация результатов. Диссертационное исследование выполнено в процессе проведения совместных исследований на кафедре теоретической физики и квантовых технологий Национального исследовательского технологического университета «МИСИС» и лаборатории терагерцовой спектроскопии отделения твердого тела Физического института им. П. Н. Лебедева РАН. Работа охватывает фундаментальные и прикладные аспекты физики

полупроводников, квантовых технологий и нанофизики, опираясь на междисциплинарный подход.

Результаты по диссертационной работе докладывались на международной научной конференции студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2019» (МГУ, 2019), на Объединенной Международной Конференции по физике конденсированного состояния Европейского физического общества и Королевского Физического Общества Испании (CMD2020GEFES, 2020), на XXVII Международном симпозиуме «Нанофизика и наноэлектроника» со стендовым докладом по Физике Полупроводников (Нижний Новгород, 2023), на IX Международной конференции «Лазерные, плазменные исследования и технологии» (Москва, МИФИ, 2023), на международной научной конференции студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2023» (МГУ, 2023). Также основные результаты работы докладывались на семинарах отделения физики твердого тела Физического института им. П.Н. Лебедева РАН 2021г. и 2023г.

Личный вклад. Автор проводил моделирование резонансно-туннельных структур с квантовыми ямами, в которых управление уровнями размерного квантования достигалось посредством встраивания туннельно-прозрачных барьеров в объём квантовой ямы. Автор проводил расчёт кинетики фотостимулированного транспорта для резонансно-туннельных структур с квантовыми ямами. Автор совместно с П.Ф. Карцевым проводил моделирование экситонных состояний и определение энергии связи экситонов в квантовых ямах с внесенной серией тонких туннельно-прозрачных барьеров.

Автор выражает благодарность сотрудникам лаборатории терагерцовой спектроскопии твердого тела ФИАН им. П.Н. Лебедева: зав. лабораторией Митягину Ю.А. и с.н.с. Теленкову М.П. за постановку задач, обсуждение методов их решения и результатов исследований. Отдельные благодарности автор выражает сотрудникам ФИАН им. П.Н. Лебедева: н.с. отдела твердотельной фотоники Пашкееву Д.А. за осуществление роста структур методом МПЭ, в.н.с. Центра высокотемпературной сверхпроводимости и квантовых материалов им. В.Л. Гинзбурга Мартовицкому В.П. за проведение экспериментальных работ по рентгеноструктурному анализу, с.н.с. лаборатории терагерцовой спектроскопии твердого тела Савинову С.А. за проведение измерений спектров низкотемпературной фотолуминесценции. Автор выражает благодарность зав. лабораторией электронной микроскопии Института кристаллографии имени А. В. Шубникова РАН Васильеву А.Л. за проведение микроструктурного анализа выращенных структур. Также, автор выражает благодарность доценту кафедры физики твердого тела и наносистем института лазерных и плазменных технологий НИЯУ МИФИ Карцеву П.Ф. за оказание

помощи с численными методами расчета для экситонных спектров и энергий связи экситонов для квантовых ям со встроенной серией тонких барьеров.

Публикации. Результаты диссертационной работы отражены в 4 научных работах автора, среди которых 2 статьи в журналах, входящих в международную сеть цитирования Web of Science. Список публикаций автора приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации. Диссертационная работа изложена на 116 страницах, состоит из введения, литературного обзора, трех глав, заключения, списка литературы, включающего 91 наименование. Результаты проиллюстрированы на 36 рисунках и изложены в 10 таблицах.

Содержание работы

Во введении обоснована актуальность проводимых исследований, их цель и научная новизна. Приведено краткое содержание работы, а также сформулированы положения, выносимые на защиту. Дано обоснование достоверности полученных результатов и указан личный вклад автора работы.

В обзоре литературы приведены исследования по фотовольтаическим эффектам в полупроводниках и применению квантово-размерных структур в фотовольтаических преобразователях. Аргументируется актуальность исследований в области резонансно-туннельных структур для фотовольтаики и приводятся последние достижения, в контексте применения квантовых ям в фотовольтаических преобразователях. Кроме того, в данном обзоре представлено описание экситонов в квантовых ямах, а также основные свойства экситонов, включая энергию связи. Рассмотрены основные теоретические модели и методы решения уравнения Шредингера для определения стационарных состояний и энергий связи экситона в структурах с квантовыми ямами.

В первой главе проведено исследование метода управления положением уровней размерного квантования в системе с квантовыми ямами. Почти непрерывное изменение - от дна квантовой ямы до непрерывного спектра - может быть достигнуто путем введения серии тонких барьеров определенной конфигурации (положение и количество) из основного материала в квантовую яму. Данная методика технологически проста и перспективна в различных приложениях, в частности, для согласования положений нижних подзон в последовательности квантовых ям в электрических полях, в том числе характерных для p-i-n фотовольтаических элементов.

Для исследования возможностей данного метода рассмотрены ситуации с различной конфигурацией введённых барьеров в квантовые ямы. Расчеты электронных подзон проводились для квантовых ям GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As. Энергии электронных подзон в исследованных структурах рассчитывались путем решения уравнения Шрёдингера методом огибающей в параболическом приближении [11].

$$\left\{ -\frac{\partial}{\partial z} \frac{\hbar^2}{2m(z)} \frac{\partial}{\partial z} + U(z) \right\} \psi(z) = E \psi(z) \quad (1)$$

где $m(z)$ - эффективная масса электрона, $U(z)$ - профиль потенциала квантовой ямы электрона.

Было показано, что положение нижней подзоны можно регулировать почти от дна квантовой ямы до уровня непрерывного спектра. В качестве иллюстрации возможностей метода рассмотрим пример структуры из квантовых ям, приведенный на рисунке 1а. Наборы

барьеров выбирались таким образом, чтобы обеспечить сдвиг нижней подзоны от ямы к яме на фиксированную величину (50 мэВ). Как видно из таблицы 1, добиться желаемого положения уровня можно с достаточно высокой точностью (несколько мэВ), которая значительно ниже теплового уширения ($k_B T$) уровней при комнатной температуре (0,026 эВ). Точность достигаемого положения уровня в первую очередь определяется тем, что точность установки ширины барьера ограничена шириной одиночного монослоя (0,283 нм).

Таблица 1. Расчетные энергии нижних подзон электронов для структуры, представленной на рис. 1а.

№ КЯ	Количество барьеров	E_e, meV	Заданные значения E, meV
0	-	6.81	-
1	3	48.31	50
2	5	102.6	100
3	7	151.9	150
4	8	183.4	190

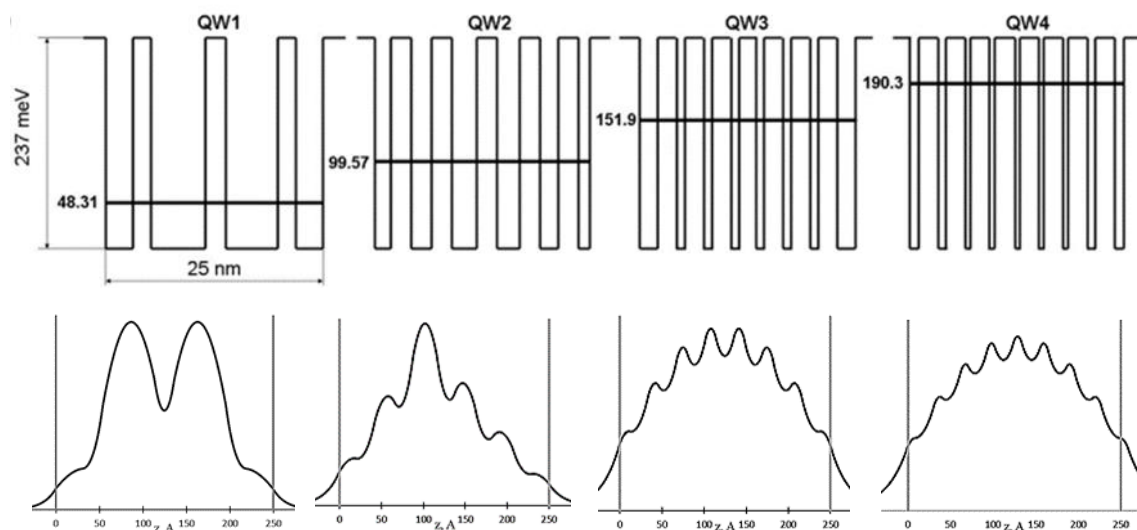


Рисунок 1. Потенциальный профиль структуры с квантовыми ямами GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As с различной конфигурацией вставленных барьеров (а) и распределение волновой функции нижней подзоны (б). КЯ шириной 25 нм, барьеры толщиной по 2,264 нм. (8 монослоёв Al_{0.3}Ga_{0.7}As).

Распределение волновой функции нижнего состояния в квантовых ямах со встроенными барьерами показано на рис. 1 (б). Видно, что состояния в широкой квантовой яме с рядом барьеров описываются единой волновой функцией. Важным наблюдением здесь является то, что введенные барьеры не делят квантовую яму на несколько независимых

узких ям. Система квантовая яма – барьеры остается цельной и описывается единой волновой функцией.

Помимо расчета основной структуры, проведено исследование данного метода. Путем варьирования конфигурации вводимых в квантовую яму барьеров проследили за изменением положений подзон и распределением волновых функций в квантовых ямах. Можно отметить следующее, что метод позволяет осуществлять точную настройку спектра в квантовой яме. Помимо основного результата, хотелось бы отметить, что при помощи данного метода можно влиять на степень локализации волновых функции в квантовой яме, и тем самым управлять поглощением и включать соответствующие переходы в спектр поглощения.

Путем систематического исследования метода предложен простой алгоритм подбора параметров структуры квантовой ямы с барьерами. Отталкиваясь от заданного положения подзон в квантовых ямах, подбирается конфигурация встраиваемых в квантовую яму барьеров. Эффективная концентрация A_1 для достижения требуемой энергии подзоны и количество барьеров N , которые необходимо вставить в КЯ:

$$x_{eff} = \frac{E_1 - E_1^0}{800} \quad (2)$$

$$N = \frac{x_{eff} \cdot d_w}{x \cdot d_B} \quad (3)$$

Например, если $x = 0,3$, $E_1 = 100$ мэВ, $d_w = 25$ нм, $d_B = 2,264$ нм (8 монослоев), мы имеем $x_{eff} = 0,118$ и $N = 4$. В таблице 2 приведены расчетные значения для различных значений N .

Таблица 2. Расчетные положения нижних подзон с использованием предложенного алгоритма (2,3).

	x_{eff}	Количество барьеров	Рассчитанные E_1 , мэВ	Различие, %
67.2	0.081	3	62.71	7.1
87	0.108	4	83.96	4.8
106	0.135	5	110.2	3.8
130	0.163	6	134.36	3.2
152	0.191	7	156.04	2.6
174	0.217	8	179.09	2.8

Результаты расчетов в Таблице 2 показывают небольшое отклонение рассчитанных значений E_1 от заданных. По результатам сравнения рассчитанных значений положений подзон прямым методом и на основе предложенного алгоритма подбора структуры, отклонения результатов не превышает 5%.

Проведено сравнение двух систем, квантовая яма с внесенной серией барьеров и с полным распределением Al по объёму квантовой ямы. Определили, что по мере увеличения количества барьеров в квантовой яме, величина отклонения по положениям подзон в двух системах уменьшается, и для крайних квантовых ям с количеством барьеров 5-8 ед. не превышает 7% (таблица 3). Как следствие, размытие гетерограниц в квантовых ямах не приводит к существенным изменениям положений подзон в квантовой яме, и отклонения в положении подзон не превышает $k_B T$ при комнатной температуре.

Таблица 3. Расчетные энергии нижней подзоны (E_{1eff} — энергия нижней подзоны в КЯ с однородным распределением Al, E_1 — энергия низшей подзоны в КЯ с вставленными барьерами).

№ КЯ	Количество барьеров	χ_{eff}	E_{1eff}	E_1	Различие, %
1	3	0.081	62.72	48.31	29.8
2	5	0.136	105.37	99.57	6.82
3	7	0.19	141.43	151.9	5.89
4	8	0.218	179.09	183.4	3,25

Помимо этого, в главе уделено отдельное внимание оценке величины поглощения и темпа оптической генерации в квантовых ямах с введенной серией тонких туннельно-прозрачных барьеров. Проведен расчет коэффициента поглощения в квантовых ямах с введенной серией тонких туннельно-прозрачных барьеров. Было определено, что наибольшие значения коэффициента поглощения присущи для глубокой квантовой ямы (рис. 1). Проведен расчет поглощения для структуры с квантовыми ямами (Рис. 1), определили следующие значения поглощения для квантовых ям: №1 = 0,545 %; №2 = 0,275 %; №3 = 0,135 %; №4 = 0,0712 %; №5 = 0,0372 %. Суммарное поглощение по всей структуре с квантовыми ямами составляет 1,0575 %.

По мере увеличения степени заполнения барьерами объёма квантовой ямы (увеличения количества барьеров), зависимость коэффициента и области спектрального поглощения уменьшаются, что может быть связано с уменьшением количества уровней размерного квантования и уменьшением интегралов перекрытия волновых функций электронной и дырочной подсистем. Поведение зависимостей темпа оптической генерации для квантовых ям с введенной серией тонких барьеров аналогично зависимости коэффициента поглощения от энергии кванта излучения. Полученные значения по темпу оптической генерации в квантовых ямах использовали далее для расчета процессов кинетики в резонансно-туннельной структуре.

Далее было проведено сравнение полученных теоретических результатов с данными экспериментального исследования разрабатываемого метода полученными в лаборатории терагерцовой спектроскопии твердого тела ФИАН им. П.Н. Лебедева. Для этого были выращены модельные гетероструктуры AlGaAs/GaAs с квантовыми ямами (Рис. 1) методом молекулярно-пучковой эпитаксии на установке Riber Epineat 3-5. Результаты теоретически рассчитанных спектров были сопоставлены с данными эксперимента, полученными из спектров фотолюминесценции гетероструктур $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$ с квантовыми ямами. Измеренные спектры фотолюминесценции (ФЛ) выращенной модельной структуры приведены на рисунке 2. Можно отметить, что энергии переходов, возрастают по мере увеличения числа введенных барьеров, тем самым отражая обусловленный введением барьеров сдвиг нижних подзон электронов и дырок в сторону больших энергий. Это демонстрирует возможность управляемой перестройки положения подзон в квантовых ямах посредством введения в объём серии тонких барьеров.

На спектрах фотолюминесценции отмечены значения уширения основных линий, значения которых существенно меньше чем $k_B T$ при комнатной температуре (0.026 эВ). Основополагающим механизмом уширения уровней и линий ФЛ являются процессы рассеяния, в частности рассеяние на гетерограницах.

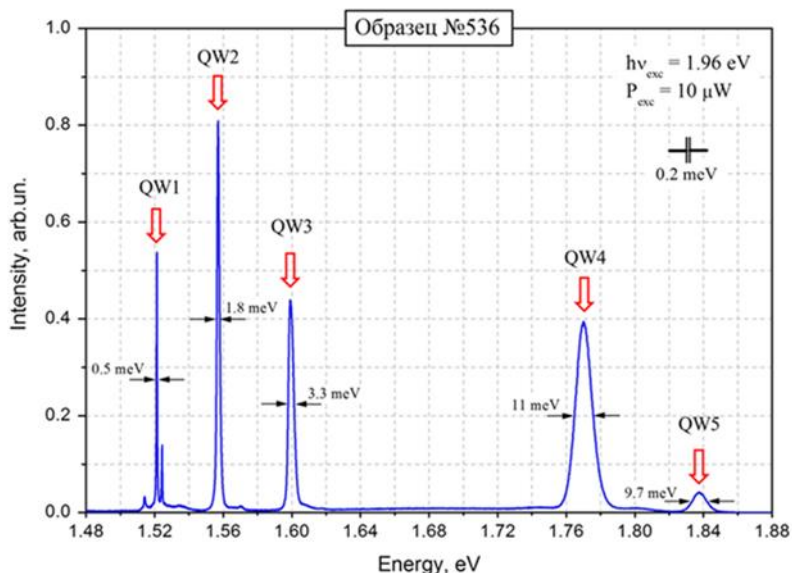


Рисунок 2. Спектры низкотемпературной фотолюминесценции квантовых ям $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ с введенными барьерами.

Следует отметить, что использование данного метода увеличивает количество гетерограниц в квантовой яме, и качество гетерограниц оказывает существенное влияние на положения и уширения подзон. Полученный результат, уширение линий ФЛ,

свидетельствует о технологической возможности получения высокого качества для подобного рода структур, в которых реализован разрабатываемый в данной работе метод, а именно введение серии туннельно-прозрачных барьеров для управления уровнями размерного квантования в квантовых ямах.

Сравнение теоретически рассчитанных спектров с данными эксперимента приведено в Таблице 4 и на Рисунке 3.

Таблица 4. Сравнение теоретически рассчитанных спектров с данными эксперимента

№ КЯ	Рассчитанные значения, меВ	Эксперимент, меВ
0	1528	1521
1	1580	1552
2	1642	1600
3	1760	1775
4	1818	1835

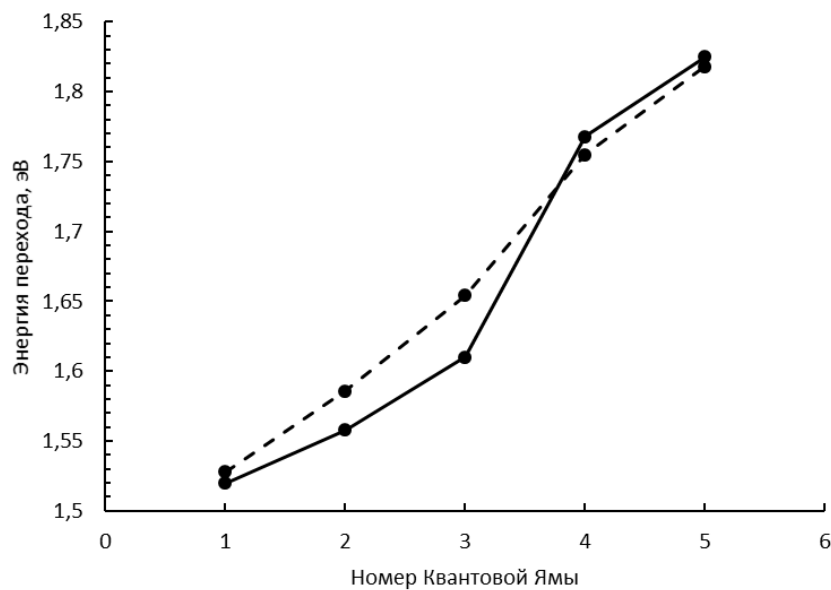


Рисунок 3. Сравнение экспериментальных и рассчитанных значений энергий переходов для исследуемых квантовых ям. Черная линия соответствует экспериментальным значениям, пунктирная – расчётным

В целом наблюдается неплохое соответствие положений линий ФЛ с расчетными значениями. Однако неравномерность расположения пиков и некоторое расхождение по значениям все же наблюдается. Более детально этот вопрос будет рассмотрен во второй главе и указанное расхождение в большей степени будет объяснено экситонными эффектами.

Во второй главе проведён расчет энергий связи экситонов в квантовых ямах с введённой серией тонких туннельно-прозрачных барьеров. Для интерпретации спектров фотолюминесценции исследованных структур (рис. 4) потребовалось рассчитать основные уровни энергии экситонов, поскольку они дают вклад в энергию наблюдаемых переходов. Задача эта осложняется тем, что, несмотря на достаточно большую ширину квантовых ям, наличие тонких барьеров делает невозможным использование стандартных приближений для расчета экситонных спектров, и требует прямого численного решения уравнения Шредингера для рассматриваемых структур.

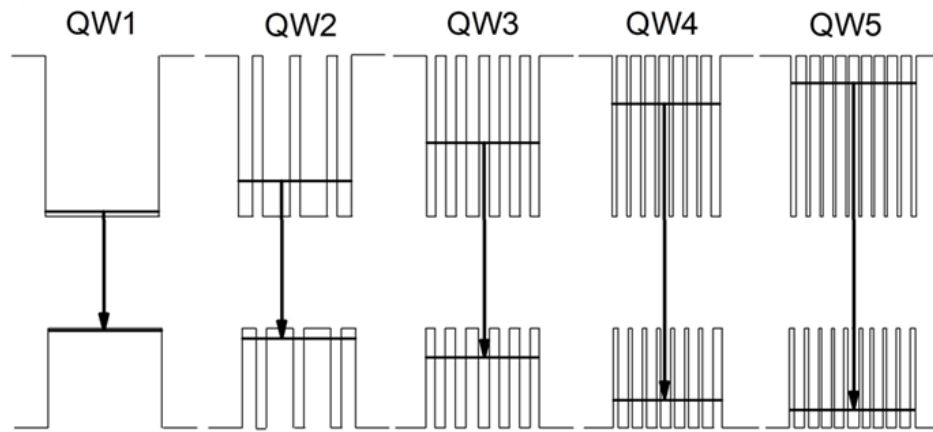


Рисунок 4. Потенциальный профиль выращенных структур с квантовыми ямами GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As с различной конфигурацией введенных барьеров.

Уравнение Шредингера для задачи двух частиц представляет собой 6-мерное уравнение в частных производных (т.е. для двух частиц, каждая в трехмерном пространстве). Такой расчет был проведен на основании метода конечно-разностной дискретизации [20,22]. В данной работе мы ограничиваемся расчетом только основного состояния экситона. В этом случае уравнение Шредингера сводится к трехмерному уравнению следующего вида:

$$\hat{H}\psi(\rho, z_e, z_h) = E\psi(\rho, z_e, z_h), \quad (4)$$

$$\hat{H} = \hat{K} - \frac{e^2}{\epsilon \sqrt{\rho^2 + (z_e - z_h)^2}} + V_e(z_e) + V_h(z_h), \quad (5)$$

$$\hat{K} = -\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{\partial^2}{\partial z_e^2} - \frac{\hbar^2}{2m_h} \frac{\partial^2}{\partial z_h^2} - \frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \right), \quad (6)$$

Где z_e и z_h - z -координаты электрона и дырки соответственно, а ρ - относительное расстояние между частицами в x -плоскости, $V_e(z)$ и $V_h(z)$ – потенциальный профиль квантовой ямы для электрона и для дырки, соответственно. m_e , m_h и μ - эффективные массы

электронов, дырок и приведенная эффективная масса пары электрон-дырка соответственно. В численных расчетах были использованы зонные параметры, взятые из работы [23].

Для дискретизации мы используем аппроксимацию конечной разности второго порядка [22] частных производных в уравнении (5,6) на эквидистантных сетках по трем переменным. Используем формулу 2-го порядка для аппроксимации членов со второй частной производной по z с разрывом на границе раздела [21,22]:

$$-\frac{\hbar^2}{2\Delta_z^2} \left(\frac{2}{m_{i-1} + m_i} \chi(z_{i-1}) - \left(\frac{2}{m_{i-1} + m_i} + \frac{2}{m_i + m_{i+1}} \right) \chi(z_i) + \frac{2}{m_i + m_{i+1}} \chi(z_{i+1}) \right) \quad (7)$$

Шаги сетки по каждой переменной приняты одинаковыми, уравнение (7) определяет теоретическую неопределенность численного решения порядка $\Delta^2, \Delta \rightarrow 0$. Ненулевое решение однородного уравнения (4) с тривиальными граничными условиями находится путем диагонализации матрицы, построенной из уравнения (7). В результате мы вычислили наименьшее собственное значение матрицы и соответствующий собственный вектор. После экстраполяции к пределу $\Delta^2, \Delta \rightarrow 0$ [22] получены точные асимптотические результаты. Таким образом, мы нашли энергию E_x для различных КЯ с введенной серией тонких барьеров. Далее энергия связи экситона определяется как разность энергий стационарного состояния экситона и одночастичной задачи для электронов и дырок.

$$E_B = \varepsilon_e + \varepsilon_{hh} - E_x, \quad (8)$$

Где $\varepsilon_e, \varepsilon_{hh}$ – энергия одночастичных состояний для электрона и дырки, E_x – энергия основного состояния экситона, меВ.

Для исследуемой структуры, приведенной на рисунке 4, провели расчеты по основным экситонным состояниям и энергиям связи экситонов, результаты которых сведены в таблице 5. Рассчитанные значения по энергиям связи экситонов в рассматриваемых квантовых ямах приведены на рисунке 5. Обнаружена немонотонная зависимость энергии связи экситонов в рассматриваемых квантовых ямах от степени заполнения барьерами объема квантовой ямы. Поначалу энергия связи возрастает, а по мере увеличения числа барьеров начинает падать.

Таблица 5. Рассчитанные значения энергии связи экситонов в квантовых ямах для исследуемой структуры.

№ КЯ	Энергия связи экситонов с учетом различия диэлектрических проницаемостей ям и барьеров, мэВ	Энергия связи экситонов без учета различия диэлектрических проницаемостей ям и барьеров, мэВ
1	6,74	6,24
2	8,32	6,97
3	9,03	7,38
4	8,29	6,86
5	7,5	6,35

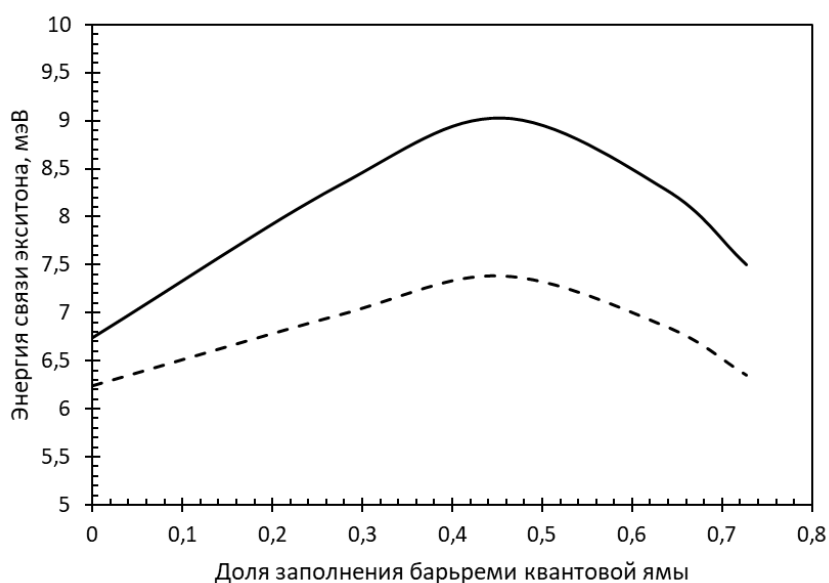


Рисунок 5. Рассчитанные энергии связи экситонов в квантовых ямах от доли заполнения барьерами объёма квантовой ямы. Сплошная линия, с учетом различия диэлектрических проницаемостей ям и барьеров, пунктирная — без учета различия диэлектрических проницаемостей ям и барьеров.

Такое поведение энергии связи экситона можно объяснить следующим образом. При достаточно малом числе барьеров (3 барьера на рис. 6) в распределении волновой функции возникает модуляция — волновая функция «вытесняется» из барьеров и локализуется в промежутках между ними, причем для дырок этот эффект сильнее, чем для электронов (см. рис 6б). Тем самым усиливается степень локализации волновой функции, что приводит к усилению кулоновского взаимодействия электрона и дырки и, соответственно, к увеличению энергии связи экситона, подобно тому, как это происходит в квантовой яме по сравнению с объемом.

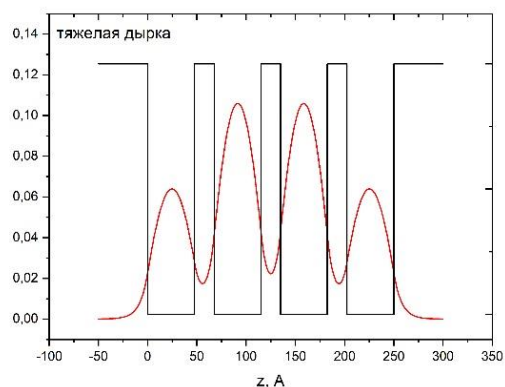
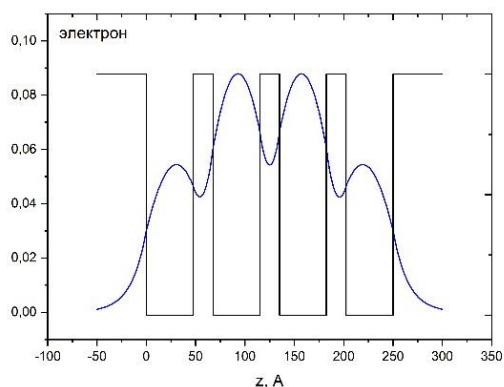


Рисунок 6. Распределение волновой функции основного состояния электронов (а) и дырок (b) для квантовой ямы GaAs/AlGaAs с 3-мя введенными барьерами.

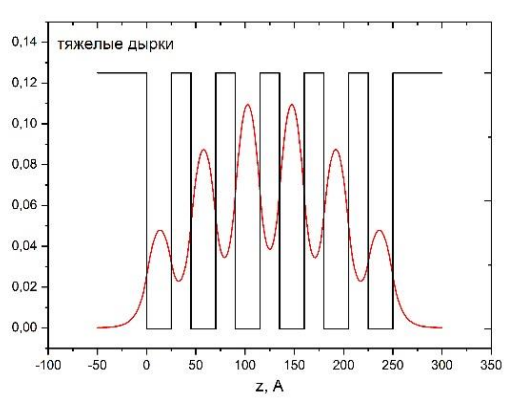
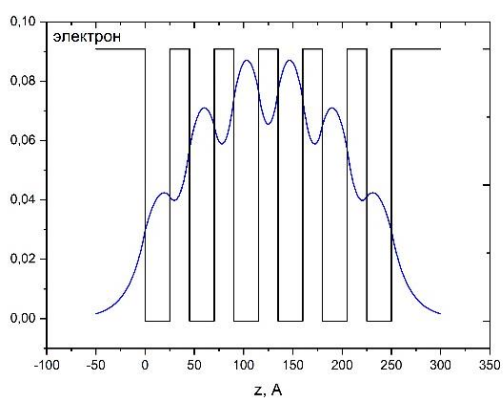


Рисунок 7. Распределение волновой функции основного состояния электронов (а) и дырок (b) для квантовой ямы GaAs/AlGaAs с 5-ю введенными барьерами.

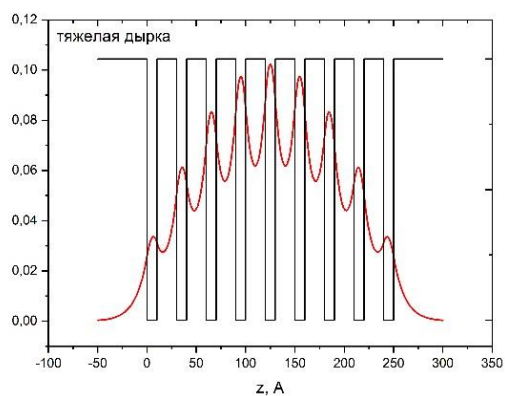
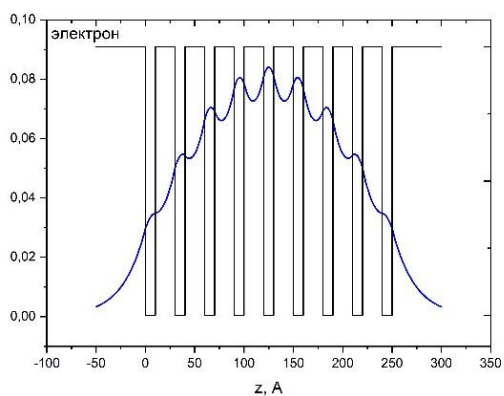


Рисунок 8. Распределение волновой функции основного состояния электронов (а) и дырок (b) для квантовой ямы GaAs/AlGaAs с 8-ю введенными барьерами.

С увеличением числа введенных барьеров этот эффект поначалу возрастает (см. рис. 7 для 5 барьеров), а затем глубина модуляции волновой функции падает, и ее контур приближается к волновой функции более мелкой ямы (рис. 8 для 8 барьеров). Иными словами, происходит обратная делокализация волновой функции, что и приводит к ослаблению кулоновского взаимодействия и падению энергии связи экситона. Наблюдаемые и рассчитанные значения энергий экситонных переходов в квантовых ямах с различными конфигурациями введенных барьеров приведены в таблице 6. На рисунке 9 приведено сравнение экспериментальных значений, полученных при снятии спектра ФЛ и рассчитанных значений энергий переходов для исследуемых квантовых ям с учетом энергии связи экситонов.

Таблица 6. Измеренные и рассчитанные энергии экситонных переходов в исследованной структуре с квантовыми ямами.

№ КЯ	Эксперимент, мэВ	Расчет, мэВ
1	1520	1521
2	1558	1577
3	1610	1642
4	1768	1752
5	1825	1802

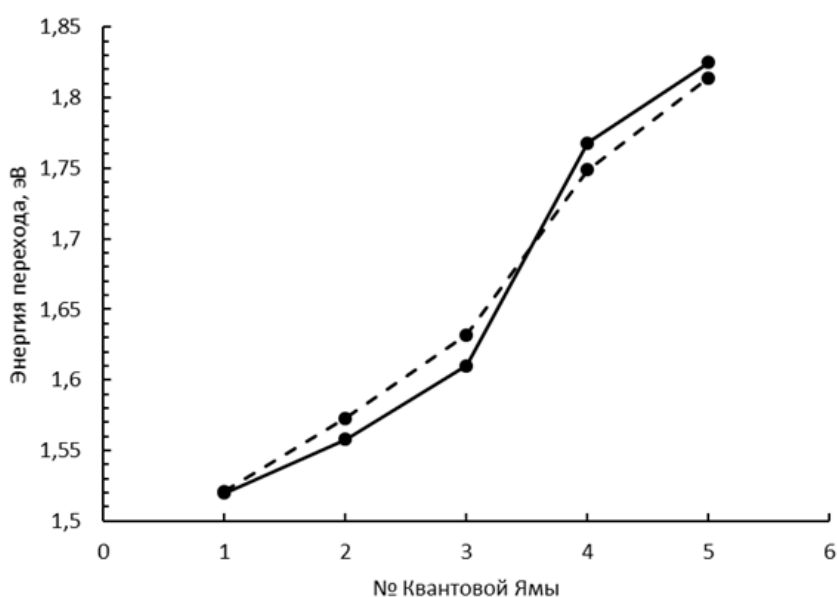


Рисунок 9. Сравнение экспериментальных и рассчитанных значений энергий экситонных переходов для исследуемых квантовых ям. Черная линия соответствует экспериментальным значениям, пунктирная — расчётным.

Наблюдается достаточно неплохое согласие между рассчитанными значениями и экспериментальными величинами энергий переходов экситонов в выращенной структуре GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As со встроенной серией тонких барьеров. Однако в реальных структурах могут проявляться несовершенства, которые связаны с качеством самой структуры и сложной конфигурацией введённых барьеров в квантовые ямы. Тем самым данное объяснение расхождения экспериментальных и рассчитанных значений энергий экситонных переходов может быть неполным, и не включает учета размытия гетерограниц и состава. Основная тенденция к неравномерности расположения пиков на спектрах ФЛ может быть объяснена немонотонной зависимостью энергии связи экситона от доли, занимаемой барьерами в квантовой яме.

В третьей главе проведено исследование эффективности использования явления резонансного туннелирования для извлечения фотогенерированных носителей из квантовых ям в электрическом поле p-i-n перехода. Явление последовательного резонансного туннелирования можно использовать для извлечения носителей из глубоких квантовых ям путем введения в i-область последовательности квантовых ям с энергиями нижних подзон, резонансно согласованных в электрическом поле p-i-n-перехода.

При качественном рассмотрении поведения фотовозбужденных электронов в структуре, приведенной на рисунке 10(а), можно заметить, что обеспечить резонансно-туннельный транспортный канал для электронов недостаточно для эффективного извлечения фотогенерированных носителей [6]. Дырки в такой структуре будут накапливаться в самой глубокой яме серии, поскольку единственным каналом выхода для них является рекомбинация с электронами. Накопление дырок приводит к увеличению скорости электронно-дырочной рекомбинации, что приводит к снижению эффективности преобразования. Другим нежелательным эффектом накопления дырок может быть рассогласование электронных подзон из-за дополнительного электрического поля, создаваемого некомпенсированным положительным объемным зарядом дырок. Это электрическое поле может нарушать резонансное согласование электронных подзон, что приводит к ухудшению качества электронного резонансного канала и как следствие к уменьшению туннельного тока электронов. Поэтому необходимо предусмотреть и обеспечить резонансно-туннельный канал для фотовозбужденных дырок, чтобы предотвратить нежелательные эффекты, описанные выше, как показано на рис. 10б.

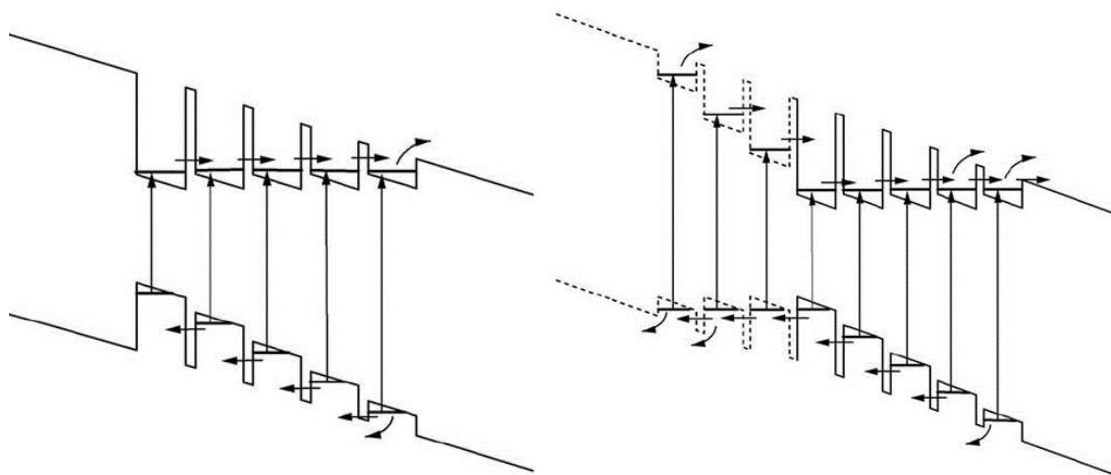


Рисунок 10. Схема структуры квантовой ямы в электрическом поле р-і-п перехода, реализующего резонансно-туннельный транспортный канал, а) только для электронов; б) как для электронов, так и для дырок [6].

По результатам работы предложена конструкция резонансно-туннельной структуры с квантовыми ямами, реализующая резонансно-туннельный механизм выноса как фотоэлектронов, так и фотодырок. В качестве иллюстрации на рис. 11 показана расчетная последовательность квантовых ям, в которой достигается резонансное согласование в собственном электрическом поле і-области р-і-п перехода $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$. Напряженность электрического поля в і-слое ($1,5 \cdot 10^4 \text{ В/см}$) была рассчитана путем решения одномерного уравнения Пуассона для следующих параметров р-і-п перехода: концентрация доноров и акцепторов $1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, ширина і-слоя 1 мкм, температура 300 К. Ширина барьеров, отделяющих квантовые ямы друг от друга, составляет 5 нм., падение напряжения между ними составляет около 45 мэВ. В таблице 7 приведены энергии основных подзон для электронной и дырочной подсистем. Видно, что резонансное согласование обеспечивается с точностью, намного лучшей, чем уширение $k_B T$ при комнатной температуре (26 мэВ).

Правая часть структуры (ямы №5-8) обеспечивает резонансно-туннельный перенос электронов, фотовозбужденных в самой глубокой квантовой яме (№4), а левая сторона (ямы №1-3) обеспечивает резонансно-туннельный перенос фотовозбужденных дырок, препятствуя накоплению дырок в самой глубокой квантовой яме (№4). Количество и положение барьеров в каждой из ям подбирались таким образом, чтобы добиться согласования энергий подзон в электрическом поле і-области р-і-п перехода.

Таблица 7. Расчетные энергии нижних подзон электронов и дырок для структуры с квантовыми ямами (выделены значения, обеспечивающие резонансное согласование в электрическом поле р-і-п перехода).

№ КЯ	Количество барьеров	E_{hh} , меВ	E_e , меВ
1	8	89.45	180.3
2	7	63.2	153.9
3	5	42.6	102.6
4	-	1.39	6.81
5	3	15.84	53.82
6	5	42.6	102.6
7	7	63.2	153.9
8	8	89.45	183.1

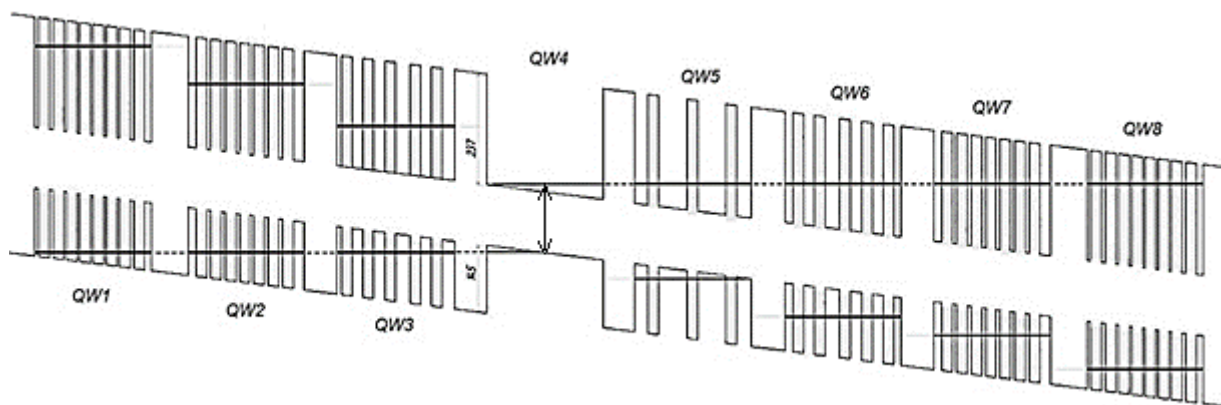


Рисунок 11. Профиль структуры, включающей ряд квантовых ям со встроенными барьерами в электрическом поле р-і-п-перехода. Ширина ямы 25 нм., ширина вставленных барьеров 2,264 нм. (8 монослоев).

Далее рассмотрена кинетика фотостимулированного транспорта электронов и дырок в рассчитанной резонансно-туннельной структуре (Рис. 11). Для этого построена дискретная модель резонансно-туннельного транспорта в системе с квантовыми ямами. Считали, что фотоэлектроны и фотодырки избирательно возбуждаются в самой глубокой квантовой яме (№4) за счет поглощения наиболее длинноволновой области электромагнитного спектра. Затем электроны туннелируют через последовательность квантовых ям №5–8, переходя в непрерывный спектр, а дырки туннелируют через ямы №3–1, также переходя в непрерывный спектр. Предлагаемый метод экстракции фотовозбужденных носителей из квантовых ям в непрерывный спектр использует явление последовательного (некогерентного) резонансного туннелирования. Процесс протекания туннельного тока можно представить, как последовательность туннельных событий за счет процессов рассеяния от ямы к яме, сопровождающийся процессами межподзонной релаксации.

Кинетику транспорта в такой системе можно описать системой балансных уравнений между приходом носителей в яму и уходом из нее. В предположении, что поглощение происходит только в квантовой яме с глубоко лежащей нижней подзоной (КЯ №4). В качестве результата получаем выражение для плотности фототока:

$$J \approx \frac{e}{B\tau_0 t_0} \left(\sqrt{1 + 4gB\tau_0 t_0} - 1 \right) \quad (9)$$

Где B – параметр, определяющий темп рекомбинации, $\text{см}^2/\text{с}$; t_0 и τ_0 – времена туннелирования дырок и электронов из самой глубокой квантовой ямы; g – темп генерации в пустой квантовой яме.

Главным обстоятельством является то, что фототок зависит от времени туннелирования как электронов, так и дырок из возбужденной квантовой ямы (№4). Суммарный фототок падает с увеличением времени t_0 , т. е. с уменьшением прозрачности дырочного резонансного канала. Наблюдаемая зависимость фототока от времени туннелирования дырок (Рис. 12) явно указывает на необходимость наличия дырочного канала в рассматриваемой структуре для эффективного преобразования. Как видно из рисунка 12, полный фототок и его электронная, и дырочная составляющие уменьшаются с увеличением времени туннелирования. При этом фототок $J \rightarrow 0$ при $t_0 \rightarrow \infty$ (что соответствует полному отключению канала туннелирования дырок), хотя прозрачность канала туннелирования электронов при этом не меняется. Таким образом, наличие дырочного канала туннелирования принципиально необходимо для функционирования предложенного резонансно-туннельного механизма выноса фотоносителей из квантовых ям в p-i-n переходе.

Помимо основной работы, проведено исследование влияния электрического поля пространственного заряда дырок, накапливающегося в глубокой квантовой яме, на положение электронных подзоны. Увеличение концентрации дырок в глубокой квантовой яме может приводить к увеличению обратного электрического поля, наведенного объёмным положительным зарядом дырок и как следствие выходом электронной системы из резонансного состояния. Было определено, что в интервале концентраций дырок $p_0 \leq 10^7 \text{ см}^{-2}$ (что достигается при времени туннелирования $\tau_0 = 50 \text{ мкс}$) величина создаваемого ими электрического поля ($F = 2\pi e p_0 / \epsilon$) не превышает 1-10 В/см, что существенно меньше электрического поля p-i-n перехода ($1,5 \cdot 10^4 \text{ В/см}$). Тем самым, для нашей системы с учетом наличия каналов как для электронов и для дырок, эффект от накопления дырок в глубокой квантовой яме на электронную резонансную систему не будет превышать 0,01%.

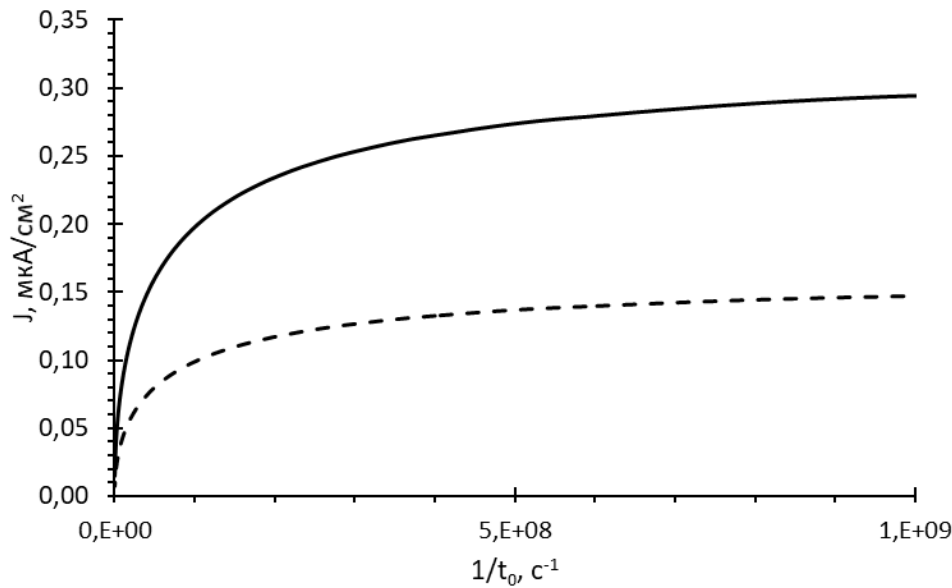


Рисунок 12. Зависимость фототока от обратного времени туннелирования дырок ($B=10^6$ $\text{см}^2\text{с}^{-1}$, $g=10^{12}$ $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$, $\tau_0=50$ пс., сплошная линия - полный фототок, штриховая линия - электронная составляющая).

Далее, в работе проведена оценка эффективности извлечения фотоносителей из глубокой квантовой ямы для разработанной структуры с резонансно-туннельными каналами выноса. Выражение для определения доли извлечения фотоносителей:

$$\eta = \frac{1}{2gB\tau_0 t_0} \left(\sqrt{1 + 4gB\tau_0 t_0} - 1 \right), \quad (10)$$

При характерных временах рекомбинации (800-1000 нс. [6]), фиксированном темпе генерации ($g=10^{12}$ $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$), и временах туннелирования ($\tau_0=50$ пс, $t_0=1$ нс.) эффективность извлечение составляет более 83 %.

В **Заключении** сформулированы основные научные результаты работы:

1. Разработана методика конструирования резонансно-туннельных структур из квантовых ям, обеспечивающая эффективное извлечение носителей в непрерывный спектр благодаря резонансно-туннельным каналам выноса, как для электронов, так и для дырок. Методика основана на управлении уровнями размерного квантования посредством введения в квантовые ямы серии тонких туннельно-прозрачных барьеров определенной конфигурации. Подготовлена технологическая карта модельной структуры с квантовыми ямами $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$.
2. Исследована кинетика фотогенерированных носителей заряда в резонансно-туннельных структурах с квантовыми ямами. Продемонстрировано, что в таких

структурах можно реализовать эффективный вынос фотогенерированных носителей заряда из квантовых ям в непрерывный спектр.

3. Установлены зависимости фототока от темпа генерации, интенсивности рекомбинации и времён туннелирования электронов и дырок.

4. Показано, что для реализации фотовольтаического преобразования в резонансно-туннельной структуре, встроенной в р-і-п элемент, необходимо одновременно обеспечить резонансно-туннельный транспорт, как для электронов, так и для дырок.

5. Проведено теоретическое исследование уровня энергии экситонов в квантовых ямах с тонкими барьерами. Получены зависимости энергии связи экситонов от количества и конфигурации введённых барьеров. Результаты расчетов получили экспериментальное подтверждение.

6. Проведено исследование влияния на энергию связи экситонов тонких туннельно-прозрачных барьеров различной конфигурации, помещенных в квантовую яму.

7. Показано, что энергия связи экситонов немонотонным образом зависит от степени, занимаемой вводимыми барьерами в квантовой яме – сначала наблюдается рост, а затем падение энергии связи.

Список публикаций по теме диссертации

1. Klemmer, P. S., Mityagin, Y. A., Telenkov, M. P., Nagaraja, K. K., Elantsev, D. A., & Amiri, S. Resonant tunneling in GaAs/AlGaAs quantum well system for solar photovoltaics. Superlattices and Microstructures, 140, 106472.
DOI: <https://doi.org/10.1016/j.spmi.2020.106472>
2. Mityagin, Y. A., Klemmer, P. S., Telenkov, M. P., Kumar, R., & Nagaraja, K. K. Kinetics of Photostimulated Transport in Resonant Tunneling Quantum Well Structures in the Electric Field of a p-i-n Photovoltaic Cell. Bulletin of the Lebedev Physics Institute, 49(6), 151-157.
DOI: <https://doi.org/10.3103/S1068335622060069>
3. Перестройка энергий подзон в структурах из квантовых ям при введении в ямы тонких туннельно-прозрачных барьеров, Воронова В.В., Митягин Ю.А., Теленков М.П., Клеммер П.С., Савинов С.А., Пашкеев Д.А., Мартовицкий В.П., В сборнике: Лазерные, плазменные исследования и технологии - ЛаПлаз-2023. Сборник научных трудов IX Международной конференции. Москва, 2023. С. 201.
4. Спектры экситонов в квантовой яме со встроенной серией тонких туннельно-прозрачных барьеров, Клеммер П.С., Митягин Ю.А., Теленков М.П., Карцев П.Ф., Савинов С.А., Воронова В.В., Пашкеев Д.А., Мартовицкий В.П., В сборнике: Лазерные, плазменные исследования и технологии - ЛаПлаз-2023. Сборник научных трудов IX Международной конференции. Москва, 2023. С. 223.

Список использованных источников

- [1] Parida B., Iniyar S., Goic R. A review of solar photovoltaic technologies //Renewable and sustainable energy reviews. – 2011. – Т. 15. – №. 3. – С. 1625-1636.
- [2] Yang R. Review of Photovoltaic Cell Technology Development //Energy and Power Engineering. – 2022. – Т. 14. – №. 10. – С. 541-549.
- [3] Barnham K. W. J., Duggan G. A new approach to high-efficiency multi-band-gap solar cells //Journal of Applied Physics. – 1990. – Т. 67. – №. 7. – С. 3490-3493.
- [4] Barnham K. W. J. et al. Quantum well solar cells //Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures. – 2002. – Т. 14. – №. 1-2. – С. 27-36.
- [5] Green M. A. Third generation photovoltaics: solar cells for 2020 and beyond //Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures. – 2002. – Т. 14. – №. 1-2. – С. 65-70.
- [6] Telenkov M. P., Mityagin Y. A. Resonant-tunneling structure of quantum wells in the pin photovoltaic element //Bulletin of the Lebedev Physics Institute. – 2013. – Т. 40. – С. 346-353.
- [7] Nagaraja, K. K., Telenkov, M. P., Kazakov, I. P., Savinov, S. A., & Mityagin, Y. A. (2016). Development of GaAs/AlGaAs quantum well structures providing a resonant tunneling regime in an electric field of pin junction. Materials Today: Proceedings, 3(8), 2744-2747.
- [8] Nagaraja, K. K., Telenkov, M. P., Kazakov, I. P., Savinov, S. A., & Mityagin, Y. A. (2017). Resonant tunneling GaAs/AlGaAs quantum well structures for pin photovoltaic cells. Bulletin of the Lebedev Physics Institute, 44, 72-76.
- [9] Klemmer, P. S., Mityagin, Y. A., Telenkov, M. P., Nagaraja, K. K., Elantsev, D. A., & Amiri, S. (2020). Resonant tunneling in GaAs/AlGaAs quantum well system for solar photovoltaics. Superlattices and Microstructures, 140, 106472.
- [10] Mityagin Y. A. et al. Kinetics of Photostimulated Transport in Resonant Tunneling Quantum Well Structures in the Electric Field of a p–i–n Photovoltaic Cell //Bulletin of the Lebedev Physics Institute. – 2022. – Т. 49. – №. 6. – С. 151-157.
- [11] G. Bastard, Wave Mechanics for Applied to Semiconductor Heterostructures, Les Ulis, 1998.
- [12] Gupta S. et al. Optical properties of high-quality InGaAs/InAlAs multiple quantum wells //Journal of applied physics. – 1991. – Т. 69. – №. 5. – С. 3219-3225.
- [13] Aeberhard, U. (2008). *A microscopic theory of quantum well photovoltaics* (Doctoral dissertation, ETH Zurich).

- [14] Aeberhard U. Simulation of nanostructure-based high-efficiency solar cells: challenges, existing approaches, and future directions //IEEE journal of selected topics in quantum electronics. – 2013. – T. 19. – №. 5. – C. 1-11.
- [15] Aeberhard U., Gonzalo A., Ulloa J. M. Photocarrier extraction in GaAsSb/GaAsN type-II QW superlattice solar cells //Applied Physics Letters. – 2018. – T. 112. – №. 21. – C. 213904.
- [16] Frenkel J. On the transformation of light into heat in solids. II //Physical Review. – 1931. – T. 37. – №. 10. – C. 1276.
- [17] Wannier G. H. The structure of electronic excitation levels in insulating crystals //Physical Review. – 1937. – T. 52. – №. 3. – C. 191.
- [18] Mott N. F. On the absorption of light by crystals //Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences. – 1938. – T. 167. – №. 930. – C. 384-391.
- [19] Khramtsov, E. S., Belov, P. A., Grigoryev, P. S., Ignatiev, I. V., Verbin, S. Y., Efimov, Y. P., ... & Yakovlev, S. L. (2016). Radiative decay rate of excitons in square quantum wells: Microscopic modeling and experiment. *Journal of Applied Physics*, 119(18).
- [20] Belov, P. A., Khramtsov, E. S., Grigoryev, P. S., & Ignatiev, I. V. (2017, May). Numerical study of the exciton-light coupling in quantum wells. In *2017 Progress In Electromagnetics Research Symposium-Spring (PIERS)* (pp. 258-262). IEEE.
- [21] Belov P. A., Khramtsov E. S. The binding energy of excitons in narrow quantum wells //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2017. – T. 816. – №. 1. – C. 012018.
- [22] Бахвалов Н. С., Жидков Н. П., Кобельков Г. М. Численные методы. – М.: Наука, 1973. – Т. 632.
- [23] Vurgaftman I., Meyer J. Á. R., Ram-Mohan L. R. Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys //Journal of applied physics. – 2001. – T. 89. – №. 11. – C. 5815-5875.