На правах рукописи

DEM

Сафонов Данил Андреевич

Псевдоморфные квантовые ямы AlGaAs/InGaAs/GaAs с составной структурой барьерного слоя и комбинированным легированием

05.27.01 – Твердотельная электроника, радиоэлектронные компоненты, микро- и нано- электроника, приборы на квантовых эффектах

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук Работа выполнена в федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования Национальном исследовательском ядерном университете «МИФИ»

Научный Васильевский Иван Сергеевич

руководитель: доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики конденсированных сред НИЯУ МИФИ, г. Москва

Официальные доктор физико-математических наук – Федеральное оппоненты доктор физико-математических наук – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук

Муравьев Вячеслав Михайлович

доктор физико-математических наук – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова»

Хохлов Дмитрий Ремович

кандидат физико-математических наук – Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук

Гудина Светлана Викторовна

Защита состоится «02» июня 2022 г. в 15 час. 00 мин. на заседании диссертационного совета МИФИ.05.03 федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (115409, г. Москва, Каширское шоссе, 31, тел. (499) 788-56-99).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИЯУ МИФИ и на сайте https://ds.mephi.ru/

Автореферат разослан

Просим принять участие в работе совета или прислать отзыв в одном экземпляре, заверенный печатью организации, по адресу НИЯУ МИФИ.

Ученый секретарь диссертационного совета, к.т.н.

Beni

Д.С. Веселов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы исследования

Главным образом НЕМТ структуры на основе GaAs используются для создания малошумящих усилителей, транзисторов и монолитных интегральных схем, однако они также находят применение в создании лазеров, биосенсоров, спинтронике и других областях. Невзирая на определенные недостатки GaAs структур по сравнению с приборами на основе InP и GaN, гетероструктуры на подложках GaAs все еще остаются одними из наиболее широко распространенных.

Однако, несмотря на большой опыт использования РНЕМТ структур, залача повышения частотных характеристик сверхвысокочастотных транзисторов на их основе все еще остается актуальной. Проводимость квазидвумерного канала ограничена вследствие наличия предельной концентрации электронов в нем и уменьшения подвижности электронов при высоких крнцентрациях. В транзисторе под действием сильного продольного электрического поля носители тока приобретают большой импульс и энергию, увеличению ЭТО приводит концентрации электронов В верхних, К возбужденных электронных состояниях структуры усилению И межподзонного рассеяния. Поэтому важной задачей является поиск способов управления их пространственной структурой в квантовых ямах с высокой электронной плотностью. Помимо этого, значимой проблемой является захват электронов на ловушки, образованные глубокими уровнями, что проявляется в «кинк-эффекте» на вольт-амперных характеристиках НЕМТ.

Благодаря развитию методов эпитаксиального роста гетероструктур открывается возможность модификации используемых структур для оптимизации их электрофизических параметров, и, как следствие, повышения их характеристик. Так, например, одним из способов улучшения электронных транспортных свойств НЕМТ-структур является улучшение локализации ДЭГ в КЯ путем формирования составной квантовой ямы (СКЯ), содержащей в

себе тонкие нановставки InAs или GaAs. Такие слои являются потенциальными ямами или барьерами для движущихся носителей заряда, таким образом влияя на локализацию ДЭГ внутри узкозонной СКЯ, благодаря чему можно достичь увеличения подвижности электронов.

Также актуальным методом увеличения подвижности ДЭГ является использование комбинированного донорно-акцепторного легирования. В таких структурах за слоем квантовой ямы помещается некоторое количество акцепторов. В таких структурах значительно уменьшается количество горячих электронов в широкозонных слоях, за счет чего уменьшается их рассеяние.

Еще одним способом улучшения характеристик НЕМТ приборов является использование варизонных КЯ. В стандартных псевдоморфных квантовых ямах Al_xGa_{1-x}As/In_yGa_{1-y}As/GaAs в результате возникновения встроенного электрического поля, порождаемого донорной примесью, дно КЯ искривляется и становится квазитреугольным, тем самым уменьшая эффективную ширину ямы. Для улучшения локализации ДЭГ в структурах с варизонной КЯ плавно или ступенчато изменяется мольная доля y_{InAs} в трехкомпонентном сплаве In_yGa_{1-y}As для создания более горизонтального дна КЯ. Благодаря увеличению эффективной ширины ямы увеличивается концентрация электронов в ней.

Необходимость использования подобных методов для улучшения характеристик транзисторов на основе PHEMT GaAs структур вызвана ограничением глубины квантовой ямы Al_xGa_{1-x}As/In_yGa_{1-y}As/GaAs. Ее глубина определяется в первую очередь составом широкозонного слоя Al_xGa_{1-x}As и узкозонного слоя In_yGa_{1-y}As. Чем выше мольные доли x_{AlAs} в барьере и y_{InAs} в КЯ, тем глубже получается яма. Однако, в структурах на подложке GaAs с высокой электронной плотностью, предназначенных для транзисторных применений, существуют факторы, ограничивающие максимальные значения х и у. При x > 25% в легированном донорами кремния слое Al_xGa_{1-x}As часть электронов захватывается на DX-центры, что негативно сказывается на концентрации и подвижности электронов. В то же время, при высоких значениях мольной доли InAs в узкозонном слое In_vGa_{1-v}As и достаточно большой толщине (y > 25–30% для толщины 10–15 нм) начинается переход к релаксации псевдоморфного слоя In_vGa_{1-v}As. Таким образом, максимально достижимая разница в дне зоны проводимости Г-долины для гетерограницы Al_xGa_{1-x}As/In_yGa_{1-y}As ограничена значением в ~ 0.45 эВ. Однако, в РНЕМТ структуре псевдоморфное напряжение дополнительно приводит к увеличению энергии запрещенной зоны в слое In_vGa_{1-v}As на ~ 0.05–0.1 эВ, а значит, к дополнительному уменьшению глубины КЯ. Таким образом, в гетеросистеме Al_xGa_{1-x}As/In_yGa_{1-y}As с одной стороны, удается в целом достичь большой глубины КЯ, с другой - она недостаточно велика, и сильное легирование или продольное электрическое поле приводит К заметному искажению пространственной состояний, особенно структуры электронных возбужденных, и изменению условий рассеяния.

<u>Цель работы.</u>

Целью данной работы является исследование параметров квантового электронного транспорта и фотопроводимости в псевдоморфных квантовых ямах Al_xGa_{1-x}As/In_yGa_{1-y}As/GaAs с различной структурой барьерного слоя и различными способами одностороннего легирования.

В качестве способов влияния на параметры электронного транспорта в РНЕМТ структурах рассматривались: составные спейсерные и барьерные слои, использование комбинированного легирования донорами.

Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:

- 1. Исследование совместного влияния концентрации доноров кремния и содержания алюминия на электронные транспортные свойства PHEMT структур AlGaAs/InGaAs/GaAs с однородным барьером AlGaAs с учетом ионизации мелких доноров и более глубоких DX-центров.
- Изучение влияния составной структуры барьерного и спейсерного слоев с добавленными нановставками РНЕМТ структуры на параметры электронного транспорта.

- Исследование возможности управления структурой электронных состояний, ионизацией доноров и предельной концентрацией двумерных электронов путем использования различных способов легирования PHEMT структур AlGaAs/InGaAs/GaAs, таких как: одостороннее δ-легирование, одностороннее комбинированное легирование.
- Исследование низкотемпературных магнетотранспортных эффектов во всех рассматриваемых структурах, сравнение параметров квантового электронного транспорта.

Научная новизна

- Впервые проведено комплексное исследование влияния донорного легирования РНЕМТ структур на эффективную массу электронов в широком диапазоне концентраций, определен коэффициент непараболичности энергетического спектра электронов в основном состоянии.
- Экспериментально и теоретически исследовано влияние комбинированного легирования на электронные транспортные свойства PHEMT квантовых ям в пределе высокой электронной плотности.
- 3. Предложены несколько вариантов конструкция РНЕМТ гетероструктуры с составным барьерным слоем, способствующим уменьшению рассеяния электронов в квантовой яме на удаленной ионизированной примеси. Проведено исследование свойств квантового электронного транспорта таких структур.
- Установлено, что структуры с комбинированным легированием позволяют примерно на четверть улучшить выходные характеристики транзистора на их основе, такие как крутизна и граничная частота усиления, в сравнении с транзистором,

изготовленном на традиционной дельта-легированной PHEMT структуре.

Научная и практическая значимость работы

Полученные в работе данные о квантовом электронном транспорте PHEMT структур на подложках GaAs важны для построения физических моделей в квантовых ямах с высокой электронной плотностью и подвижностью двумерного газа. Получен комплекс данных об эффективной массе в KЯ InGaAs при различной концентрации электронов и определен коэффициент непараболичности энергетического спектра электронов в основном состоянии КЯ. PHEMT структуры с квантовыми ямами являются базовым материалом для изготовления мощных и малошумящих CBЧ транзисторов и монолитных интегральных микросхем. Проведенные в рамках данной работы исследования по оптимизации активных слоев PHEMT наногетероструктур позволят улучшить характеристики устройств на основе структур такого типа: увеличить крутизну, мощность, а также значения граничных частот усиления.

Основные положения, выносимые на защиту

В псевдоморфных квантовых ямах Al_xGa_{1-x}As/In_yGa_{1-y}As/GaAs шириной 10,5 нм с односторонним легированием кремнием:

- 1. Обнаружено, что зависимость холловской концентрации электронов от концентрации легирования при высоком содержании AlAs (x = 0.25) в барьере, после порогового значения $n_H \sim 1.8 \cdot 10^{12}$ см⁻² становится резко сублинейной, причем в области сильного легирования возрастает температурная зависимость концентрации электронов.
- Совместное исследование эффектов фотопроводимости и температурных зависимостей параметров электронного транспорта, а также их сопоставление с расчетом зонной структуры, позволило установить, что ограничение эффективности легирования в области концентраций 1.8 – 2.6 · 10¹² см⁻² связано с зонным механизмом

ионизации глубоких доноров, и не связано с ограниченной активацией примеси и амфотерностью доноров.

- 3. При низких температурах возможно сохранение единственной заполненной подзоны размерного квантования в КЯ вплоть до близких к предельной концентрации электронов, вследствие изгиба возрастания дна зоны проводимости увеличения И энергетического межподзонного интервала при увеличении концентрации донорного легирования.
- При переходе от однородного барьерного слоя AlGaAs к составному, содержащему нанослои AlAs, наблюдается увеличение подвижности электронов в КЯ. Эффект связан со снижением рассеяния электронов в КЯ на удаленных ионизированных донорах δ-слоя Si и изменением профилей электронных волновых функций.
- 5. Замена донорного слоя AlGaAs на AlAs позволяет подавить туннелирование электронов в барьер и получить высокие значения электронной подвижности при низких температурах, сопоставимые со структурами на подложках InP. Однако, легирование чистого AlAs приводит к снижению активации донорной примеси до 10 раз.
- 6. Благодаря использованию комбинированного легирования в дельтаслое и в объеме барьера AlGaAs возможно снизить негативный эффект захвата электронов на глубокие DX-центры, что позволяет устранить кинк-эффект в НЕМТ транзисторах на основе комбинированно-легированных структур.

<u>Личный вклад автора</u>

Соискатель принимал активное участие во всех стадиях работы. Им был выполнен анализ имеющихся литературных данных по теме и расчет поперечных профилей зоны проводимости. Он также принимал участие в проведении работ по эпитаксиальному росту исследуемых гетероструктур. Соискателем были проведены измерения электронных транспортных свойств

образцов с помощью эффектов Холла и Шубникова-де Гааза, а также обработка и анализ полученных измерений и подготовка научных публикаций.

<u>Достоверность научных положений, результатов и выводов.</u>

Достоверность полученных результатов обусловлена использованием современных общепризнанных методов получения образцов И ИХ молекулярно-лучевая (МЛЭ), исследования, таких как: эпитаксия фотолитография, измерение параметров электронного транспорта с помощью эффекта Холла и эффекта Шубникова-де Гааза в геометрии «Холловский мост». Полученные экспериментальные данные не противоречат результатам других научных групп.

Публикации.

По теме диссертации опубликовано 10 работ, из них 6 – в журналах, реферируемых в базах данных Scopus и Web of Science, 4 работы – в сборниках всероссийских и международных конференций.

Апробация работы.

Результаты апробированы на международных и российских конференциях:

- 8я Международная научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники «Мокеровские чтения», 2017 (НИЯУ МИФИ).
- 2nd International Telecommunication Conference on Advanced Micro- and Nanoelectronic Systems and Technologies, AMNST 2017 (НИЯУ МИФИ).
- 9я Международная научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники «Мокеровские чтения», 2018 (НИЯУ МИФИ).
- XIII Российская конференция по физике полупроводников, 2018 (Екатеринбург, Россия).
- 10я Международная научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники «Мокеровские чтения», 2019 (НИЯУ МИФИ).

Объем и структура работы.

Работа изложена на 118 страницах, содержит 58 рисунков, 7 таблиц, состоит из введения, трех глав, заключения, списка сокращений и условных обозначений и списка цитируемой литературы из 90 наименования.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность работы, сформулирована цель и поставленные задачи, указана научная новизна и практическая значимость полученных результатов, сформулированы положения, выносимые на защиту.

В первой главе рассмотрены данные, касающиеся параметров гетероструктур на основе материалов А^{ШВV}. Проведен обзор научнотехнической литературы, касающейся современного состояния проблемы повышения базовых характеристик псевдоморфных гетероструктур на основе $Al_xGa_{1-x}As/In_yGa_{1-y}As/GaAs.$ квантовой ямы Выявлены недостатки исследований таких аспектов, как изучение 18-РНЕМТ КЯ в широком диапазоне легирующей примеси; значительный разброс в абсолютных значениях получаемых величин у разных авторов (таких как холловская подвижность электронов, концентрация, эффективная масса и времена релаксации импульса), делающий затруднительным совместный анализ данных; различия в интерпретации полученных данных, таких как факторы, ограничивающие ионизацию легирующей примеси, или интерпретация концентрационной зависимости электронной подвижности; практически полное отсутствие работ по исследованию комбинированного легирования и использованию тонких нановставок; отсутствие обзорных работ, структурирующих получаемые данные.

Во второй главе дан краткий обзор экспериментальных и теоретических методов исследования структур на основе соединений А^ШВ^V. Кратко описана технология молекулярно-лучевой эпитаксии, используемая

для производства исследуемых гетероструктур. Дан обзор экспериментальных установок, используемых для измерения необходимых параметров исследуемых образцов, а также описание методики вычислений необходимых параметров квантового электронного транспорта из полученных данных.

В третьей главе исследованы параметры квантового электронного транспорта образцов на основе РНЕМТ квантовых ям Al_xGa_{1-x}As/In_yGa₁₋ _vAs/GaAs с различной слоевой структурой и параметрами легирования. Первая образцов PHEMT КЯ серия состояла ИЗ стандартных $Al_{0.25}Ga_{0.75}As/In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs$ с однородным барьером $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$ И односторонним б-легированием кремнием через спейсер. Были рассчитаны поперечные профили зоны проводимости при помощи численного решения самосогласованной системы уравнений Шредингера и Пуассона ДЛЯ электронов в Г-долине (рисунок 1).



Рисунок 1 – Сравнение зонных диаграмм гетероструктур с $N_D = 1.6 \cdot 10^{12}$ см⁻² (а) и $N_D = 16 \cdot 10^{12}$ см⁻² (b).

При высоких значениях концентрации легирующей примеси форма дна квантовой ямы вместо прямоугольной становится квазитреугольной. Это приводит к тому, что уровень нижней подзоны размерного квантования пересекает дно КЯ, что соответствует уменьшению ее эффективной ширины, причем эта ширина становится даже меньше физической толщины слоя In_{0.2}Ga_{0.8}As. Соответственно, центроид двумерного электронного газа также смещается по направлению к донорному слою. Также увеличивается разница между энергией первой и второй подзон (на ~ 50 мэВ), в то время как разница между тертьей и первой подзонами изменяется незначительно (в пределах 10 мэВ). Благодаря этому заполнение второй подзоны наступает позднее. Такой эффект выгоден для уменьшения межподзонного рассеяния электронов. С другой стороны, изменение эффективной ширины квантовой ямы и области пространственной локализации электронов может дополнительно к эффектам непараболичности спектра электронов влиять на их эффективную массу. В образце с наименьшей концентрацией доноров $N_D = 1.6 \cdot 10^{12}$ cm⁻² согласно данным, полученным из моделирования, в окрестности V-образной ямы сосредоточено около 3% электронов в структуре, в то время как в образце с наибольшим легированием $N_D = 16 \cdot 10^{12}$ cm⁻² в окрестности V-образной ямы сосредоточено около 12% электронов в структуре.

Концентрация электронов монотонно возрастает с увеличением количества доноров (рисунок 2). Эффективность легирования уменьшается с более чем 70% ионизованных доноров при $N_D < 2 \cdot 10^{12}$ см⁻² до 14% ионизованных доноров при $N_D < 15,8 \cdot 10^{12}$ см⁻². Это ухудшение ионизации связано как с пиннингом уровня Ферми, так и с переходом к амфотерности, когда атомы IV группы, будучи встроенными в решетку $A^{III}B^{V}$, могут проявлять себя донорами и акцепторами одновременно.



Рисунок 2 – Зависимость холловской концентрации электронов от концентрации кремния в дельта-слое *n_H*(*N_D*).

Зависимость холловской подвижности электронов от концентрации доноров кремния является немонотонной (рисунок 3). При концентрациях примеси до $N_D < 6 \div 7 \cdot 10^{12}$ см⁻² зависимость $\mu(N_D)$ является возрастающей, при больших значениях концентрации – убывающей. При этом, при увеличении температуры максимум графика зависимости $\mu(N_D)$ смещается в сторону меньших концентраций доноров.



Рисунок 3 – Зависимость холловской подвижности электронов μ от концентрации доноров кремния N_D в δ-слое при температурах 4,2, 77, 150 и 300 К.

Согласно теоретическим расчетам, при температурах T \leq 120 К и малых ND основным механизмом рассеяния является рассеяние на удаленных ионизированных примесях. Увеличение подвижности с ростом N_D связано с увеличением импульса Ферми и экранирования. Однако уменьшение подвижности, как уже отмечалось в главе 1 не имеет однозначного обоснования. Достаточно распространенным является мнение, что уменьшение подвижности связано с заполнением второй подзоны размерного квантования, и, как следствие, увеличением межподзонного рассеяния. Но, как

показывают результаты расчета зонной структуры исследуемых КЯ, концентрация электронов в вышележащих подзонах размерного квантования остается достаточно малой (в ~ 20 раз меньше чем в первой подзоне при T = 4.2 К) когда начинается спад зависимости $\mu(N_D)$. Это также подтверждается экспериментальными данными, которые будут разобраны ниже. Мы считаем, что уменьшение зависимости $\mu(N_D)$ обусловлено не наличием второй группы носителей тока с малой подвижностью, а увеличением рассеяния на большие углы в нижней подзоне размерного квантования. Такое усиление рассеяния на ионизированной примеси вызвано уменьшением энергии лна зоны проводимости в окрестности легирующего δ-слоя при увеличении количества как следствие, повышением туннельной прозрачности примеси, И, спейсерного слоя. Таким образом, часть электронов движется в широкозонном слое AlGaAs, где за счет большей эффективной массы (в меньшей степени) и меньшего времени свободного пробега (в большей степени) подвижность значительно снижена.

Во всех образцах наблюдался эффект Шубникова-де Гааза (ШдГ) (рисунок 4). Определенная из Фурье-анализа осцилляций ШдГ при температурах (2.1 - 8.4) К концентрация электронов в основной подзоне КЯ совпадает с холловской концентрацией электронов во всех образцах кроме, кроме образца с максимальной концентрацией электронов $n_H = 2.6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Кроме того, монотонная часть зависимостей поперечного сопротивления $\rho_{xy}(B)$ имела превосходную линейность во всем исследованном диапазоне магнитного поля. Эти факты подтверждают результаты расчета и показывают, что в 1δ-РНЕМТ несмотря на сильное увеличение концентрации доноров при одностороннем легировании, вторая подзона практически не заполняется вплоть до $n_H \approx 2.2 \cdot 10^{12}$ cm⁻², из-за изменения профиля потенциала КЯ, сопровождающимся повышением межподзонного зазора E_2 - E_1 . Такая ситуация противоположна по сравнению с двусторонне-легированными РНЕМТ. Следовательно, межподзонное рассеяние в исследуемых образцах не является причиной немонотонной зависимости $\mu(N_D)$.



Рисунок 4 – Полевые зависимости продольного и поперечного сопротивления в образцах с $N_D = 3.4 \cdot 10^{12}$ см⁻² (а) и $N_D = 16 \cdot 10^{12}$ см⁻² (b).

С помощью линейной аппроксимации (рисунок 5) было получено, что при $n_H = 0$ эффективная масса электронов в КЯ In_{0.2}Ga_{0.8}As не зависит от барьера, ограничивающего яму, и равняется 0.058 m₀. Получившееся значение превышает таковое для объемного In_{0.2}Ga_{0.8}As (0.054 m₀) поскольку в исследуемой структуре яма является псевдоморфно напряженной.



Рисунок 5 – Зависимость эффективных масс электронов от их холловской концентрации линейно аппроксимирована до $n_H = 0$.

По температурным изменениям амплитуды осцилляций были определены эффективные массы электронов в КЯ. Коэффициент

непараболичности был вычислен по формуле: $\alpha = \frac{1}{E_g} \left(1 - \frac{m^*}{m_0}\right)^2$, где $E_g \approx 1.2$ эВ – запрещенная зона псевдоморфно-напряженного канала In_{0.2}Ga_{0.8}As. Для всех образцов $\alpha = 0,68\pm0,05 \text{ m}_0/3\text{B}.$

Соотношение времен релаксации $\tau_t / \tau_q >> 1$ для всех образцов, что характерно для структур с высоким кристаллическим совершенством и высокой электронной подвижностью. Определенные методом Дингла квантовое τ_q и транспортное τ_t времена релаксации импульса немонотонно зависят от концентрации электронов n_H (рисунок 6). При $n_H < 2 \cdot 10^{12}$ см⁻² наблюдается возрастание τ_t и τ_q , а при $n_H > 2 \cdot 10^{12}$ см⁻² наблюдается убывание. Возрастание связано с увеличением импульса Ферми двумерного газа, переход к убыванию $\tau_t - c$ ростом доли рассеяния электронов на большие углы из-за туннельной деградации спейсера. Уменьшение τ_q и τ_t сопровождается снижением отношения τ_t / τ_q , что означает увеличение вклада рассеяния электронов на удаленной ионизированной примеси на большие углы. Данный механизм рассеяния дает наибольший вклад в ограничение подвижности ДЭГ, что подтверждается в других работах.



Рисунок 6 – Зависимости квантового и транспортного времен релаксации электронов в исследуемых образцах.

Вторая серия образцов состояла из односторонне комбинированнолегированных РНЕМТ КЯ. В таких структурах часть примеси находится в δслое, за которым следует модулированно-легированный слой. В образцах изменялись следующие параметры: мольная доля x_{AlAs} в барьерном слое $Al_xGa_{1-x}As$, концентрация примеси кремния в δ-слое N_{δ} и в модулированнолегированном барьерном слое N_{barr} . В образцах изменялись следующие параметры: мольная доля x_{AlAs} в барьерном слое $Al_xGa_{1-x}As$, концентрация примеси кремния в δ-слое N_{δ} и в модулированно-легированном барьерном слое N_{barr} . Номера образцов и их структурные параметры приведены в таблице 1. Для удобства сопоставления, значение N_{barr} было пересчитано в см⁻².

Таблица 1 – Концентрации примеси кремния и мольные доли AlAs в исследуемых образцах.

<u>№</u> обр.	$N_{\delta},$ $\cdot 10^{12} cm^{-2}$	N_{barr} , $\cdot 10^{12}$ cm $^{-2}$	$\frac{\Sigma N_{Si}}{\cdot 10^{12} cm^{-2}}$	X _{AlAs}
424	3,06	1,4	4,46	28
521	4,6	2,8	7,6	28
522	6,4	4	10,4	28
523	5,2	5,2	10,4	28
526	4,6	2,8	7,6	18
535	4,6	2,8	7,6	37

Согласно расчетам, во всех образцах начинает заполняться вторая подзона размерного квантования – концентрация электронов в ней составляет от $0.2 \cdot 10^{12}$ cm⁻² до $0.4 \cdot 10^{12}$ cm⁻². При этом происходит насыщение концентрации электронов в квантовой яме на уровне $n \approx 2,2 \cdot 10^{12}$ см⁻². Волновая функция второго состояния ψ_2 локализована в квантовой яме во всех образцах, кроме 522 и 526, в которых вторая подзона ассоциирована с потенциальной ямой в барьерном слое AlGaAs. В образце 535 значительно возрастает суммарная концентрация электронов в структуре из-за

приближения дна Х-долины и L-долины к уровню Ферми в окрестности легирующей примеси и заполнения ассоциированных с этими долинами подзон размерного квантования. Несмотря на то, что Х- и L-долины находятся чуть выше Г-долины, из-за значительно большей эффективной массы электронов в этих долинах подзоны размерного квантования опускаются ниже чем третья Г-подзона, ассоциированная с потенциальной ямой в окрестности доноров, и концентрация Х- и L-электронов в этих подзонах значительно выше.

N <u>∘</u>	n, $\cdot 10^{12} cm^{-2}$			µ, см²/В∙с		
000.	300 K	77 K	4,2 K	300 K	77 K	4,2 K
424	2,08	1,95	1,98	7080	30200	34390
521	2,29	2,12	2,11	6830	25900	29670
522	2,30	2,12	2,09	6700	24800	28740
523	2,33	2,12	2,13	6810	26100	30070
526	3,30	2,72	2,64	4340	15790	18540
535	1,91	1,76	1,73	6820	25900	28700

Таблица 2 – Параметры электронного транспорта в исследуемых образцах при различных температурах.

Результаты измерений параметров электронного транспорта приведены в таблице 2. Для образцов с содержанием арсенида алюминия в барьере $\geq 28\%$ наблюдается насыщение ионизации доноров при суммарной их концентрации $\Sigma N \gtrsim 7,6 \text{ см}^{-2}$. При увеличении концентрации примесных атомов кремния в более чем два раза ($\Sigma N_{Si} = 4,46 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ для обр. 424 и $\Sigma N_{Si} = 10,4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ для обр. 522 и 523) концентрация электронов в квантовой яме изменяется незначительно (на 12,5% при комнатной температуре: $n = 1,92 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ для обр. 424 и $n = 2,16 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ для обр. 523). Такое поведение согласуется с теоретическим расчетом. При уменьшении содержания арсенида алюминия в барьере до 18% концентрация электронов в квантовой яме увеличивается по сравнению с $x_{Al} = 28\%$ при одинаковой концентрации доноров кремния. Это можно объяснить уменьшением влияния DX-центров, и, как следствие, улучшением ионизации доноров при уменьшении содержания AlAs в $Al_xGa_{1-x}As.$ сплаве Также, трехкомпонентном согласно ланным моделирования зонной структуры, возрастает концентрация электронов во второй подзоне размерного квантования. Однако, в такой структуре наблюдается значительное уменьшение электронной подвижности вследствие возрастания роли межподзонного рассеяния, а также проникновения значительной части носителей тока в широкозонный барьер. В образце 535 наблюдается ухудшение ионизации доноров кремния. Это может быть связано как с пиннингом уровня Ферми на глубокие доноры, так и с ухудшением встраивания кремния в AlAs. При этом подвижность электронов остается достаточно высокой, а значит электроны достаточно хорошо локализованы в квантовой яме $In_{0.2}Ga_{0.8}As.$ Фурье-анализ измеренных осцилляций Шубникова-де Гааза показал, что во всех образцах кроме 526 заполнена только одна подзона размерного квантования.



Рисунок 7 — Выходная ВАХ δ-легированного транзистора (а) и комбинированно-легированного транзистора (б).

Исходя из полученных экспериментальных данных, на основе PHEMT со стандартным односторонним б-легированием и комбинированным легированием были произведены образцы малошумящих транзисторов. Выходные вольт-амперные характеристики транзисторов приведены на рисунке 7. У стандартного δ -легированного транзистора в диапазоне напряжений стока от 1,75 В до 2,5 В наблюдается увеличение тока стока, называемое «кинк-эффект». Причиной такого изгиба является неполная ионизация глубоких доноров в слое AlGaAs с содержанием $x_{AlAs} = 26\%$. В этом случае возрастающее тянущее напряжение на стоке приводит к туннельнодиффузионному переходу ранее локализованных на глубоких донорных уровнях носителей тока в канал. Эта гипотеза подтверждается тем, что при подсветке канала транзистора в видимой области спектра (белое освещение осветителя на зондовой станции) в области напряжений U_{ds} < 1,8 В наблюдается прирост тока стока, как раз на величину излома темновой характеристики. На рисунке 7, 6 приведена выходная ВАХ транзистора на основе комбинированно-легированного PHEMT, демонстрирующая хорошую линейность во всем диапазоне напряжений. Отсутствие кинк-эффекта говорит о более полной ионизации примеси в структуре.

На рисунке 8 приведено сравнение графиков крутизны в двух исследованных структурах. Видно, что максимальное значение крутизны в комбинированно-легированном образце выше чем в δ -легированном. Из графиков видно, что изготовленные транзисторы имеют достаточно равномерную зависимость крутизны от напряжения сток-исток в области напряжений затвора от +0,2 В до +0,7 В, что говорит о хорошей линейности данного типа транзисторов и равномерном наклоне выходной проводимости.



Рисунок 8 – Сравнение графиков крутизны δ-легированного (а) и комбинированно-легированного (б) транзисторов при значении напряжения сток-исток *U*_{ds} = 3 В.

Граничные частоты усиления по току (f_T) и по мощности (f_{max}) определены методом экстраполяции по линейному участку на зависимости коэффициента усиления в логарифмической шкале частоты и составляют $f_T = 67$ ГГц и $f_{max} = 150$ ГГц для б-легированного транзистора и $f_T = 82$ ГГц и $f_{max} = 200$ ГГц для комбинированно-легированного. Коэффициенты усиления на частоте 18 ГГц в обоих исследованных структурах сопоставимы друг с другом.

Третья серия ообразцов состояла из двух групп. Первая группа: образцы с нановставками AlAs 26-2 (две нановставки вокруг б-слоя), 24В (толстый легированный слой AlAs), 446 (еще более толстый легированный слой AlAs) опорный образец 26-1 (однородный барьер). И Вторая группа: комбинированно-легированный образец 572 с однородным барьером Al_{0.37}Ga_{0.63}As и образец 573 с тремя б-легированными нановставками Al_{0,25}Ga_{0,75}As.



Рисунок 9 – Поперечные профили дна зоны проводимости и квадраты волновых функций электронов в КЯ для образцов 26-1 (а), 26-2 (б), 24В (в).

Результаты расчета (рисунок 9) показывают, что в образце 26-1, за счет сильного легирования, потенциал зоны проводимости вблизи δ -слоя доноров снижается, и это приводит к изменению профиля огибающих волновых функций. ВФ основного состояния ψ_1 локализована в КЯ, однако, частично проникает в барьер. Волновые функции вышележащих состояний становятся гибридными, и имеют сопоставимую амплитуду как в области δ -слоя доноров, так и в КЯ. При этом, электроны этих подзон имеют низкую подвижность вследствие сильного рассеяния на ионизированных донорах. Введение 2-х тонких барьеров AlAs вокруг дельта-слоя Si значительно изменяет вид волновых функций, вытесняя большую часть электронов из барьера . Также увеличивается зазор между первой и второй подзонами размерного квантования. Локализация электронов в квантовой яме становится более полной если в образце 26-1 в окрестности доноров находилось около 12% от суммарной концентрации носителей тока, то в образце 26-2 это число снижено до 5%. Также стоит отметить, что при одинаковом количестве доноров в образцах 26-1 и 26-2 концентрация электронов отличается: $1,7 \cdot 10^{12}$ см⁻² в обр. 26-1 и $1,4 \cdot 10^{12}$ см⁻² в обр. 26-2. Это объясняется тем, что при введении нанобарьеров AlAs донорные состояния Si, имеющие в водородоподобном приближении эффективную ширину ВФ порядка 5 нм, испытывают сдвиг уровня, аналогичный увеличению средней мольной доли х Al в широкозонном барьере.

В образце 24В легирующий δ-слой помещен внутрь толстой нановставки AlAs. Благодаря этому концентрация электронов в барьерном слое становится ничтожной, и их локализация в КЯ улучшается, что должно приводить к увеличению подвижности электронов. Однако, из-за ухудшения ионизации доноров в слое AlAs значительно уменьшается концентрация носителей тока в структуре ($0,9\cdot10^{12}$ см⁻²), несмотря на увеличенное количество примеси. Т. к. чистый AlAs являтся непрямозонным, уровень доноров необходимо отсчитывать от дна X-долины, которое находится примерно на 0,3 эВ выше уровня Ферми, в отличие от ~ 1,1 эВ для Г-долины. Хотя данные по энергии активации кремния в чистом AlAs разнятся, такое ухудшение ионизации доноров можно объяснить как пиннингом уровня Ферми на глубоких донорах, так и ухудшением встраивания кремния в AlAs.



Рисунок 10 – Поперечные профили дна зоны проводимости и квадраты волновых функций электронов в КЯ для образцов 572 (a), 573 (б).

Результаты расчета зонных профилей и волновых функций для образцов второй группы (рисунок 10) показывают, что в образце 572 со сплошным барьерным слоем $Al_{0,37}Ga_{0,63}As$ пространственно перекрываются третья подзона размерного квантования, ассоциированная с Г-долиной, и первые подзоны L- и X- долин, т. к. в слое $Al_{0,37}Ga_{0,63}As$ с содержанием AlAs $x_{AlAs} =$ 37% все три долины находятся примерно на одинаковом расстоянии от уровня Ферми. Из-за этого резко возрастает количество электронов, находящихся в широкозонном слое $Al_{0,37}Ga_{0,63}As$ при увеличении суммарной концентрации электронов в структуре выше $2 \cdot 10^{12}$ см⁻².

В образце 573 наблюдается отличающаяся картина. При достижении достаточно высоких концентраций электронов (~ $1,9\cdot10^{12}$ см⁻²) значение n_e испытывает насыщение, поскольку из-за сильного электрического поля в окрестности доноров потенциал зоны проводимости понижается ниже уровня Ферми, и дальнейшая ионизация доноров невыгодна энергетически. В результате этого при кратном увеличении количества доноров суммарная концентрация электронов в структуре не поднимается выше $2,3\cdot10^{12}$ см⁻². В барьерном слое при этом находится около 10% электронов. Стоит также отметить, что межподзонный зазор для подзон Г-долины в образцах различается незначительно, в то время как нижняя подзона L-долины в 573 образце значительно ниже, и подавляющее большинство электронов в барьерном слое находится именно в ней.

Электронные транспортные свойства первой группы образцов были измерены в диапазоне температур от 2,1 К до 300 К. Результаты измерений параметров электронного транспорта образцов первой серии приведены в таблице 3. При температурах от 2,1 К до 8,4 К измерялась полевая зависимость продольного сопротивления.

Во всех образцах наблюдается эффект Шубникова-де Гааза, но их вид В образце барьером 26-1 различается. С однородным холловское сопротивление нелинейно, также наблюдается а положительное магнетосопротивление. Это указывает на заполнение второй подзоны

размерного квантования, в отличие от остальных образцов серии, где не наблюдается положительного магнетосопротивления, а холловское сопротивление демонстрирует хорошую линейность.

<u>№</u> обр.	$n,$ $\cdot 10^{12} cm^{-2}$		$\mu, c M^2/B \cdot c$			
	300 K	77 K	4,2 K	300 K	77 K	4,2 K
26-1	2,03	1,51	1,50	5480	21900	23700
26-2	1,55	1,38	1,39	6720	24000	25800
24B	0,93	0,84	0,86	7020	31000	34200
446	1,42	1,29	1,25	6770	32600	41700

Таблица 3 – Параметры электронного транспорта в образцах с вставками AlAs.

Тот факт, что во всех образцах кроме 26-1 заполнена лишь одна подзона размерного квантования подтверждается также Фурье-анализом осцилляций продольного сопротивления. Таким образом вставки AlAs подавляют туннелирование электронов в барьер, а также смещает подзону, ассоциированную с барьерным слоем в сторону более высоких энергий.

Таблица 4 – Параметры электронного транспорта для образцов 572 и 573 при комнатной температуре.

№ обр.	$n, \cdot 10^{12} cm^{-2}$ T = 300 K	$\mu, cM^2/B \cdot c$ $T = 300 K$
572	1,98	3630
573	2,12	5440

Вторая серия образцов была исследована при температуре 300 К. Эта серия состояла из двух образцов: комбинированно-легированный образец 572 с однородным барьером Al_{0,37}Ga_{0,63}As и образец 573 с тремя δ-легированными нановставками Al_{0,25}Ga_{0,75}As. Результаты измерений приведены в таблице 4. Низкие значения электронной подвижности в обоих образцах объясняются

тем, что значительная часть электронов находится в широкозонном барьерном слое AlGaAs, в котором они испытывают прямое рассеяние на ионизированной примеси.

ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

- Показано, что немонотонная зависимость μ(n) в односторонне δлегированных РНЕМТ КЯ Al_xGa_{1-x}As/In_yGa_{1-y}As/GaAs переходит к убыванию раньше, чем возникает отдельная независимая группа носителей, ассоциированная с широкозонным барьерным слоем. Немонотонный характер зависимости может быть обоснован в рамках механизма рассеяния на ионизированной примеси.
- 2. В исследуемых структурах зависимость холловской концентрации электронов от концентрации легирующей примеси в барьере после порогового значения n_H ~ 1.8 · 10¹² см⁻² становится резко сублинейной, причем в области сильного легирования возрастает температурная зависимость концентрации электронов.
- 3. Исследование температурных зависимостей параметров электронного транспорта в темноте и при освещении показывает, что ограничение эффективности легирования связано с зонным механизмом ионизации глубоких доноров, и не связано с ограниченной активацией примеси и амфотерностью примеси кремния.
- 4. Для серии односторонне δ -легированных РНЕМТ квантовых ям $Al_{0,25}Ga_{0,75}As/In_{0,20}Ga_{0,80}As/GaAs$ был уточнен коэффициент непараболичности $\alpha = 0,68\pm0,05 \text{ m}_0/\text{эB}.$
- 5. Предложены варианты улучшения характеристик транзисторных РНЕМТ структур на подложках GaAs и приборов на их основе. Использование толстого легированного кремнием слоя AlAs

позволяет значительно увеличить низкотемпературную подвижность электронов при сохранении относительно высокого значения холловской концентрации.

6. Предложена комбинированно-легированная РНЕМТ AlGaAs/InGaAs/GaAs структура, позволяющая уменьшить влияние глубоких ловушек на электронный транспорт и тем самым увеличить характеристики малошумящего транзистора на ее основе и избежать проявления «кинк-эффекта».

ОСНОВНЫЕ ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- Safonov D.A., Vinichenko A.N., Kargin N.I., Vasil'evskii I.S. Electron Transport in PHEMT AlGaAs/InGaAs/GaAs Quantum Wells at Different Temperatures: Influence of One-Side δ-Si Doping // Semiconductors. 2018. Vol. 52, № 2. P. 189–194.
- Safonov D.A., Vinichenko A.N., Kargin N.I., Vasil'evskii I.S. Peculiarities of Silicon-Donor Ionization and Electron Scattering in Pseudomorphous AlGaAs/InGaAs/GaAs Quantum Wells with Heavy Unilateral Delta-Doping // Tech. Phys. Lett. 2018. Vol. 44, № 2. P. 145–148.
- Safonov D.A., Vinichenko A.N., Kargin N.I., Vasil'evskii I.S. Electron Effective Mass and Momentum Relaxation Time in One-Sided δ-Doped PHEMT AlGaAs/InGaAs/GaAs Quantum Wells with High Electron Density // Tech. Phys. Lett. 2018. Vol. 44, № 12. P. 1174–1176.
- Safonov D.A., Vinichenko A.N., Sibirmovsky Yu.D., Kargin N.I., Vasil'evskii I.S. Donor ionization tuning in AlGaAs/InGaAs/GaAs PHEMT quantum wells with AlAs nanolayers in spacer // IOP Conf. Ser. Mater. Sci. Eng. 2019. Vol. 498. P. 012031.
- Safonov D.A., Vinichenko A.N., Kargin N.I., Vasil'evskii I.S. Influence of silicon donor doping on electron transport in quantum wells AlGaAs/InGaAs/GaAs at different temperatures // IOP Conf. Ser. Mater. Sci. Eng. 2019. Vol. 475. P. 012034.

Safonov D.A., Klochkov A.N., Vinichenko A.N., Sibirmovsky Y.D., Kargin N.I., Vasil'evskii I.S. Electron effective masses, nonparabolicity and scattering times in one side delta-doped PHEMT AlGaAs/InGaAs/GaAs quantum wells at high electron density limit // Phys. E Low-dimensional Syst. Nanostructures. Elsevier B.V., 2021. Vol. 133, № April. P. 114787.