

**АКЦИОНЕРНОЕ ОБЩЕСТВО  
«НАУЧНО-ПРОИЗВОДСТВЕННОЕ ПРЕДПРИЯТИЕ  
«ИСТОК» ИМЕНИ А.И.ШОКИНА»**

На правах рукописи

**ТЕРЕШКИН ЕВГЕНИЙ ВАЛЕНТИНОВИЧ**

УДК.621.382.323

**ОБРАЩЕННЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ С ДОНОРНО –  
АКЦЕПТОРНЫМ ЛЕГИРОВАНИЕМ И ЦИФРОВЫМИ  
БАРЬЕРАМИ ДЛЯ УВЕЛИЧЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА  
УСИЛЕНИЯ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ  
МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН**

**Специальность 2.2.2 «Электронная компонентная база  
микро- и наноэлектроники, квантовых устройств»**

Диссертация на соискание учёной степени кандидата технических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
Пашковский Андрей Борисович

г. Фрязино 2023 г.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВЕДЕНИЕ.....	4
<b>ГЛАВА 1. СОВРЕМЕННЫЕ И ПЕРСПЕКТИВНЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ ДЛЯ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ ММ. ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН И СПОСОБЫ ОПИСАНИЯ В НИХ ДИНАМИКИ ЭЛЕКТРОНОВ.....</b>	<b>19</b>
1.1. Традиционные ГСЛ на основе GaAs.....	20
1.2. Особенности локализации электронов в транзисторных гетероструктурах....	26
1.3. Особенности DA-DpHEMT транзисторов на основе гетероструктур с донорно-акцепторным легированием.....	31
1.4. Математическая модель электронного транспорта в гетероструктурах с сильной локализацией электронов.....	34
1.5. Заключение по главе 1.....	42
<b>ГЛАВА 2. ВСПЛЕСК ДРЕЙФОВОЙ СКОРОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ В ТРАНЗИСТОРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ.....</b>	<b>44</b>
2.1. Всплеск дрейфовой скорости в чистом GaN.....	46
2.2. Оценки всплеска дрейфовой скорости в полевых транзисторах на основе чистого GaN и GaAs.....	47
2.3. Оценка всплеска дрейфовой скорости электронов в гетероструктурах на основе GaN.....	57
2.4. Заключение по главе 2.	
<b>ГЛАВА 3. ПЕРВЫЕ ТРАНЗИСТОРНЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ С ЦИФРОВЫМИ БАРЬЕРАМИ.....</b>	<b>66</b>
3.1. Предпосылки разработки структур с цифровыми барьерами.....	68
3.2. Использование цифровых барьеров в ГСЛ для улучшения подвижности электронов.....	70
3.3. Полевые транзисторы мм. диапазона.....	73
3.3.1 Эпитаксиальный рост структуры, параметры структуры.....	73

3.3.2 Структура транзистора и статические характеристики.....	76
3.3.3. СВЧ характеристики.....	79
3.3.4. Анализ экспериментальных результатов.....	84
3.4. Перспективы использования цифровых барьеров в ГСЛ для полевых транзисторов.....	87
3.4.1. Исследуемые структуры.....	87
3.4.2. Особенности электронного транспорта в транзисторных гетероструктурах с цифровыми барьерами.....	89
3.4. Заключение по главе 3.....	104

<b>ГЛАВА 4. ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ОБРАЩЕННЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР С ДОНОРНО-АКЦЕПТОРНЫМ ЛЕГИРОВАНИЕМ И ЦИФРОВЫМИ БАРЬЕРАМИ В ТРАНЗИСТОРАХ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН.....</b>	<b>107</b>
4.1. Попытки разработки обращённых структур.....	110
4.2 Электронные уровни в обращённых гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием.....	112
4.3. Всплеск дрейфовой скорости в обращенных ГСЛ.....	119
4.4. Простейшие оценки границы канала при сильном квантование.....	126
4.5. Оптимизация обращённых гетероструктур с донорно-акцепторным легированием и цифровыми барьерами по всплеску дрейфовой скорости.....	130
4.6. Оценка СВЧ характеристик полевых транзисторов на основе разработанных гетероструктур.....	138
4.7. Заключение по главе 4.....	140
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....</b>	<b>142</b>
<b>Список литературы .....</b>	<b>144</b>
Список сокращений и условных обозначений.....	159
Список трудов соискателя.....	162
Личный вклад соискателя.....	166

## ВВЕДЕНИЕ

**Актуальность темы.** Постоянный рост потоков информации требует увеличения пропускной способности каналов связи и соответственно увеличения рабочих частот приема и передачи. Предполагается, что один из возможных стандартов 6 G будет работать в районе 300 ГГц. В свою очередь это требует достаточно мощных и долговечных, и, желательно, дешёвых усилителей мощности способных работать в этом частотном диапазоне. В настоящее время продвижение мощных полупроводниковых приборов в миллиметровый диапазон длин волн связано, в основном, с совершенствованием эпитаксиальных технологий нитрида галлия. Однако промышленное применение таких приборов на частотах заметно выше 100 ГГц как с теоретической, так и с практической точки зрения, пока выглядит достаточно проблематичным. Поэтому при изготовлении полевых транзисторов и усилителей на их основе для работы на длинах волн менее 2 мм, в основном, используются гетероструктуры на основе метаморфных и фосфид индиевых подложек с узкозонным каналом на основе  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с молярным содержанием индия  $x = 0,8$  и выше. По усилительным характеристикам транзисторы на таких структурах в настоящее время не имеют конкурентов. Однако узкая запрещённая зона канала приводит к низким пробивным напряжениям, а соответственно малым удельным выходным мощностям. В то же время есть ещё один перспективный путь продвижения вверх по частотному диапазону – использование гетероструктур с донорно-акцепторным легированием. Данный технический приём позволил резко увеличить как удельную мощность полевых транзисторов, так и их коэффициент усиления. Особенно полезен он оказался в случае обращённых (на западе инвертированных) гетероструктур, которые из практически нерабочих превратились в крайне перспективные, особенно для приборов мм диапазона длин волн. Основная отличительная особенность этих структур, а именно легирование только на краю квантовой ямы со стороны подложки, позволяет максимально приблизить канал транзистора к затвору, тем самым существенно увеличивая крутизну исток-затвор, что особенно

важно именно в миллиметровом диапазоне длин волн. Далее будет продемонстрировано, что такие структуры имеют ещё один существенный ресурс для улучшения характеристик в плане мощных приборов коротковолновой части мм диапазона длин волн – применение цифровых потенциальных барьеров (ЦПБ). Использование ЦПБ предполагает введение по краям узкозонного канала решёток из тонких (несколько атомных слоёв) барьеров AlAs/GaAs. ЦПБ совместно с донорно-акцепторным легированием локализуют горячие электроны в канале гораздо эффективней, чем обычные гетеропереходы на основе тройных соединений с той же, или даже большей мольной долей алюминия. Вследствие этого всплеск дрейфовой скорости электронов в таких гетероструктурах приближается к величине всплеска в чистом объёмном узкозонном материале канала.

Цифровые барьеры позволяют сделать ещё один шаг к дальнейшему увеличению рабочих частот транзисторов – уменьшить расстояние затвор-канал за счет использования обращенных гетероструктур. Именно этот факт и определяет актуальность работы.

**Цель работы:** Создание конструкции обращённой гетероструктуры с донорно-акцепторным легированием и цифровыми потенциальными барьерами для мощного полевого транзистора, способного при длине затвора **0.05 мкм** работать на частоте **300 ГГц**.

**Постановка задачи** - для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

– проводилось изготовление и анализ малосигнальных характеристик GaAs полевых транзисторов на гетероструктурах с двухсторонним донорно-акцепторным легированием и дополнительными цифровыми потенциальными барьерами;

– проводился анализ особенностей динамики горячих электронов в GaAs гетероструктурах полевых транзисторов с двухсторонним донорно-акцепторным легированием и цифровыми потенциальными барьерами;

- на основе гидродинамического моделирования проводился анализ особенностей и сравнение динамики горячих электронов в классических GaN и GaAs гетероструктурах;
- проводился анализ особенностей динамики горячих электронов в GaAs обращенных гетероструктурах полевых транзисторов с донорно-акцепторным легированием и цифровыми потенциальными барьерами;
- разрабатывались конструкции обращенных гетероструктур с донорно-акцепторным легированием и цифровыми потенциальными барьерами позволяющие получить максимальный всплеск дрейфовой скорости электронов, при влете электрона в область неоднородного поля.

**Объектом исследования** служат гетероструктуры с донорно-акцепторным легированием и цифровыми потенциальными барьерами для полевых транзисторов.

**Предметом исследования** являются физические процессы в гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием и цифровыми потенциальными барьерами для полевых транзисторов.

**Научная новизна.** В диссертации впервые получены следующие результаты:

1. Теоретически показано, что в области сильного поля для гетероструктур AlGaIn/GaN поперечный пространственный перенос электронов уменьшает всплеск их дрейфовой скорости по сравнению с чистым объёмным материалом не более чем на 30%.
2. Экспериментально показано, что за счёт роста всплеска дрейфовой скорости электронов при применении цифровых барьеров в гетероструктурах с двухсторонним донорно-акцепторным легированием до двух раз увеличивается коэффициент усиления полевых транзисторов.
3. Показано, что введение цифровых барьеров в обращённые гетероструктуры с донорно-акцепторным легированием позволяет создавать проводящий канал с расстоянием между первыми квантовыми уровнями энергии не менее трёх энергий оптического фонона.

4. Теоретически показано, что использование цифровых барьеров в обращённых гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием за счет локализации горячих электронов в канале и отсутствия переходов на состояния, локализованные в барьерных решётках до двух раз увеличивает всплеск дрейфовой скорости электронов области сильного поля.

5. Показано, что в обращённых гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием выполнение цифровой барьерной решётки в области легирования с шагом  $\delta$  и менее монослоёв GaAs за счет локализации горячих электронов в канале обеспечивает увеличение всплеска их дрейфовой скорости в области сильного поля до величины всплеска дрейфовой скорости в чистом объёмном материале.

6. Теоретически показано, что в обращённых гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием выполнение цифровой барьерной решётки в области легирования с шагом  $\delta$  и менее монослоёв GaAs за счет локализации горячих электронов в канале, позволяет вдвое поднять поверхностную плотность электронов при уменьшении всплеска их дрейфовой скорости в области сильного поля менее чем на 10 %.

7. Показано, что в гетероструктурах полевых транзисторах крутизна транзистора и его входная емкость обратно пропорциональны расстоянию от затвора до центра канала.

**Научные положения, выносимые на защиту:**

1. Для гетероструктур AlGaIn/GaN поперечный пространственный перенос электронов в области сильного поля уменьшает всплеск их дрейфовой скорости по сравнению с чистым объёмным материалом не более чем на 30%.

2. Применение цифровых барьеров в обращённых гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием позволяет создавать проводящий канал с расстоянием между первыми квантовыми уровнями энергии не менее трёх энергий оптического фонона.

3. Применение цифровых барьеров в обращённых гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием до двух раз увеличивает всплеск дрейфовой скорости электронов в области сильного поля за счет локализации горячих

электронов в канале и низкой вероятности переходов на состояния, локализованные в барьерных решётках.

4. В обращённых гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием короткопериодная решётка AlAs/GaAs с толщиной не более 6 монослоёв GaAs в области легирования при поверхностной плотности электронов до  $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  за счет локализации горячих электронов в канале обеспечивает увеличение всплеска их дрейфовой скорости в области сильного поля до его уровня в чистом объёмном материале.

5. В обращённых гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием короткопериодная решётка AlAs/GaAs с толщиной не более 6 монослоёв GaAs в области легирования позволяет при сохранении всплеска дрейфовой скорости электронов в области сильного поля на уровне 90 % от теоретического предела довести поверхностную плотность электронов до величины  $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

#### **Практическая ценность работы.**

1. Изготовлены транзисторы с длиной затвора 0,12 мкм имеющие пробивное напряжение около 30 В, при коэффициенте усиления до 20 дБ на частоте 40 ГГц.

Полученные результаты позволяют:

2. Разрабатывать новые эффективные гетероструктуры для мощных полевых транзисторов коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн.

3. Разрабатывать мощные полевые транзисторы с повышенным коэффициентом усиления в коротковолновой части сантиметрового и миллиметров диапазонов длин волн.

#### **Апробация результатов работы.**

Результаты работы опубликованы в материалах следующих международных и российских конференций: Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии», «КрыМикО», г. Севастополь, 7—11 сентября 2020г., 5—10 сентября 2021г.;

Всероссийской конференции «Электроника и микроэлектроника СВЧ», г. Санкт-Петербург, СПбГЭТУ, 30 мая – 4 июня 2021 г., 30 мая – 3 июня 2022 г.;

13-я Международная научно – практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ – электроники «МОКЕРОВСКИЕ ЧТЕНИЯ» 28 октября 2020 г., 19-20 мая 2021 г., 25-26 мая 2022 г. Москва, НИЯУ «МИФИ»

**Публикации.** По материалам диссертации автором опубликовано 17 печатных работ, из них 5 работы в журналах, индексируемых в международных базах данных, 4 работы в журналах из списка ВАК для защиты кандидатских диссертаций (1 без соавторов), получены 2 патента РФ.

**Объём работы.** Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения, списка литературы. Работа выполнена на 164 страницах текста, содержит 43 рисунка, 2 таблицы и список литературы из 132 наименований.

#### **Содержание и результаты работы.**

**Во введении** дано обоснование актуальности работы, определены цели и задачи исследований, перечислены основные результаты, выводы и рекомендации, научные положения, выносимые на защиту. Обоснована практическая значимость работы.

**В первой главе** рассматриваются различные гетероструктуры и способы описания в них электронного транспорта.

В §1.1 рассматриваются традиционные ГСЛ на основе GaAs. Характеристики гетероструктурных полевых транзисторов определяются в основном параметрами гетероструктуры: такими, как холловская подвижность электронов  $\mu_e$ , интегральная поверхностная концентрация квазидвумерного электронного газа в InGaAs канале  $n_s$ .

Отмечается, что в современных серийно выпускаемых рНЕМТ транзисторах обычно проводится планарное дельта-легирование донорами. Это решение позволяет получить большие величины  $\mu_e$  и  $n_s$ . Оптимизации гетероструктур для мощных полевых транзисторов, сталкиваются с большим набором жестких физических и технологических ограничений, поэтому при использовании однотипных вариантов AlGaAs-InGaAs-GaAs гетероструктур, на рабочей частоте

10 ГГц получалась примерно одинаковая для всех вариантов топологий удельная выходная мощность - на уровне  $1,0 \div 1,2$  Вт/мм. Рассматриваются основы физики электронного транспорта в GaAs гетероструктурах. Отмечается, что дальнейший прогресс в области развития рНЕМТ транзисторов может быть связан со структурой, в которой будет подавлен поперечный пространственный перенос электронов.

В §1.2 рассматриваются особенности локализации электронов в транзисторных гетероструктурах. Отмечается, что известны три основных варианта конструкции гетероструктур по расположению  $\delta$ -слоя легирующей примеси относительно канала транзистора (рис 1):

прямая структура – легированный донорами широкозонный слой расположен между затвором и каналом;

обращенная (в западной литературе инвертированная) структура – легированный донорами широкозонный слой расположен между каналом и подложкой;

двойная гетероструктура – легированные широкозонные слои расположены с обеих сторон канала.

В промышленном производстве используются структуры а) и в), по-видимому, это связано с тем, что обращенная структура б) имеет два существенных недостатка: туннелирование электронов из затвора в канал и сильный поперечный пространственный перенос электронов.

В §1.3 рассматриваются особенности DA-DpНЕМТ транзисторов на основе гетероструктур с донорно-акцепторным легированием.

Проблема интенсивного поперечного пространственного переноса электронов в двойных и обращенной структуре может быть достаточно просто решена введение донорно-акцепторного легирования (рис 2). Такие ГСЛ могут иметь много преимуществ перед традиционными рНЕМТ структурами, однако сложность происходящих в них физических процессов требуют достаточно точных предварительных расчётов. Наиболее точно характеристики приборов с характерными размерами порядка десятых долей микрона рассчитываются

методом Монте-Карло. Однако, модификации метода Монте-Карло под конкретную задачу расчета DA-DpHEMT транзисторов, пока не существует. Поэтому, для быстрых и простых оценок перспективности различных вариантов транзисторных структур пока используется анализ формы и величины всплеска дрейфовой скорости электронов, развивающегося во времени при включении импульсного внешнего электрического поля.

В §1.4 рассматривается математическая модель электронного транспорта в гетероструктурах с сильной локализацией электронов.

В ней потенциальный рельеф и квантовые урны в направлении перпендикулярном поверхности определяются на основе численного самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона.

В направлении параллельном поверхности структуры транспорт электронов описывается на основе феноменологической системы уравнений сохранения импульса и энергии с временами релаксации для объёмных материалов с учетом перехода электронов между слоями.

**Во второй главе** рассматривается всплеск дрейфовой скорости электронов в транзисторных гетероструктурах на основе нитрида галлия

В §2.1 рассматриваются всплеск дрейфовой скорости в чистом объёмном GaN. Отмечается, что высокочастотные характеристики GaN и GaAs неоднократно сравнивались между собой по всплеску дрейфовой скорости и делался вывод, о существенном преимуществе по частотным свойствам чистого GaAs перед GaN.

В §2.2 оценивается всплеск дрейфовой скорости в полевых транзисторах на основе чистого GaN и GaAs.

Отличительными особенностями GaN являются высокая дрейфовая скорость электронов в сильных полях и не слишком высокая подвижность в объёмном материале. Однако в транзисторе средняя скорость определяется совокупностью параметров с учётом нелокального транспорта электронов. Для полевых транзисторов на основе GaN и GaAs приведены результаты расчетов дрейфовой скорости электронов под затвором. Проведенный анализ позволяет сделать вывод,

что быстродействие GaN транзисторов при прочих равных условиях будет не выше быстродействия полевых транзисторов на основе GaAs.

В §2.3 оценивается всплеск дрейфовой скорости электронов в гетероструктурах на основе GaN.

Рассматривались типичная структура DpHEMT транзистора и структура нитридгаллиевого HEMT транзистора. Оказалось, что в гетероструктуре на основе GaAs переходы электронов между слоями сильно влияют на их дрейфовую скорость. Очевидно это происходит из-за того, что скорости электронов в  $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$  и  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$  сильно отличаются, и особенно в случае нелокальной динамики. Поэтому, в итоге, при переходе 20 % электронов в широкозонный материал (вероятность изначально задана) величина всплеска падает почти в два раза. В то же время для структур на основе нитрида галлия ситуация совершенно другая. Даже для чистых материалов в рассмотренных случаях разница нелокальных скоростей электронов в максимуме составляет менее 35%. Таким образом, нелокальная динамика электронов в GaN и  $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}$  по сравнению с предыдущей гетеропарой отличается не слишком сильно. Зависимости скорости от времени для гетероструктуры должны находиться где-то между или в районе зависимостей скорости от времени для чистого GaN и  $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}$ . Соответственно зависимости всплеска дрейфовой скорости электронов и в самосогласованном расчёте, не слишком сильно отличаются от зависимости в чистом GaN. Таким образом, для всех рассмотренных случаев уменьшение дрейфовой скорости в максимуме составляет менее 30%.

Поэтому важным фактором, объясняющим высокие усилительные характеристики GaN гетероструктур является удачный состав компонент гетеропары. Делаются следующие выводы: Всплеск дрейфовой скорости электронов в гетероструктурах  $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N} - \text{GaN}$  близок к всплеску дрейфовой скорости в чистом GaN. Поэтому, в отличие от GaAs гетероструктур, существенно увеличить скорость электронов в гетероструктурах на основе GaN, без использования принципиально новых подходов будет весьма затруднительно, а,

следовательно, будет затруднено и дальнейшее продвижение вверх по частотному диапазону.

**В третьей главе** экспериментально и теоретически исследуются первые транзисторные гетероструктуры с цифровыми барьерами Q-DpHEMT.

В §3.1 рассматриваются предпосылки разработки структур с цифровыми барьерами.

Рассматривались способы увеличения эффективной глубины квантовой ямы. Отмечено, что кроме донорно-акцепторного легирования эффективным способом является использование набора тонких (несколько атомных монослоёв) барьеров AlAs с промежутками из нескольких моноатомных слоёв GaAs не только в спейсере но и в промежутке между  $n$ - $\delta$ -слоем и акцепторами. Барьеры из короткопериодных AlAs/GaAs сверхрешеток позволяют получить более гладкие границы КЯ и уменьшить концентрацию примесей в КЯ, задерживая их на гетерограницах. Кроме того, захват холодных электронов на состояния X-долины AlAs/GaAs сверхрешеток, где их подвижность мала, маловероятен из-за большой энергии даже первого уровня сверхрешетки с тонкими слоями AlAs.

В §3.2 рассматривается возможность использования цифровых барьеров в ГСЛ для улучшения подвижности электронов. Демонстрируется, что введение даже одного квантового барьера существенно изменяет волновые функции электронов и характер их локализации как в канале, так и в области легирования.

В §3.3 исследуются первые полевые транзисторы мм. диапазона с донорно-акцепторным легированием и цифровыми барьерами.

В пункте 3.3.1 рассмотрены эпитаксиальный рост структур и их параметры. Концентрация доноров и толщины спейсеров были выбраны для получения максимальной проводимости, пропорциональной произведению плотности и подвижности ДЭГ. Для улучшения характеристик Q-DpHEMT, плотность и подвижность ДЭГ увеличивалась до  $4.7/4.8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  и  $5800/13500 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  при температурах 300/77 К, соответственно. Концентрация и профиль акцепторов были

выбраны так, чтобы увеличить высоту и резкость потенциальных барьеров и подавить эффект перехода горячих электронов в барьеры AlGaAs.

В пункте 3.3.2 рассмотрены разработанные полевые транзисторы и их статические характеристики. Пробивное напряжение затвор-сток оказалось в диапазоне  $V_B = 23-31$  В, а плотность тока открытого транзистора составила 0.7 А/мм. По оценке выходная СВЧ мощность транзистора составила порядка 1.5-2.1 Вт/мм.

В пункте 3.3.3 рассмотрены СВЧ характеристики разработанных полевых транзисторов с цифровыми барьерами. Малосигнальный коэффициент усиления на частоте 40 ГГц оказался в диапазоне 14-21 дБ в зависимости от топологии транзистора.

В пункте 3.3.4 проведен анализ полученных экспериментальных результатов. Приведено сравнение разработанного транзистора с лучшими транзисторами с похожей топологией, с близкой длиной затвора, сделанных по другим технологиям. Для Q-DpHEMT даётся оценка усиления и удельной выходной мощности в мм-диапазоне до 94 ГГц. Показано, что разработанный транзистор превосходит стандартные GaAs DpHEMT по усилению и удельной мощности. Отмечается, что первые экспериментальные образцы Q-DpHEMT сравниваются с устройствами, изготовленными по уже отработанным технологиям. Обнаружены две интересных и пока необъяснённые особенности разработанных транзисторов. Усиление прибора растёт с увеличением расстояния затвор-сток, а максимальное усиление оказывается почти постоянной величиной в диапазоне частот 25-55 ГГц.

В §3.4 анализируются перспективы использования цифровых барьеров в ГСЛ для полевых транзисторов.

В пункте 3.4.1 рассматривается степень локализации электронов в канале в зависимости от конструкции гетероструктуры. Отмечается, что дополнительно увеличить степень локализации возможно путем введения тонких слоев AlAs (два – пять монослоев) и GaAs (три - шесть монослоев). По аналогии с цифровым кодом, потенциальный профиль, обусловленный такой короткопериодной сверхрешеткой AlAs/GaAs, назовём цифровым потенциальным барьером (ЦПБ).

В пункте 3.4.2 рассмотрены особенности электронного транспорта и оценена эффективность ЦПБ на примере трех типов гетероструктур: обычные (DrHEMT), с донорно-акцепторным легированием (DA-DrHEMT), гетероструктура с донорно-акцепторным легированием и с ЦПБ (Q-DrHEMT).

Демонстрируется, что распределения концентрации электронов в рассмотренных гетероструктурах сильно отличаются, и в случае появления цифровых барьеров локализация электронов в канале выражена гораздо сильнее.

Показано, что величина всплеска дрейфовой скорости электронов сильно зависит от количества электронов в широкозонном материале. Так, всего при 10% вероятности нахождения электронов в широкозонном материале, величина всплеска дрейфовой скорости падает в 1,5 раза.

В рассмотренных гетероструктурах дрейфовая скорость электронов в гетероструктуре с ЦПБ, даже расставленными заведомо не оптимальным образом, может быть на 30 – 40 % больше, чем в гетероструктуре без ЦПБ. Соответственно примерно на столько же должны вырасти и рабочие частоты транзистора. В свою очередь это может привести к росту коэффициента усиления транзистора почти в 2 раза (примерно на 3дБ).

Данный эффект частично позволяет объяснить очень высокие коэффициенты усиления, полученные на разработанной структуре в §3.3. Введение дополнительных цифровых барьеров и уменьшение расстояния между ними увеличивают всплеск дрейфовой скорости электронов.

Исследуется эффект локализации электронов в сверхрешетках Q-DrHEMT, который должен дополнительно приводить к росту всплеска дрейфовой скорости электронов.

Рассмотрен эффект размытия границ тонких ЦПБ, показано, что он слабо влияет на полученный ранее результат.

Оптимизирована конструкция гетероструктур с ЦПБ. В таких структурах повышена локализация электронов в канале. В результате всплеск дрейфовой скорости в такой структуре заметно растёт по сравнению со всеми рассмотренными

ранее случаями и приближается к теоретическому пределу для данной модели – всплеску дрейфовой скорости в объёмном материале канала.

Отмечается, что в рассмотренных гетероструктурах расстояние между квантовыми уровнями существенно превышает энергию оптического фонона. Это дополнительно увеличивает всплеск дрейфовой скорости, а значит позволяет увеличить рабочие частоты полевых транзисторов на основе таких гетероструктур.

Оценки позволяют сделать вывод, что при укорочении длины затвора транзистора до 0,05 мкм, оптимизация структур с ЦПБ может позволить транзисторам на их основе работать на частотах вплоть до 300 ГГц при сохранении высоких уровней удельной мощности, в разы превосходящей удельную мощность современных транзисторов с каналом на основе  $In_xGa_{1-x}As$  с высоким молярным содержанием индия.

**В главе четыре** рассмотрены перспективы использования обращенных гетероструктур с донорно-акцепторным легированием и цифровыми барьерами в транзисторах миллиметрового диапазона длин волн.

В §4.1 описаны попытки разработки обращённых структур, отмечается, что одним из главных преимуществ обращённых структур по сравнению с обычными является возможность приблизить канал транзистора к затвору.

В §4.2 рассмотрены электронные уровни в обращённых гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием. Рассмотрены различные варианты их конструкций.

Отмечается особенность обращенных структур –повышенная линейность их переходной характеристики ( $dn_s/dU_g$ ), и большой энергетический зазор между квантовыми уровнями этих структур.

В §4.3 рассматривается всплеск дрейфовой скорости в обращенных ГСЛ. Демонстрируется, что поперечный пространственный перенос электронов сильно снижает всплеск дрейфовой скорости электронов в обращенных гетероструктурах по сравнению с двойными гетероструктурами и гетероструктурами традиционных малошумящих транзисторов. Введение донорно-акцепторного легирования позволяет сильно увеличить локализацию электронов в канале обращенных

гетероструктур и таким образом существенно поднять всплеск дрейфовой скорости электронов.

В §4.4 даны простейшие оценки границы канала в канале с сильным квантованием.

Известно, что в обычных полевых транзисторах крутизна транзистора и входная емкость обратно пропорциональны расстоянию от затвора до края обедненной области. Показано, что в гетероструктурах полевых транзисторов роль этой величины выполняет расстояние от затвора до центра канала транзистора.

Показано, что за снижения роли паразитной емкости в транзисторах на обращенных гетероструктурах при коротком T-образном затворе за счет приближения канала к затвору может быть достигнут рост частоты на 20 – 30 %, что примерно соответствует росту коэффициента усиления около 2 дБ.

В §4.5 проведена оптимизация обращенных гетероструктур с донорно-акцепторным легированием и цифровыми барьерами по всплеску дрейфовой скорости.

Демонстрируется, что в обращенных гетероструктурах с ЦПБ и донорно-акцепторным легированием (Q-*i*НЕМТ) без существенного уменьшения всплеска дрейфовой скорости электронов их поверхностная плотность в канале можно поднять до  $n_s = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

Рассматривается локализация электронов в канале Q-*i*НЕМТ, расстояния между квантовыми уровнями, особенности механизмов рассеяния. Предложен технический прием, позволяющий делать сверхрешетки таких структур близкими к идеальным (Q-*i*НЕМТ<sup>++</sup>).

Решётка с одинаковым шагом настолько хорошо локализует электроны в канале, что расчёт как с учетом, так и без учета того, что горячие электроны за время импульса не будут переходить на локализованные внутри барьерной решётки состояния мало отличаться.

С увеличением поверхностной плотности электронов в канале, всплеск дрейфовой скорости начинает падать. Однако даже при  $n_s = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  он остаётся

в максимуме чуть больше, чем при  $n_s = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (Q-iHEMT+) в случае, когда в барьерной решётке есть «пробел» в области легирования.

Следует отметить еще одну крайне интересную особенность данных структур. В них первые три уровня расположены очень далеко друг от друга. Расстояние между первым и вторым составляет около 0.2 эВ, между вторым и третьим около 0,3 эВ, что в несколько раз превосходит энергию оптического фонона (около 0.04 эВ) в данных материалах. Это означает, что, один из основных механизмов рассеяния в таких структурах будет частично подавлен, что в свою очередь, должно привести к увеличению всплеска дрейфовой скорости электронов, а значит дополнительно улучшить характеристики полевых транзисторов на таких гетероструктурах.

## **ГЛАВА 1 СОВРЕМЕННЫЕ И ПЕРСПЕКТИВНЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ ДЛЯ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ ММ. ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН И СПОСОБЫ ОПИСАНИЯ В НИХ ДИНАМИКИ ЭЛЕКТРОНОВ.**

В настоящее время полевые транзисторы и усилители мощности на их основе входят в совокупность важнейших элементов электронной компонентной базы твердотельной сверхвысокочастотной (СВЧ) электроники. Эти приборы активно используются в производстве систем беспроводной связи, в том числе для стационарной и мобильной телекоммуникационной аппаратуры, для высокоскоростной оптоволоконной связи, спутникового и кабельного телевидения, в том числе телевидения высокой четкости, устройств радиолокации на основе активных фазированных антенных решеток, телеметрии, радиоастрономии, контрольно-измерительной аппаратуры и много другого.

В последнее десятилетие ведутся активные разработки и производятся мощные полевые транзисторы на основе ряда широкозонных материалов, но особенно активно и успешно разрабатываются, и производятся приборы на основе AlGa<sub>N</sub>-Ga<sub>N</sub> и InAlGa<sub>N</sub>-Ga<sub>N</sub> гетероструктур [1, 2]. Для демонстрации прогресса в этой области достаточно отметить следующие наиболее важные новые технические решения, апробированные в технологии гетероструктур и транзисторов с Ga<sub>N</sub> каналом:

Введение в структуру слоев, содержащих In, что обеспечило получение дополнительного фактора, управляющего поляризационными эффектами. Следствием этого решения является возможность дополнительного управления механическими напряжениями, концентрацией электронов, плотностью дефектов и формой потенциального рельефа в структуре [3].

Формирование на поверхности структур защитно-стабилизирующего Si<sub>N</sub>-покрытия, проводимое методом эпитаксии из молекулярных пучков, непосредственно в процессе роста структур – решение позволяет практически полностью подавить эффект коллапса тока стока [4,5].

Формирование омических контактов к промежуточным объемно-легированным донорами GaN-слоям, контактирующим с нелегируемым GaN каналом. Эти промежуточные слои формируются методом локального эпитаксиального наращивания. Такое решение позволяет существенно уменьшить переходное сопротивление омических контактов истока, стока и сопротивление транзистора на омическом участке выходных вольт-амперных характеристик (ВАХ) [6]. К сожалению, это техническое решение не позволяет вырастить все слои структуры без извлечения структур из установки эпитаксиального наращивания – для локальной эпитаксии требуется проведение операций литографии и вскрытия поверхности слоя GaN канала.

Существенное улучшение характеристик GaN-транзисторов почти не оставляет сомнений в том, что в ближайшее время традиционные мощные СВЧ транзисторы типа pHEMT (pseudomorphic high electron mobility transistor) на основе псевдоморфных AlGaAs-InGaAs-GaAs гетероструктур будут практически полностью вытеснены из сантиметрового и длинноволновой части миллиметрового диапазона длин волн.

Исключением из этой тенденции пока является достаточно большое количество различных вариантов транзисторов в исполнении pHEMT и mHEMT, например, это транзисторы с достаточно высокой линейностью зависимости выходной мощности от входной мощности, транзисторы коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн, транзисторы субмиллиметрового диапазона длин волн.

## **§1. Традиционные ГСЛ на основе GaAs.**

Ещё недавно мощные GaAs СВЧ транзисторы типа pHEMT были основным элементом устройств сантиметрового и миллиметрового диапазонов, и поэтому во всем мире активно велись исследования, направленные на улучшение параметров мощных СВЧ транзисторов, таких как выходная мощность, коэффициент усиления и коэффициент полезного действия [7-10].

Характеристики гетероструктурных полевых транзисторов определяются многими факторами: длиной затвора, параметрами гетероструктуры, топологией, конкретным технологическим маршрутом изготовления и т.д. Однако при прочих равных условиях (одинаковой длине и сопротивлении затвора, сравнимых паразитных элементах и т.д.) именно оптимальная конструкция и высокое качество гетероструктуры, определяющие основные электрофизические характеристики рНЕМТ-структуры, такие, как холловская подвижность электронов  $\mu_e$ , интегральная поверхностная концентрация квазидвумерного электронного газа в InGaAs канале  $n_s$ , позволяют получить наилучшие характеристики СВЧ приборов. Необходимо отметить, что обеспечение больших величин слабополевой холловской подвижности  $\mu_e$  не является однозначной гарантией получения больших токов стока при прочих равных условиях. Действительно, характерной особенностью работы мощного полевого транзистора является работа на участке насыщения выходных вольт-амперных характеристик (ВАХ), где основными являются эффекты всплеска и насыщения дрейфовой скорости. Очевидно, что целевая разработка оптимальных конструкций транзисторных гетероструктур на основе различных материалов всегда остается актуальной задачей и, желательна, должна сопровождаться фундаментальными исследованиями переноса электронов, в том числе и в сильных электрических полях [11].

В современных серийно выпускаемых рНЕМТ транзисторах объемное легирование используется редко - проводится планарное дельта-легирование донорами слоя, выращиваемого над слоями спейсера и канала. Это решение позволяет получить большие величины  $\mu_e$  и  $n_s$ . Для достижения еще большей проводимости канала, для увеличения ширины динамического диапазона и линейности транзисторов, используется двойное (двухстороннее) дельта-легирование структуры донорной примесью. При таком легировании дельта-слои примеси формируются в процессе роста структуры как выше, так и ниже слоя канала, при обязательном введении промежуточных слоев не легируемых спейсеров (в DrНЕМТ структурах). Как правило, в таких структурах внутри

матрицы из GaAs, после остановки процесса роста слоя нижней стенки GaAs матрицы из GaAs, после остановки процесса роста слоя нижней стенки GaAs матрицы, формируется тонкий дельта-слой донорной примеси кремния, далее проводится процесс роста слоя верхней стенки GaAs матрицы. Этот дельта-слой является источником, поставляющим доноры в слои GaAs-матрицы, расположенные выше и ниже дельта-слоя. Такое легирование донорами происходит в результате совместного действия механизмов диффузии и сегрегации доноров, поэтому фактически, при дельта-легировании донорами, происходит объемное легирование донорами GaAs слоев, расположенных выше (верхняя стенка GaAs-матрицы) и ниже (нижняя стенка GaAs-матрицы) донорного дельта-слоя [12]. Характерные толщины стенок матрицы, при которых примесь доноров остается локализованной только в пределах матрицы, следующие. При плотности доноров матрицы – не менее 5 монослоев, нижней стенки матрицы – не менее 3 монослоев GaAs. Для GaAs толщина одного монослоя составляет 0.283 нм, поэтому при такой плотности доноров усредненная по толщине GaAs-матрицы максимальная объемная концентрация доноров составляет  $2,2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Эта величина существенно превосходит максимальную величину объемной концентрации доноров, равную  $(4-5) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  для слоя  $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$ , которая достижима в обычной технологии объемного легирования донорами, при которой примесь доноров вводится непрерывно в процессе роста слоя. При необходимом использовании сравнительно толстых слоев с объемным легированием донорами увеличивается глубина собственной потенциальной ямы донорного слоя, что при достаточно больших толщинах спейсера приводит к локализации части электронов в этой яме. Следствием этого эффекта является появление параллельного дополнительного проводящего канала в донорном слое и результирующее уменьшение холловской подвижности электронов.

По этой причине в более поздних вариантах технологий рНЕМТ транзисторов, технология дельта-легирования донорами практически полностью вытеснила технологию объемного легирования слоев AlGaAs, отделенных

нелегированными спейсерами от слоя InGaAs канала. Конечно, при использовании технологии дельта-легирования донорами, помимо использования оптимальных толщин стенок GaAs матриц, допустимо и полезно использовать совместимые с физикой работы транзистора и с технологией выращивания структур дополнительные методы подавления миграции примесей из матриц.

Для решения задачи увеличения подвижности электронов в транзисторных структурах также типичным стало введение небольшой (обычно, на уровне 15-20% от содержания Ga) добавки индия в слой GaAs канал. Это решение увеличивает как холловскую подвижность электронов в канале - за счет уменьшения их эффективной массы и интенсивности рассеяния, так и поверхностную плотность электронов, локализованных в InGaAs-канале при равновесных условиях - за счет увеличения разности энергий дна зоны проводимости на границе гетероперехода «канал – спейсер» или на границе гетероперехода «канал – сглаживающий слой».

Х

о

т

я

В соответствии с простейшей оценкой [13] выходная мощность транзистора, работающего в классе А, пропорциональна произведению рабочего тока на рабочее напряжение. По этой причине при решении задачи получения максимальной величины удельной выходной СВЧ мощности, в гетероструктурах для мощных полевых транзисторов обычно стремятся добиться максимума проводимости канала за счет максимально возможного увеличения произведения слабополевой (холловской) подвижности и поверхностной плотности электронов. Так как при задании фиксированного расстояния от контакта Шотки до канала рост поверхностной плотности электронов в канале приводит к росту напряжения перекрытия, и соответственно к уменьшению КПД [13], то произведение подвижности электронов на их поверхностную плотность стремятся увеличивать в основном за счет увеличения подвижности. Попытки оптимизации гетероструктур для мощных полевых транзисторов, направленные на увеличение подвижности при

у

р

достаточно большой поверхностной плотности электронов, сталкиваются с большим набором жестких физических и технологических ограничений [11]. Таким образом, за многие годы работы с легированными донорами гетероструктурами для мощных рНЕМТ транзисторов на основе GaAs, был найден практически оптимальный состав слоев и профиль легирующей примеси доноров. Примечательно, что апробация большого количества сильно различающихся вариантов топологий конструкции серийных транзисторов на основе дельта-легированной донорами AlGaAs-InGaAs-GaAs гетероструктуры не дала большой разницы в величине удельной выходной СВЧ мощности. При использовании однотипных вариантов дельта-легированной донорами AlGaAs-InGaAs-GaAs гетероструктур, на рабочей частоте 10 ГГц получалась примерно одинаковая для всех вариантов топологий удельная выходная мощность - на уровне  $1,0 \div 1,2$  Вт/мм [13,14].

Вероятно, это обстоятельство оказалось одной из основных причин, по которым максимум научной активности сместился в область исследований и разработки транзисторов на основе гетероструктур из более широкозонных материалов, например, таких как SiC, GaN, позволяющих получать существенно увеличенные поверхностные плотности электронов в канале и напряжения пробоя, хотя и при значительном снижении подвижности.

Однако более тщательный анализ процессов, определяющих работу транзисторов на участке насыщения выходных ВАХ, показывает, что, псевдоморфные AlGaAs-InGaAs-GaAs гетероструктуры далеко не исчерпали все свои возможности [15].

Следует отметить, что с момента своего создания [16,17], гетероструктуры с селективным легированием (ГСЛ) выступают в двух основных качествах: как удобный объект для изучения свойств квазидвумерного электронного газа [18] и как очень удачный материал для полупроводниковых СВЧ приборов. Причём если в первом случае квазидвумерный электронный газ в таких структурах демонстрирует все особенности, связанные с размерным квантованием, особенно при низких температурах, то в традиционных полевых транзисторах на основе

гетероструктур с селективным легированием (НЕМТ) в рабочих режимах размерное квантование на перенос электронов по каналу практически не влияет. Причина заключается в том, что, влетая под затвор транзистора электроны быстро разогреваются и попадают в область квантовых уровней расстояние между которыми составляет всего единицы или доли мили электрон вольт, то есть по сути дела в область непрерывного спектра [19]. Одновременно с этим, в зависимости от типа гетероструктуры, происходит либо резкое расширение квантовой ямы, либо электроны вообще оказываются над ней и начинают переходить в широкозонный материал. Таким образом происходит делокализация электронов из сравнительно тонкого канала транзистора, в котором размерно-квантовый эффект относительно велик, в область толщин, где он становится несущественен. Поэтому преимущество транзисторов в НЕМТ исполнении перед обычными в основном обусловлено тем, что в них большинство электронов движется по нелегированному узкозонному слою с высокой подвижностью – слою канала, окруженного слоями более широкозонных полупроводников, что создает условия для относительно большого всплеска дрейфовой скорости. Несмотря на активное развитие нитрид-галлиевых технологий, гетероструктурные транзисторы на основе арсенида галлия и фосфида индия продолжают широко использоваться и демонстрировать рекордные характеристики [20-22]. Важной особенностью традиционных гетероструктур для полевых транзисторов является интенсивный поперечный пространственный перенос горячих электронов – при достаточно сильном разогреве электронов происходит их переход из потенциальной ямы слоя канала (узкозонного материала) в широкозонный материал с более низкой подвижностью носителей. Этот эффект по своей сути является паразитным и заметно ухудшает характеристики приборов [23].

По этой причине становится не менее очевидным, что дальнейший прогресс в области развития рНЕМТ транзисторов может быть связан с такой модификацией AlGaAs-InGaAs-GaAs гетероструктур, при которой существенно подавляется межслоевой поперечный перенос горячих электронов из слоя InGaAs канала в слои GaAs и AlGaAs. Такая модификация должна минимизировать вероятность

нахождения горячих электронов в этих слоях, снизить вероятность рассеяния на потенциале доноров и увеличить до максимума вероятность нахождения горячих электронов в слое InGaAs канала.

Поэтому представляет интерес подробно рассмотреть весь комплекс этих вопросов.

## **§2. Особенности локализации электронов в транзисторных гетероструктурах.**

На первом этапе развития транзисторных гетероструктур [7, 24-28] было предложено и разработано три основных варианта конструкции по расположению  $\delta$ -слоя легирующей примеси доноров (или тонкого объемно легированного донорами слоя) относительно канала транзистора

А) прямая структура – легированный донорами широкозонный слой расположен между затвором и каналом рис.1.1а

Б) обращенная (в западной литературе инвертированная) структура – легированный донорами широкозонный слой расположен между каналом и подложкой рис. 1.1б

В) двойная гетероструктура – легированные широкозонные слои расположены с обеих сторон канала рис 1.1в.

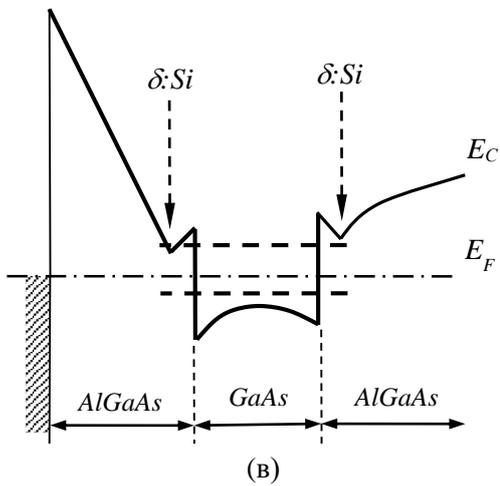
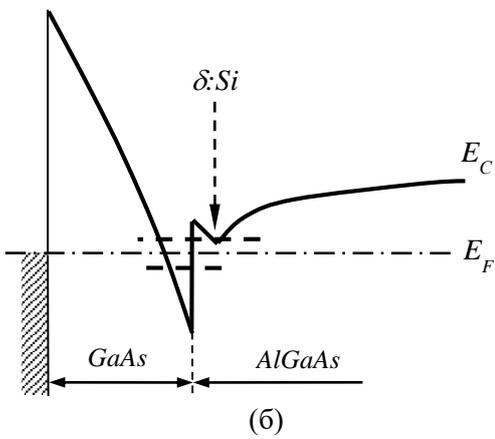
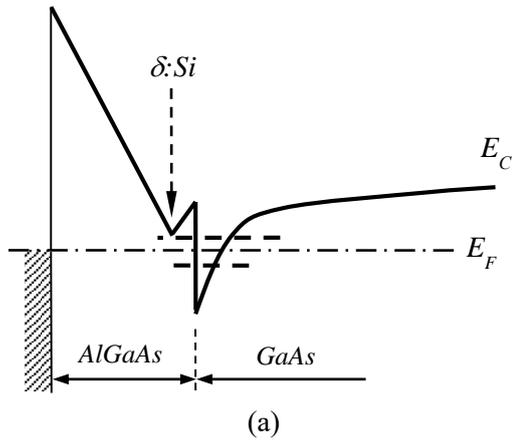


Рис. 1.1 Схематические зонные диаграммы структур с контактом Шоттки: (а) - прямой НЕМТ – структуры, (б) - обращённой НЕМТ - структуры, (в) – двойной НЕМТ - структуры.

При промышленном производстве транзисторов обычно используется два основных типа гетероструктур: для малошумящих приборов - прямая гетероструктура, для мощных - двойная. По существу, использование двух этих типов структур после почти двух десятилетий упорного труда мирового сообщества привело к примерно двукратному улучшению основных характеристик промышленных транзисторов, таких как удельная мощность, коэффициент усиления и коэффициент шума по сравнению с транзисторами на арсенидгаллиевых гомоструктурах. На начальных этапах развития транзисторных гетероструктур канал транзистора выращивали из чистого GaAs, в настоящее время для улучшения характеристик применяют  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  канал, обычно при не слишком высокой мольной доле индия ( $x \leq 0.2$ ) для сохранения достаточно больших пробивных напряжений. В принципе, возможны различные вариации структур каждого типа, по существу не меняющие ситуацию. Например, в прямой структуре после  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  канала со стороны буфера может формироваться слой GaAs, образуя на границе с каналом барьер высотой порядка 0.1 эВ, или в канал двойной гетероструктуры встраиваться тонкие вставки с повышенным содержанием In [29,30] и т.д. Интересной особенностью каждого типа структур является поведение квантовой ямы при увеличении отрицательного напряжения на затворе. В прямой структуре она расширяется и расстояние между уровнями размерного квантования уменьшается [4]. В двойной структуре характерный размер ямы меняется слабо – больше меняется её форма – из условно прямоугольной она становится трапециевидной, также не слишком сильно меняется и расстояние между уровнями. Для обращённой структуры характерно сужение квантовой ямы при увеличении отрицательного потенциала на затворе [31] и соответственно, увеличение разности энергии соседних размерно-квантовых уровней. На первый взгляд, благодаря этому и таким особенностям, как близость канала к затвору и, как следствие, существенно увеличенная крутизна [32-34], обращенные гетероструктуры представлялись очень перспективными. Однако, не смотря на большое количество экспериментов, это направление гетероструктурных полевых транзисторов развития не получило. По-видимому, это связано с тем, что

обращенная структура (рис.1.1(б)) имеет два существенных недостатка. Первый: при обратном смещении на затворе появляется возможность сильного туннелирования электронов из затвора в канал. Второй: продольный транспорт электронов по слою канала сопровождается их разогревом и поперечным переносом в область весьма большого по толщине слоя AlGaAs где интенсивность рассеяния электронов велика, что приводит к резкому падению их дрейфовой скорости. Проблема интенсивного поперечного пространственного переноса электронов, а соответственно и усиления интенсивности рассеяния в сильных полях, в обращенной структуре может быть достаточно просто решена по аналогии с DA-DpHEMT транзисторами [35-38] (рис. 1.2а).

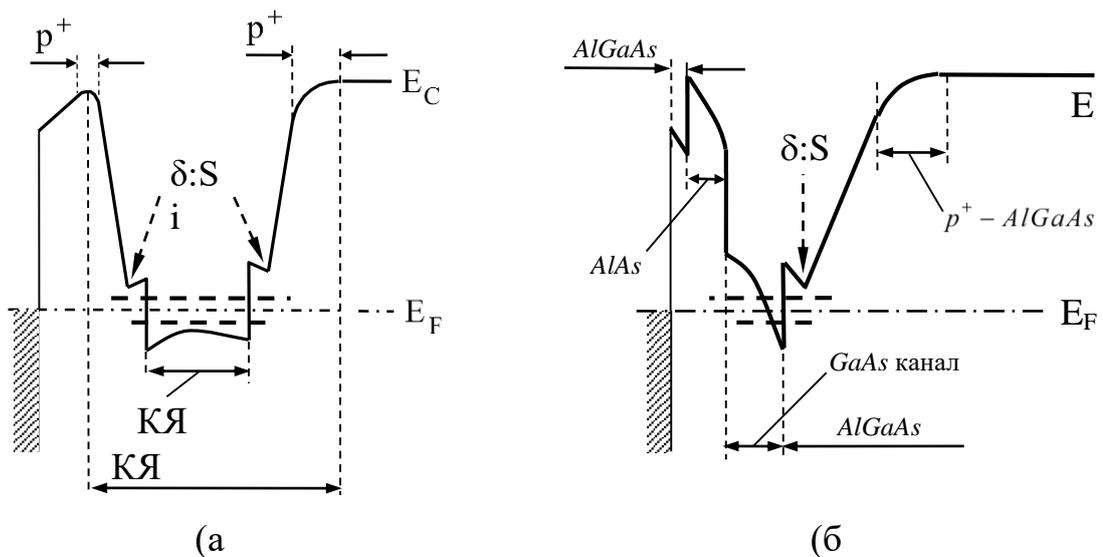


Рис. 2. Схематические зонные диаграммы структур с контактом Шоттки: (а) – DA-DpHEMT структуры, (б) - обращённой структуры с дополнительным слоем  $p^+$ -AlGaAs и слоем AlAs над GaAs каналом.

Для этого ниже слоя канала можно сформировать дополнительный  $p^+$ -потенциальный барьер, а выше слоя канала - дополнительный широкозонный слой AlAs, формирующий потенциальный барьер над слоем канала [31] (рис.1.2б). Кроме этого, в принципе, ничто не мешает увеличивать степень локализации электронов в квантовой яме (КЯ) канала за счет увеличения высоты

гетеропереходных барьеров на границах слоя канала, например, за счёт увеличения содержания индия в слое канала. Однако при этом заметно уменьшается ширина запрещённой зоны в слое канала, и как следствие, пробивное напряжение таких приборов. В этом аспекте очень перспективным выглядит предложение [39] не увеличивать содержание индия, а выше и ниже слоя канала использовать другие материалы, например,  $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$ . В гетеропереходе ( $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ -канал) –  $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$  перепад энергии дна зоны проводимости вырастает примерно до 0.5 эВ. На первый взгляд, это увеличение потенциального барьера малосущественно, так как оно составляет всего лишь около 0.2 - 0.15 эВ. Однако если учесть, что высота квантового уровня в яме может составлять около 0.2 эВ, то это в зависимости от мольной доли индия в узкозонном материале увеличивает эффективную величину барьера в два – три раза и делает ее практически равной величине междолинного зазора. Такое увеличение эффективной высоты барьера на границах слоя канала может достаточно существенно сказаться на транспорте горячих электронов под затвором транзистора. Естественно, наиболее перспективным выглядит одновременное увеличение не только перепада энергии дна зоны проводимости на гетерограницах слоя канала, но и построение с помощью донорно-акцепторного легирования дополнительных потенциальных барьеров, усиливающих локализацию горячих электронов в слое канала, что открывает новые возможности конструирования транзисторных гетероструктур с улучшенными характеристиками.

В дополнение к этому, оптимизируя параметры квантовой ямы  $\text{InGaAs}$  канала и толщины спейсеров, можно добиться того, чтобы только минимальная часть горячих электронов находилась в слоях  $\text{GaAs}$  и  $\text{AlGaAs}$ , обрамляющих  $\text{InGaAs}$  канал и имела возможность интенсивного рассеяния на потенциале донорной примеси. При этом техническом решении также существенно уменьшится усредненная по слоям эффективная масса горячих электронов, увеличится их дрейфовая скорость, соответственно, увеличится ток стока транзистора, и, как следствие, увеличится его удельная выходная СВЧ мощность.

### §3. Особенности DA-DpHEMT транзисторов на основе гетероструктур с донорно-акцепторным легированием

Предлагаемый метод, на первый взгляд, позволяет достаточно легко увеличить максимально достижимый ток стока в транзисторе, однако необходимость максимально сильного подавления рассеяния горячих электронов на потенциале доноров и необходимость локализации горячих электронов в слое InGaAs канала, приводит к необходимости формирования достаточно высоких потенциальных барьеров с малой длиной нарастания в направлении роста структуры. Использование для цели локализации горячих электронов барьеров гетеросоединений AlGaAs-InGaAs-GaAs не дает нужного эффекта, так как величина разрыва дна зоны проводимости  $\Delta E_C$  в гетеропереходе  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs}$ , на которой в принципе, можно сформировать локализирующий барьер, при повышении содержания алюминия до допустимого предела увеличивается недостаточно сильно. Действительно, для гетероперехода  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs}$  величина  $\Delta E_C$  имеет следующие зависимости от величины доли алюминия [40]:

$$\text{При } x \geq 0.41 \quad \Delta E_C = 0.475 - 0.335x + 0.143x^2, \quad \Delta E_V = -0.46x,$$

$$\text{При } x \leq 0.41 \quad \Delta E_C = 0.79x, \quad \Delta E_V = -0.46x.$$

Очевидно, что горячие электроны с энергией около 0,5 эВ, такой барьер удержать не сможет. Кроме этого, если при построении локализирующих барьеров придется вынужденно использовать легированные донорами слои  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с большим содержанием алюминия ( $x > 0,35$ ), то в них формируются глубокие DX центры, захватывающие электроны, и происходит инверсия долин в зоне проводимости [41], что резко усиливает интенсивность рассеяния горячих электронов, проникающих в широкозонные слои [42].

Для исключения этих проблем, приемлемое решение для построения дополнительных потенциальных барьеров, локализирующих горячие электроны в слое канала, можно искать за счёт использования донорно-акцепторного легирования [43], формируя при этом образующие необходимые барьеры

встроенные  $\text{pin}$ -структуры при избыточном легировании донорами. При таком решении одна часть доноров, локализованных в  $\text{GaAs}$  матрице, участвует в формировании локализующего барьера, а оставшаяся в  $\text{GaAs}$  матрице часть доноров является поставщиком электронов в слой  $\text{InGaAs}$  канала. Об увеличении потенциального барьера между слоем канала гетероструктуры и подложкой за счет объемного легирования буферного слоя акцепторами известно давно [44-46], использовалась также и встроенная  $\text{pin}$ -структура [47], правда очень далекая от оптимального варианта. Важно отметить недостатки этих решений: при объемном легировании буфера акцепторами, использованном в [46], потенциальный барьер обладает сравнительно большой длиной нарастания, и использование такого объемного легирования акцепторами приводит к возникновению дополнительного канала рассеяния горячих электронов на акцепторах. В результате использование объемного легирования буферного слоя акцепторами [46] не оказывает заметного положительного влияния на параметры прибора, а изготовление таких структур сталкивается с серьезными технологическими проблемами. Встроенная со стороны подложки  $\text{pin}$ -структура [47] более продвинута в идеологическом плане – за счет введения  $i$ -слоя подавляется рассеяние горячих электронов на акцепторах, но большая толщина этого слоя практически не приводит к ослаблению рассеяния горячих электронов на потенциале доноров.

Поэтому для увеличения дрейфовой скорости горячих электронов в исходной  $\text{DrHEMT}$  гетероструктуре с двухсторонним донорным дельта-легированием, предлагается следующее решение. Предлагается, используя технологию эпитаксии из молекулярных пучков и легирование акцепторами слоев  $\text{AlGaAs}$ , сформировать в слоях  $\text{AlGaAs}$ , контактирующих с легированными донорами  $\text{GaAs}$  матрицами, достаточно высокие и резкие локализующие  $\text{pin}$ -барьеры. При этом для максимального ослабления рассеяния горячих электронов на потенциале донорной примеси при формировании локализующих барьеров обеспечивается по возможности малая длина нарастания высоты барьера (автоматически и малая толщина  $i$ -слоя, характерная толщина которой составляет  $4\div 7$  нм) при достаточно большой высоте барьеров ( $0,6\div 0,8$  эВ). Естественно, при этом требуется

использование достаточно высоких уровней легирования акцепторами (на уровне равную  $5.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ) и донорами (на уровне равную  $(4 \div 5) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ). Аналогичное решение вполне может быть использовано и в рНЕМТ гетероструктурах с односторонним донорным дельта-легированием донорами.

Гетероструктуры с донорно - акцепторным легированием могут иметь много преимуществ перед традиционными рНЕМТ структурами. Вполне вероятно, что они могут иметь и недостатки. В частности, один недостаток достаточно очевиден – за возможность построения высоких локализирующих потенциальных барьеров с малой длиной нарастания и необходимость избыточного легирования донорами приходится расплачиваться заметным увеличением плотности доноров в структуре, что в принципе, может привести к усилению рассеяния горячих электронов на потенциале доноров. Этот канал рассеяния электронов частично или полностью подавляется эффектом сильного уменьшения модуля волновой функции в барьерах при условии малости длины нарастания высоты барьеров. По отдельности, влияние многих из перечисленных факторов – невелико (по оценкам на уровне от единиц до нескольких десятков процентов), однако они будут оказывать совокупное влияние, взаимодействовать как между собой, так и с другими физическими механизмами. Достаточно точно описать все особенности, и, тем более, оценить, как весь этот комплекс факторов, особенно с учетом различных взаимосвязей, будет влиять на выходные характеристики прибора, представляется весьма затруднительным.

Решить эту проблему может или достаточно точный расчет, или проведение детальных экспериментальных исследований. Точный расчёт транзистора с субмикронным затвором на подобной гетероструктуре тоже выглядит крайне проблематичным. Известно, что наиболее точно характеристики приборов с характерными размерами порядка десятых долей микрона рассчитываются методом Монте-Карло [46, 48], а различные модификации гидродинамических моделей [49-53], которыми обычно пользуются для расчета транзисторов, при субмикронных длинах затвора и сложных гетероструктурах обычно малоприменимы [54]. Однако, модификации метода Монте-Карло под конкретную

задачу расчета DA-DpHEMT транзисторов, насколько нам известно, пока не существует. Более того, пока неясно, достаточно ли для решения подобных задач решать классическое кинетическое уравнение, а все особенности, связанные с сильным размерным квантованием в глубокой квантовой яме, отнести к интегралу столкновений за счет пересчета вероятностей рассеяния с учетом реальных волновых функций электронов в каждом сечении транзистора, или требуется более точное описание. Кроме того, при изготовлении таких структур может иметь место ряд технологических проблем, которые могут заметно сказаться на динамике электронов, а вводить в расчет чисто технологические особенности, особенно при решении кинетического уравнения, всегда бывает крайне затруднительно.

Поэтому, как показывает опыт, для быстрых и простых оценок перспективности различных вариантов транзисторных структур часто бывает вполне достаточно анализа формы и величины всплеска дрейфовой скорости электронов, развивающегося во времени при включении ступенчатого или импульсного внешнего электрического поля [53, 55, 56].

#### **§4. Математическая модель электронного транспорта в гетероструктурах с сильной локализацией электронов.**

Для расчёта всплеска дрейфовой скорости используем простую феноменологическую модель [15, 57], предназначенную для анализа нелокального разогрева электронов в транзисторных гетероструктурах с идеализированным (бесконечно длинным) затвором, построенную с учетом поперечного пространственного переноса горячих электронов. Аналогичный анализ нелокального разогрева электронов как в гетероструктурах с односторонним легированием [58], так и полевых транзисторах на их основе [59] ранее проводился в приближении треугольной потенциальной ямы и системы гидродинамических уравнений, описывающих два связанных ансамбля электронов – в широкозонном и узкозонном материале. Обмен частицами между ансамблями рассчитывался в приближении термоэлектронной эмиссии, а времена релаксации по энергии и импульсу брались такие же как в объёмных материалах. В случае классических

(прямых) НЕМТ – структур с практически непрерывным спектром горячих электронов [19] такой подход выглядел вполне оправданным, однако в случае жесткой локализации электронов, когда число уровней конечно, а расстояние между ними может быть достаточно велико такие приближения выглядят не совсем корректным. Поэтому в отличие от [58,59], в используемой модели включены возможности точного учета сильного размерного квантования в квантовой яме структуры и сложного потенциального рельефа в поперечном (по оси « $x$ ») направлении, перпендикулярном поверхности структуры. Потенциальный рельеф и уровни размерного квантования для этого направления определяются на основе численного самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона [31]:

$$\begin{aligned}
 & -\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dx} \left( \frac{1}{m^*(x)} \frac{d\Psi_i(x)}{dx} \right) + U(x)\Psi_i(x) + E_x(x)\Psi_i(x) = E_i\Psi_i(x) \\
 & U(x) = E_{c0}(x) - q \cdot \varphi(x) \\
 & \frac{d}{dx} \left( \kappa(x) \frac{d\varphi(x)}{dx} \right) = -\frac{\rho(x)}{\kappa_0} \\
 & E_x(x) = -\frac{q^2}{4\pi\kappa(x)\kappa_0} \left( \frac{3}{\pi} n(x) \right)^{\frac{1}{3}}
 \end{aligned} \tag{1.1}$$

Здесь и далее  $\Psi_i(x)$  и  $E_i$  – собственные функции и собственные значения оператора Гамильтона,  $E_x(x)$  – обменная энергия электрона [60],  $E_{c0}(x)$  – функция, задающая на гетерограницах и внутри структуры форму, величину и расположения перепадов потенциальной энергии, соответствующей электрическому потенциалу дна зоны проводимости в отсутствии свободных зарядов,  $E_F$  – энергия Ферми,  $E_k$  – кинетическая энергия электронов в зоне проводимости,  $N_c(x) = 2 \left( \frac{2\pi m^*(x)k_B T_e}{(2\pi\hbar)^2} \right)^{\frac{3}{2}}$  – эффективная плотность состояний в зоне проводимости,  $N_D(x)$  и  $N_A(x)$  – концентрации ионизованных доноров и акцепторов [61],  $q$  – абсолютное значение заряда электрона,  $\kappa(x)$ ,  $\kappa_0$  – диэлектрическая проницаемость полупроводника и вакуума,  $m^*$  – эффективная масса электрона в зоне проводимости,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T_e$  – температура электронного газа,  $\hbar$  – постоянная Планка. Для упрощения расчётов, надбарьерным и туннельным током из металла

пренебрегается. Соответственно пренебрегается экспоненциально малыми поправками к концентрации электронов, связанными с изменением уровня Ферми вблизи границы. Поэтому в полупроводнике вдоль оси « $x$ » уровень Ферми считается постоянным, а его значение определяется из равновесных условий в глубине полупроводника. На границе металл – полупроводник он терпит разрыв, величина которого определяется напряжением, подаваемым на затвор. Граничными условиями для решения уравнения Пуассона служат потенциал, задаваемый на границе металл-полупроводник, и отсутствие электрического поля в глубине структуры.

В областях координатного пространства, в которые не проникают волновые функции локализованных и резонансных состояний, а также, выше последнего найденного уровня (в этом случае считается, что дно зоны проводимости совпадает с  $U(x)$  или самым последним найденным уровнем), энергетический спектр считается непрерывным, и плотность объёмного заряда вычисляется по формулам:

$$\begin{aligned} \rho(x) &= q(N_D(x) - N_A(x)) + \rho_c(x) \\ \rho_c(x) &= -qn_c(x) = -q \cdot N_c(x) \cdot \int_0^{\infty} \frac{\sqrt{E_k} dE_k}{1 + \exp\left(\frac{E_k - E_F}{kT}\right)} \end{aligned} \quad (1.2)$$

где  $E_F$  – энергия Ферми,  $E_k$  – кинетическая энергия электронов в зоне проводимости,  $N_c(x) = 2 \left( \frac{m^*(x)kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}}$  – эффективная плотность состояний в зоне проводимости,  $N_D(x)$  и  $N_A(x)$  – концентрации ионизованных доноров и акцепторов,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура (в данном случае температура горячих электронов).

В области пространства, в которой локализованы волновые функции дискретного энергетического спектра (квантовой области):

$$\begin{aligned} \rho(x) &= q(N_D(x) - N_A(x)) + \rho_c(x) - q \sum_i n_i |\Psi_i(x)|^2 \\ n_i &= \left( \frac{m^*(x)kT}{\pi\hbar^2} \right) \ln \left\{ 1 + \exp \left[ \frac{E_F - E_i}{kT} \right] \right\} \end{aligned} \quad (1.3)$$

Структуры на основе нитрида галлия имеют некоторые особенности. В них добавочный двумерный электронный газ на границе раздела гетероструктуры формируется благодаря полярной природе полупроводников. Все полупроводники на основе нитрида галлия оказываются полярными в результате спонтанной поляризации  $P_{sp}$ . Также из-за несоответствия постоянных кристаллической решетки на границах раздела возникают тангенциальные напряжения, которые приводят к дополнительной пьезоэлектрической поляризации  $P_{pz}$ . Согласно [62], уравнение Пуассона для одномерного случая для структур на основе GaN примет вид:

$$\frac{d}{dx} \left( \kappa_0 \kappa(x) \frac{d\varphi(x)}{dx} + P_{tot}(x) \right) = -q(N_d(x) - n(x)) \quad (1.4)$$

где  $P_{tot}(x)$  – суммарная поляризация полупроводника в точке  $x$  представляет собой сумму спонтанной и пьезоэлектрической составляющей поляризации:

$$P_{tot}(x) = P_{sp} + P_{pz} \quad (1.5)$$

Согласно [63, 64], спонтанная и пьезоэлектрическая поляризации определяются как

$$P_{sp} = (-0.052y - 0.029) \quad (1.6)$$

$$P_{pz} = 2 \frac{a_{GaN} - a_{Al_yGa_{1-y}N}}{a_{Al_yGa_{1-y}N}} \left( e_{31} - e_{33} \frac{c_{13}}{c_{33}} \right) \quad (1.7)$$

Здесь  $y$  – мольная доля  $Al$ ,  $a_{GaN}$  – постоянная решетки GaN,  $a_{Al_yGa_{1-y}N}$  – постоянная решетки  $Al_yGa_{1-y}N$ ,  $e_{ij} = e_{ij}(AlN) \cdot y + e_{ij}(GaN) \cdot (1 - y)$  – пьезоэлектрические коэффициенты,

$c_{13} = (5y + 103)$ ,  $c_{33} = (-32y + 405)$  – константы упругости.

Из решения системы (1.1 – 1.7) находятся волновые функции электронов. По ним и заселённости уровней с учётом непрерывного спектра находится вероятность нахождения электронов в широкозонном материале.

Для анализа нелокального разогрева электронов, используем подход аналогичный применённому в работах [58,59]. Как и там предположим, что в каждой точке канала в поперечном (по оси « $x$ ») направлении устанавливается

квазиравновесие, определяемое температурой электронов. Однако в отличие от структур с практически непрерывным спектром энергий электронов, для систем с сильной локализацией электронов в слое канала и с сильным размерным квантованием, более приемлемой выглядит форма описания, учитывающая вероятности нахождения электронов в различных слоях структуры. При этом электроны описываются общим ансамблем, для которого законы сохранения энергии и импульса описываются с помощью уравнений, аналогичных системе уравнений [53].

$$\frac{\partial [m^*(\varepsilon(t)) \cdot V(t)]}{\partial t} = qE(t) - \frac{m^*(\varepsilon(t)) \cdot V(t)}{\tau_p(\varepsilon(t))}$$

$$\frac{\partial \varepsilon(t)}{\partial t} = qE(t)V(t) - \frac{\varepsilon(t) - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon(\varepsilon(t))} \quad (1.8)$$

Такая модель очень удобна возможностью привязки к расчетным или экспериментально определённым характеристикам материалов, а также тем что расчеты по ней очень хорошо согласуются с непосредственными расчётами методом Монте – Карло для *GaAs*, *InP* и сплавов на их основе [53, 65]. Здесь и далее  $q$ ,  $V$ ,  $m^*$ ,  $\varepsilon$  – заряд, скорость, усредненная эффективная масса и энергия электронов соответственно,  $E$  – напряженность продольного электрического поля,  $\tau_p$ ,  $\tau_\varepsilon$  – времена релаксации электронов по импульсу и энергии.

Введём вероятность нахождения электрона в соответствующем  $j$  - слое через поверхностную плотность электронов в нем:

$$p_j = \frac{n_s^j}{n_s}, \quad n_s^j = \int_{X_{j-1}}^{X_j} \rho(x) dx = \int_{X_{j-1}}^{X_j} \rho_c(x) dx + \int_{X_{j-1}}^{X_j} \sum_i n_i |\Psi_i(x)|^2 dx \quad (1.9)$$

В выражениях (5):  $n_s$  – полная поверхностная плотность свободных электронов. Для частоты рассеяния электронов  $\nu$  во всех слоях структуры используем следующее простейшее приближение:

$$\nu = \sum_j \nu_j p_j \quad (1.10)$$

где  $\nu_j$  - частота рассеяния в объёмном материале соответствующего слоя « $j$ ».

Для двух слоёв (узкозонный канал, и обрамляющие широкозонные слои из одинакового материала, которые заменяется одним эффективным слоем с соответствующей суммарной вероятностью нахождения электронов в нём) система уравнений с учетом вида времён релаксации (частот рассеяния) [53] принимает следующий вид:

$$\frac{\partial(m^*(\varepsilon)V)}{\partial t} = q \left( E - \frac{m^*(\varepsilon)V \cdot (m_1^*(\varepsilon)V_{s1}(\varepsilon)E_{s2}(\varepsilon)p_2 + m_2^*(\varepsilon)V_{s2}(\varepsilon)E_{s1}(\varepsilon)p_1)}{m_1^*(\varepsilon)V_{s1}(\varepsilon)m_2^*(\varepsilon)V_{s2}(\varepsilon)} \right) \quad (1.11)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = q \left( E \cdot V - (E_{s1}(\varepsilon)p_1 + E_{s2}(\varepsilon)p_2) \cdot V_s(\varepsilon) \right) \quad (1.12)$$

$$V_s(\varepsilon) \equiv \frac{m_1^*(\varepsilon)V_{s1}(\varepsilon)m_2^*(\varepsilon)V_{s2}(\varepsilon)}{(m_1^*(\varepsilon)p_1 + m_2^*(\varepsilon)p_2)(m_1^*(\varepsilon)V_{s1}(\varepsilon)p_2 + m_2^*(\varepsilon)V_{s2}(\varepsilon)p_1)} \quad (1.13)$$

$$m^*(\varepsilon) = m_1^*(\varepsilon)p_1 + m_2^*(\varepsilon)p_2 \quad (1.14)$$

Здесь  $V_{sj}(\varepsilon)$ ,  $E_{sj}(\varepsilon)$  – статические зависимости дрейфовой скорости электронов и напряженности продольного электрического поля от энергии  $\varepsilon = \varepsilon(E)$ . Эти зависимости извлекаются [53,65] из результатов расчетов методом Монте-Карло [66] стационарных полевых зависимостей дрейфовой скорости  $V_{sj}(\varepsilon)$  и энергии  $\varepsilon_{sj}(E)$  для объёмных материалов каждого слоя структуры с индексом «j».  $V_s(\varepsilon)$  – статическая величина дрейфовой скорости электронов во всей структуре.

Эффективная масса электронов и частота их рассеяния зависят от вероятности их нахождения в каждом слое. Эта вероятность в свою очередь строго определяется из решения системы самосогласованных уравнений Шредингера и Пуассона и зависит от температуры электронов. Таким образом поперечный пространственный перенос электронов, который в [58,59] учитывался на основе уравнений сохранения энергии и импульса для двух ансамблей электронов и переходов между этими ансамблями, здесь учитывается автоматически.

Необходимо сделать важную оговорку. Всплеск дрейфовой скорости может быть достаточно велик. В этих условиях необходимо учитывать, что энергия электронов (в приближении квазимагвелловской функции распределения)

представляется как сумма двух слагаемых: условно «тепловой энергии» и «кинетической энергии направленного движения»:

$$\varepsilon = \frac{3}{2} k_B T_e + \frac{m^* V^2}{2} \quad (1.15)$$

иначе температура электронов в расчётах (соответственно доля электронов в широкозонном материале, а значит и интенсивность рассеяния) может быть сильно завышена. Для исследованных далее структур это приводит к уменьшению всплеска дрейфовой скорости до 20 %. В то же время в системе (1.4) наилучшее совпадение с расчётами методом Монте - Карло для материалов на основе GaAs, InP и InAs дает модель именно с полной энергией [55,61].

В приведенной выше модели, при расчёте зонной диаграммы предполагается, что практически все электроны находя в  $\Gamma$  – долина полупроводника. Однако при разогреве электронов как в квантовых ямах транзисторных гетероструктур так и в обрамляющих слоях в какой-то момент начинаются их переходы в верхние долины. При этом эффективная масса перешедших электронов резко возрастает, а температура на какое-то время падает. Кроме того, для электронов для типичных транзисторных гетероструктур в  $L$  – долине рельеф дна зоны проводимости существенно меняется, и яма в узкозонном материале становится гораздо более мелкой. Несмотря на это, до какого-то момента (в не слишком сильных полях) тепловая энергия тяжелых электронов (электронов в  $L$  – долине) будет меньше разрыва зон по  $L$  – долине. Это должно приводить к тому, большая часть этих электронов, до того, как их температура сильно увеличится, должна локализоваться (по сути дела конденсироваться) в минимумах потенциала по  $L$  – долине, то есть в основном в узкозонном материале, где рассеяние существенно ниже чем в широкозонном. Как показывают оценочные расчёты [67], этот эффект должен особенно сильно проявляться в транзисторах с донорно – акцепторным легированием, однако сама его величина, по сравнению с величиной эффекта от введения донорно – акцепторного легирования невелика. Следует отметить простоту используемой модели по сравнению и с другими подходами в этой области, например [68-71], в том числе делающие первые шаги [71].

Данная модель легко обобщается на произвольное число разных слоёв (в расчётах использовалось три типа слоев: слой узкозонного канала, сильно легированный широкозонный слой и слой нелегированного широкозонного спейсера). Из-за отсутствия надежных данных, проявления различных тонких эффектов [72], а главное простоты модели использовался упрощенный вариант задания параметров структур. При расчётах слой узкозонного канала задавался как GaAs без примеси индия. Для улучшения характеристик транзистора, в канале часто используют слой  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с долей индия  $x \approx 0.1 \div 0.15$ . Предварительные расчеты показали, что замена GaAs на слой  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  со столь малой долей индия дает очень слабое увеличение амплитуды (всего лишь на 5%) и слабое сжатие распределения скорости дрейфа, что не позволяет делать какие либо существенные выводы о работе транзистора в рамках предлагаемой модели. Поэтому при малом ( $<0,2$ ) содержании In, слой  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  канала характеризовался параметрами объёмного нелегированного GaAs. Слои, обрамляющие канал, описывались параметрами слоя  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$  с величинами перепада дна зоны проводимости на гетеропереходах равными 0,3 и 0,5 эВ - соответственно для слоев  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$  и  $\text{In}_{0,2}\text{Al}_{0,8}\text{As}$ .

При продольном дрейфе по каналу во внешнем поле энергия электронов под затвором транзистора возрастает, также возрастает и поперечная разность потенциалов между затвором и каналом (текущий потенциал канала). Для корректного учёта этих эффектов необходимо построение более точной модели - модели полевого транзистора, однако для оценки динамики изменения дрейфовой скорости в различных типах структур и их перспективности достаточно учесть только первый эффект – без привязки к конструкции транзистора.

В простейшем приближении (полностью баллистический транспорт) можно также учесть и текущий потенциал канала, задавая отрицательное смещение на затворе, определяемое энергией электронов

$$\left| q\Delta U_g \right| = \varepsilon \quad (1.16)$$

Для описания динамики электронов при задаваемой во времени зависимости напряженности внешнего электрического поля  $E(t)$  все уравнения модели решаются самосогласованно.

В следующих главах представлены результаты расчёта  $V(t)$  – отклика дрейфовой скорости и вероятности нахождения электронов  $p$  в широкозонном слое (как сильнолегированном слое, так и в слое спейсера) на изменяемую во времени напряженность электрического поля. Задавалось, что в течение 0.2 пс электроны движутся при внешнем поле с напряжённостью 1 кВ/см. Затем подается импульс поля амплитудой 20 кВ/см (примерно средняя величина поля под открытым затвором транзистора мм диапазона длин волн) длительностью 1 пс. Далее дрейф электронов продолжается в электрическом поле напряженностью 1 кВ/см. Предварительные расчеты показали, что форма зависимости  $V(t)$  сохраняется для всех типов рассмотренных структур при других сравнимых по величине амплитудах поля. Естественно в материалах с высокими пороговыми полями (например, нитриде галлия) амплитуда импульса должна быть гораздо выше.

Описываемая модель не учитывает эффекты, связанные с изменением интенсивности рассеяния за счет отличия волновых функций электронов от плоских волн (возрастания роли размерного квантования) и т.д. Соответственно в данном приближении наилучшую динамику электронов (максимальную величину всплеска дрейфовой скорости) в расчетах будут демонстрировать электроны, движущиеся только по узкозонному материалу.

### **Заключение по главе 1.**

Проведен анализ особенностей динамики электронов в современных гетероструктурах для мощных полевых транзисторов. Рассмотрены требования, предъявляемые к методам описания нелокальной динамики электронов как в транзисторах, так и в более простом случае движения в заданном неоднородном поле. Рассмотрена модель, описывающая данную проблему на основе самосогласованной системы решения уравнений Шредингера и Пуассона для

описания поперечного транспорта в гетероструктуре и самосогласованного с этой системой решения системы гидродинамических уравнений.

## ГЛАВА 2 ВСПЛЕСК ДРЕЙФОВОЙ СКОРОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ В ТРАНЗИСТОРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ

В последние годы достигнут огромный прогресс в развитие технологий нитрида галлия. Транзисторы на его основе демонстрируют рекордные значения удельной мощности в различных частотных диапазонах [73]. Уверено господствуя среди мощных приборов в сантиметровом диапазоне длин волн, нитрид галлия стал основным трендом современной мощной твердотельной электроники и в миллиметровом диапазоне. Длины затворов транзисторов, успешно работающих в миллиметровом диапазоне длин волн, достигли уровня сотых долей микрона [73,74], такие приборы уверенно закрепились в 3 мм диапазоне длин волн [74] и продвинулись почти до терагерц [75]. В литературе постоянно появляются сообщения по методам улучшения характеристик нитрид-галлиевых приборов: увеличению их мощности, крутизны, улучшения линейности [76-78]. Достигнутые успехи позволяют давать положительные прогнозы по дальнейшему продвижению нитридгаллиевых приборов вверх по рабочим частотам. Причины преимущества нитридгаллиевых приборов по удельной мощности перед GaAs приборами очевидны – высокая теплопроводность карбидкремниевых подложек, большая величина запрещённой зоны и высокая поверхностная плотность электронов. Даже в нелегированных AlGaN – GaN – гетероструктурах она достигает величин порядка  $10^{13}$  см<sup>-2</sup> [64], при этом в [78] сообщается, что введение в гетероструктуру градиентных слоев AlGaN, мольная доля алюминия в которых представлена функцией от координаты, также дает дополнительный прирост поверхностной концентрации. Однако достаточно высокий коэффициент усиления этих приборов вызывает определённые вопросы.

Максимальная частота усиления транзистора  $f_t$  пропорциональна средней дрейфовой скорости электронов под затвором, в свою очередь коэффициент усиления пропорционален квадрату  $f_t$ . В транзисторах с субмикронным затвором средняя дрейфовая скорость электронов определяется всплеском дрейфовой скорости. Как было неоднократно показано [56,79], в плане частотных свойств

чистый объёмный нитрид галлия сильно уступает чистому объёмному арсениду галлия. В то же время, сравнение мощных GaAs DpHEMT-транзисторов с приборами на основе GaN гетероструктур показывает, что при одинаковых длинах коротких затворов коэффициент усиления GaN-транзисторов часто оказывается не меньше, чем у GaAs-аналогов. Таким образом, транзисторы на гетероструктурах GaN/AlGaN по максимальным рабочим частотам практически не уступают, а иногда и превосходят приборы на традиционных псевдоморфных гетероструктурах. Объяснение этого эффекта, основанное на том, что в GaN в сильных полях дрейфовая скорость электронов больше, чем в GaAs, не выдерживает никакой критики [79]. Тот факт, что технологические работы по улучшению характеристик транзисторов на основе псевдоморфных GaAs гетероструктур практически остановлены, а все усилия направлены на развитие технологий приборов с узкозонным каналом [80], в то время как нитридные приборы продолжают совершенствоваться несомненно имеет место, однако не объясняет количественно все достижения транзисторов на основе GaN в сравнении с приборами на GaAs, поэтому вопрос остаётся открытым. Кроме того, сравнивать перспективы развития приборов по характеристикам чистых объёмных материалов [56,79] не совсем корректно - современные приборы производят на основе гетероструктур, а не объёмных материалов. Динамика горячих электронов в гетероструктурах сильно отличается от их поведения в объёме. Например, для транзисторов на основе GaAs при анализе транспорта электронов, большое значение имеют переходы электронов между слоями гетероструктуры (поперечный пространственный перенос) [81], которые сильно снижают дрейфовую скорость электронов под затвором прибора. Поэтому, для объяснения физики происходящих явлений и прояснения ситуации, представляет интерес проанализировать нелокальную динамику электронов именно в изготовленных на основе различных материалов современных транзисторных гетероструктурах.

Высокочастотные характеристики GaN и GaAs неоднократно сравнивались между собой по всплеску дрейфовой скорости, например [56].

## § 2.1. Всплеск дрейфовой скорости в чистом GaN.

Как ранее было показано в зависимости от амплитуды импульса сильного поля всплеск дрейфовой скорости в GaAs и различных широкозонных материалах имеет вид рис. 2.1, 2.2:

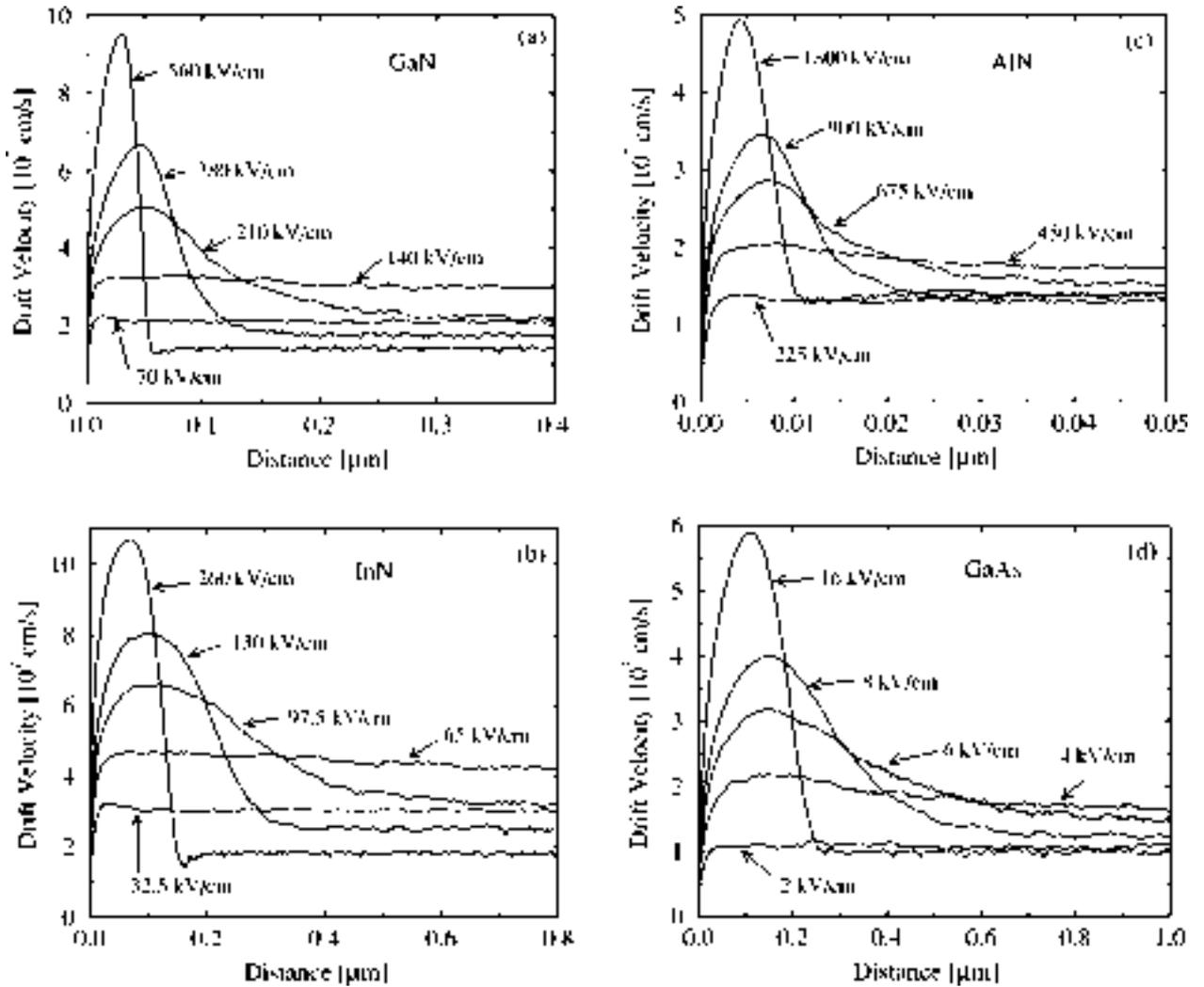


FIG. 2.1 The average electron velocity as a function of the displacement for various applied fields for the cases of (a) GaN, (b) InN, (c) AlN, and (d) GaAs.

In all cases, we have assumed an initial zero field electron distribution, a crystal temperature of 300 K, and a doping concentration of  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

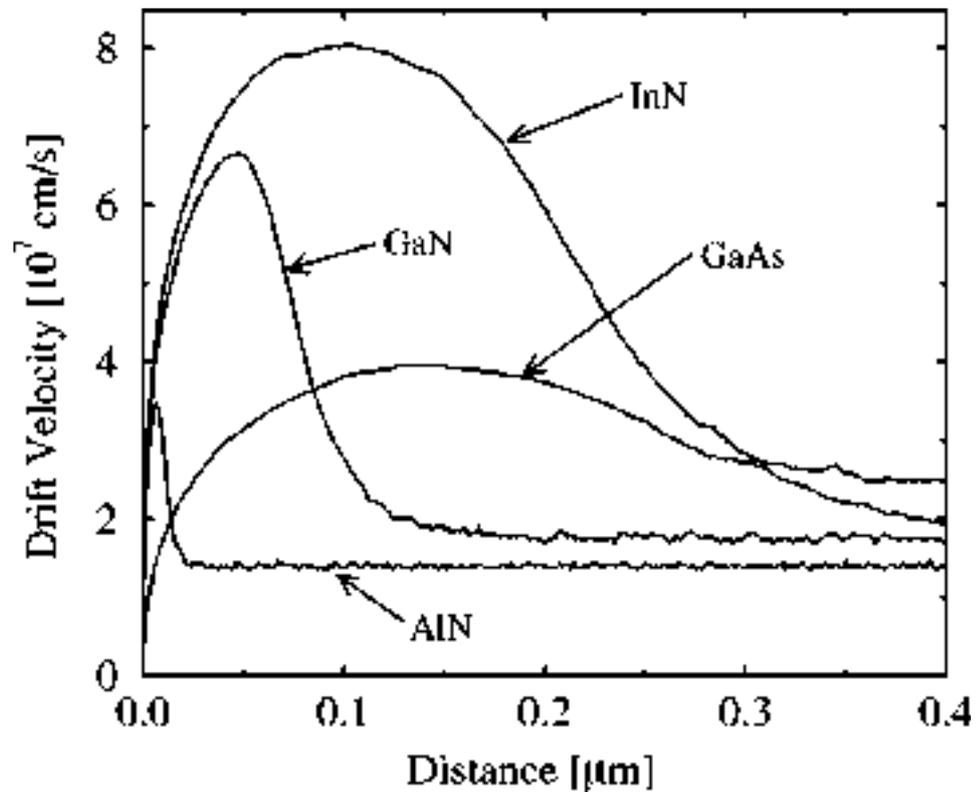


FIG. 2.2. Comparison of velocity overshoot among the group III–nitrides and GaAs. The field strength chosen corresponds to twice the field at which the peak in the steady-state velocity–field characteristic occurs: 280 kV/cm for GaN, 130 kV/cm for InN, 900 kV/cm for AlN, and 8 kV/cm for GaAs. The InN velocity is always above that of GaAs, i.e., the curves do not cross at 0.3 mm.

На основе этих результатов авторы работы сделали вывод, о существенном преимуществе по частотным свойствам чистого GaAs перед GaN.

Однако при сравнении различных материалов сильно отличающимися пороговыми полями на основе всплеска дрейфовой скорости в однородном поле могут быть допущены существенные погрешности. На основе моделирования транзистора с субмикронным затвором GaAs сравнивались в работе [79].

## §2.2 Оценки всплеска дрейфовой скорости в полевых транзисторах на основе чистого GaN и GaAs.

Как отмечалось выше, наиболее точно характеристики субмикронных и нанометровых полупроводниковых приборов рассчитываются методом Монте-

Карло. Однако из-за своей вычислительной сложности этот метод всегда реализуется на двумерных или трехмерных моделях. Основные затраты времени идут на решение кинетического уравнения, а время его решения слабо зависит от размерности, поэтому для полевых транзисторов таких одномерных моделей нет. В то же время в большинстве случаев наиболее наглядно физические эффекты видны при расчете именно по одномерным моделям. Поэтому далее расчет проводится по простейшей одномерной гидродинамической модели [82], основные уравнения которой (уравнения сохранения энергии и импульса) имеют вид:

$$\begin{aligned} v \frac{\partial m^* v}{\partial x} &= qE - \frac{m^*(\varepsilon)v}{\tau_p(\varepsilon)} \quad , \\ v \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} &= qEv - \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon(\varepsilon)} \quad , \end{aligned} \quad (2.1, 2.2)$$

где  $q$ ,  $v$ ,  $m^*$ ,  $\varepsilon$  – заряд, скорость, эффективная масса и энергия электронов соответственно,  $E$  – напряженность электрического поля. Времена релаксации [53]:

$$\tau_p(\varepsilon) = \frac{m^*(\varepsilon) v_s(\varepsilon)}{q E_s(\varepsilon)} \quad (2.3)$$

$$\tau_\varepsilon(\varepsilon) = \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{q E_s(\varepsilon) v_s(\varepsilon)} \quad (2.4)$$

Здесь и далее  $v_s(\varepsilon)$ ,  $E_s(\varepsilon)$  – статические значения дрейфовой скорости электронов и напряженности электрического поля, соответствующие данной энергии  $\varepsilon$ , получаемые из расчетов методом Монте-Карло [66] статических характеристик материалов. Напряженность электрического поля и дрейфовая скорость электронов направлены вдоль канала транзистора. При этом, уравнения сохранения энергии и импульса (2.1,2.2) принимают вид [53]:

$$v \frac{\partial m^* v}{\partial x} = q \left( E - \frac{E_s(\varepsilon)v}{v_s(\varepsilon)} \right) ,$$

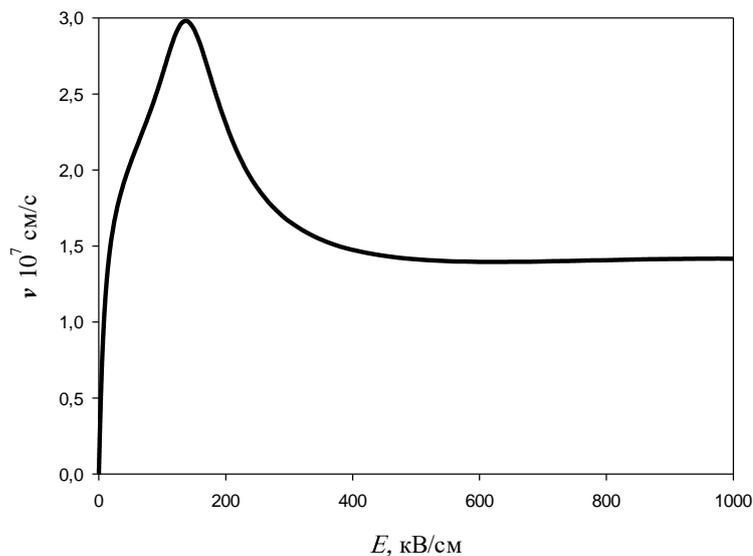
$$v \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = q (E v - E_s(\varepsilon)v_s(\varepsilon)) , \quad (2.5, 2.6)$$

Температурная модель получается из системы (2.5, 2.6) в предположении  $m^*=0$ . В этом случае уравнение (2.5) просто сводится к формуле:

$$v = \frac{E v_s(\varepsilon)}{E_s(\varepsilon)} = \mu(\varepsilon) E \quad (2.7)$$

Где  $\mu(\varepsilon)$  – подвижность электронов, зависящая от их энергии.

Отличительными особенностями нитрида галлия являются высокая дрейфовая скорость электронов в сильных полях и не слишком высокая подвижность (далее в расчетах  $\mu = 1700 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ ). Так как исследуются особенности электронного транспорта, то для сравнения берется арсенид галлия с той же величиной подвижности (это соответствует уровню легирования примерно  $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). Соответствующие графики приведены на рис.2.3. Там же приведен график статической дрейфовой скорости, соответствующий нелегированному GaAs ( $\mu = 8000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ )



a)

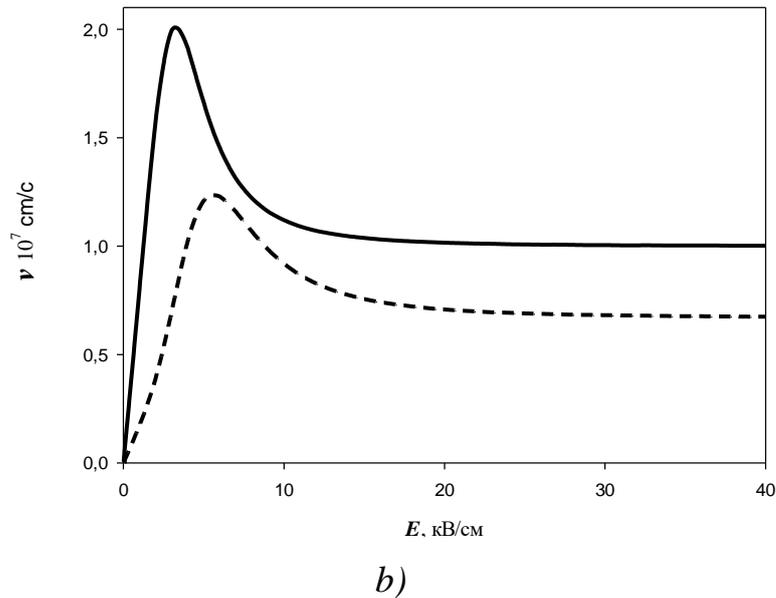


Рис. 2.3. Зависимость дрейфовой скорости электронов от напряженности электрического поля (a) GaN, (b) GaAs (—)  $\mu = 8000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  (- - -)  $\mu = 1700 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ .

На первый взгляд арсенид галлия, особенно при такой же низкой подвижности, безоговорочно проигрывает нитриду галлия. Поэтому средняя скорость электронов под затвором нитридгаллиевого транзистора, существенно зависящая как от максимальной скорости электронов, так и от их скорости в сильных полях, будет выше, чем скорость электронов под затвором транзистора на основе арсенида галлия. Однако со времен разработки первых транзисторов с субмикронным затвором было известно, что работа таких приборов определяется не статической зависимостью дрейфовой скорости от напряженности электрического поля, а всплеском дрейфовой скорости электронов под затвором транзистора [53,55,82]. Всплеск дрейфовой скорости, в свою очередь, зависит от множества факторов, из которых статическая зависимость скорости от поля является важным, но далеко не определяющим. При всплеске дрейфовой скорости ее величина может существенно превышать максимальное статическое значение в объемном материале, что существенно увеличивает быстродействие транзистора.

В принципе, всплеск дрейфовой скорости можно наблюдать практически в любых полупроводниковых материалах, и в GaN он может быть весьма велик – максимальная скорость может достигать величин около  $8 \cdot 10^7$  см/с на расстояниях около 0.025 мкм [56], однако в условиях настолько специфических, что они практически не реализуемы в обычных транзисторах.

Для сравнения двух рассматриваемых материалов моделировалась простейшая ступенчатая структура толщиной 18 нм, состоящая из двух слоев: слоя под затвором толщиной 15 нм и легированием  $10^{18}$  см<sup>-3</sup> и слоя у буфера толщиной 3 нм и легированием  $2 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Для нитрида галлия такая структура – очень грубый аналог реальной гетероструктуры ( $1700$  см<sup>2</sup>/(В·с) – это подвижность, близкая к подвижности в нелегированном материале). Для арсенида галлия такая структура вообще гипотетическая и берется исключительно, чтобы рассматривать электронный транспорт практически в одинаковых условиях. Расчеты также проводились и для GaAs при  $\mu = 8000$  см<sup>2</sup>/(В·с), что соответствует нелегированному материалу или очень хорошей гетероструктуре с толстым спейсером. Затвор транзистора длиной 0.1 мкм расположен на расстоянии 0.1 мкм от истока. Единственная существенная разница в исходных данных для расчетов – разное напряжение на стоке транзисторов (для GaAs – 1 В, для GaN – 3 В). Это примерно те напряжения на стоке, при которых происходит насыщение тока в транзисторах, и максимальная частота усиления по току принимает наибольшее значение. Надо отметить, что при расчете по данной модели двукратное увеличение напряжения в приборах, на основе как арсенида, так и нитрида галлия, слабо меняло распределение дрейфовой скорости в канале и величину максимальной частоты усиления по току. Сильно менялась только величина напряженности электрического поля.

Результаты расчета максимальной частоты усиления по току  $f_t$  для транзисторов на таких структурах приведены на рис.2.4 (при расчётах выбирался режим, в котором для данной длины затвора  $f_t$  была максимальна).

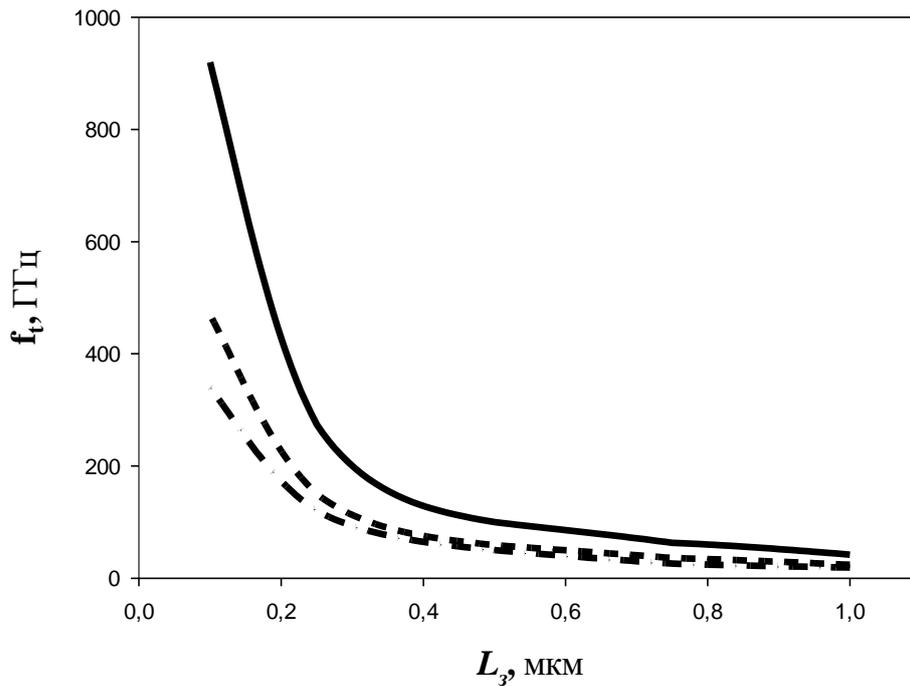


Рис.2.4 Зависимость максимальной частоты усиления по току от длины затвора моделируемого транзистора. GaAs (—)  $\mu = 8000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  (- - - -)  $\mu = 1700 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ , GaN (—·—·—).

Видно, что в приборах на основе GaAs даже при  $\mu = 1700 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  максимальная частота усиления по току несколько больше, чем в приборах на основе GaN. При подвижности соответствующей чистому материалу разница становится достаточно велика (более чем в 2 раза при больших, и почти в 3 раза при малых длинах затвора), что явно противоречит простым оценкам по сравнению зависимостей от поля статических скоростей электронов в этих материалах. Это легко понять, если рассмотреть результаты расчетов для распределения дрейфовой скорости по длине канала моделируемого транзистора, которые приведены на рис. 2.5.

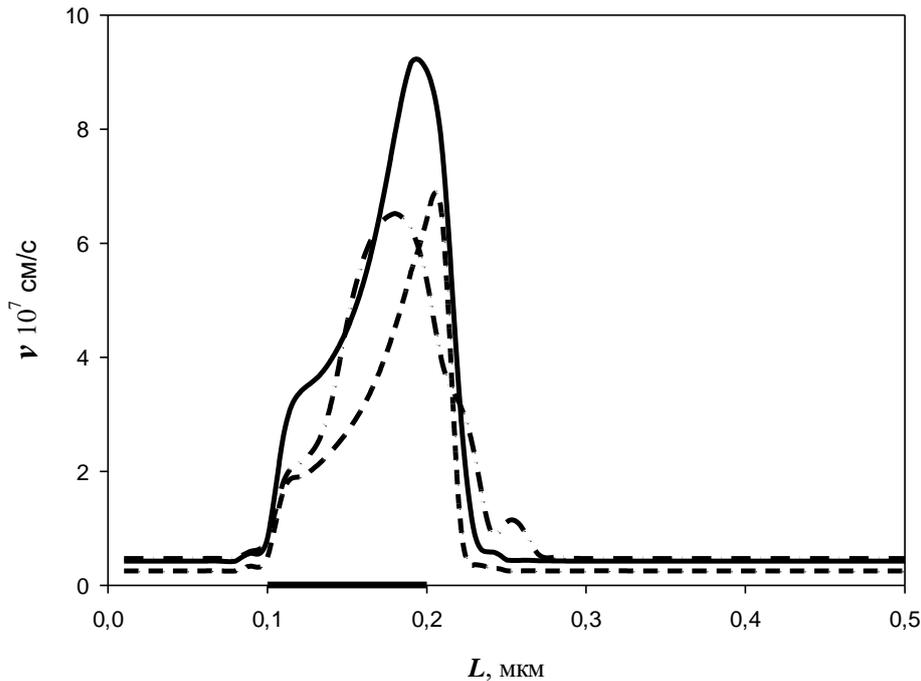


Рис. 2.5 Распределения дрейфовой скорости электронов в каналах GaAs (—)  $\mu = 8000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  (- - -)  $\mu = 1700 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  и GaN (— · — · —) транзисторов. Координаты затвора: 0.1,0.2.

Видно, что, несмотря на низкие статические значения, величина дрейфовой скорости в GaAs транзисторе в максимуме даже чуть больше чем в приборе в приборе на основе GaN. При этом распределения скоростей по каналу отличаются весьма значительно. В то же время распределения дрейфовой скорости в канале GaAs транзистора при разной подвижности электронов похожи.

Видно, что при влёте под затвор, в канале GaAs транзистора электроны сразу разгоняются до скоростей, существенно превосходящих максимальное статическое значение, и далее их скорость продолжает заметно увеличиваться. В максимуме дрейфовая скорость электронов в несколько раз превосходит свое максимальное статическое значение как при высокой, так и при низкой подвижности. Надо отметить, что при низкой подвижности электронов эффект проявляется даже сильнее (отношение максимальной скорости под затвором к максимальному

статическому значению в объёмном материале больше), хотя абсолютная величина дрейфовой скорости и оказывается меньше во всей области под затвором.

В приборе на основе GaN при влёте под затвор электроны приобретают скорость которая примерно соответствует скорости при которой начинается заметное падение подвижности ( $(1,5 - 2) \cdot 10^7$  см/с), затем скорость увеличивается и примерно на половине длины затвора достигает своего максимального статического значения. Потом начинается всплеск дрейфовой скорости (в максимуме она в два раза превосходит своё максимальное статическое значение) а затем, еще под затвором, начинается её резкое уменьшение. Это также существенно отличает распределение дрейфовой скорости в канале GaN транзистора от распределения в канале транзистора на основе GaAs – там падение дрейфовой скорости начинается только у стокового края затвора.

По величине максимальной дрейфовой скорости под затвором полевой транзистор на основе GaN мало уступает прибору на основе GaAs и при малой подвижности в последнем и, на первый взгляд, должен работать даже лучше (в принципе, действительно соответствующие кривые на рис.1, особенно с учетом точности расчетов близки). Однако, давно известно см. например [83,84], что при субмикронных длинах затвора, максимальная частота усиления определяется не максимальной величиной дрейфовой скорости под затвором, а временем пролёта электронов под затвором, причем в эффективную длину затвора существенный вклад вносят обеднённые области по его краям. Следует отметить, что при квазидвумерном моделировании краевые (и другие существенно двумерные) эффекты учитываются лишь приближённо. Однако, с учетом того, что в расчётах толщина активного слоя много меньше длины затвора, это не должно существенно менять полученные качественные соотношения. По-видимому, именно разница в распределениях и приводит к тому, что транзистор на основе GaAs имеет большее быстродействие (максимальную частоту усиления по току) см.рис.2 как при малой, так и, естественно, при большой подвижности электронов.

Не менее, а возможно и еще более наглядно выявленные закономерности проявляются и при больших длинах затвора. Из расчетов следует, с уменьшением длины затвора, относительная разница в величине максимальной частоты усиления по току увеличивается. Рост разницы в быстродействии как раз и объясняется увеличением влияния нелокальных эффектов при уменьшении длины затвора. В то же время традиционно считается, что при длинном затворе (около 1 мкм) нелокальные эффекты малы, а скорость под затвором близка к скорости насыщения (или скорости в сильном поле). Следовательно, уж здесь транзистор на GaN должен иметь преимущество по крайней мере перед прибором на GaAs с низкой подвижностью. Однако даже при длине затвора 1 мкм быстродействие GaAs транзистора с низкой подвижностью больше, чем у транзистора на основе GaN. Поэтому имеет смысл сравнить распределения дрейфовой скорости в таких приборах не только при коротких, но и при достаточно длинных затворах (см. рис.2.6).

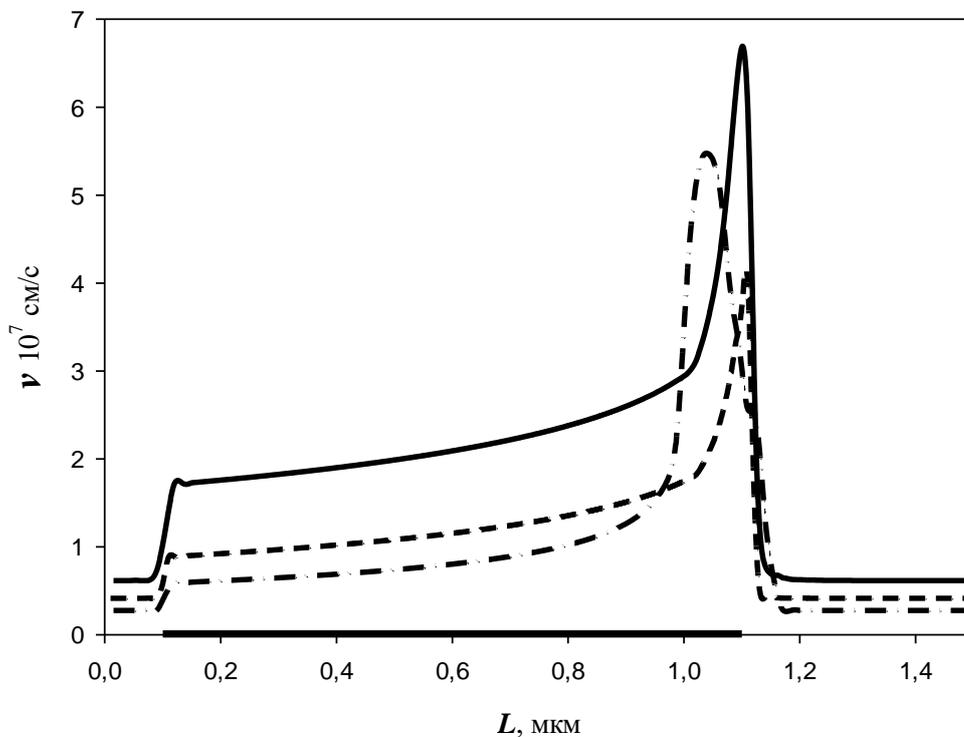


Рис.2.6 Распределения дрейфовой скорости электронов в каналах *GaAs* (—)  $\mu = 8000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  (- - -)  $\mu = 1700 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  и *GaN* (—·—·—) транзисторов. Координаты затвора 0.1, 1.1.

Видно, что представления о насыщении дрейфовой скорости в канале транзистора с длинным затвором и равенстве её скорости электронов в сильных полях не имеют никакого отношения к действительности (аналогичные эффекты рассматривались ранее в работе [85]). При длинных затворах в транзисторах на основе арсенида галлия, несмотря на специально заданную, очень низкую для такого материала, подвижность электронов, наблюдается четко выраженный всплеск дрейфовой скорости, причём очень сильный (по всей видимости, это особенность структуры с таким профилем легирования). Правда сильный всплеск наблюдается на длинах порядка 0,1 мкм в области статического домена и не оказывает сильного влияния на характеристики прибора. Однако, как показывают расчёты, в приборе на основе арсенида галлия при данной подвижности электронов слабый всплеск дрейфовой скорости с незначительным превышением максимальной статической скорости электронов имеет место под большей частью затвора. В то же время, в транзисторе на основе нитрида галлия, всплеск дрейфовой скорости тоже наблюдается в узкой области менее 0.2 мкм в районе статического домена, а вне этой области практически везде скорость электронов в нем существенно меньше скорости в *GaAs* приборе. Следует отметить тот важный момент, что область заметного всплеска дрейфовой скорости *GaN* транзисторе заметно шире, а величина скорости в ней заметно больше чем в приборе на основе *GaAs* с низкой подвижностью, а распределение скорости в этой области очень похоже по форме и величине на распределение в области всплеска при длине затвора 0.1 мкм. В работе [79] даётся подробное объяснение полученных результатов на основании сравнения времен релаксации в *GaAs* и *GaN*. По-видимому, именно особенности зависимости времени релаксации по энергии от напряженности электрического поля и соответственно энергии приводят к тому,

что в приборе на основе GaN всплеск скорости происходит практически одинаково, как при микронной, так и при субмикронной длине затвора.

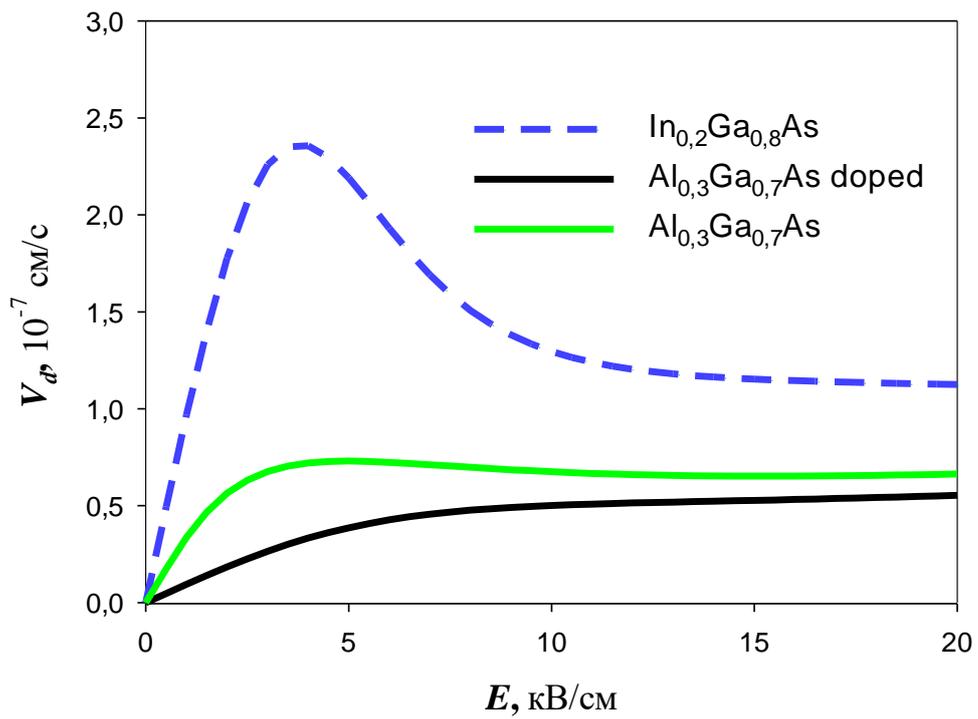
Однако в §1,2 сравнивались частотные характеристики чистых объемных материалов. В реальных же транзисторах используются гетероструктуры в которых электронный транспорт существенно отличается от объемного. Это приводит к новым интересным результатам [86, 87]

### **§2.3. Оценка всплеска дрейфовой скорости электронов в гетероструктурах на основе GaN.**

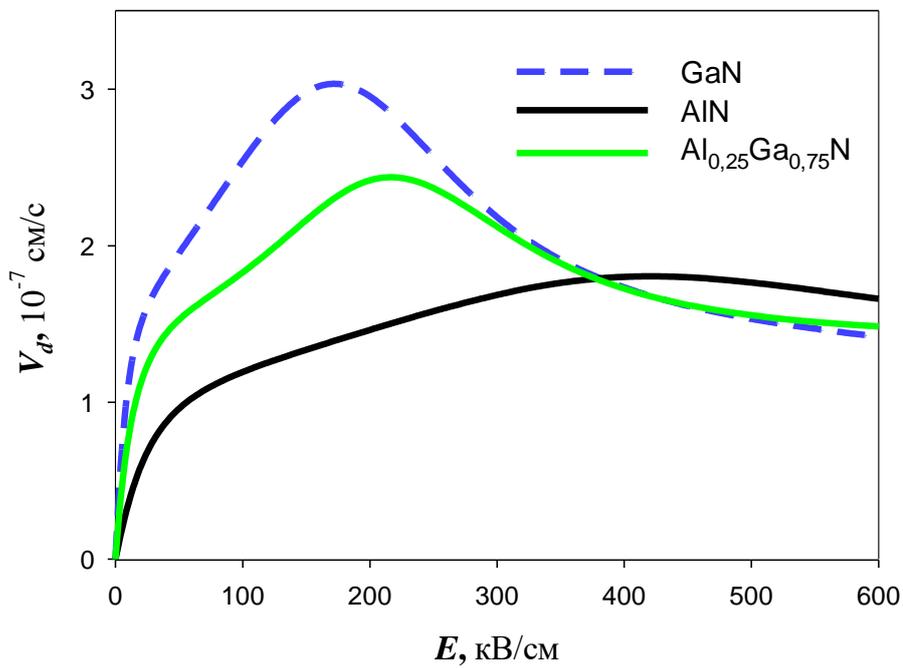
Рассматривались две структуры: типичная структура DpHEMT транзистора и структура нитридгаллиевого HEMT транзистора. В структуре  $Al_{0,3}Ga_{0,7}As - In_{0,2}Ga_{0,8}As - Al_{0,3}Ga_{0,7}As$  ширина квантовой ямы составляла 12 нм, расстояние от поверхности до канала 31.5 нм, поверхностная плотность электронов составляла  $3,4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Структура GaN транзистора включала в себя нелегированный слой  $Al_yGa_{1-y}N$  с мольной долей  $x=0.18$  и толщиной  $d = 22$  нм, и слой GaN толщиной  $d=450$  нм. Эффективная ширина канала оказалась равна 15 нм. Благодаря Ga-полярной ориентации структуры, расчетная поверхностная плотность носителей заряда составила порядка  $9,6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

Расчеты проведены для электронов, которые 0.2 пс двигались в слабом поле напряжённостью 1 кВ/ см, затем 1 пс в сильном поле, затем опять в слабом поле. Напряженность сильного поля подбиралась так, чтобы примерно соответствовать средней напряжённости в канале транзистора с коротким затвором. Для наглядности, при каждой напряжённости поля проводилось два расчёта: строгий расчёт по используемой модели и расчёт, когда вероятность нахождения электронов в широкозонном материале не определялась из решения самосогласованной задачи, а изначально просто задавалась.

В принципе, определённые выводы можно сделать, сравнивая статические зависимости дрейфовой скорости электронов в объёмных компонентах рассматриваемых гетероструктур рис.2.7.



a)

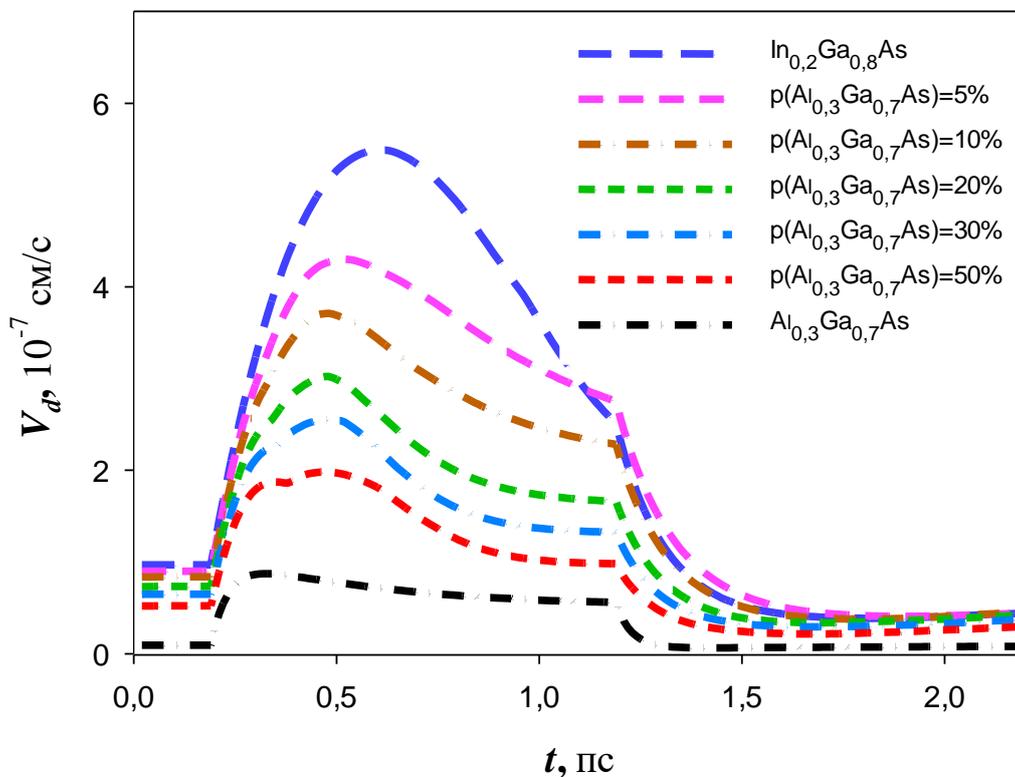


б)

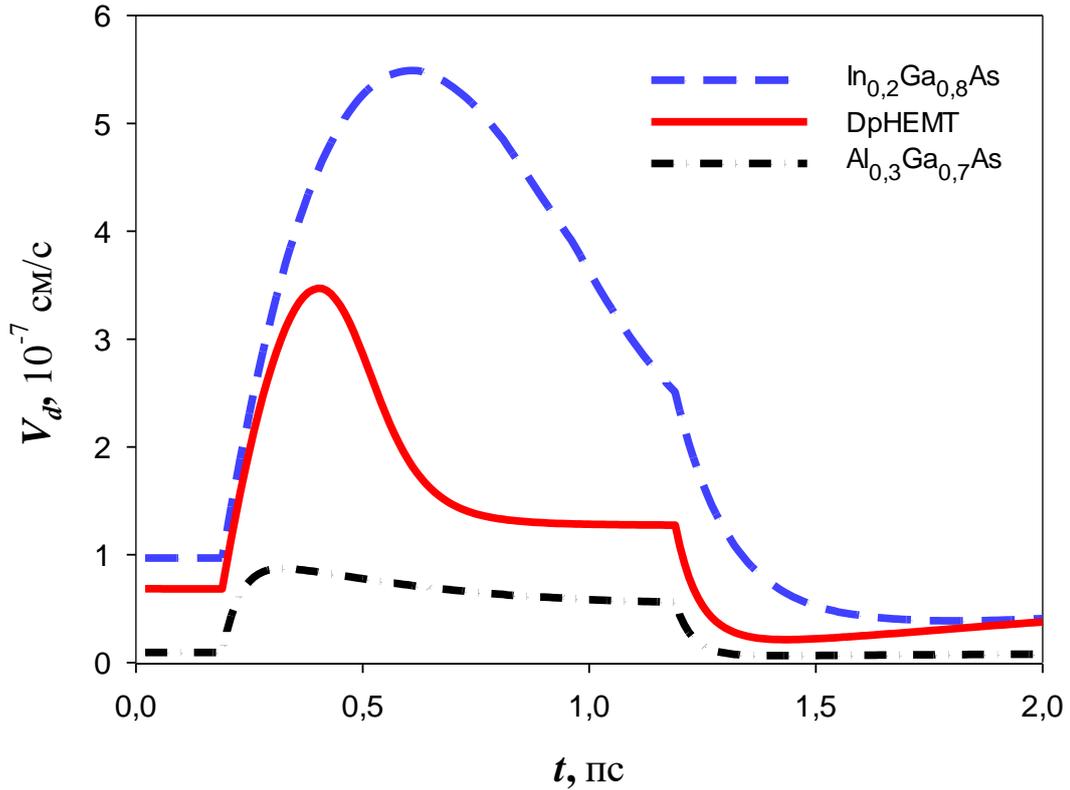
Рис.2.7 Зависимости дрейфовой скорости электронов в объёмных компонентах, рассматриваемых гетероструктур.

Видно, что при сравнительно низких напряженностях электрического поля, когда основной транспорт идёт по  $\Gamma$  – долине, дрейфовые скорости в  $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$  и  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$  даже для чистых материалов отличаются в 3 – 4 раза. В то же время разница в скоростях для  $\text{GaN}$  и  $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}$  не превышает 30 %. Кроме того, в гетероструктурах DrHEMT-транзисторов квантовая яма прямоугольная, а в гетероструктурах на основе  $\text{GaN}$  – треугольная, а влияние поперечного пространственного переноса на динамику электронов для треугольной ямы существенно ниже [81]. Поэтому можно предположить, что в первом случае переходы электронов между слоями гетероструктуры будут оказывать гораздо большее влияние на нелокальный разогрев электронов чем во втором, однако для оценки величины эффекта нужен конкретный расчёт.

Для первой гетероструктуры результаты расчётов всплеска дрейфовой скорости приведены на рис.2.8,2.9.

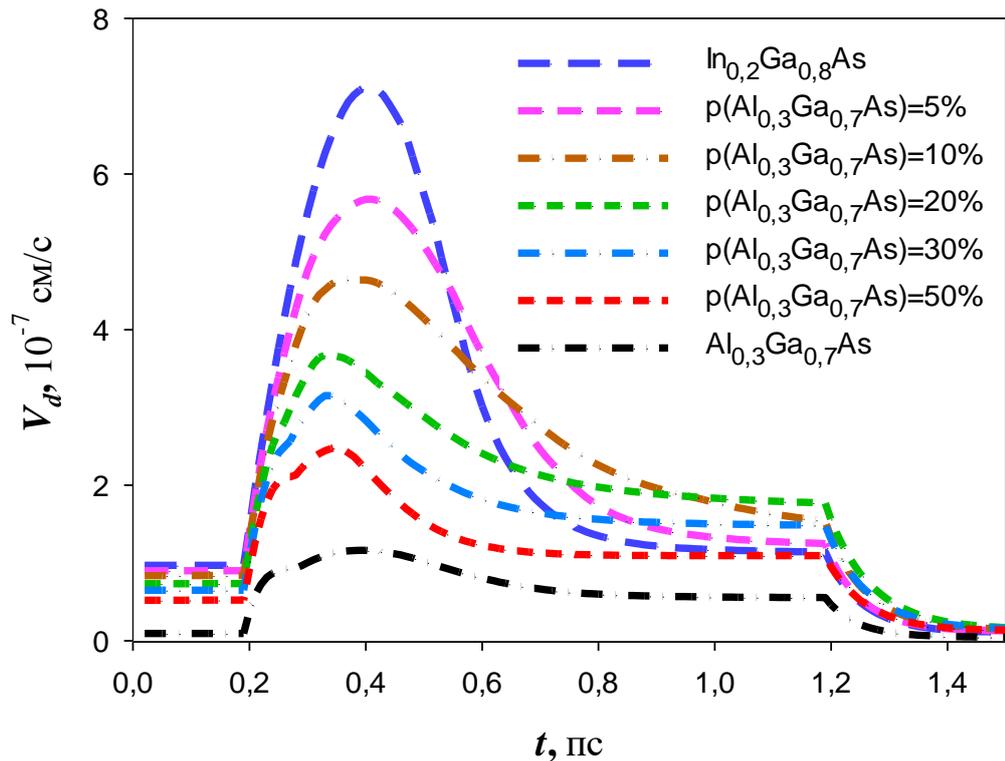


a)

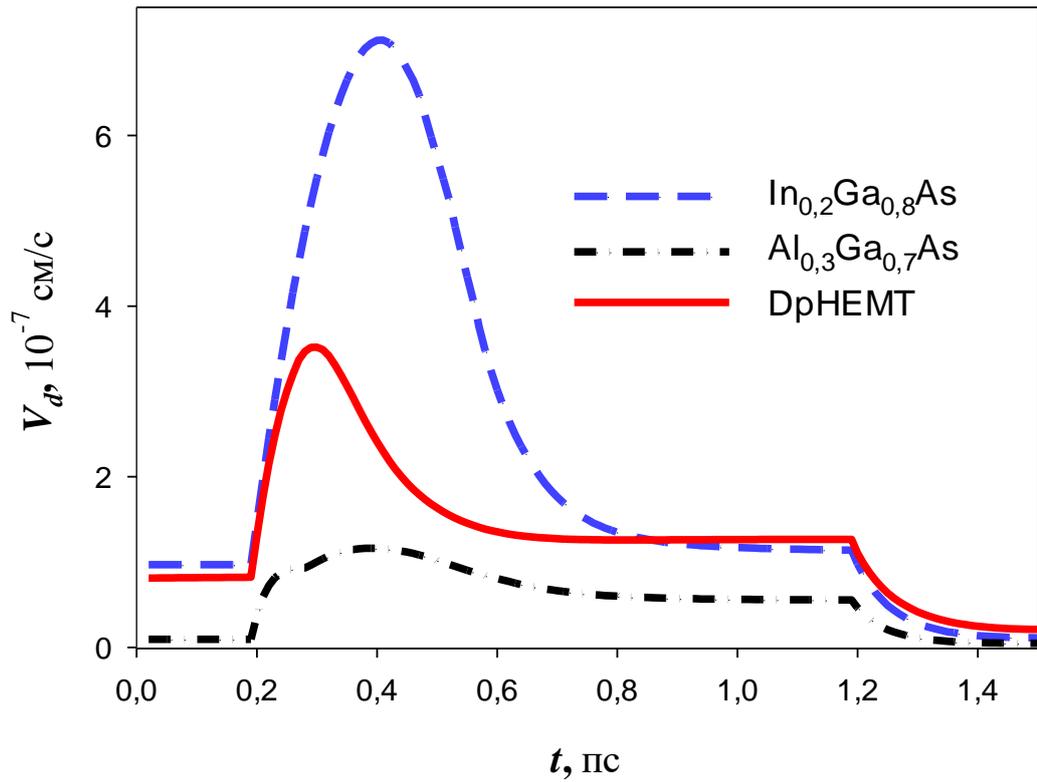


б)

Рис.2.8 Зависимость дрейфовой скорости электронов от времени для DpHEMT структуры. Напряжённость электрического поля: при ( $t=0-0,2$  пс и  $1,2-1,5$  пс)  $E=1$  кВ/см, при ( $t=0,2-1,2$  пс)  $E=10$  кВ/см, а) вероятность нахождения электронов в широкозонном материале задается. б) самосогласованный расчёт.

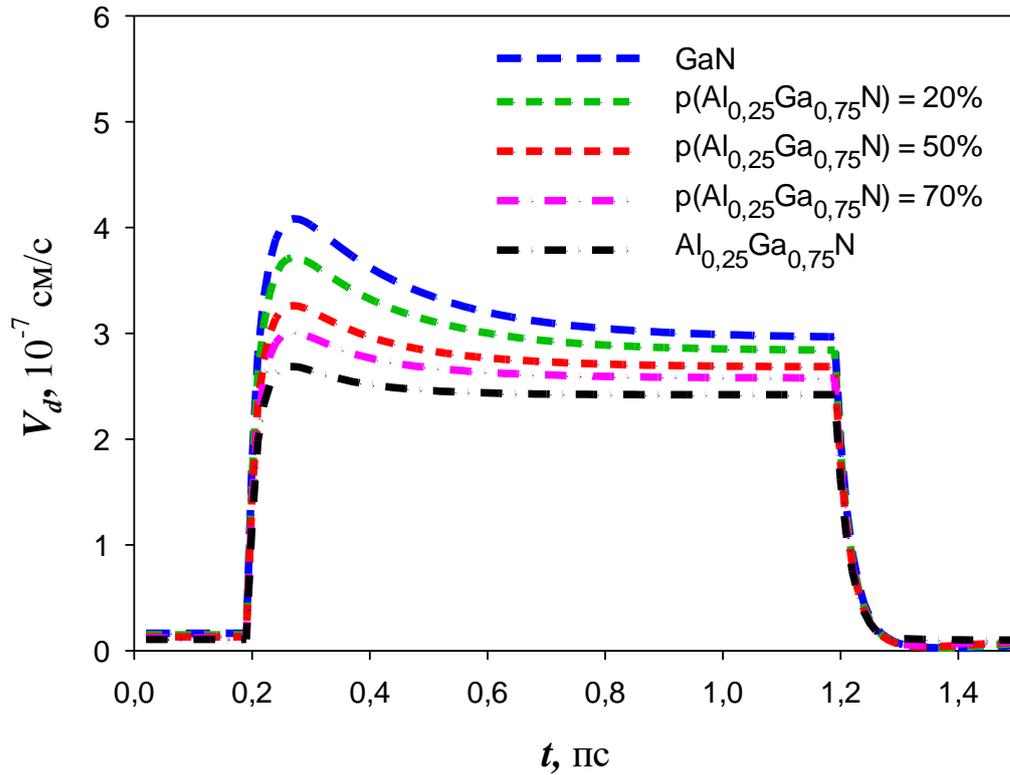


а)



б)

Рис.2.9 Зависимость дрейфовой скорости электронов от времени для DpHEMT структуры. Напряжённость электрического поля: при ( $t = 0 - 0,2$  пс и  $1,2 - 1,5$  пс)  $E = 1$  кВ/см, при ( $t = 0,2 - 1,2$  пс)  $E = 20$  кВ/см, а) вероятность нахождения электронов в широкозонном материале задается. б) самосогласованный расчёт.



a)

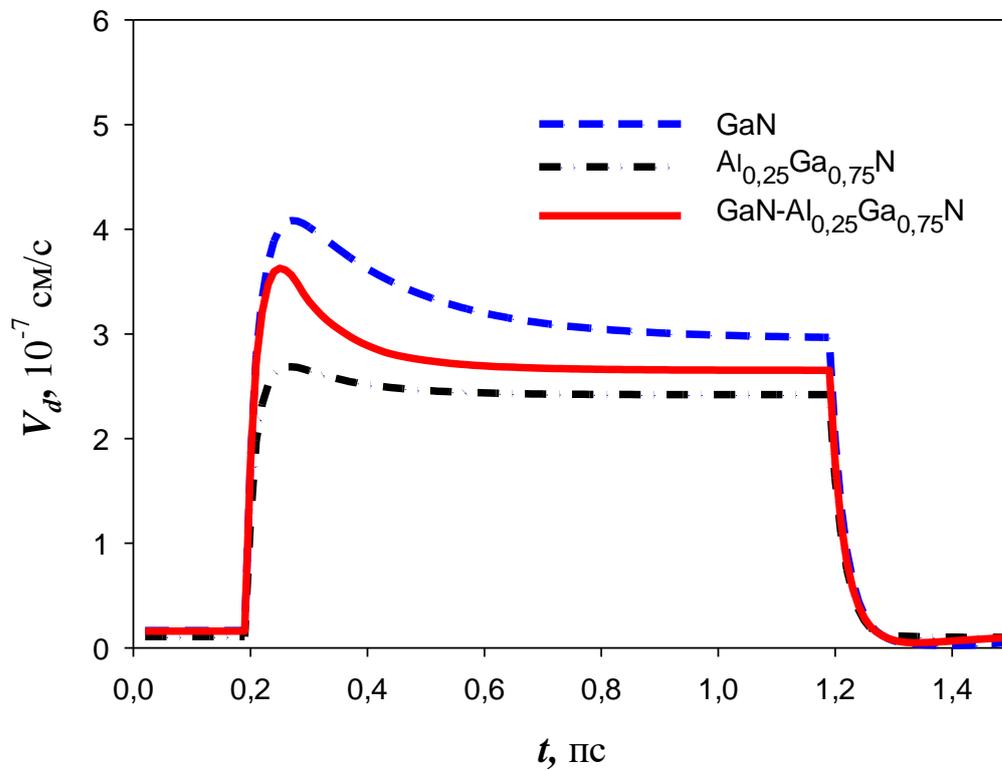
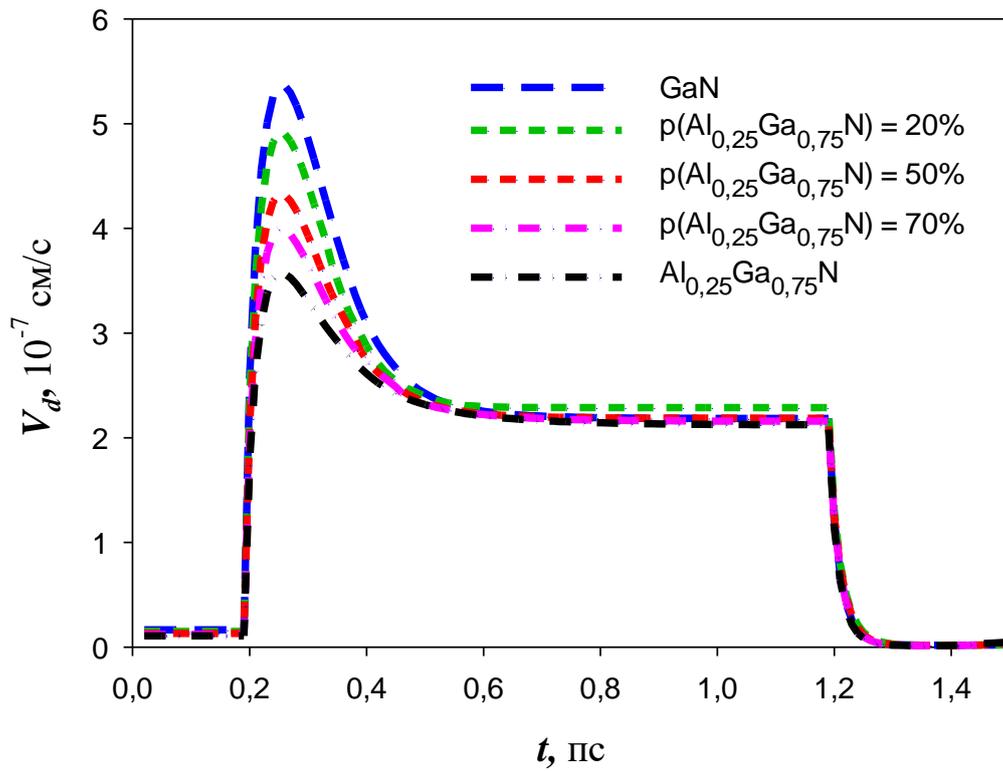
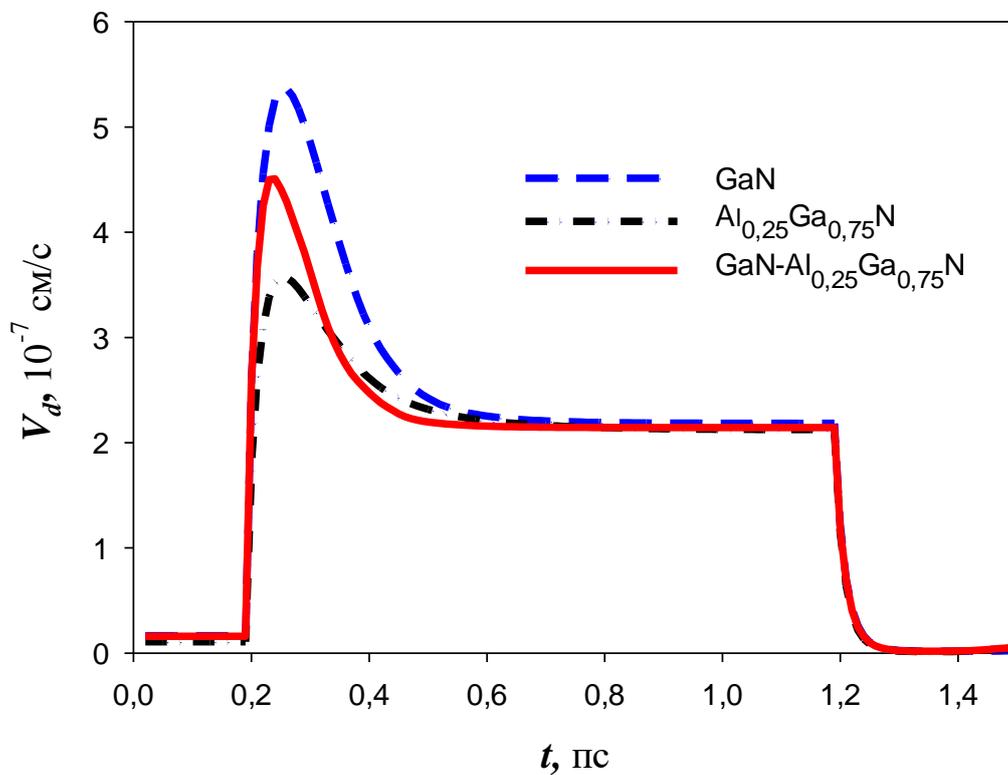


Рис.2.10. Зависимость дрейфовой скорости электронов от времени для структуры AlGaN-GaN. Напряжённость электрического поля: при ( $t = 0 - 0,2$  пс и  $1,2 - 1,5$  пс)  $E = 1$  кВ/см, при ( $t = 0,2 - 1,2$  пс)  $E = 200$  кВ/см, а) вероятность

нахождения электронов в широкозонном материале задается. б)



а)



б)

Рис.2.11 Зависимость дрейфовой скорости электронов от времени для структуры AlGaN-GaN. Напряжённость электрического поля: при ( $t = 0 - 0,2$  пс и  $1,2 - 1,5$  пс)  $E = 1$  кВ/см, при ( $t = 0,2 - 1,2$  пс)  $E = 300$  кВ/см, а) вероятность нахождения электронов в широкозонном материале задается. б) самосогласованный расчёт.

Видно, что в гетероструктуре на основе GaAs переходы электронов между слоями сильно влияют на их дрейфовую скорость. Очевидно это происходит из-за того, что скорости электронов в  $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$  и  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$  сильно отличаются, и особенно в случае нелокальной динамики. Например, при величине сильного поля  $E = 20$  кВ/см, величина всплеска дрейфовой скорости в максимуме отличается в 5 раз. Так, в итоге, при переходе 20 % электронов в широкозонный материал (вероятность изначально задана) величина всплеска падает почти в два раза. В условиях, когда вероятность зависит от температуры электронов (самосогласованный расчёт) падение ещё больше, кроме того вдвое падает и длительность всплеска, рис.2.8,2.9 б. В то же время для структур на основе нитрида галлия ситуация совершенно другая рис.2.8,2.10. Даже для чистых материалов в рассмотренных случаях разница нелокальных скоростей электронов в максимуме составляет менее 35%. Таким образом, нелокальная динамика электронов в GaN и  $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}$  по сравнению с предыдущей гетеропарой отличается не слишком сильно рис.2.9,2.10 б. Зависимости скорости от времени для гетероструктуры должны находиться где-то между или в районе зависимостей скорости от времени для чистого GaN и  $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}$ . Соответственно зависимости всплеска дрейфовой скорости электронов и в самосогласованном расчёте рис.2.10,2.11, не слишком сильно отличаются от зависимости в чистом GaN. Таким образом, для всех рассмотренных случаев уменьшение дрейфовой скорости в максимуме составляет менее 30%.

## Заключение по главе 2.

Таким образом, одним из важных факторов, объясняющих высокие усилительные характеристики GaN гетероструктур является удачный состав компонент гетеропары (динамика в узкозонном и широкозонном материалах не

слишком отличается). Из этого можно сделать следующие выводы. Всплеск дрейфовой скорости электронов в гетероструктурах  $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N} - \text{GaN}$  близок к всплеску дрейфовой скорости в чистом GaN. Поэтому, в отличие от арсенидгаллиевых гетероструктур, существенно увеличить скорость электронов в гетероструктурах на основе GaN, без использования принципиально новых подходов будет весьма затруднительно, а, следовательно, будет затруднено и дальнейшее продвижение вверх по частотному диапазону. В то же время, в транзисторных гетероструктурах на основе GaN в отличие от структур на основе GaAs дрейфовая скорость электронов будет слабо зависеть от формы квантовой ямы. Это открывает широкие возможности по улучшению чисто «транзисторных свойств» GaN НЕМТ, например, уменьшению разлёта электронов из канала для уменьшения крутизны исток – сток, минимизации расстояния затвор – канал для увеличения крутизны затвор –исток и, соответственно, уменьшения влияния паразитных элементов и т.д.

### **ГЛАВА 3. ПЕРВЫЕ ТРАНЗИСТОРНЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ С ЦИФРОВЫМИ БАРЬЕРАМИ.**

В настоящее время 5G и следующий за ним активно разрабатываемый 6G стандарты связи являются будущим мобильных сетевых технологий, имеют уникальные характеристики, такие как скорость передачи данных выше 1 Гбит/с, рабочие частоты в диапазоне от 3 до 300 ГГц, обеспечивают высокое качество видеосвязи, мультимедийное потоковое вещание высокого разрешения, HDTV и т.д., что делает эти технологии отличными от всех ныне существующих мобильных технологий. Высокочастотные полосы еще не одобрены организациями, разрабатывающими протоколы мобильной телефонии. Для 5G предлагается использовать диапазоны 24.25-27.5, 26.5-29.5, 27.5-28.35 и 37-40 ГГц. Для 6G характерные частоты вообще располагаются в районе 300 ГГц. Начавшаяся революция в коммуникационных системах способствовала разработке транзисторов и интегральных схем мм-диапазона. Это новое применение затруднено сложными условиями распространения мм-волн в атмосфере, а также жесткими ограничениями по размеру, стоимости и энергопотреблению устройств, что требует использования высокоомощных эффективных транзисторов.

Если комплексно рассматривать этот вопрос, то для решения всех этих проблем лучше всего подходят транзисторы с высокой подвижностью электронов (НЕМТ) на основе гетероструктур группы полупроводников III-V с двумерным электронным газом (ДЭГ) ввиду их широкого диапазона рабочих частот, высокой выходной мощности, эффективности и линейности [73, 80].

Несомненно, в настоящее время локомотивом мощной СВЧ электроники является нитрид галлия. Транзисторы на основе GaN гетероструктур широко используются в производстве. Эти приборы могут работать при более высоких температурах, а также обладают более высокими рабочими напряжениями по сравнению с приборами, созданными на основе кремния или арсенида галлия. Кроме того, усилители на основе GaN, выдерживают сигналы высокой мощности на входе при отсутствии дополнительной защиты.

Продвижение мощных полупроводниковых приборов в миллиметровый диапазон длин волн также связано с совершенствованием эпитаксиальных технологий нитрида галлия. НЕМТ на основе GaN является неоспоримыми лидерами среди высокомошных транзисторов в диапазоне от 3 см до нескольких мм [72, 88-90]. Главными преимуществами этих транзисторов являются высокая удельная мощность и высокое напряжение пробоя, а также сравнимые с GaAs-транзисторами показатели коэффициента усиления и коэффициента шума. Кроме того, бурный прогресс нитрид-галлиевых приборов связан не только с достоинствами эпитаксиальных структур на основе нитрида галлия, но и с огромным объёмом затрачиваемых на их разработку средств и резко выросшим за последние годы уровнем полупроводниковых технологий.

GaN-гетероструктуры для НЕМТ выращиваются на подложках с несопадающими параметрами решетки, что приводит к возникновению большого количества структурных дефектов даже на подложках из SiC. Это является одной из причин ухудшения параметров и надежности устройств. GaN технология, несомненно, имеет заделы для роста, но в настоящее время, из-за принципиальных ограничений GaN- НЕМТ сравнимы с GaAs-транзисторами только на частотах порядка 150 ГГц [73]. В то же время GaAs-технология пока более отработанная, гибкая, и при этом GaAs-транзисторы дешевле [73], [91], [92].

Двумя основными гетероструктурами для использования в транзисторах мм-диапазона на GaAs подложках являются псевдоморфные DpHEMT и метаморфные mHEMT. Ещё выше по частоте удаётся подняться при использовании гетероструктур на подложках из фосфида индия. DpHEMT превосходят mHEMT и InP-HEMT по удельной выходной мощности, но уступают по коэффициенту усиления и рабочей частоте [20,56,93,94].

Дополнительный интерес к арсенид-галлиевому направлению на высоких частотах подогревают и исследования в области донорно – акцепторного легирования [95], позволившие как резко увеличить выходную мощность транзисторов на основе псевдоморфных гетероструктур, так и существенно продвинуться вверх по частотному диапазону [37,38,96]. В этих работах для

продвижения DpHEMT в мм-диапазон, предлагается использование нового типа гетероструктур со вспомогательными слоями, легированными акцепторами, расположенных позади донорных дельта-слоев по обе стороны от InGaAs канала (DA-DpHEMT). Сформированные таким образом области пространственного заряда создают высокие потенциальные барьеры вплоть до 900 мЭв вокруг канала транзистора, что увеличивает локализацию электронов и их дрейфовую скорость [15,37,57,97]. DA-DpHEMT транзистор показал более чем 1.7 Вт/мм удельной мощности на 10 ГГц [96]. Далее будет показано, что GaAs-DA-DpHEMT транзисторы могут быть крайне перспективными в мм- и суб-мм-диапазонах.

### **§3.1 Предпосылки разработки структур с цифровыми барьерами.**

В последние годы мощные полевые транзисторы на основе нитрид галлиевых гетероструктур уверенно продвинулись в миллиметровый диапазон длин волн [72,73,88-90]. Однако, как теоретические исследования [56,87], так и анализ особенностей получаемых рекордных результатов [72] показывают, что продвижение вверх по частотному диапазону для приборов на основе нитрида галлия без принципиально новых технических решений будет затруднено. Для гетероструктур на основе арсенида-галлия ситуация прямо противоположная: арсенид-галлиевые псевдоморфные гетероструктуры имеют большой потенциал к улучшению параметров, особенно в плане рабочих частот. Одно из основных направлений – увеличение эффективной глубины квантовой ямы (КЯ) канала. Делать это можно разными способами: как непосредственно увеличивая разрыв зон на границе гетероперехода [39], так и используя различные узкозонные вставки в квантовую яму [98]. Еще одним способом улучшения характеристик является использование спейсера в виде сверхрешетки AlAs/GaAs [99], что приводит к увеличению подвижности двумерного электронного газа (ДЭГ) либо вследствие уменьшения ширины расплывания  $\delta$ -слоя [100], либо из-за экранирования рассеивающего потенциала примесей электронами в X-долинах AlAs слоев спейсера [101] или уменьшения степени гибридизации волновых функций электронов в КЯ и в области доноров [102]. При этом возможно уменьшение

концентрации ДЭГ как вследствие затруднения туннелирования с доноров в КЯ сквозь более высокий барьер, так и захвата части электронов на состояния X-долины AlAs слоев. Это в свою очередь может привести к уменьшению проводимости гетероструктуры.

Кроме того, эффективную глубину квантовой ямы можно увеличить, используя резкое донорно-акцепторное легирование по краям канала [38] рис.1.2а. Данный способ оказался очень эффективен и позволил получить ряд рекордных результатов для транзисторов сантиметрового диапазона длин волн [95]. Несомненно, возможно эффективное комбинирование этих способов [15]. Помимо этого, с донорно-акцепторным легированием возможен ещё один способ повышения эффективной глубины квантовой ямы – использование набора тонких (несколько атомных монослоёв) барьеров AlAs с промежутками из нескольких моноатомных слоёв GaAs не только в спейсере но и в промежутке между  $n$ - $\delta$ -слоем и акцепторами. Барьеры из короткопериодных AlAs/GaAs сверхрешеток позволяют получить более гладкие границы КЯ и уменьшить концентрацию примесей в КЯ, задерживая их на гетерограницах. Расположение  $\delta$ -слоев кремния в слоях GaAs, позволяет добиться большей эффективности легирования и уменьшить число глубоких ловушек в структурах [104]. Кроме того, захват холодных электронов на состояния X-долины AlAs/GaAs сверхрешеток, где их подвижность мала, маловероятен из-за большой энергии даже первого уровня сверхрешетки с тонкими слоями AlAs. Благодаря этим эффектам сверхрешеточные барьеры широко применяют для создания квантовых ям с высокоподвижным двумерным электронным газом [105]. По аналогии с двоичным цифровым кодом такие барьеры часто называют цифровыми. Гетероструктуры с такими барьерами позволили получить транзисторы с очень высоким усилением [106].

Основная проблема традиционных гетероструктур для мощных транзисторов – сильный поперечный пространственный перенос электронов из InGaAs канала в AlGaAs барьеры при приложении сильного электрического поля вдоль канала [15]. Это приводит к сильной делокализации и падению подвижности электронов в

сильном поле из-за интенсивного рассеяния в AlGaAs барьерах. При донорно – акцепторном легировании AlGaAs барьеров формируют резкие p-i-n потенциальные барьеры с двух сторон InGaAs канала гетероструктуры. Это существенно увеличивает степень локализации электронов в канале, и таким образом за счет подавления поперечного пространственного переноса заметно увеличивает как саму дрейфовую скорость электронов [97], так и её всплеск при влёте электронов в область сильного поля (под затвор транзистора) [15,37].

Все эти эффекты сильно зависят как от разрыва зон на границе гетероструктуры, так и от эффективности (резкости и высоты) дополнительных барьеров [15]. При этом величина разрыва зон определяется выбором гетеропары, а потенциальный профиль дополнительных барьеров технологическими ограничениями по поверхностной плотности доноров в  $n$ - $\delta$ -слое. Кроме того, с увеличением поверхностной плотности доноров в  $\delta$ -слое увеличивается рассеяние электронов в канале и падает их подвижность. Однако, как отмечалось выше, в гетероструктуре вместо однородных материалов можно использовать короткопериодные AlAs/GaAs сверхрешетки, состоящие из тонких (два – шесть монослоёв) слоев [104-106]. Разрыв в зоне проводимости на гетерограницах между InGaAs каналом и AlAs/GaAs сверхрешеткой будет очевидно больше, чем разрыв на гетерогранице InGaAs канала и однородного AlGaAs твердого раствора с составом, близким к усреднённому составу сверхрешетки. Это может повысить локализацию горячих электронов в канале.

### **§3.2 Использование цифровых барьеров в ГСЛ для улучшения подвижности электронов.**

Одной из первых работ в которой исследовалась возможность введения тонкой вставки AlAs в спейсерный слой между квантовой ямой и легирующей для улучшения примесью была работа [102]. В ней авторы теоретически и экспериментально показали влияние гибридизации квантовых состояний на электронный транспорт в  $\delta$ -легированной через спейсер двухбарьерной квантовой яме в пределе сильного легирования. Также был предложен способ увеличения

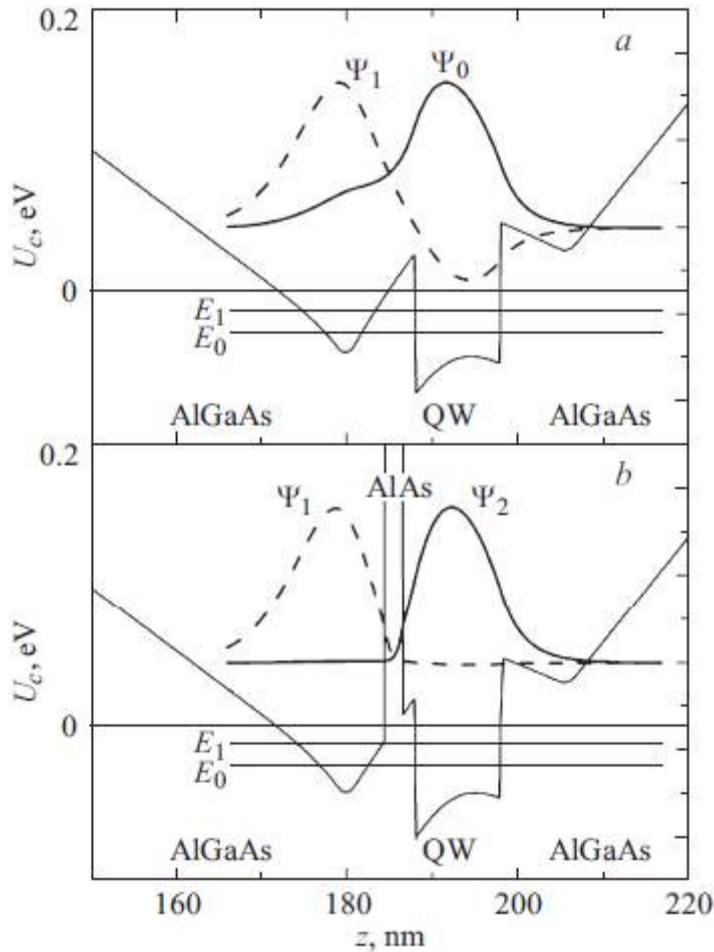
подвижности электронов в квантовой яме за счет подавления туннельной связи с областью доноров за счет введения наноразмерного барьера AlAs в спейсер. Экспериментально показано, что в образцах с неглубокой КЯ введенный в спейсер нанобарьер AlAs приводит к более чем 3-кратному увеличению подвижности электронов при низких температурах.

На рис.3.1 приведены результаты моделирования КЯ для базовой структуры в работе [102] для неглубокой двухбарьерной КЯ  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с  $x = 0.11$  и двусторонним легированием кремнием через спейсеры одинаковой толщины. Для получения в КЯ концентрации электронов  $1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  концентрация доноров в верхнем  $\delta$ -слое (ближний к поверхности) составила  $1.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , а в нижнем  $7.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Такое соотношение легирования обеспечивало то, что энергия зоны проводимости в окрестности верхнего  $\delta$ -слоя была заметно ниже, чем в окрестности нижнего. В этом случае параллельная проводимость наступала только для области вблизи верхнего  $\delta$ -слоя.

Моделирование проведено для двух типов гетероструктур: первая имела однородный верхний спейсер, вторая — с нановставкой AlAs в спейсер. Расчеты проведены в диапазоне толщины спейсеров  $d_s = 2-18 \text{ нм}$ .

На рис. 3.1 представлены рассчитанные зонные профили волновые функции электронов двух нижних подзон размерного квантования для структуры с однородным спейсером (a) и для структуры с нанобарьером AlAs в спейсере (b) для промежуточного значения  $d_s = 8 \text{ нм}$ .

За нуль энергии принято положение уровня Ферми.



**Рис. 3.1.** Профили зоны проводимости и электронные волновые функции в системе "КЯ" с двусторонним  $\delta$ -легированием через спейсер" с однородным спейсером (a) и с нанобарьером AlAs в спейсере (b).

Четко видно пространственное разделение волновых функций электронов в структуре с тонким барьером в отличие от безбарьерного случая. Однако использованный в этой работе барьер толщиной 2 нм вообще говоря оказывается слишком толстым, чтобы помешать разделению горячих электронов при их разогреве под затвором транзистора. Это обусловлено тем, что квантовые уровни в таком барьере находятся у дна зоны проводимости по X – долине, в то время как в более тонких барьерах (3 ML) они находятся почти на порядок выше. Далее [106-108] будет приведен пример использования в приборах именно таких барьеров.

### §3.3. Полевые транзисторы мм. диапазона

#### 3.3.1 Эпитаксиальный рост структуры, параметры структуры.

Рассматриваемая AlGaAs/InGaAs/AlGaAs гетероструктура была выращена с помощью МЛЭ на (100) GaAs- полуизолирующей подложке в RIBER Comast 21T solid-source MBE системе. Буфер гетероструктуры представляет собой 400-нм слой GaAs. (Al)GaAs слои растились при температуре 620 °C со скоростью 0.28 нм/с, InGaAs слой растился при температуре 500-520 °C со скоростью 0.24 нм/с. Рост дельта-слоев проводился при 530 °C. Барьеры вокруг слоя InGaAs состоят из короткопериодных  $AlAs_k/GaAs_l$  сверхрешеток, где  $k$  и  $l$  – количество монослоев, равные  $k = 3$  и  $l = 5$  для нижнего барьера, и  $k = 2$  и  $l = 3$  для верхнего барьера. Порядок слоев для DA-DpHEMT с усреднёнными параметрами по сверхрешёткам представлен в таблице 3.1.

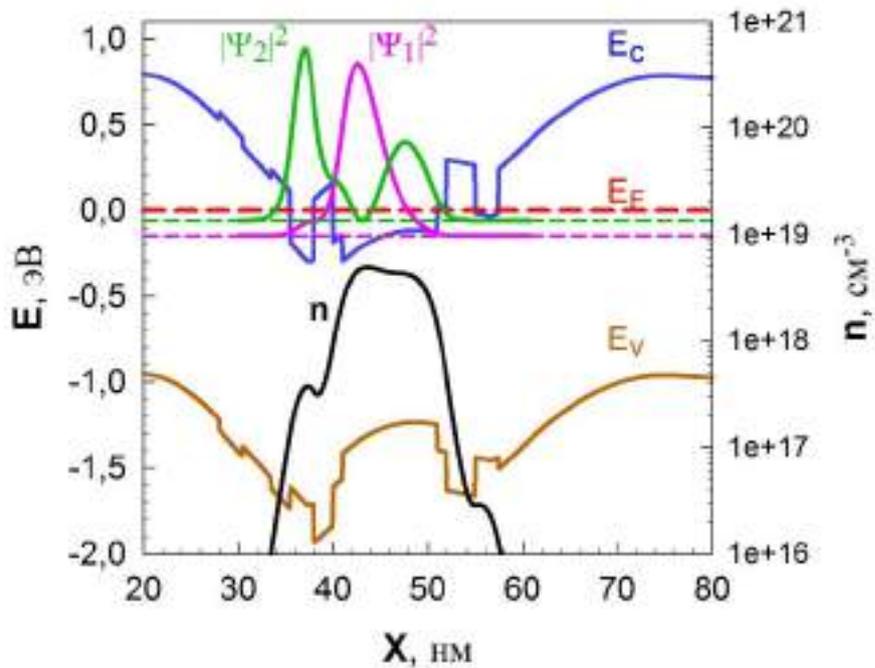
Таблица 3.1. Последовательность слоев гетероструктуры и степень легирования

№	Состав слоя	Концентрация примеси	Толщина Å
1	Буфер		
2	$Al_{0.25}Ga_{0.75}As$		1000
3	$Al_{0.25}Ga_{0.75}As$ ; Be	$2.55 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	150
4	$Al_{0.25}Ga_{0.75}As$		36
5	GaAs		9
6	delta-Si (1)	$6.0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	
7	GaAs		15
8	$Al_{0.43}Ga_{0.57}As$		31
9	GaAs		9
10	$In_{0.22}Ga_{0.78}As$		100
11	GaAs		9
12	$Al_{0.55}Ga_{0.45}As$		23
13	GaAs		9
14	delta-Si (2)	$9.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	
15	GaAs		15
16	$Al_{0.33}Ga_{0.67}As$		23
17	$Al_{0.25}Ga_{0.75}As$		30
18	$Al_{0.33}Ga_{0.67}As$		23
19	$Al_{0.25}Ga_{0.75}As:Be$	$4.83 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	80
20	$Al_{0.25}Ga_{0.75}As$		200
	$n_s$ (300K)	$4,73 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	
	$\mu$ (300K)	$5780 \text{ cm}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	
	$n_s$ (77K)	$4,81 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	

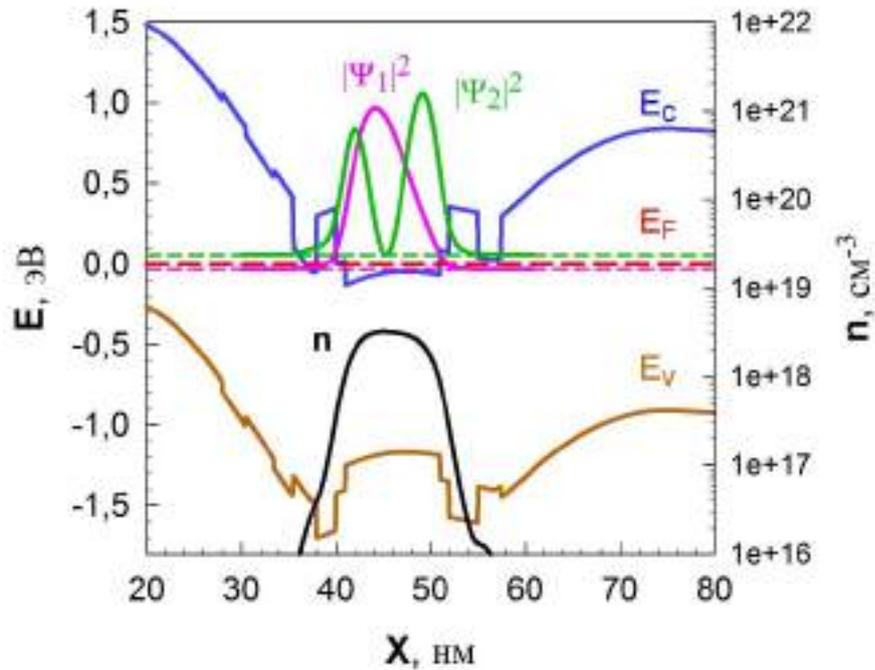
	$\mu$ (77K)	13540 $\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{c})$	
--	-------------	--	--

Структурные свойства и распределение примесных атомов для аналогичной гетероструктуры были исследованы методами просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения и масс-спектропии вторичных ионов в нашей предыдущей работе [109].

На рисунке 3.2 показано, что основной и первый возбужденный энергетические уровни расположены ниже уровня Ферми. Расчет показывает, что 98 % электронов расположены на этих уровнях, что подтверждает сильную локализацию электронов в канале.



a)



б)

Рисунок 3.2. Зонная диаграмма, волновые функции и концентрационный профиль разработанной структуры. Координата  $x=0$  соответствует координате затвора. а) напряжение на затворе 0, уровни энергии  $E_1 = -0,147$ эВ,  $E_2 = -0,059$ эВ  
 б) напряжение на затворе -2В, уровни энергии  $E_1 = -0,032$ эВ,  $E_2 = 0,057$ эВ.

Концентрация доноров и толщины спейсеров были выбраны для получения максимальной проводимости, пропорциональной произведению плотности и подвижности ДЭГ. Для улучшения характеристик DA-DpHEMT, плотность и подвижность ДЭГ увеличивалась до  $4.7/4.8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  и  $5800/13500 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  при температурах 300/77 К, соответственно.

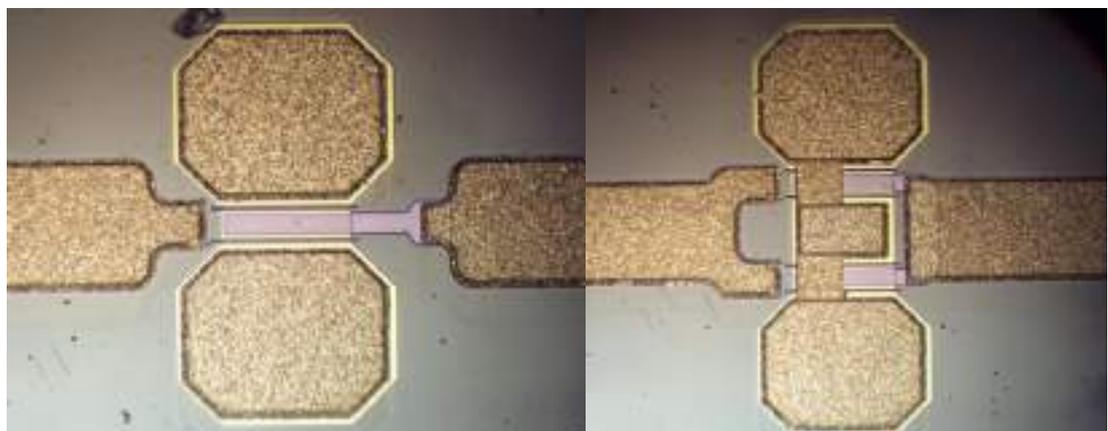
Концентрация и профиль акцепторов были выбраны так, чтобы увеличить высоту и резкость потенциальных барьеров и подавить эффект перехода горячих электронов в барьеры AlGaAs. Измерения Холловской подвижности и магнетосопротивления с помощью метода ван дер Пау при индукции магнитного поля от 0 до 2 Тл при 77 К показали, что параллельная проводимость в барьерных слоях мала в DA-DpHEMT гетероструктурах, что подтверждает сильную локализацию электронов в квантовой яме.

### 3.3.2 Структура транзистора и статические характеристики.

Транзисторы были изготовлены с разными ширинами единичных пальцев затвора  $W_{fg}$ , разными расстояниями исток-затвор  $L_{sg}$  и затвор-сток  $L_{gd}$ , и разным количеством пальцев, с помощью стандартной технологии. Длина ножки T-образного затвора была измерена с помощью сканирующей электронной микроскопии и составила порядка 0.14 мкм. Толщина подложки составляла 100 мкм. Заземление было проведено через металлизированные отверстия под боковыми площадками рис.3.3 Из-за малой площади омических контактов истока и стока, формируемых непосредственно к слою InGaAs канала, их сопротивление составило 0.9 – 1.0 Ом·мм, что примерно в 1.5-2 раза больше, чем у стандартных DpHEMT. Поверхность транзистора пассивировалась с помощью 100 нм пленки  $Si_3N_4$ . Фотография транзистора с четырьмя 70-мкм пальцами и 50-Ом линиями для зондовых измерений и высокочастотных и статических-характеристик транзистора показана на рисунке 3.3.

Ввиду большой толщины нелегированного подзатворного  $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$  слоя (см. таблицу 3.1), транзистор имеет большое значение напряжения отсечки и малую крутизну  $g_m$  рис.3.4. Это также объясняет практически линейное падение  $g_m$  с повышением напряжения на затворе, что типично для транзисторов с коротким затвором и большим расстоянием затвор-канал [110].

Фотографии изготовленных транзисторов на пластине приведены на рис.3.3



(a)

(б)



Рис. 3.3 Фотографии транзисторов с шириной единичного пальца затвора 70 мкм: (а) транзистор с 2-мя пальцами затвора, (б) транзистор с 4-мя пальцами затвора, (в) транзистор с 8-ю пальцами затвора, (г) транзистор с 16-ю пальцами затвора (сгорел в ходе измерений, видны разрушения конструкции)

Пробивное напряжение затвор-сток оказалось в диапазоне  $V_B = 23-31$  В рис.3.5, а плотность тока открытого транзистора составила 0.7 А/мм рис 3.4 На основе этих значений была рассчитана максимально возможная выходная СВЧ мощность транзистора в соответствии с формулой:

$$P_{out} = 1/8 \cdot I_{DS} \cdot (V_B - V_S - V_p) \quad (3.1)$$

где  $V_S = 2$  В и  $V_p = 4.5$  В – напряжение насыщения и запирающее напряжение, соответственно. Полученная  $P_{out}$  составила порядка 1.5-2.1 Вт/мм.

Прямые измерения выходной мощности в мм-диапазоне разработанного транзистора не проводились. Однако, можно предположить, что для полевых транзисторов приведенная оценка верна, до тех пор, пока их коэффициент усиления больше 10 дБ. Проводимые ранее оценки для транзисторов X-диапазона на подобных структурах оказывались в хорошем согласии с измеренным значением выходной мощности. В транзисторе с Г-образным затвором длиной 0.3 мкм на частоте 10 ГГц была получена удельная мощность  $P_{out} = 1.7$  Вт/мм, суммарная мощность транзистора 1.4 Вт и коэффициент усиления по мощности более чем 10 дБ [96]. Оценка выходной удельной мощности для DA-DpHEMT, согласно статическим измерениям (максимальная плотность тока 0.6 А/мм, рабочее напряжение 12 В, пробивное напряжение 26-27 В), дает значение выходной

удельной мощности порядка 1.6-1.8 Вт/мм, что хорошо согласуется с измеренными значениями.

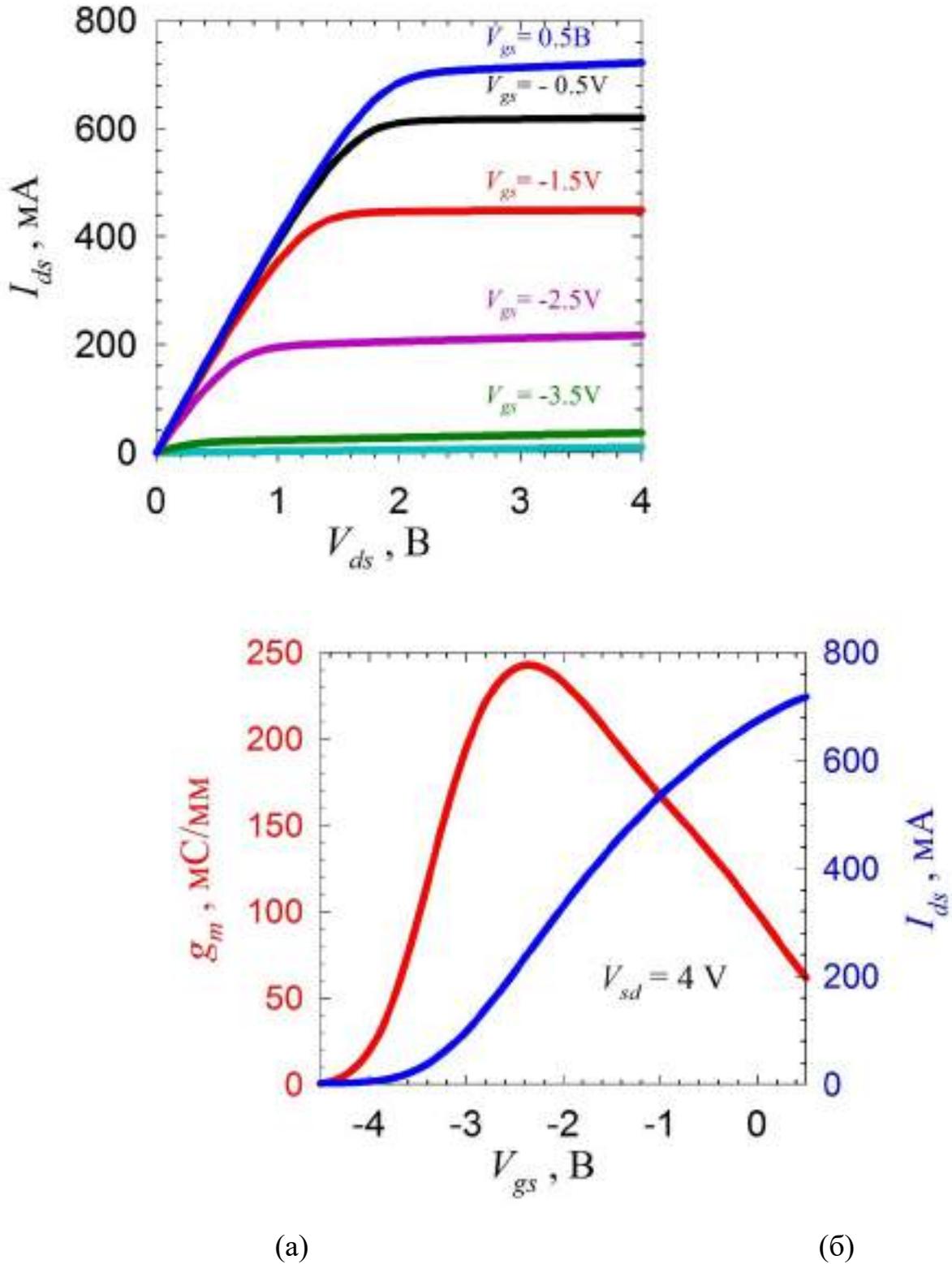


Рис. 3.4 Удельные усредненные характеристики DA-DpHEMT на постоянном токе: (а) ВАХ, (б) передаточная характеристика и крутизна

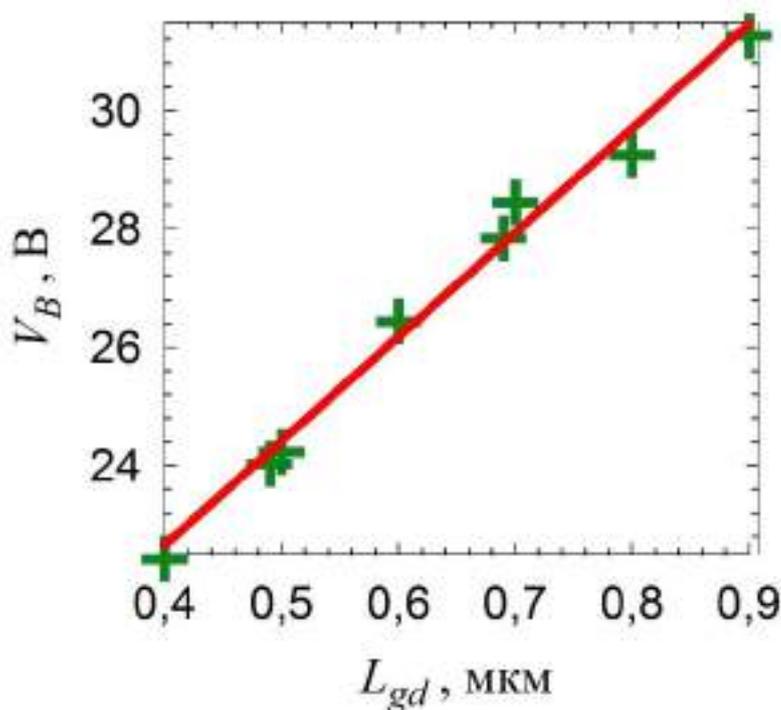


Рис. 3.5 Зависимость напряжения пробоя  $V_B$  от расстояния  $L_{gd}$  затвор-сток: + эксперимент, — - линейная аппроксимация

### 3.3.3. СВЧ характеристики.

Возможность улучшения частотных характеристик полевых транзисторов за счёт использования донорно – акцепторного легирования была исследована на транзисторах с Г – образным затвором длиной около 0,3 мкм, шириной единичного пальца 70 мкм при общей ширине затвора 0,8 мм и более [37]. Было показано, что донорно – акцепторное легирование увеличивает коэффициент усиления такого прибора на 3 – 4 дБ, и при идеальном согласовании этот транзистор на частоте 40 ГГц будет иметь малосигнальный коэффициент усиления около 5 дБ. Можно сделать простейшие оценки, основанные на том, что коэффициент усиления транзистора пропорционален квадрату его максимальной частоты усиления по току  $f_t$  и обратно пропорционален квадрату рабочей частоты. Уменьшение длины затвора с 0,3 мкм до 0,14 мкм с учётом краевых эффектов должно увеличить  $f_t$  примерно в 2 раза, что соответствует росту коэффициента усиления на 6 дБ. Даже если учесть, что конструкция транзистора [37] за исключением малой ширины единичных пальцев затвора была рассчитана на сантиметровый диапазон длин

волн, длина его затвора была измерена с определённой погрешностью, а новая структура имеет очень высокую проводимость, то разрабатываемый прибор, изготовленный без технологических огрехов, на частоте 40 ГГц должен иметь коэффициент усиления 11 – 13 дБ. Однако СВЧ измерения показали заметно отличающиеся от этой оценки результаты.

На рисунке 3.6 показана зависимость максимального стабильного коэффициента усиления транзистора, рассчитанного из измеренных S-параметров, от напряжения на затворе в конфигурации «транзистор с двумя и четырьмя одиночными секциями затвора».

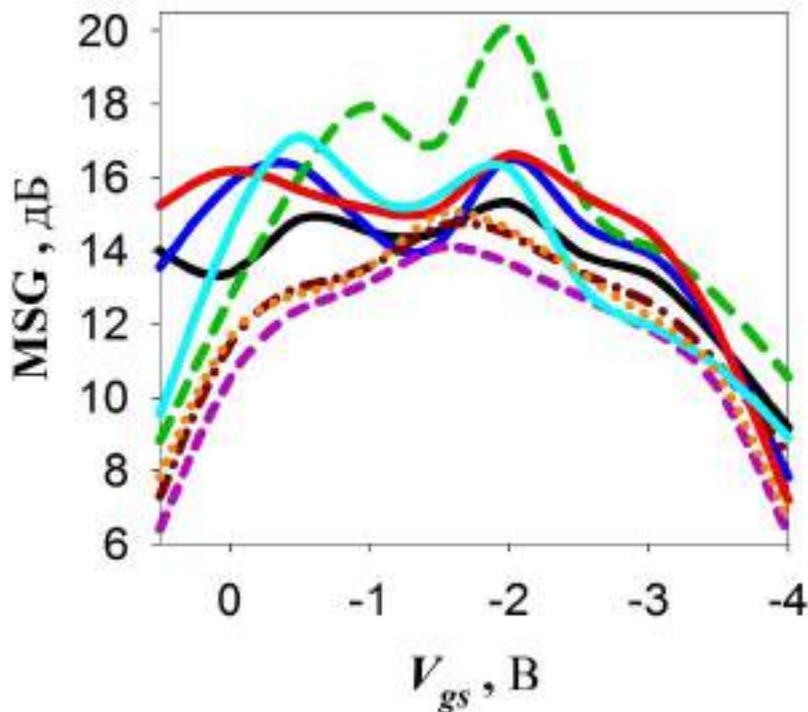
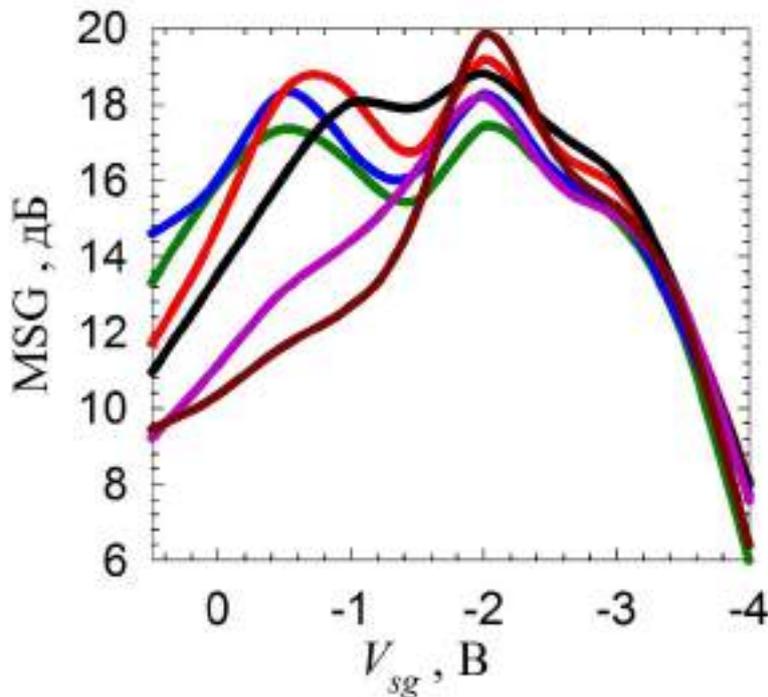


Рис.3.6 Зависимость максимального стабильного коэффициента усиления MSG транзистора на частоте 40 ГГц от напряжения на затворе:

- (а) для транзистора с 2-мя пальцами затвора,
- (—) —  $L_{sd} = 1.4$  мкм,  $L_{sg} = 0.6$  мкм,  $L_{gd} = 0.7$  мкм,
  - (- - -) —  $L_{sd} = 1.4$  мкм,  $L_{sg} = 0.4$  мкм,  $L_{gd} = 0.9$  мкм,
  - (—) —  $L_{sd} = 1.2$  мкм,  $L_{sg} = 0.5$  мкм,  $L_{gd} = 0.6$  мкм,
  - (—) —  $L_{sd} = 1.2$  мкм,  $L_{sg} = 0.3$  мкм,  $L_{gd} = 0.8$  мкм,
  - (- · - · -) —  $L_{sd} = 1.0$  мкм,  $L_{sg} = 0.4$  мкм,  $L_{gd} = 0.5$  мкм,
  - (—) —  $L_{sd} = 1.0$  мкм,  $L_{sg} = 0.2$  мкм,  $L_{gd} = 0.7$  мкм,
  - (- - -) —  $L_{sd} = 0.8$  мкм,  $L_{sg} = 0.3$  мкм,  $L_{gd} = 0.4$  мкм,
  - (· · · · ·) —  $L_{sd} = 0.8$  мкм,  $L_{sg} = 0.2$  мкм,  $L_{gd} = 0.5$  мкм.

Напряжение на стоке  $V_{gd} = 4$  В, ширина единичного пальца  $W_{fg} = 50$  мкм.



б) для транзистора с 4-мя пальцами затвора, при разных ширинах единичного пальца. Напряжение на стоке  $V_{gd} = 4$  В, расстояние затвор – сток  $L_{gd} = 0,7$  мкм. (—•—•—•—) –  $W_{fg} = 50$  мкм,

- (—) –  $W_{fg} = 70$  мкм,
- (—) –  $W_{fg} = 90$  мкм
- (—) –  $W_{fg} = 110$  мкм,
- (—) –  $W_{fg} = 130$  мкм,
- (—) –  $W_{fg} = 150$  мкм.

Из рисунка 3.6 видно, что на частоте 40 ГГц при  $L_{gd} > 0.6$  мкм усиление транзисторов с разной шириной пальцев в широком диапазоне напряжений на затворе значительно больше 15 дБ с максимумом почти 20 дБ. Для устройств с шириной единичного пальца затвора 50 мкм, усиление составило более 10 дБ на частоте 67 ГГц (см рисунок 3.7).

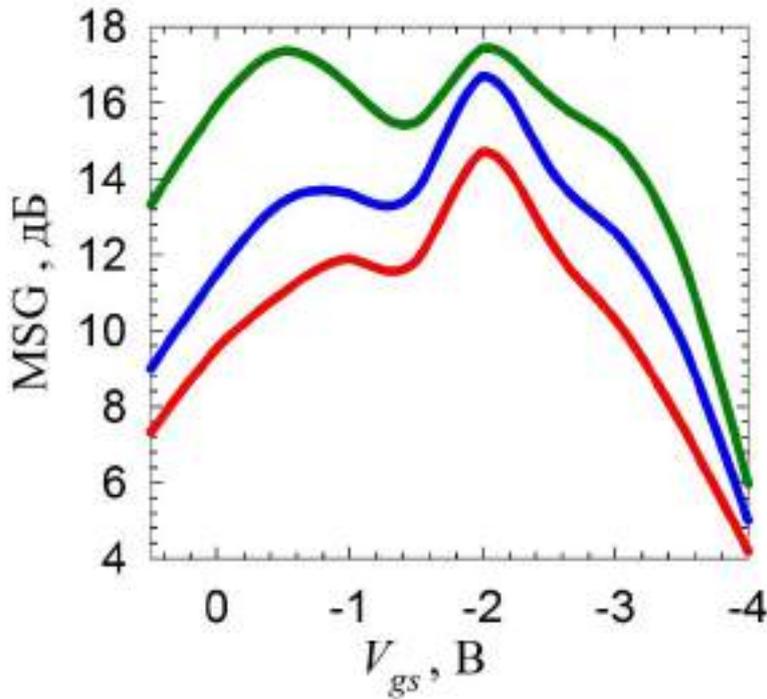


Рис.3.7 Зависимость максимального стабильного коэффициента усиления от напряжения на затворе частота (—) 40ГГц, (—) 55 ГГц, (—) 67 ГГц. Напряжение на стоке  $V_{gd} = 4$  В, ширина единичного пальца  $W_{fg} = 50$  мкм, расстояние затвор – сток  $L_{gd} = 0,7$  мкм.

При таких больших значениях коэффициента усиления, можно предположить, что расчет удельной выходной мощности справедлив по крайней мере до 50 ГГц.

Максимальная частота усиления по току  $f_t$  и максимальная частота генерации  $f_{max}$  для транзистора с шириной единичного пальца  $W_G = 50$  мкм экстраполировались с помощью наклона минус 20 дБ/декада из  $|h_{21}|^2$ , и однонаправленного коэффициента усиления (расчёт по нелинейной модели) соответственно, как показано на рисунке 3.8.

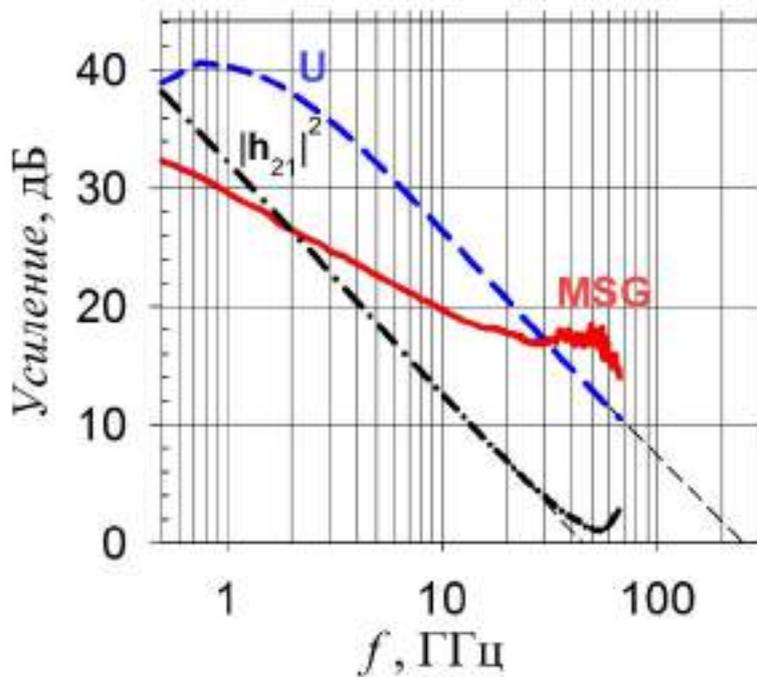


Рис.3.8 Зависимость усиления транзистора с шириной единичного пальца 50 мкм от частоты. Напряжение на стоке  $V_{gd} = 4$  В, расстояние затвор – сток  $L_{gd} = 0,7$  мкм.

Видно, что DA-DpHEMT имеют относительно малую  $f_t = 45$  ГГц и очень высокую  $f_{max} = 250$  ГГц. Вероятно столь большая разница связана с сильным влиянием паразитных элементов на величину  $f_t$ , что в данном случае особенно существенно из-за большего расстояния между затвором и каналом и соответственно относительно малой величины крутизны  $g_m$ . Можно предположить, что величина максимальной частоты усиления по току, определяемая только временем пролета электронов под затвором, намного выше. В то же время, сильная локализация электронов в квантовой яме в подзатворной области транзистора, ведет к уменьшению выходной проводимости  $g_d$ , что ведет к увеличению  $f_{max}$ . Эти особенности DA-DpHEMT структуры и объясняют такую значительную разницу между значениями  $f_t$  и  $f_{max}$ . Как отмечалось выше, транзисторы были изготовлены с разными расстояниями исток-затвор и затвор – сток. Расстояние исток-затвор слабо влияло на характеристики прибора, в то время как влияние расстояния затвор – сток оказалось значительным рис. 3.6а, 3.9.

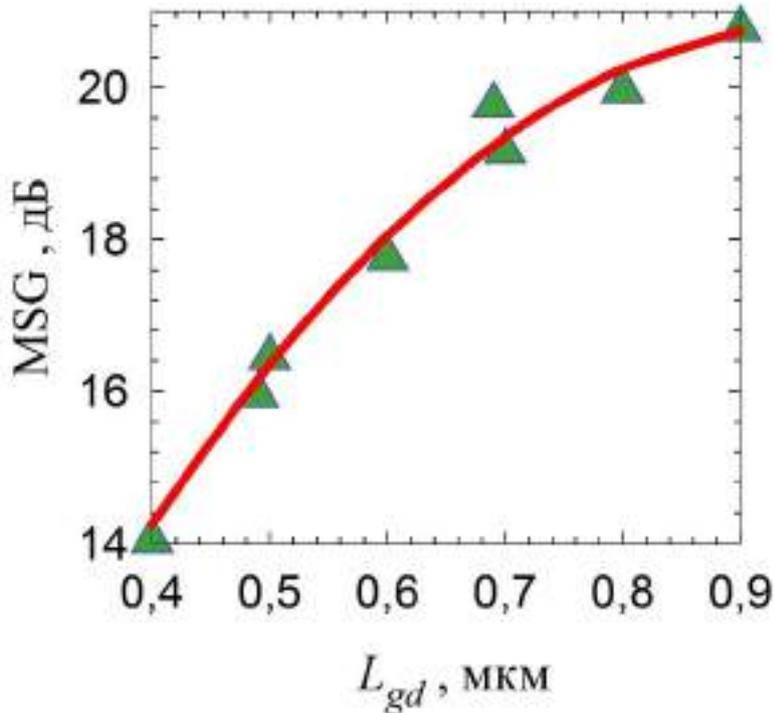


Рис.3.9 Зависимость максимального стабильного коэффициента усиления транзистора на частоте 40 ГГц от расстояния затвор – сток. Напряжение на стоке  $V_{gd} = 4$  В.

### 3.3.4. Анализ экспериментальных результатов.

В таблице 3.2 приведено сравнение разработанного транзистора с лучшими транзисторами с похожей топологией, с близкой длиной затвора, сделанных по другим технологиям. Исследованный нами прибор имеет форму стандартной ячейки транзистора мощности, применяемого в усилителях мощности, поэтому его характеристики сравниваются с подобными ячейками у аналогичных транзисторов. В таблице 3.2 не представлены рекордные характеристики устройств, полученных с гораздо более короткими затворами в [72], [88,89]. Характеристики высокочастотных транзисторов в значительной степени зависят от нелокальной динамики электронов под субмикронным затвором. В свою очередь нелокальный разогрев электронов весьма сложен и зависит от многих факторов (краевых эффектов, поперечного пространственного переноса, подвижности электронов, пороговых полей, дрейфовой скорости насыщения в слоях гетероструктуры, и т.д.). Тем самым, характеристики транзистора от длины затвора могут зависеть

существенно нелинейным образом. Именно поэтому сравнивать транзисторные гетероструктуры можно только при близких длинах затвора. Попытки сравнения при большой разнице в длине затвора могут приводить к большим погрешностям даже для одного типа гетероструктур. Примером могут служить оценки приведенные в предыдущем параграфе. Работа транзистора также зависит от паразитных элементов, в большей степени определяемых его топологией [111]. Топология транзистора разрабатывается с учетом отведения тепла из активных областей устройства (это особенно важно для транзисторов с большой выходной мощностью), что в свою очередь влияет на нелокальную динамику электронов. По этим причинам характеристики мощных, массово производимых, транзисторов ниже, чем результаты, полученные от устройств с короткими затворами, имеющими малую ширину и в результате обладающими почти идеальным теплоотводом.

Таблица 3.2 для DA-DpHEMT дает оценку усиления и удельной выходной мощности в мм-диапазоне до 94 ГГц. Эти оценки показывают хорошие перспективы для нового прибора. Видно, что разработанный транзистор превосходит стандартные GaAs DpHEMT по усилению и удельной мощности. Он также почти не уступает GaAs mHEMT и InP HEMT по усилению, и при этом значительно превосходит их по удельной мощности. По удельной мощности разработанный транзистор уступает только нитрид галлиевым транзисторам, но значительно превосходит их по усилению. При этом также надо помнить, что GaN транзисторы при достижении максимальной мощности теряют 5-6 дБ усиления [90], а в GaAs транзисторах усиление падает на 2-3 дБ. Следует также отметить, что первые экспериментальные образцы DA-DpHEMT сравниваются с устройствами, изготовленными по уже отработанным технологиям.

Обращают на себя внимание две интересных и пока необъяснённых особенности разработанных транзисторов. Усиление прибора растет с увеличением расстояния затвор-сток а максимальное усиление оказывается почти постоянной величиной в диапазоне частот 25-55 ГГц. Возможно это происходит из-за того, что

на этих частотах происходит компенсация емкости обратной связи внутреннего транзистора из-за пролетных эффектов области затвор-сток.

Таблица 3.2. СВЧ-характеристики для различных технологий изготовления транзисторов

Технология	Длина затвора (нм)	$f_t$ (ГГц)	$f_{max}$ (ГГц)	Усиление( $f$ ) (дБ)	Плотность мощности (мВт/мм)	Ссылка
GaAs pHEMT	150	70-85	120	9(40)	800	[112]
	135	100	180	25(20)	640	[113]
GaAs mHEMT	125	150	250	24(34)	30	[113]
InP HEMT	100	120	500	12.1(94)	300	[114]
GaN/Si (мощный)	100	110	180	18(40)	4000	[113]
GaN/SiC	150	104	205	14(40)	2500	[90]
GaN/SiC (ВЧ)	140	90	220	5,5(94)	1500 2000	[115], [116]
GaN/SiC	160	40	170	10(40)	10500	[117]
GaN/SiC	100	94	212	7,5(94)	8840	[118]
<b>GaAs DA-DpHEMT</b>	140	45	250	20(40) 9.8-11,5 (94)*	1500- 2000**	[106- 108]

\* - аппроксимация

\*\* - оценка

Следует также отметить, что использованная гетероструктура  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As - In_{0.22}Ga_{0.78}As - Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  с донорно – акцепторным легированием хотя и демонстрирует очень высокие характеристики по проводимости в слабых полях, из – за относительно небольшой глубины квантовой ямы канала является возможно далеко не оптимальной, а близкую (возможно несколько большую) удельную плотность тока при примерно таких же пробивных напряжениях, но заметно большем коэффициенте усиления [15, 57] можно получить на исследованных в [39] гетероструктурах  $In_{0.2}Al_{0.8}As - In_{0.2}Ga_{0.8}As - In_{0.2}Al_{0.8}As$ , имеющих такую же ширину запрещённой зоны в слое канала. Ещё дальше продвинуться вверх по частотному диапазону (до двух раз) по оценкам [15] можно, используя структуры  $In_{0.52}Al_{0.48}As - In_{0.53}Ga_{0.47}As - In_{0.52}Al_{0.48}As$  с двусторонним относительно слоя  $In_{0.53}Ga_{0.47}As$  - канала донорно – акцепторным легированием, однако за это придется расплачиваться падением пробивного напряжения из – за меньшей ширины запрещённой зоны в слое узкозонного  $In_{0.53}Ga_{0.47}As$  - канала.

### §3.4 Перспективы использования цифровых барьеров в ГСЛ для полевых транзисторов.

В то же время есть ещё один перспективный путь продвижения вверх по частотному диапазону – использование гетероструктур с донорно – акцепторным легированием [38]. Данный технический приём позволил резко увеличить как удельную мощность полевых транзисторов, так и их коэффициент усиления [37,95]. Далее будет продемонстрировано, что такие структуры имеют ещё один существенный ресурс для улучшения характеристик, и в плане мощных приборов, в принципе, могут составить конкуренцию традиционным метаморфным гетероструктурам и гетероструктурам на основе фосфинидиевых подложек [119-121].

#### 3.4.1. Исследуемые структуры.

С точки зрения физики главная идея донорно–акцепторного легирования гетероструктур состоит в том, чтобы за счёт создания резких  $p-i-n$  потенциальных барьеров с двух сторон канала двойной псевдоморфной гетероструктуры ( $DpHEMT$ ) существенно увеличить степень локализации электронов в канале и уменьшить поперечный пространственный перенос электронов между слоями гетероструктуры. Это позволяет увеличить как саму дрейфовую скорость электронов [97], так и её всплеск при влёте электронов в область сильного поля (под затвор транзистора) [15,57].

Степень локализации электронов в канале гетероструктуры с донорно-акцепторным легированием ( $DA-DpHEMT$ ), а соответственно и величина всплеска дрейфовой скорости сильно зависят как от величины разрыва зон на границах гетероструктуры, так и от потенциального профиля дополнительных  $p-i-n$ -барьеров [39,57]. Высота барьера гетероперехода ограничена выбором гетеропары, а резкость дополнительных  $p-i-n$ -барьеров как технологическими ограничениями по поверхностной плотности доноров в  $n^+$  дельта слое, так и тем, что с увеличением

этой плотности за счёт кулоновского взаимодействия увеличивается интенсивность рассеяния электронов в канале и падает их подвижность.

Дополнительно увеличить степень локализации электронов в канале *DA-DrHEMT* можно путем замены однородных материалов как в спейсере между каналом и  $n^+$  дельта слоем, так и в нелегированном промежутке между дельта слоем и тонким  $p^+$  слоем на систему чередующихся тонких слоев *AlAs* (два – пять монослоев) и *GaAs* (три - шесть монослоев) [106,122]. По аналогии с цифровым кодом, потенциальный профиль, обусловленный такой короткопериодной сверхрешеткой *AlAs/GaAs*, назовём цифровым барьером. В определённой мере сходная идея использовалась в работе [102], правда там изготавливался всего один дополнительный барьер, за счёт включения в состав гетероструктуры слоя *AlAs* толщиной 2 нм.

При оптимизации в Q-DrHEMT структуре цифровых барьеров появляется возможность управлять разрешёнными состояниями в короткопериодной сверхрешётке, что может являться дополнительным механизмом повышения всплеска дрейфовой скорости электронов в таких гетероструктурах. В чистом *AlAs* X-долина находится намного ниже  $\Gamma$ -долины, поэтому слой *AlAs* с одной стороны является высоким потенциальным барьером для электронов  $\Gamma$ -долины и одновременно потенциальной ямой для электронов X-долины. Таким образом, существует вероятность заполнения электронами состояний именно в X-долине широкозонного *AlAs* и соответственно резкого увеличения интенсивности рассеяния. При использовании *AlAs* толщиной до трех монослоёв элементарная оценка собственных значений энергий электронов в X-долине в глубокой квантовой яме по формуле:

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m^* a^2} n^2, \quad (3.2)$$

где  $\hbar$  – постоянная Планка,  $m^*$  - эффективная масса электрона,  $a$  - ширина квантовой ямы,  $n$  - номер квантового уровня, даже при эффективной массе электрона равной массе свободного электрона дает энергию первого квантового уровня около 0,5 эВ. В то же время энергии разрешённых состояний в

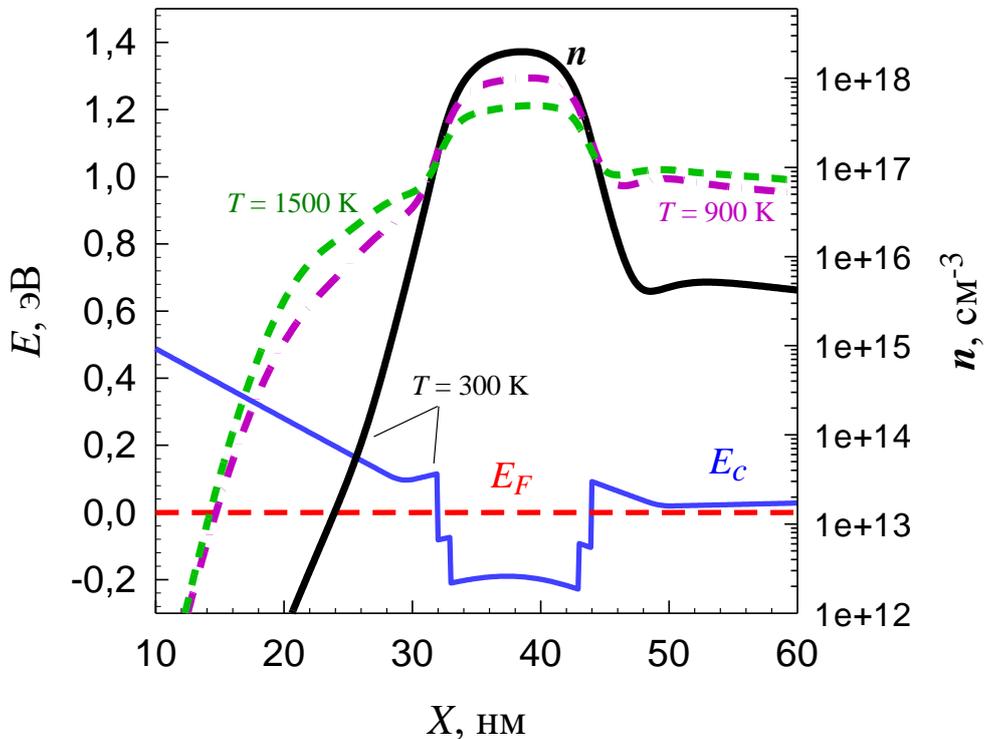
короткопериодной сверхрешётке примерно соответствуют энергиям уровней в соответствующей квантовой яме. Таким образом, короткопериодная сверхрешётка *AlAs/GaAs* представляет собой материал с совершенно новыми свойствами, позволяющий управлять зонной структурой за счет изменения толщин слоев *AlAs* и *GaAs*, пусть и дискретно с шагом в один монослой. Даже если ширина барьера *AlAs* возрастет до 5 монослоев энергия уровня в квантовой яме будет выше 150 мэВ и переходы на такие состояния начнутся заметно позже, чем переходы из  $\Gamma$  – долины в  $L$  – долину в канале. Поэтому вероятность того, что такой механизм переходов сможет существенно повлиять на нелокальный разогрев электронов – достаточно мала.

Для оценки эффективности использования цифровых барьеров, были проведены теоретические исследования трёх типов гетероструктур: традиционной псевдоморфной гетероструктуры с двухсторонним легированием – DpHEMT, используемой в большинстве современных транзисторов; гетероструктуры с донорно-акцепторным легированием и дополнительными цифровыми барьерами разработанной в АО НПП «ИСТОК» им. Шокина совместно с ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН и изготовленной в ИФП СО РАН (см. таблица 3.1), использованной в работе [122] и позволившей получить транзисторы с очень высоким по сравнению с элементарными оценками усилением (Q-DpHEMT); DA-DpHEMT гетероструктуры с усреднёнными и идентичными рассматриваемой Q-DpHEMT по мольному составу характеристиками слоёв *AlGaAs* (см. таблица 3.2) (гетероструктура с донорно – акцепторным легированием).

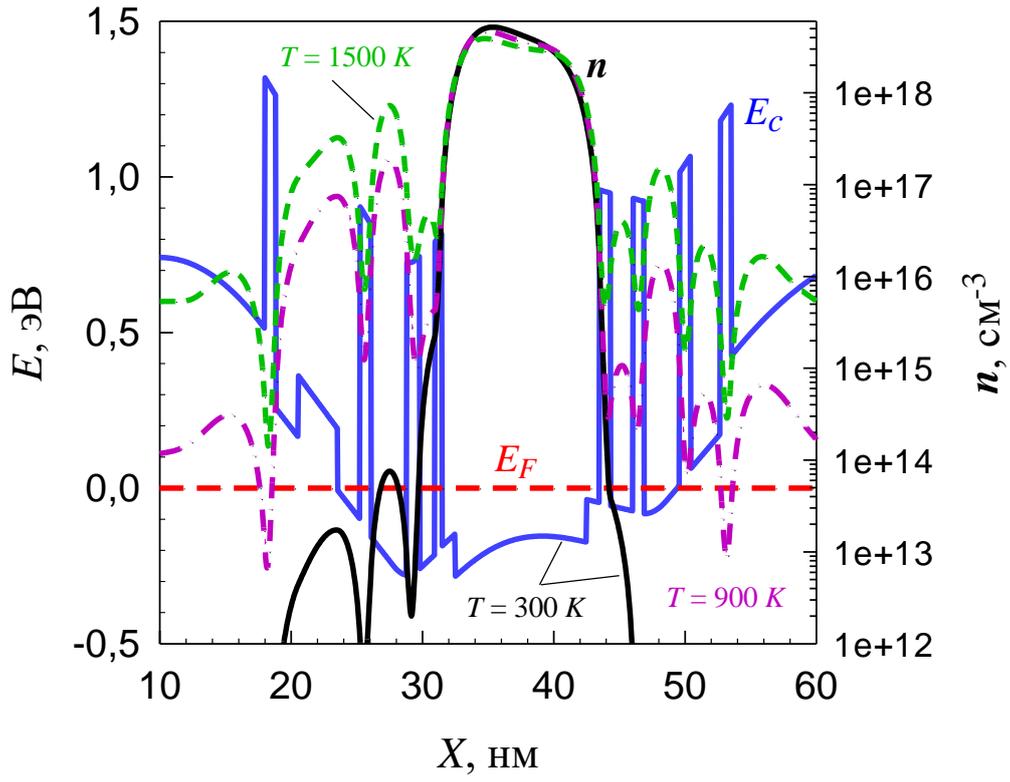
### **3.4.2 Особенности электронного транспорта в транзисторных гетероструктурах с цифровыми барьерами.**

Расчёт проводился на основе феноменологической модели [15,57] предназначенной для анализа нелокального разогрева электронов в транзисторных гетероструктурах с идеализированным (бесконечно длинным) затвором при возможном сильном размерном квантовании в направлении, перпендикулярном поверхности структур и гидродинамическим описанием динамики электронов.

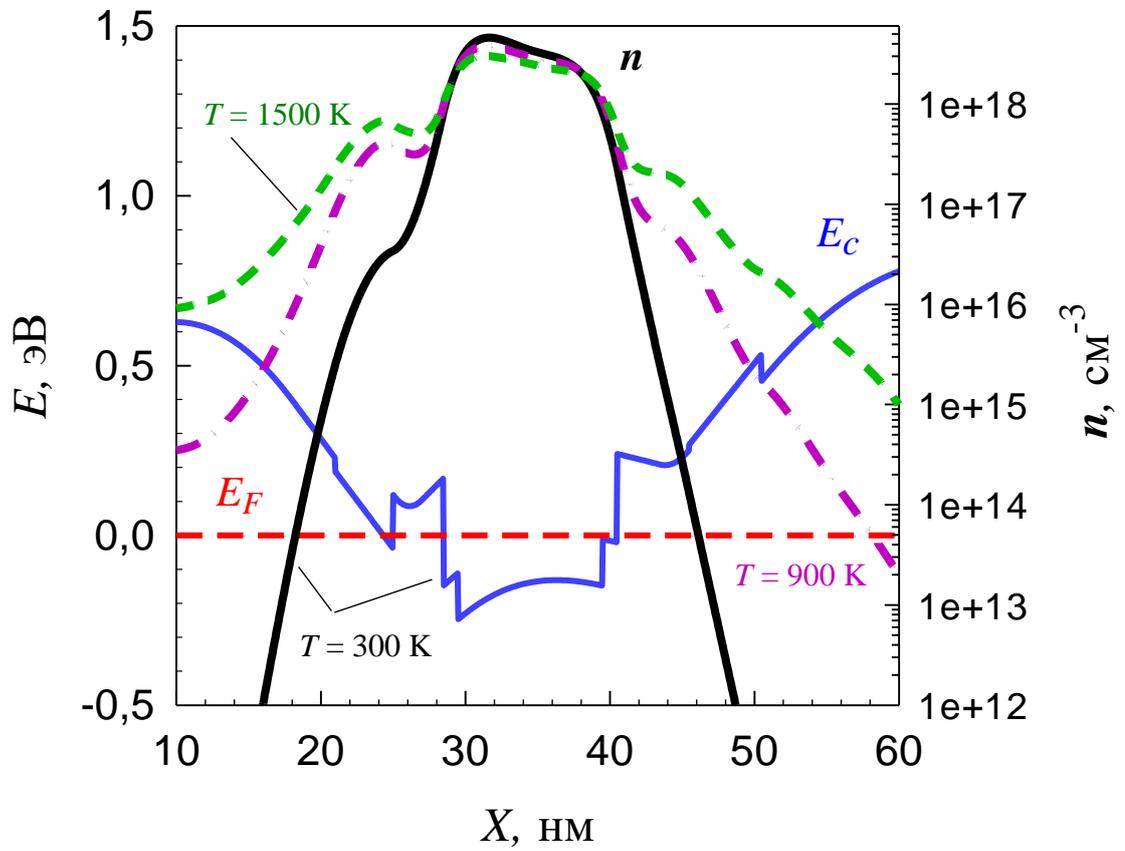
Естественно такая простая модель не позволяет учесть ряд тонких моментов, например, изменение интенсивности рассеяния, связанное с квантованием электронов в широком диапазоне энергий, и отличие интеграла перекрытия волновых функций в узкой квантовой яме от объёмных. Однако в рамках объёмных механизмов рассеяния она позволяет рассчитывать всплеск дрейфовой скорости электронов в зависимости от параметров гетероструктуры. На рис.3.10 приведены зонные диаграммы, и распределения концентрации носителей по структуре для всех трёх случаев при разных температурах электронного газа. Барьеры на границе тонких гетеропереходов предполагались идеальными с высотой 1,04 эВ, то есть рассматривается предельный случай идеальной барьерной решётки.



а



б



в

Рис.3.10 Зонные диаграммы и распределения концентрации электронов при разных температурах электронного газа (300 К, 900 К и 1500К) (а) – DpHEMT, (б) Q-DpHEMT, (в) – DA-DpHEMT.

Видно, что распределения концентрации электронов довольно разные, и в случае появления цифровых барьеров локализация электронов в канале выражена гораздо сильнее.

Чтобы наглядно продемонстрировать актуальность этих различий, на рис. 3.11 приведен расчёт всплеска дрейфовой скорости электронов от времени при их влёте в область сильного поля для различных вероятностей нахождения электронов в широкозонном  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  барьере. В данном случае при решении системы гидродинамических уравнений, описывающих транспорт электронов, вероятность нахождения электронов вне канала не определялась из решения самосогласованных уравнений Шредингера и Пуассона, а просто задавалась. Видно, что величина всплеска дрейфовой скорости электронов при влёте в область сильного поля сильно зависит от числа электронов, находящихся в широкозонном материале. Так, всего при 10% вероятности нахождения электронов в широкозонном материале, величина всплеска дрейфовой скорости падает в 1,5 раза.

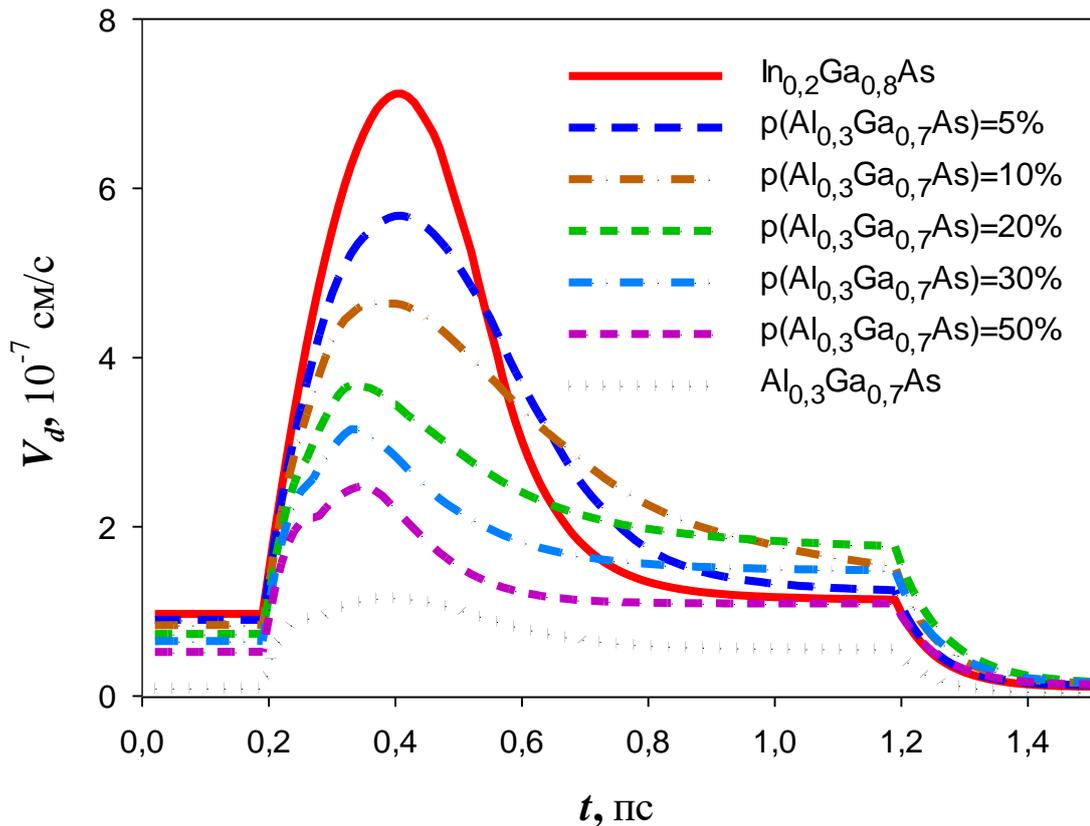


Рис.3.11 Зависимости дрейфовой скорости электронов от времени при их влёте в область сильного поля для различных вероятностей нахождения электронов в широкозонном  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  барьере

Для оценки конкретного эффекта влияния локализации на дрейфовую скорость электронов был проведен расчёт всплеска дрейфовой скорости электронов при включении сильного поля во всех трёх случаях. Следует отметить, что введение цифровых барьеров в используемую гетероструктуру рис.3.10б было чисто технологическим решением. Естественно ожидать, что дальнейшая оптимизация структуры может улучшить результаты. Поэтому расчеты проводились ещё для двух структур: структуры соответствующей рис.3.10б с введенными в широкий промежуток между барьерами дополнительными 2мя слоями  $\text{AlAs}$  рис. 3.12 (Q-DpHEMT-1) и этой же структуры, но с промежутками между  $\text{AlAs}$  барьерами не по 6 монослоёв  $\text{GaAs}$ , а по 4 монослоя (Q-DpHEMT-2).

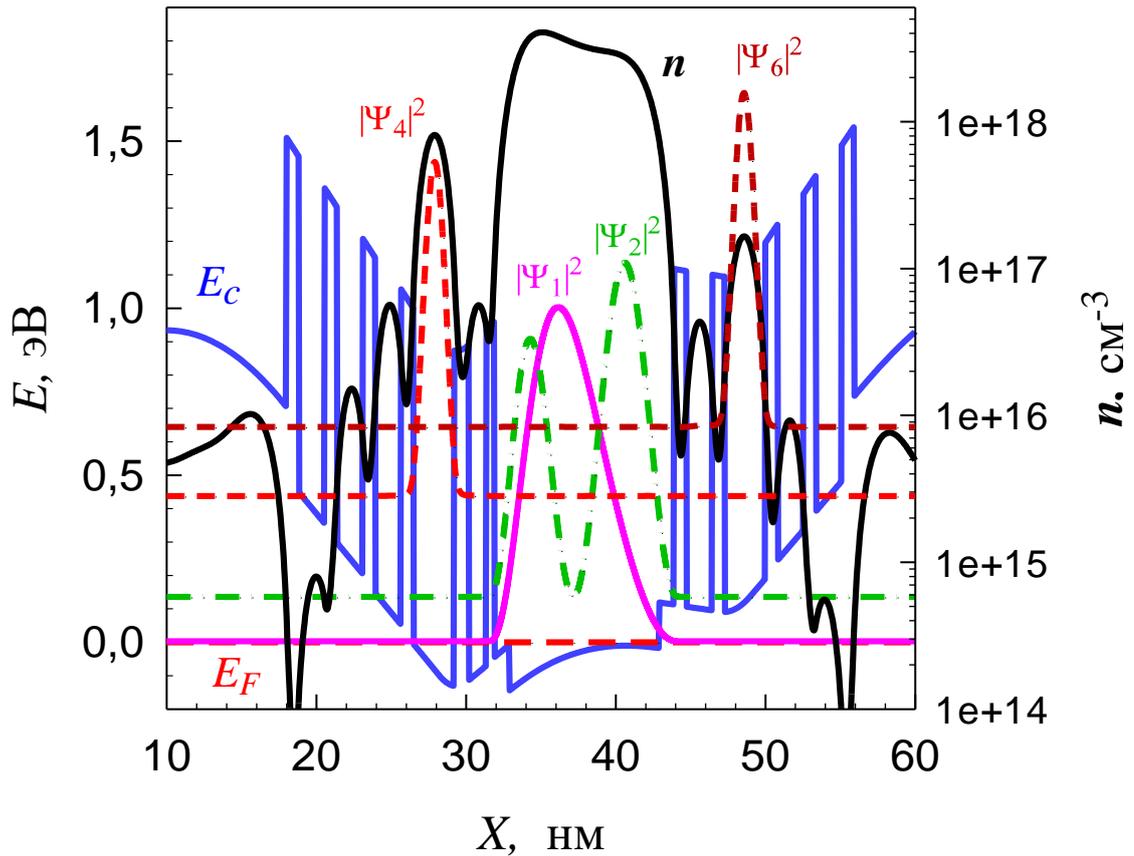


Рис.3.12 Зонная диаграмма Q-DpHEMT-1 структуры с дополнительными потенциальными барьерами при температуре электронного газа 1500 К (в расчётах учитывалось 20 уровней размерного квантования, волновые функции третьего и пятого уровней локализованы в яме, их квадраты модулей не показаны чтобы не загромождать рисунок).

Моделировался отклик дрейфовой скорости и вероятности нахождения электронов в широкозонном материале на подаваемый во времени импульс электрического поля с амплитудой примерно равной средней величине поля под затвором транзистора мм диапазона длин волн (рис.3.13). Задавалось, что в течение 0.2 пс электроны движутся в поле с напряжённостью 1 кВ/см, затем подается импульс амплитудой 20 кВ/см с длительностью 1 пс, затем дрейф электронов продолжается в электрическом поле напряженностью 1 кВ/см. Как показали проведенные ранее исследования [67, 87], качественная картина для подобных гетероструктур слабо зависит от амплитуды импульса по крайней мере в диапазоне 10 – 30 кВ/см.

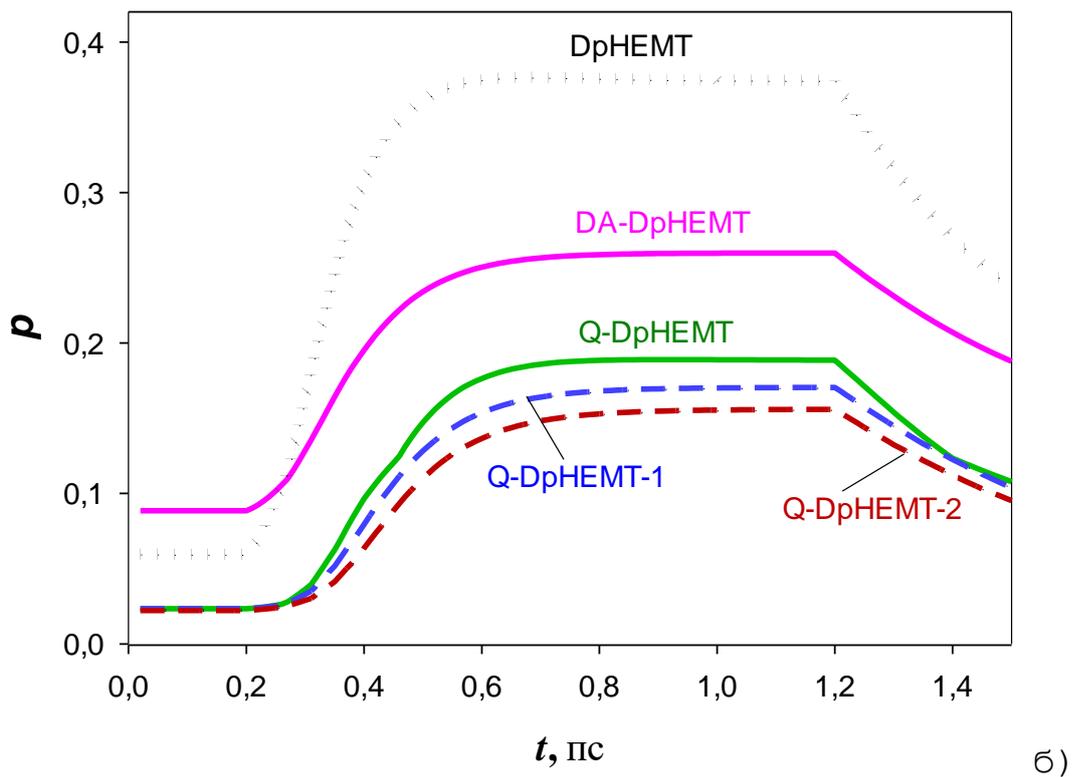
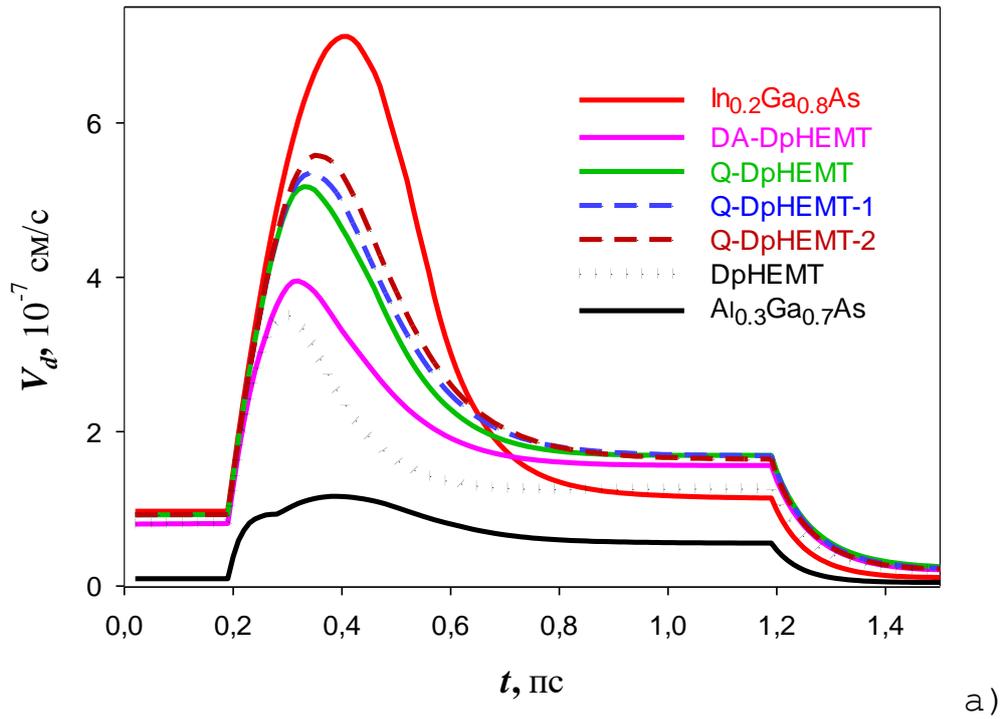


Рис.3.13 Зависимости а) дрейфовой скорости электронов, б) вероятности их нахождения в широкозонном материале) от времени при влёте в область сильного поля для рассматриваемых гетроструктур

Видно, что дрейфовая скорость электронов в гетероструктуре с цифровыми барьерами, даже расставленными заведомо не оптимальным образом, может быть на 30 – 40 % больше, чем в гетероструктуре без цифровых барьеров. Соответственно примерно на столько же должны вырасти и рабочие частоты транзистора. В свою очередь это может привести к росту коэффициента усиления транзистора почти в 2 раза (примерно на 3дБ).

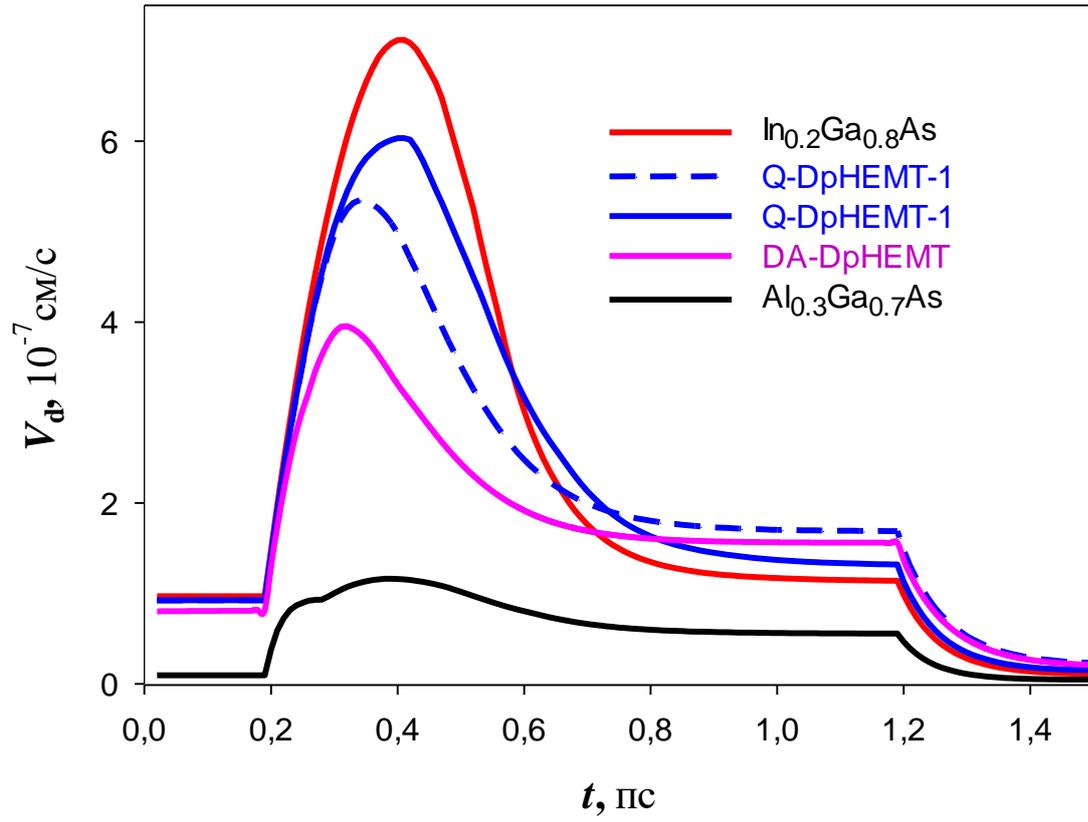
Данный эффект частично позволяет объяснить очень высокие коэффициенты усиления, полученные на разработанной структуре в работах [106,122]. Введение дополнительных цифровых барьеров и уменьшение расстояния между ними увеличивают всплеск дрейфовой скорости электронов.

Рассматриваемые структуры Q-DpHEMT-1 и Q-DpHEMT-2 имеют одну интересную особенность. Для изготовления гетероструктур с достаточно резкими донорно – акцепторными барьерами в дельта слоях должна быть достаточно высокая поверхностная плотность доноров. Для этого слои GaAs матрицы вокруг дельта слоя должны быть достаточно толстыми (не менее 3 монослоёв) иначе, по крайней мере в эксперименте [105], подвижность электронов падала. Это приводит к тому, что в почти идеальной сверхрешётке образуются «зазоры» в которых локализуются электронные состояния (верхние двумерные квантовые подзоны), и связано это не столько с нарушением строгой периодичности, а с увеличением расстояния между барьерами. Для структур Q-DpHEMT-1 и Q-DpHEMT-2 это четвёртый и шестой квантовые уровни. На них электроны жёстко локализованы вне канала в области цифровых барьеров (см. рис.4), а их волновые функции в области канала практически равны 0. Таким образом интеграл перекрытия между ними и волновыми функциями электронов в канале на первых уровнях мал. Соответственно мал и матричный элемент перехода электронов на эти уровни для любых механизмов рассеяния.

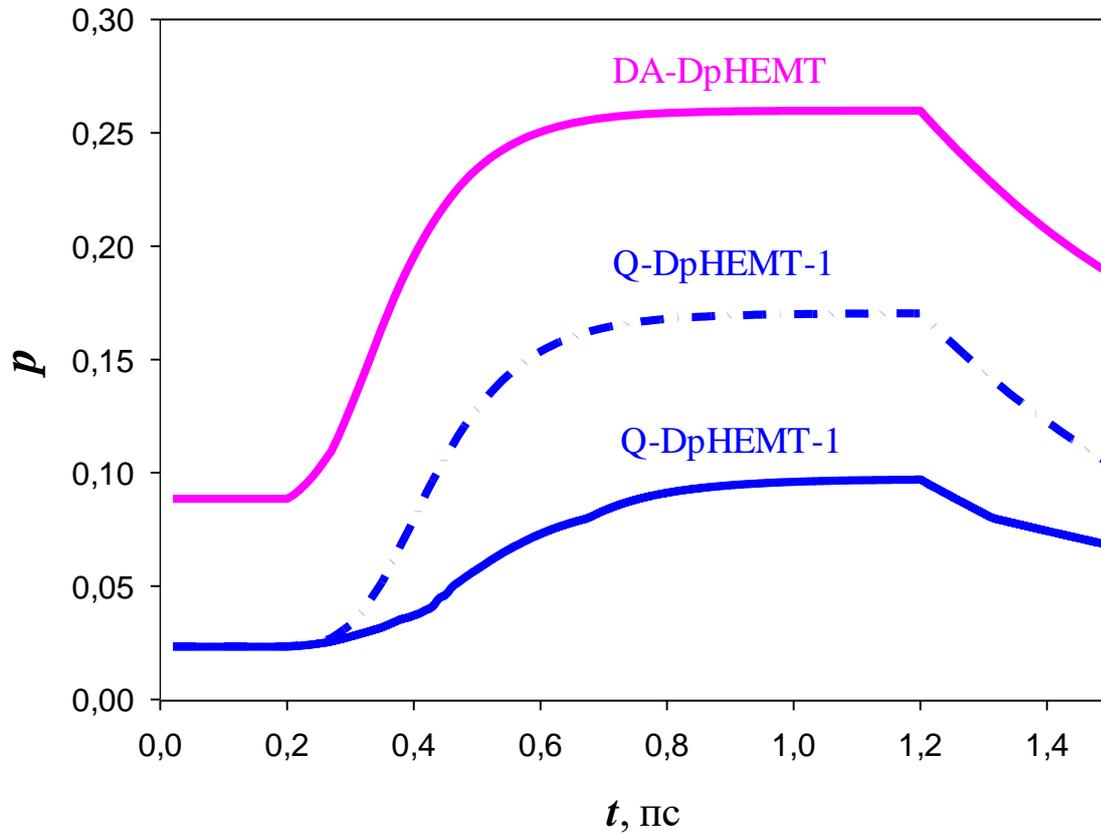
Это должно приводить к ещё одному крайне интересному и полезному для разработки СВЧ транзисторов эффекту. Так как квантовые уровни с локализованными в короткопериодных сверхрешётках *AlAs/GaAs* электронными состояниями находятся довольно высоко, то при движении электронов в слабом

поле в состоянии близком к термодинамическому равновесию с низкой температурой электронного газа эти уровни не заполнены. После влёта электронов под затвор транзистора в область сильного поля за время их пролёта под коротким затвором транзистора мм диапазона длин волн (а этот пролёт является практически баллистическим [55]) электроны на уровни с локализованными в короткопериодных сверхрешетках *AlAs/GaAs* электронными состояниями переходить практически не будут (время пролета небольшое, матричный элемент перехода мал, а значит и вероятность перехода мала). Это в свою очередь должно резко уменьшить вероятность рассеяния в широкозонном материале. Крайне незначительное количество перешедших электронов будет дрейфовать из-под затвора в сильном тянущем продольном поле и не окажет существенного влияния на движение электронов в яме. В дальнейшем эти электроны или непосредственно уйдут в контакт стока, или разогревшись перейдут в канал через другие долины. Это позволит избежать эффект «блокировки» [123], ухудшающий характеристики транзистора.

Результаты расчёта всплеска дрейфовой скорости как с учётом заселенности по всем уровням, так и с учетом этого эффекта (уровни с локализованными состояниями в расчётах просто не учитывались) приведены на рис.3.14 Видно, что в расчете с учётом этого эффекта вероятность нахождения электронов в широкозонном материале значительно уменьшается, а величина всплеска дрейфовой скорости, соответственно, заметно увеличивается. Таким образом, это может быть дополнительным механизмом увеличения рабочих частот в транзисторах на основе структур с цифровыми барьерами.



a)



б)

Рис.3.14 Зависимости а) дрейфовой скорости электронов, б) вероятности их нахождения в широкозонном материале от времени при влёте в область сильного поля для гетероструктуры Q-DpHEMT-1 с учетом (сплошная кривая) и без учета локализованных состояний (пунктирная кривая).

При расчёте гетероструктур, как обычных, так и с цифровыми слоями, общепринята модель резкого гетероперехода и эти представления неоднократно подтверждались экспериментально, например [124]. Однако, для создания строго вертикального барьера требуется бесконечное электрическое поле, что в принципе невозможно. Поэтому можно предположить, что на размерах одного монослоя барьер не является строго вертикальным (граница размыта).

Для барьера толщиной в три монослоя эффект размытия границы барьера в один монослой можно смоделировать за счет снижения высоты барьера и его расширения до четырех монослоёв. Для оценки размытия на два монослоя, что является заведомо предельным случаем, рассматривался барьер шириной в пять монослоёв. При этом, для оценки максимального влияния отклонения границы барьера от вертикальной, высота барьера уменьшалась обратно пропорционально увеличению его ширины. Таким образом, оценка влияния размытия границ барьера на величину всплеска дрейфовой скорости электронов осуществлялась для двух гетероструктур типа Q-DpHEMT-1, но с цифровыми барьерами, толщина которых была увеличена с трех до четырех монослоёв и до пяти монослоёв, Q-DpHEMT-1 4ML и Q-DpHEMT-1 5 ML соответственно.

Результаты расчётов приведены на рис.3.15

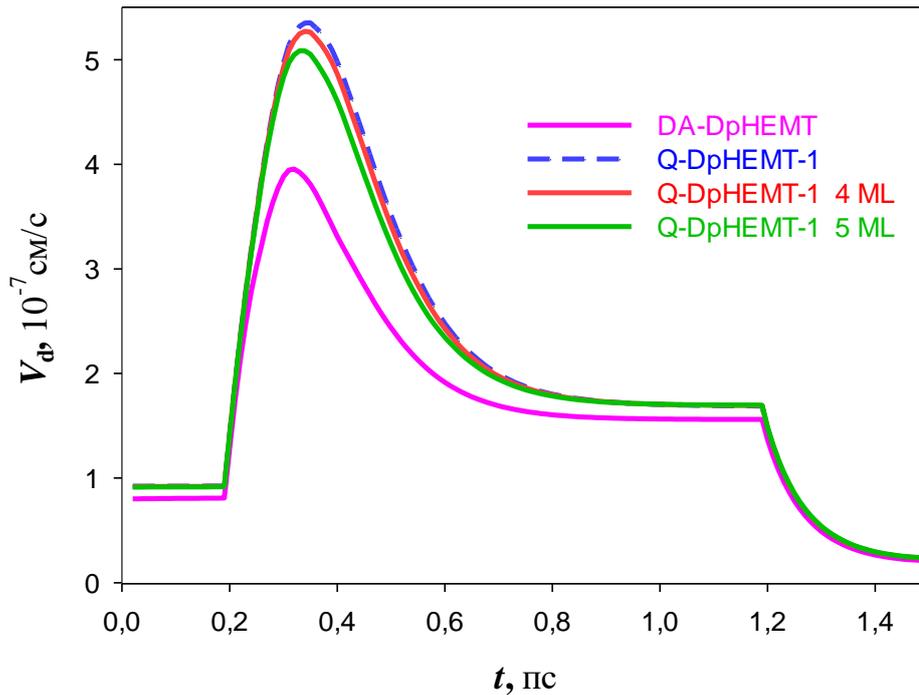


Рис.3.15 Зависимость дрейфовой скорости электронов от времени при влёте в область сильного поля: структура с усреднёнными характеристиками (DA-DpHEMT), Q-DpHEMT-1 4ML с толщиной AlAs в четыре монослоя, Q-DpHEMT-1 5 ML, с толщиной AlAs в пять монослоев (высоты барьеров уменьшены обратнопропорционально их ширине, расчёт без учёта локализованных состояний).

Видно, что увеличение толщины барьеров за счёт размытия с трех даже до пяти монослоёв слабо (около 5 %) уменьшает всплеск дрейфовой скорости электронов, а увеличение до четырех монослоёв в масштабах рисунка вообще практически не видно.

Полученные результаты позволяют предположить, что даже с учётом размытия барьеров модификация гетероструктур цифровыми барьерами на практике будет достаточно эффективна.

Вопрос с большими промежутками между цифровыми барьерами в области донорного легирования может быть решён достаточно простым образом. Дельта слой можно разбить на два, одновременно уменьшив размер GaAs матрицы, например, до двух монослоев с каждой стороны, а между ними вставить барьер – три монослоя AlAs. Если уменьшить расстояние и между другими барьерами до 4

монослоёв GaAs, то получатся практически идеальные короткопериодные сверхрешётки (Q-DpHEMT-3) см. рис. 3.16

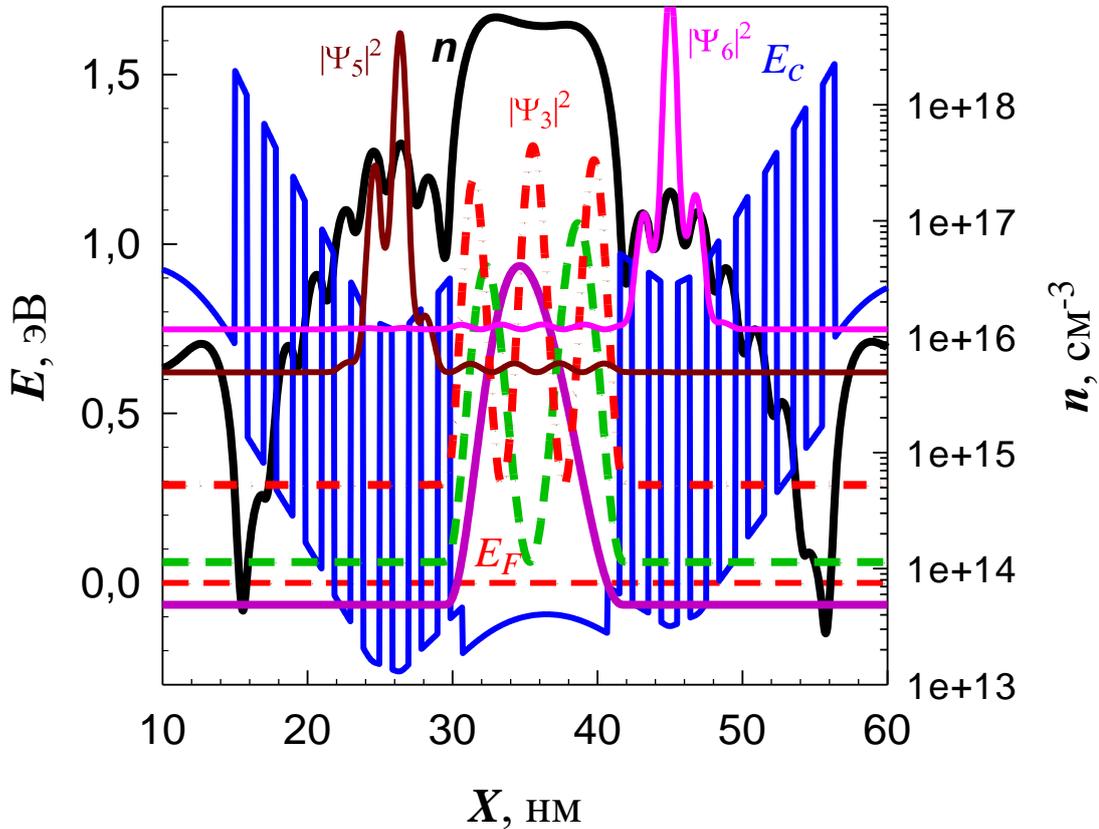


Рис.3.16 Зонная диаграмма структуры с идеальными сверхрешётками (четвертый уровень не показан, чтобы не загромождать рисунок).

В такой структуре электроны локализованы в канале ещё сильнее чем в предыдущей, а существенная делокализация начинается только с пятого уровня с энергией более 0,6 эВ, которая заметно больше энергии междолинного зазора в узкозонном канале.

В результате всплеск дрейфовой скорости в такой структуре см. рис.3.17 как с учётом, так и без учёта локализованных в сверхрешётках состояний заметно растёт по сравнению со всеми рассмотренными ранее случаями и приближается к теоретическому пределу для данной модели – всплеску дрейфовой скорости в объёмном материале канала.

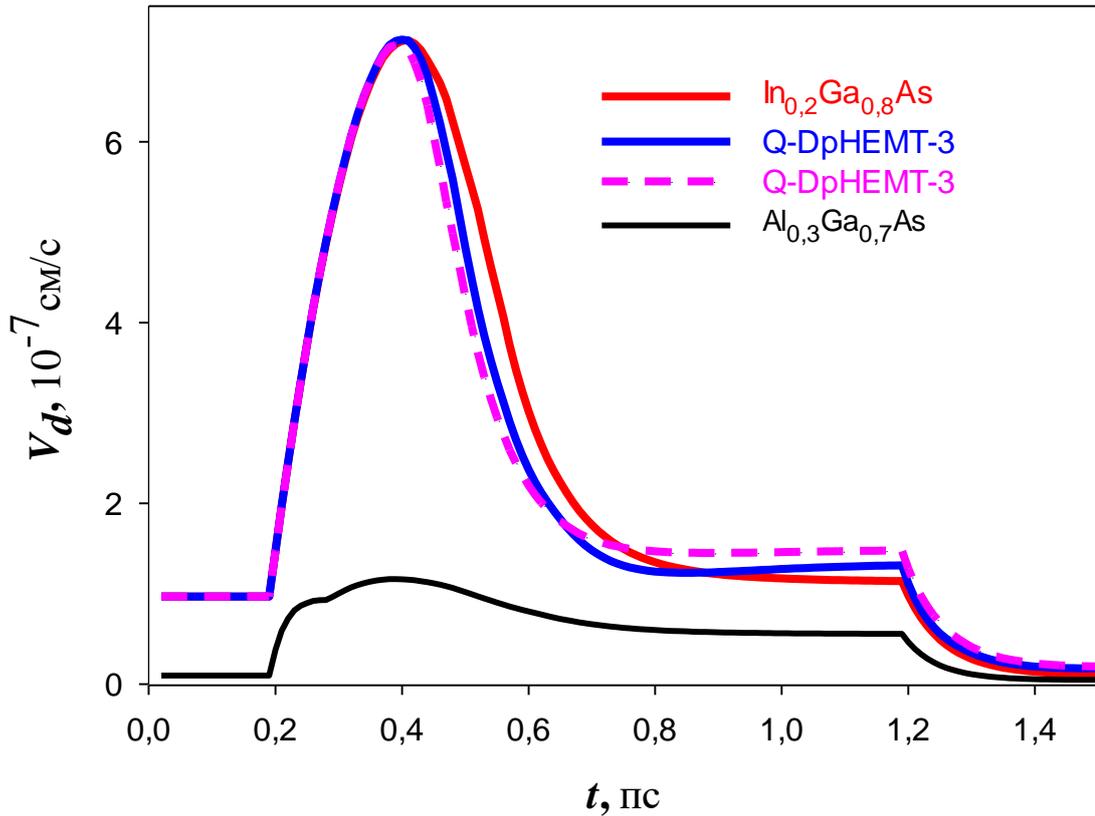


Рис. 3.17 Всплеск дрейфовой скорости электронов в структуре с идеальными сверхрешётками. Q-DpHEMT-3 – расчёт с учётом локализованных состояний сплошная линия, без учёта - пунктир.

Следует отметить ещё одну особенность рассматриваемой структуры Q-DpHEMT-3. Расстояния между заполненными в равновесном состоянии первым ( $E_1 = -0.0646$  мЭв) и вторым ( $E_2 = 0.0617$  мЭв) уровнями, а тем более третьим ( $E_3 = 0.2889$  мЭв) и четвертым ( $E_4 = 0.5798$  мЭв) очень велики, существенно больше энергии оптического фонона. Поэтому данный механизм рассеяния должен быть подавлен. Возможно будут частично подавлены и другие механизмы рассеяния. Это должно дополнительно увеличить всплеск дрейфовой скорости, а значит дополнительно увеличить рабочие частоты полевых транзисторов на основе таких гетероструктур.

Используемая модель позволяет оценивать гетероструктуры по величине всплеска дрейфовой скорости электронов учитывая лишь влияние параметров гетероструктуры на вероятность нахождения электронов в канале. Она не

позволяет учитывать изменение величины всплеска из-за других факторов, как например влияние на рассеяние электронов расстояний между квантовыми подзонами, расстояние от уровня Ферми до верхних долин узкозонного канала, рассеяние на шероховатостях границы и т.д.. Как пример можно привести зависимости всплеска дрейфовой скорости от ширины квантовой ямы в структуре с идеальной решёткой рис.3.18

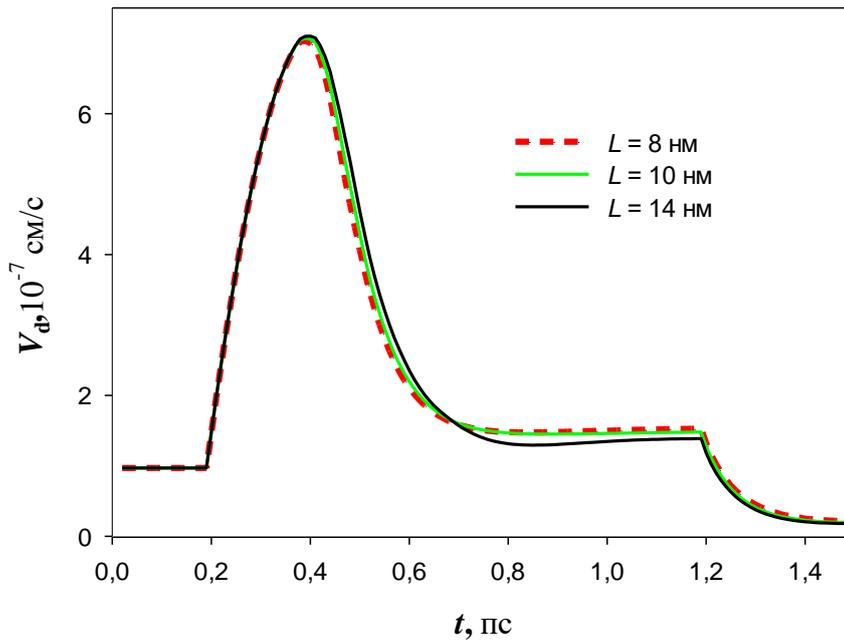


Рис.3.18 Всплеск дрейфовой скорости электронов в структуре с идеальной решёткой и квантовой ямой канала различной ширины. Расчёт без учета локализованных состояний.

Из рисунка видно, что в данной модели от ширины ямы он практически не зависит. С одной стороны – это как бы ещё один большой плюс для структур с цифровыми барьерами. Однако правильно, на данный вопрос может ответить лишь эксперимент или более точный расчёт.

С учётом полученных результатов по всплеску дрейфовой скорости можно сделать следующие элементарные оценки. Экспериментальные транзисторы в [106,122] на частоте 94 ГГц имели малосигнальный коэффициент усиления (MSG) более 9 дБ (аппроксимация измерений до 67 ГГц). При этом транзистор имел пробивное напряжение затвор – сток около 34 В, напряжение перекрытия около 3,5

– 4.0 В. Уменьшение длины затвора с 0.14 – 0.12 мкм до 0.05 мкм с соответствующим утонением структуры должно привести к увеличению коэффициента усиления на 8 – 10 дБ. Оптимизация структуры (за счёт увеличения всплеска дрейфовой скорости под затвором прибора) может дать ещё не менее 3 дБ. Дополнительное увеличение коэффициента усиления (не менее чем на 1 дБ) должна дать отработка технологии формирования контактов и оптимизация топологии транзистора. Переход с 3 мм диапазона длин волн в район 1 мм, в свою очередь должен уменьшить коэффициент усиления примерно на 10 дБ. Даже если предположить, что реальный коэффициент усиления будет вдвое меньше MSG, то в итоге такой прибор может иметь малосигнальный коэффициент усиления не менее 8 – 10 дБ на частоте 300 ГГц, то есть быть, в принципе, вполне работоспособным, как в малосигнальном режиме, так и в режиме большого сигнала.

### **Заключение по главе 3.**

Впервые были изготовлены и исследованы новые DA-DpHEMT мм-диапазона длин волн. Гетероструктура AlGaAs-InGaAs-AlGaAs с донорно-акцепторным легированием вокруг InGaAs канала позволила увеличить концентрацию электронов, их локализацию и дрейфовую скорость. Транзистор с 0.14-мкм T-образным затвором на такой структуре продемонстрировал максимальную удельную плотность тока стока порядка 0.7 А/мм, пробивное напряжение затвор-сток в диапазоне 23-31 В, что соответствует удельной выходной мощности порядка 2 Вт/мм, и MSG более 15 дБ на 40 ГГц и более чем 10 дБ на 67 ГГц,  $f_t = 45$  ГГц и  $f_{max} = 250$  ГГц. Продемонстрировано, что DA-DpHEMT с длиной затвора 0.1 – 0.15 мкм может успешно работать в диапазоне длин волн вплоть до 3-мм. Результаты показывают, что донорно-акцепторное легирование является эффективным способом улучшения характеристик транзисторных гетероструктур, а транзисторы на этих гетероструктурах могут работать даже в субмиллиметровом диапазоне длин волн.

Таким образом, введение цифровых барьеров по краям канала с высокой подвижностью в гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием существенно увеличивает всплеск дрейфовой скорости электронов при влёте их в область сильного поля.

Полученные результаты, в принципе, позволяют ответить на основной вопрос параграфа 3 главы 3. Откуда берется избыточное усиление в транзисторах на разработанной гетероструктуре по сравнению с проведенными ранее оценками. С учётом результатов этих работ и приведенных выше расчётов простые оценки показывают, что при укорочении длины затвора транзистора до 0,05 мкм, оптимизация структур с цифровыми барьерами может позволить транзисторам на их основе работать на частотах вплоть до 300 ГГц при сохранении довольно высоких уровней удельной мощности, в разы превосходящей удельную мощность современных транзисторов с каналом на основе  $In_xGa_{1-x}As$  с высоким молярным содержанием индия.

Полученные результаты показывают, что использование цифровых барьеров в гетероструктурах с донорно – акцепторным легированием является весьма эффективным способом улучшения транзисторных гетероструктур.

Теоретически продемонстрировано, что при введении цифровых барьеров в селективно легированные донорами и акцепторами AlGaAs/InGaAs/GaAs гетероструктуры с двумерным электронным газом проявляются два новых квантовых эффекта, оказывающих существенное положительное влияние на транспортные характеристики структур в сильном электрическом поле. Во-первых, локализация горячих электронов в квантовой яме даже в условиях термодинамического равновесия оказывается заметно сильнее, чем в структурах без цифровых барьеров. Это приводит к заметному снижению рассеяния в барьерах квантовой ямы, что в свою очередь ведёт к заметному (до 50 %) росту всплеска дрейфовой скорости электронов при их влёте в область сильного поля. Во-вторых, локализация электронных состояний на некоторых возбужденных квантовых уровнях внутри области цифровых барьеров вблизи квантовой ямы может приводить к тому, что за время пролёта горячих электронов через область сильного

поля, они не будут успевать переходить на данные уровни. Вероятность нахождения электронов вне канала с высокой подвижностью, будет снижаться, что в свою очередь приводит к дополнительному существенному увеличению всплеска дрейфовой скорости.

Оптимизация гетероструктур приводит к дальнейшему росту всплеска дрейфовой скорости, приближая его к теоретическому для рассматриваемой модели пределу – всплеску дрейфовой скорости в объёмном материале квантовой ямы.

Приборы на таких структурах могут иметь коэффициент усиления до двух раз выше, при сохранении неизменными других высоких параметров, например, удельной мощности. Полевые транзисторы на таких структурах по ряду параметров могут составить достойную конкуренцию приборам на основе нитрида галлия и приборам транзисторов с каналом на основе  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с высоким молярным содержанием индия особенно в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн.

## **ГЛАВА 4. ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ОБРАЩЕННЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР С ДОНОРНО-АКЦЕПТОРНЫМ ЛЕГИРОВАНИЕМ И ЦИФРОВЫМИ БАРЬЕРАМИ В ТРАНЗИСТОРАХ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН.**

Постоянный рост потоков информации требует увеличения пропускной способности каналов связи и соответственно увеличения рабочих частот приёма и передачи. В настоящее время активно разрабатывается 6G стандарт связи являющийся будущим мобильных сетевых технологий, которые должны иметь уникальные характеристики, такие как скорость передачи данных выше 1 Гбит/с, рабочие частоты в районе 300 ГГц, обеспечивающие высокое качество видеосвязи, мультимедийное потоковое вещание высокого разрешения, HDTV и т.д., что делает эти технологии отличными от всех ныне существующих мобильных технологий. Начавшаяся революция в коммуникационных системах способствует разработке транзисторов и интегральных схем мм-диапазона. Жесткие ограничения по размеру, энергопотреблению, стоимости устройств, требуют достаточно мощных, долговечных, и желательно, дешёвых усилителей мощности способных работать на столь высоких частотах. Это в свою очередь накладывает очень жёсткие требования на используемые в этих усилителях транзисторы.

Транзистор не должен иметь затвор менее 0.05 мкм ввиду резкого увеличения его стоимости с дальнейшим уменьшением длины затвора. При этом он должен иметь выходную мощность на уровне десятков милливатт, а значит достаточно высокую поверхностную плотность электронов и пробивные напряжения. С другой стороны, для уменьшения размеров и упрощения схемы, а соответственно уменьшения стоимости, при таком длинном затворе транзистор должен иметь достаточно высокий коэффициент усиления, а значит высокую подвижность как холодных, так и горячих электронов.

Если комплексно рассматривать этот вопрос, то для решения подобных проблем лучше всего подходят транзисторы с высокой подвижностью электронов (HEMT) на основе гетероструктур группы полупроводников  $A^{III}B^V$  с двумерным

электронным газом (ДЭГ) ввиду широкого диапазона их рабочих частот, высокой выходной мощности, эффективности и линейности [73], [80]. Однако по всему комплексу требований ни один из разработанных на настоящее время приборов не отвечает приведённому выше списку требований.

На более низких частотах продвижение мощных полупроводниковых приборов в миллиметровый диапазон длин волн, в основном, связано с совершенствованием эпитаксиальных технологий нитрида галлия. НЕМТ на основе GaN являются неоспоримыми лидерами среди высокоомощных транзисторов в диапазоне от 3 см до нескольких мм [72,88–90]. Главными преимуществами этих транзисторов являются высокая удельная мощность и высокое напряжение пробоя, а также сравнимые с GaAs-транзисторами показатели коэффициента усиления и коэффициента шума. Однако в настоящее время промышленное применение таких приборов на частотах заметно выше 100 ГГц как с теоретической [56], так и с практической точки зрения [72], пока выглядит достаточно проблематичным. А на текущий момент, из-за принципиальных ограничений GaN- НЕМТ сравнимы с GaAs-транзисторами только на частотах порядка 150 ГГц [73]. Более того [87], велика вероятность, что данные приборы в промышленном исполнении без использования принципиально новых технических решений дошли до своих предельных рабочих частот. Таким образом, для частот порядка 300 ГГц они явно не отвечают нужным требованиям. Поэтому при изготовлении полевых транзисторов и усилителей на их основе для работы на длинах волн менее 2 мм, в основном, используются гетероструктуры на основе метаморфных и фосфид индиевых подложек [20,80, 91 – 94] с узкозонным каналом на основе  $In_xGa_{1-x}As$  с молярным содержанием  $In$   $x = 0,8$  и выше. По усилительным характеристикам транзисторы на таких структурах в настоящее время не имеют конкурентов, однако узкая запрещённая зона канала приводит к низким пробивным напряжениям, а соответственно малым удельным выходным мощностям.

Однако, если без использования принципиально новых подходов, дальнейшее продвижение вверх по рабочим частотам GaN транзисторов выглядит достаточно проблематичным [56,72,87], то для приборов на арсенид галлиевых и

фосфид индиевых подложках есть два принципиальных способа улучшения СВЧ характеристик – использование донорно-акцепторного легирования (рис.1.2а) и введения по краям узкозонного канала гетероструктуры цифровых барьеров.

Донорно-акцепторное легирование [95], позволило: как резко увеличить выходную мощность транзисторов на основе псевдоморфных гетероструктур, так и существенно продвинуться вверх по частотному диапазону [37,38,96]. Основано оно на использовании нового типа гетероструктур со вспомогательными слоями, легированными акцепторами, расположенными позади донорных дельта-слоев по обе стороны от InGaAs канала (DA-DpHEMT). Сформированные таким образом области пространственного заряда создают высокие и резкие потенциальные барьеры вплоть до одного электрон-вольта вокруг канала транзистора (рис.1), что увеличивает локализацию электронов и их дрейфовую скорость [15,57,97].

Использование цифровых барьеров предполагает введение по краям узкозонного канала решёток из тонких (толщиной всего несколько атомных слоёв) барьеров AlAs рис.3.12. Такие барьеры совместно с донорно-акцепторным легированием локализуют горячие электроны в канале гораздо эффективней, чем обычные гетеропереходы на основе тройных соединений с той же, или даже большей мольной долей алюминия [106, 121]. Сильная локализация электронов в канале и появление специфических состояний, на которые не переходят электроны, локализованные в сверхрешётках по краям канала, приводят к тому, что всплеск дрейфовой скорости электронов в таких гетероструктурах приближается к величине всплеска в чистом объёмном узкозонном материале канала. Следует отметить, что близкая идея позволила существенно увеличить подвижность электронов в традиционных гетероструктурах [102].

Цифровые барьеры позволяют сделать ещё один шаг к дальнейшему увеличению рабочих частот транзисторов – уменьшить расстояние затвор-канал за счет использования обращенных гетероструктур [119].

Несмотря на достаточно долгую историю успешных разработок гетероструктур с селективным легированием [16-18], полевые транзисторы с высокой подвижностью электронов (HEMT) на их основе до сих пор продолжают

демонстрировать рекордные характеристики [20-22]. За это время было создано большое число конструкций, отличающихся как набором слоёв, так и их составом, и способом легирования. Однако при промышленном производстве транзисторов обычно используют два основных типа гетероструктур: для малошумящих приборов – структуры с односторонним расположением  $\delta$ -слоя донорной примеси относительно канала, для мощных – с двусторонним (рис.1.1 а,б)

Однако, хотя транзисторы на гетероструктурах с селективным легированием по традиции часто называют транзисторами с двумерным электронным газом, до последнего времени их преимущество перед приборами с объёмным легированием канала практически полностью определялось только тем, что в них электроны с высокой объёмной концентрацией имели возможность дрейфа в нелегированном слое канала с высокой слабополевой подвижностью электронов (соответственно, с большим всплеском их дрейфовой скорости под затвором). При этом влияние размерного квантования на дрейф электронов было незначительно [19], так как электроны под затвором транзистора быстро разогреваются и попадают в слои, выращенные выше и ниже канала. По этой причине электроны после разогрева занимают диапазон энергий, где расстояние между уровнями составляет единицы мэВ, то есть по сути дела, оказываются в области практически непрерывного спектра. Лишь с появлением гетероструктур с донорно – акцепторным легированием (DA-DpHEMT) [36,95] появилась возможность усиления влияния размерно-квантовых эффектов на перенос в канале транзистора [37]. В этих структурах использовалось двустороннее расположение  $\delta$ -слоев донорной примеси относительно канала и формировались достаточно высокие *pin* -потенциальные барьеры (рис.1.2), введение которых привело к тому, что практически весь спектр электронов в квантовой яме (КЯ) канала оказался квантован.

#### **§4.1 Попытки разработки обращённых структур.**

Ещё одним типом структур, в которых могли проявляться квантовые эффекты при работе полевых транзисторов, были обращённые гетероструктуры с селективным легированием [7,24], главная особенность которых, в отличие от

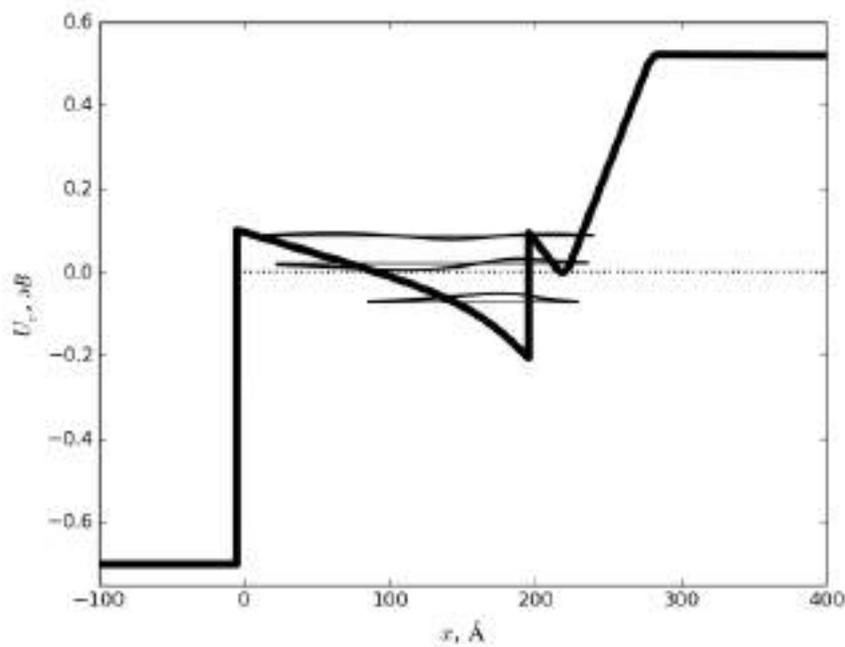
традиционных структур [25-27], – сужение, а не расширение квантовой ямы при увеличении напряжения на затворе [28], а соответственно увеличение, а не уменьшение энергии между минимумами размерно-квантованных подзон. Однако, к сожалению, при использовании в полевых транзисторах такая конструкция имеет существенный недостаток. В ней электроны из слоя канала при разогреве попадают в область по существу ничем не ограниченного по толщине слоя широкозонного материала с высокой интенсивностью рассеяния, что должно приводить к интенсивному рассеянию и падению подвижности электронов в сильных полях. Однако, проблема интенсивного поперечного пространственного переноса электронов, а соответственно усиления интенсивности рассеяния в сильных полях, по аналогии с DA-DpHEMT транзисторами может быть достаточно просто решена – путем создания дополнительного *pin* – потенциального барьера ниже слоя канала и вставки широкозонного слоя AlAs, формирующего потенциальный барьер над слоем канала (рис.1.2 (б)).

Такая конструкция может иметь ряд существенных преимуществ перед обычной, особенно при работе транзисторов в коротковолновой части мм и ТГц диапазонах длин волн. Во-первых, она позволяет существенно приблизить квантовую яму к затвору, то есть, как уменьшить затворные краевые эффекты, так и заметно увеличить крутизну транзистора, что соответственно сильно уменьшит влияние паразитных элементов [32,33]. Во-вторых, даже в обычных DA-DpHEMT структурах расстояние между всеми уровнями размерного квантования заметно превышает энергию оптического фона в *InGaAs* ( $\hbar\omega_{ph}\approx 35\text{мэВ}$ ) [36], что возможно и ведет к заметному уменьшению вероятности рассеяния горячих электронов, а соответственно росту всплеска дрейфовой скорости электронов под затвором, к увеличению быстродействия и коэффициента усиления таких приборов [37]. В обращённой структуре с верхним AlAs барьером и с нижним *pin* – барьером затвор сильнее приближен к слою канала, квантовая яма более узкая, поэтому такая структура более перспективна для увеличения быстродействия, коэффициента усиления, снижения шумов. Для конструирования таких структур, а тем более для корректного описания полевых транзисторов на их основе и моделирования в них

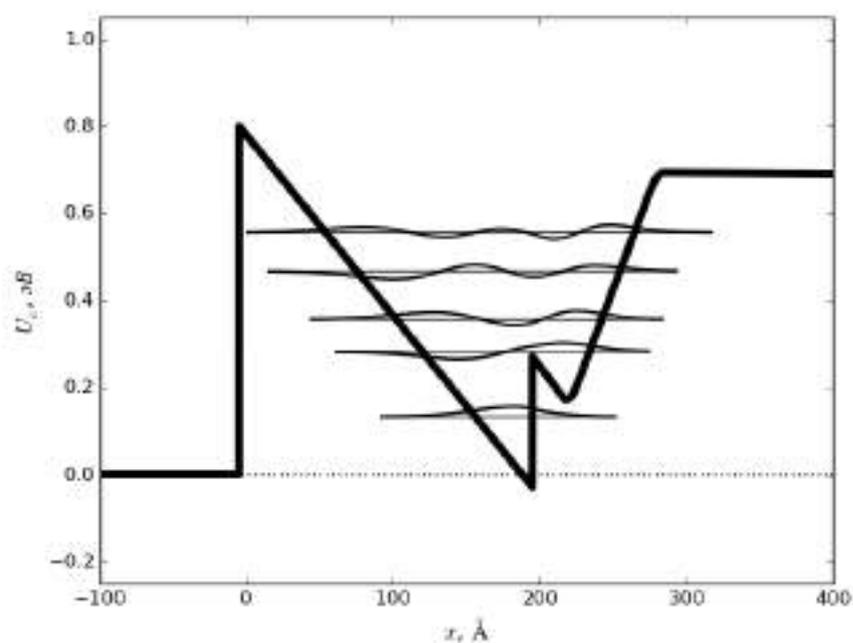
транспорта электронов, вероятности всех механизмов рассеяния необходимо рассчитывать с реальными волновыми функциями электронов в квантовых ямах, для чего в свою очередь надо знать распределение электронов в ямах с учётом квантования. Первые шаги в этом направлении уже делаются [71]. На этом пути есть определённые трудности, как в плане учета всех существенных механизмов рассеяния [125-127], так и в плане построения модели. Пока остается не выясненным, достаточно ли использовать классическое кинетическое уравнение, а все особенности, связанные с сильным размерным квантованием, учесть в выражении для вероятности рассеяния, или же приемлемую точность может обеспечить только более сложная и строгая квантовая модель. В принципе, на первом этапе исследований много полезной информации можно получить и из исследований энергетического спектра и распределения электронной плотности в квантовых ямах различных профилей с учетом приложенного к полупроводниковой структуре напряжения [31, 34].

#### **§4.2 Электронные уровни в обращённых гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием.**

Как отмечалось выше, одним из главных преимуществ обращённых структур по сравнению с обычными является возможность приблизить канал транзистора к затвору. Однако, если делать это напрямую, сильно уменьшая толщину канала и не предпринимая дополнительных мер, то могут возникнуть определённые проблемы. На рис.4.1 приведены зонные диаграммы простейшего варианта обращённой структуры при нулевом и положительном смещении на затворе. Здесь уровень Ферми в полупроводнике соответствует нулевой отметке. По сути дела, рассматривается транзистор с очень длинным затвором (чтобы можно было пренебречь краевыми эффектами) с нулевым потенциалом электродов истока и стока.



а)



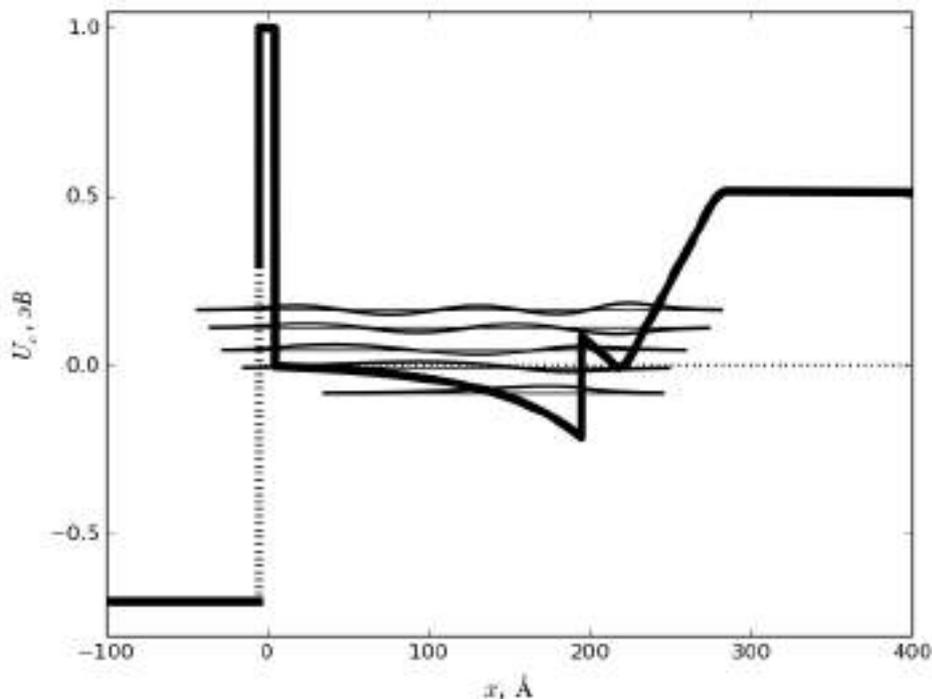
б)

Рис.4.1 Зонная диаграмма рассматриваемой структуры при напряжении на затворе: а) +0.7 В б) 0.0 В (высота барьера Шоттки 0.8 В)

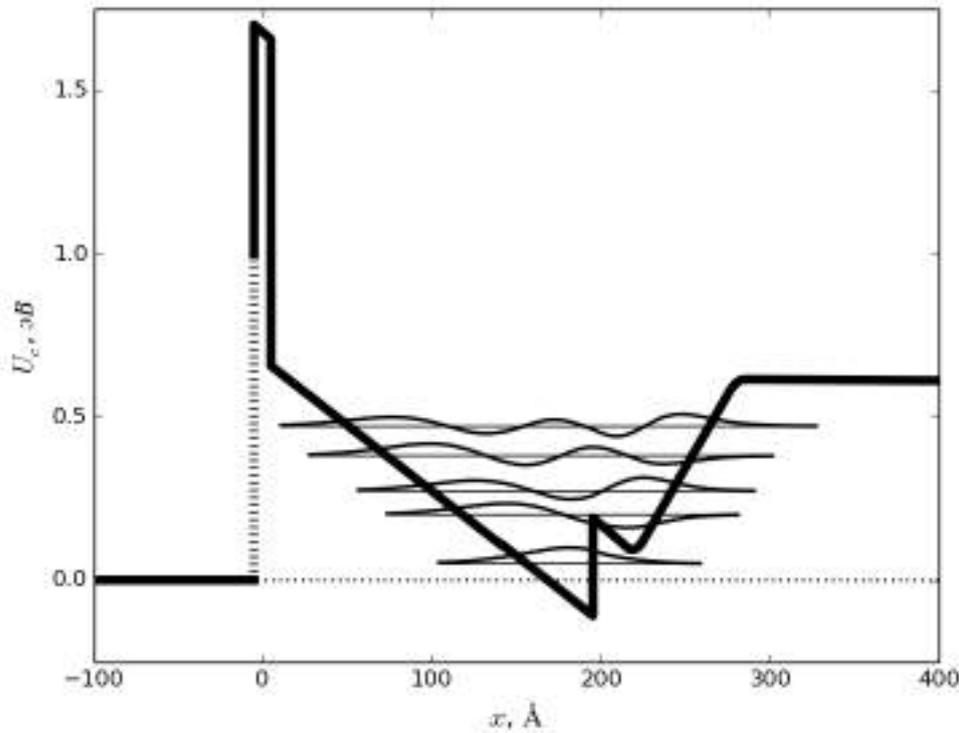
Обычно [32, 33] при рассмотрении обращённых структур квантовая яма рассматривается практически как треугольная, однако видно, что при данных параметрах структуры и положительных смещениях на затворе поле

пространственного заряда сильно меняет форму ямы, яма расширяется и уровни сближаются. Видно также, что при потенциале на затворе, равном  $+0.7$  В, третий квантовый уровень, расположенный совсем недалеко от второго как раз попадает на дно зоны проводимости на границе с металлом. Таким образом в такой структуре даже при самом минимальном разогреве электронов начнутся интенсивные переходы из полупроводника в металл. В то же время для исследования рабочих режимов полевых транзисторов основной интерес представляют только те ситуации, когда электроны локализованы в яме и не могут свободно переходить в металл и обратно. В принципе, разработанная модель позволяет провести расчёт с непрерывным спектром электронов (как бы металлом) при  $x < 0$ , однако в работающем транзисторе вообще говоря не совсем понятно чему это соответствует.

В то же время, как отмечалось выше, избежать проблемы ухода электронов в затвор можно введя высокий тонкий барьер.



a)



б)

Рис.4.2 Зонная диаграмма рассматриваемой структуры при напряжении на затворе: а) +07 В б) 0.0 В, (высота барьера Шоттки 1 В)

Зонные диаграммы и положение уровней размерного квантования для такой структуры при различных напряжениях на затворе приведены на рис.4.2. Видно, что для такой структуры при положительных смещениях на затворе введение даже тонкого достаточно высокого барьера заметно меняет как форму ямы на границе гетероперехода, так и положение уровней.

Для двух таких (по существу модельных) простейших обращенных структур с донорно – акцепторным легированием с различными толщинами канала на рис. 4.3 приведены графики зависимостей поверхностной плотности электронов и её производной (по существу удельной ёмкости затвора) при одинаковой разнице поверхностной плотности доноров и акцепторов равной  $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  ( $n_s^D = 9 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ,  $n_s^A = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ). Высота барьера Шоттки на границе с металлом ( $x=0$ ) бралась равной -1 В [128].

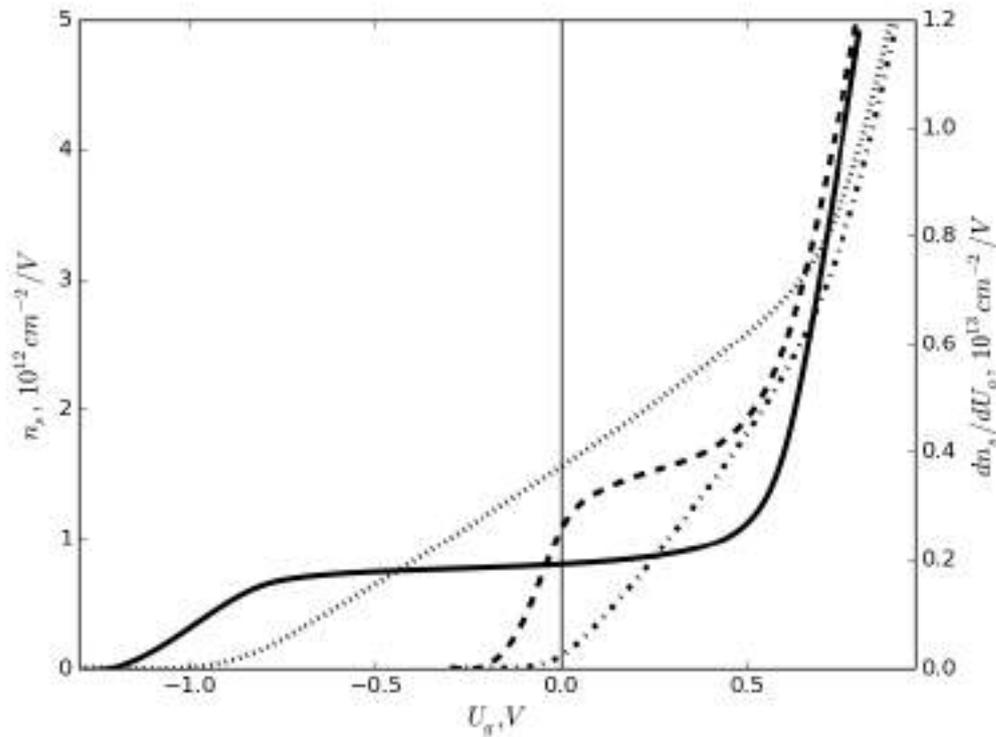


Рис.4.3 Зависимость поверхностной плотности электронов и её производной для двух обращённых структур разной толщины  $dn_s/dU_g$ : (—)  $N = 400 \text{ \AA}$ , (---)  $N = 200 \text{ \AA}$ ,  $n_s$  (•••••)  $N = 400 \text{ \AA}$ , (• I • I • I •)  $N = 200 \text{ \AA}$

Из рисунка видно, что при потенциале на затворе, равном  $+0.7 \text{ В}$ , второй квантовый уровень оказывается вблизи уровня Ферми, что ведет к резкому увеличению поверхностной плотности электронов в квантовой яме.

Как раз на рис.4.3 этому соответствует резкий перегиб на графике зависимости  $dn_s/dU_g$  от напряжения на затворе. Второй резкий перегиб с последующим падением до нуля начинается, когда с увеличением отрицательного напряжения на затворе первый квантовый уровень пересекает уровень Ферми и поднимается над ним примерно на  $kT$ . Как отмечалось ранее, расстояние между уровнями размерного квантования с увеличением напряжения на затворе (перекрытием канала), а как раз эти режимы особенно интересны для малошумящих транзисторов, тоже сильно увеличивается (рис.4.2 см подробнее [34]).

В данных структурах разность поверхностной плотности доноров и акцепторов в дельта слоях составляет величину  $n_s^D - n_s^A = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Так как на

линейном участке зависимости  $n_s(U_g)$  поверхностная плотность электронов для более тонкого канала гораздо меньше этой (рис.4.3) , то для данной структуры суммарная поверхностная концентрация электронов явно является избыточной, а для при толщине слоя узкозонного материала толщиной около 400 Å по видимому близко к оптимальному. Из рис.4.2 также сразу видно, что при отсутствии донорно – акцепторного потенциального барьера горячие электроны со второго уровня должны интенсивно уходить ещё и в широкозонный материал со стороны подложки.

В данном расчёте рассматривался простейший вариант изоляции затвора – один высокий и тонкий потенциальный барьер на границе с металлом.

Еще более привлекательной (и более технологичной) выглядит идея составного барьера: например в структуре, после ямы вставить тонкий спейсер  $Al_xGa_{1-x}As$  с мольной долей алюминия  $x$  менее 0.4, а затем высокий барьер из чистого  $AlAs$ . Спейсер нужен для увеличения подвижности электронов в яме, а высокий барьер – как основной изолятор контакта от ямы. На первый взгляд, из-за инверсии долин в  $Al_xGa_{1-x}As$  при  $x > 0.4$ , такая конструкция вызывает определённые вопросы, в плане эффективности однако, в большинстве рабочих режимов в барьере будет еще и дополнительное довольно сильное электрическое поле (рис. 4.2), которое будет выталкивать электроны обратно в квантовую яму. Надо отметить, что если делать обращенную структуру без донорно – акцепторного легирования, а использовать для предотвращения ухода горячих электронов в подложку только гетеробарьеры, то из-за отсутствия сильного электрического поля со стороны подложки такая конструкция скорее всего не будет эффективной. Однако в принципе дополнительный  $AlAs$  барьер можно встроить в донорно–акцепторный барьер сразу после  $\delta n$  слоя.

Главной особенностью обращённых структур (см. также рис. 4.3) оказывается линейность характеристики  $(dn_s/dU_g)$  в широком диапазоне изменения напряжений на затворе. Такое поведение также может служить предпосылкой к постоянству крутизны транзистора  $(g_m=dI_d/dU_g)$  на основе таких структур. Здесь  $I_d$  – ток стока полевого транзистора. Постоянство этих двух параметров, в свою

очередь, дает существенные преимущества при разработке высокочастотных транзисторов средней и малой мощности с пониженным уровнем амплитудных и фазовых шумов [129,130] и повышенной линейностью. Естественно, краевые эффекты и особенности нелокального разогрева электронов могут существенно изменить эту картину, причём как в сторону увеличения линейности, так и в сторону её уменьшения [31,34].

Как отмечалось выше, расстояния между квантовыми уровнями в такой гетероструктуре оказываются даже больше, чем в двойных структурах с донорно–акцепторным легированием [34,36], что в принципе может приводить к существенному падению интенсивности рассеяния горячих электронов, а, соответственно, росту дрейфовой скорости электронов под затвором и быстродействия полевых транзисторов [23], что в свою очередь открывает новые перспективы использования таких гетероструктур в полевых транзисторах субмиллиметрового диапазона длин волн. Уточнить величину этих эффектов можно в результате расчёта вероятности рассеяния горячих электронов с учётом размерного квантования поперечной компоненты импульса электронов. Однако, как уже говорилось, достаточно корректный расчёт выглядит пока весьма проблематичным. Поэтому в настоящее время наибольший интерес представляют как результаты экспериментальных измерений полевой зависимости дрейфовой скорости электронов в таких структурах, так и непосредственные эксперименты по изготовлению полевых транзисторов на их основе.

#### **§4.3 Всплеск дрейфовой скорости в обращенных ГСЛ.**

Динамика электронов в обращённых структурах и обращённых структурах с донорно-акцепторным легированием исследовалась в работах [15, 57]

На рис. 4.4 приведены зависимости от времени дрейфовой скорости электронов и вероятности нахождения электронов в широкозонном материале для трех типов классических НЕМТ структур (рис. 1.1) и структуры в DA-DpHEMT исполнении (рис. 1.2(a)).

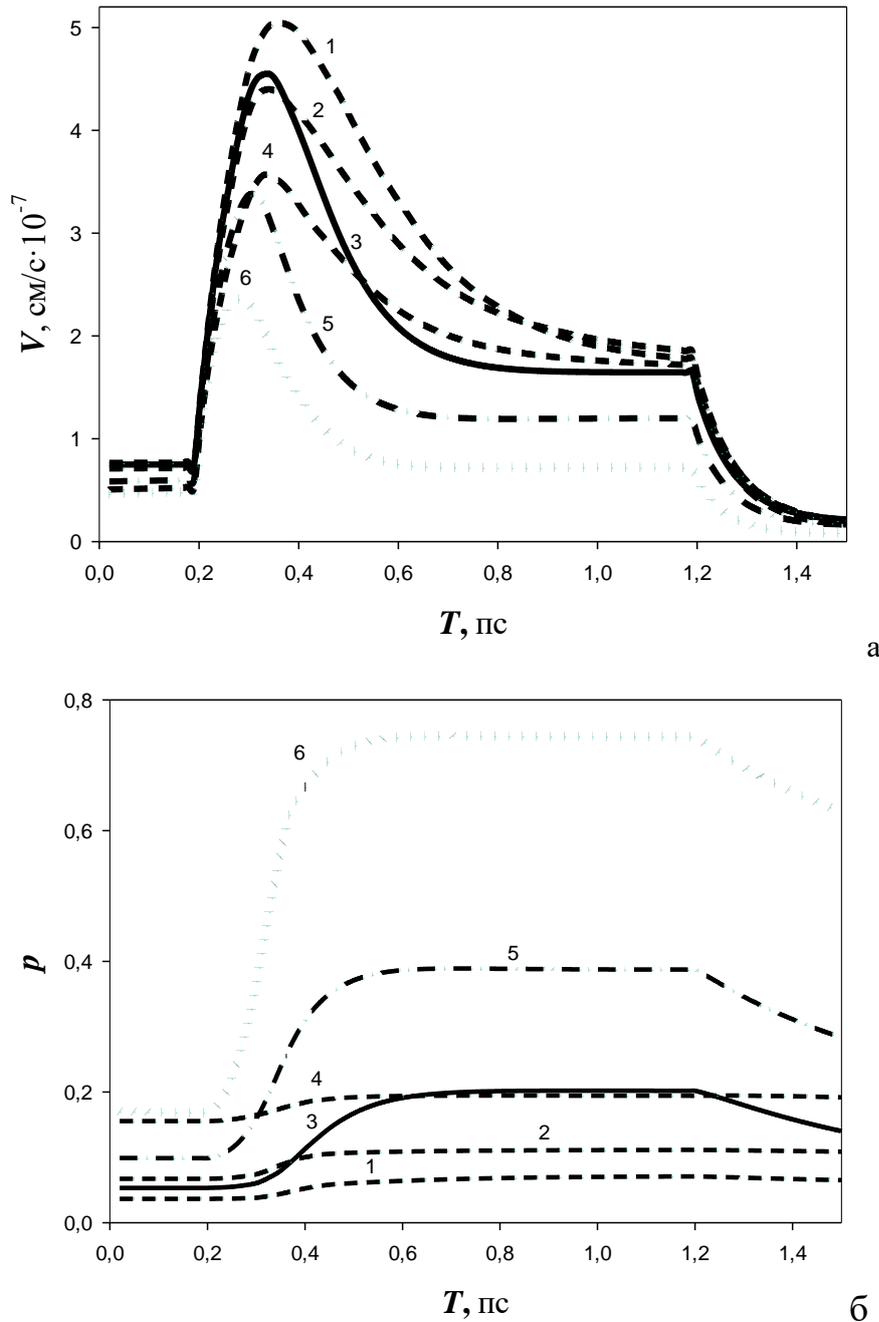


Рис.4.4 Зависимость от времени: (а) - дрейфовой скорости электронов, (б) - вероятности их нахождения в широкозонном материале. Прямая рНЕМТ структура напряжение на затворе 1 –  $U_g = -0.5\text{В}$ , 2 –  $U_g = 0$ , 4 –  $U_g = 0.5\text{В}$ , 3 – DA-DpНЕМТ структура  $U_g = 0$ , 5 – DpНЕМТ - структура  $U_g = 0$ , 6 – обращённая рНЕМТ структура  $U_g = 0$ .

В этих структурах задавалось: расстояние от затвора до канала  $350\text{Å}$ , толщины спейсеров  $20\text{Å}$ , ширина квантовой ямы канала в структурах с двусторонним легированием  $170\text{Å}$ . Классические НЕМТ структуры предполагались  $\delta$ -легированными с поверхностной концентрацией доноров  $n_s = 2 \cdot 10^{12}\text{ см}^{-2}$  в каждом  $\delta$ -слое.

Для симметричных DA-DpHEMT структур с поверхностной плотностью акцепторов  $p_s = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , поверхностная плотность доноров в дельта слоях задавалась одинаковой и равной  $n_s = 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  в каждом  $\delta$ -слое. При этом задавалась такая же величина поверхностной плотности электронов в структуре  $n_s = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , как и в случае безакцепторного легирования. Расстояние между  $\delta$ -слоем доноров и соседним слоем акцепторов составляло  $50 \text{ \AA}$ . Результаты расчётов при увеличении этого расстояния до  $100 \text{ \AA}$  отличались незначительно – приобретенная энергия электронов для используемых амплитуд электрического поля остается меньше глубины КЯ в DA-DpHEMT структуре. Незначительно изменялись результаты для DA-DpHEMT структур и при изменении поверхностной плотности электронов в структуре в пределах  $(2 \div 6) 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . По-видимому, это связано как с достаточно большой глубиной КЯ всей структуры, так и с тем, что в данной модели рассеяние на примеси описывается достаточно грубо – только параметрами слоя, сильно легированного широкозонного материала. Данный результат показывает возможность существенного (в 2 и более раз) увеличения поверхностной плотности электронов практически с сохранением величины и формы всплеска дрейфовой скорости, как следствие, возможность существенного увеличения удельной выходной мощности DA-DpHEMT полевых транзисторов.

Как и предполагалось, минимальный как по амплитуде, так и по длительности всплеск дрейфовой скорости наблюдался в обращённой гетероструктуре. В такой структуре около 70% электронов при разогреве в сильном электрическом поле переходят из канала в широкозонный слой  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  рис.4.4(б). Таким образом, расчет показал, что в классических обращенных структурах средняя дрейфовая скорость под затвором транзисторов должна быть в разы меньше средней дрейфовой скорости в других типах структур. Это приводит к уменьшению максимальной частоты усиления по току  $f_t$  и как следствие, уменьшает почти на порядок коэффициента усиления  $K$ , ( $K \sim f_t^2$ ) и может

объяснить многочисленные неудачи при работе с традиционным вариантом конструкции обращенных структур (рис. 1.1(б)).

По видам зависимостей  $V(t)$  следует отметить существенное количественное отличие между обращенной рНЕМТ структурой и DrНЕМТ структурой (структурой с двухсторонним обогащением канала электронами). При внешней схожести ситуаций (и там и там горячие электроны почти свободно уходят в сторону подложки), вероятность нахождения электронов в широкозонном материале обращенной структуры оказывается почти вдвое больше. Поэтому по величине всплеска, а значит и по средней дрейфовой скорости электронов под затвором, обращенная гетероструктура металл –  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  –  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  намного хуже, чем обычная DrНЕМТ структура. По сути дела, из-за сильного поперечного пространственного переноса обращенная рНЕМТ структура металл –  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  –  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  по всплеску дрейфовой скорости занимает промежуточное положение между прямой рНЕМТ – структурой и объёмным  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ . Малость всплеска в обращенной структуре можно объяснить сужением квантовой ямы и подъёмом квантовых уровней при увеличении обратного смещения на затворе, что дает усиление интенсивности поперечного переноса электронов из канала в широкозонный материал.

Наибольшую величину всплеска в рамках данной модели демонстрирует прямая рНЕМТ структура рис.1.1 (а) с односторонним относительно слоя канала легированием, особенно при увеличении обратного смещения на затворе. В других типах структур зависимость величины и формы всплеска от напряжения на затворе существенно меньше. Это вполне объяснимо, так как в прямой структуре с ростом прямого смещения на затворе квантовая яма расширяется, размерно-квантовые уровни опускаются, переход горячих электронов в широкозонный слой ослабевает. Поэтому вероятность их нахождения в слое  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  оказывается очень низкой – заметно ниже, чем в других структурах.

В DrНЕМТ структурах мощных транзисторов с двусторонним, относительно слоя канала, легированием, введение в локализирующих барьерах DA-легирования существенно увеличивает глубину КЯ структуры рис. 1.2(а). Это усиливает

локализацию электронов в канале и существенно увеличивает величину и длительность всплеска дрейфовой скорости, делая их существенно больше, чем в обычных (см. рис. 1.1 в) DpHEMT-структурах.

Сравнивая между собой различные гетероструктуры, надо учитывать, для какого типа транзисторов они предназначены. Малошумящие транзисторы обычно работают в условиях подачи на затвор относительно больших обратных смещений. Для такого режима работы характерен большой всплеск дрейфовой скорости. Для мощных полевых транзисторов всё меняется. Преимущество прямых структур по всплеску дрейфовой при большом положительном потенциале на затворе, а именно этот режим определяет максимальный ток стока – одну из главных характеристик мощного транзистора, существенно скромнее: что-то среднее между всплеском в pHEMT и DA pHEMT.

Если в DpHEMT структурах введение донорно – акцепторного легирования существенно, примерно в 1,5 раза, увеличивает среднюю дрейфовую скорость электронов под затвором транзистора, то в обращённых структурах происходит качественное улучшение.

Как отмечалось выше, по величине всплеска обращённая гетероструктура металл –  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As} - \text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  оказывается намного хуже, чем прямая pHEMT структура с контактом Шоттки. По-видимому, это как раз и связано с сужением квантовой ямы и подъёмом уровней в ней при увеличении обратного смещения на затворе и интенсивным переходом электронов из канала в широкозонный слой.

Для структуры металл –  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As} - \text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$  (см. рис.4.5) картина несколько другая – из – за большего перепада дна зоны проводимости на гетерограницах слоя канала, всплеск дрейфовой скорости электронов довольно велик и даже несколько больше, чем в DpHEMT структуре, но происходит на меньших временах. Такая обращенная структура по всплеску стала ближе к прямой структуре pHEMT транзистора.

В обращённой гетероструктуре с донорно – акцепторным легированием, формирующим дополнительный *pin* – потенциальный барьер со стороны подложки, поперечный пространственный перенос из канала подавлен. В

результате этого в широкозонном слое оказывается менее 30% электронов, а всплеск дрейфовой скорости оказывается близок по величине к всплеску дрейфовой скорости в DA-DpHEMT структуре. Таким образом, средняя дрейфовая скорость меняется в несколько раз. Крайне эффективным оказывается и введение  $pin$  – потенциального барьера со стороны подложки и в структуре металл –  $In_{0.2}Ga_{0.8}As - In_{0.2}Al_{0.8}As$ . В этом случае в широкозонный материал переходит менее 15 % электронов (зависимость 1 на рис.4.5), а величина всплеска оказывается практически такой же, как и в соответствующей DA-DpHEMT структуре.

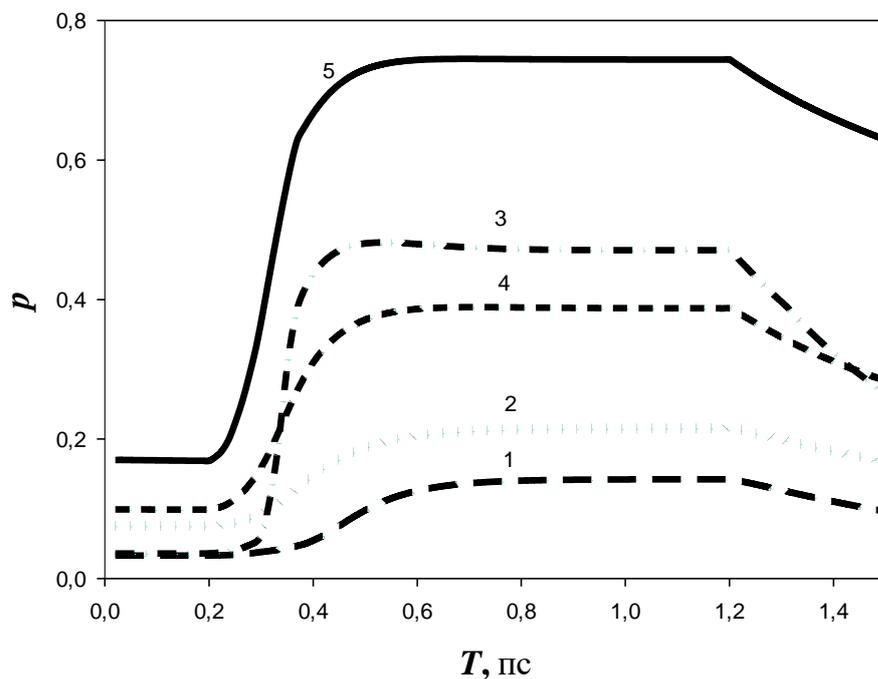
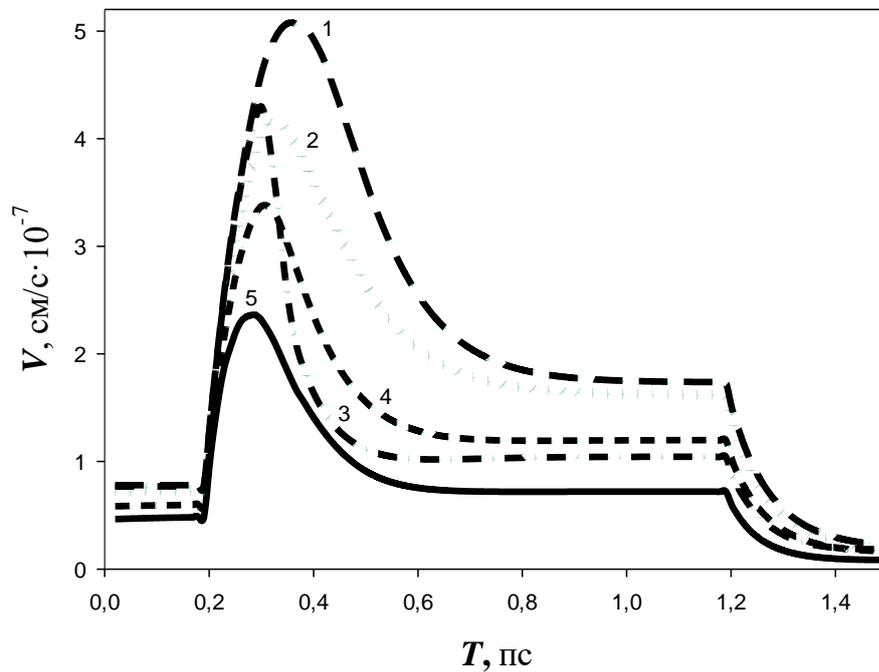


Рис.4.5 Зависимость от времени (а) дрейфовой скорости электронов (б) их вероятности нахождения в широкозонном материале: 1 – металл –  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  –  $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$  с донорно-акцепторным легированием, 2 – металл –  $\text{GaAs}$  –  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  с донорно-акцепторным легированием, 3 – металл –  $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$  –  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  –  $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$ , 4 – ДрНЕМТ  $U_g=0$ , 5 – металл –  $\text{GaAs}$  –  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$

Проведенные расчёты позволили обнаружить одно интересное свойство обращённых гетероструктур – несмотря на сильную зависимость ширины квантовой ямы от напряжения на затворе, всплеск дрейфовой скорости от него зависит слабо. Это характерно как для обычных рНЕМТ структур (рис. 1.1б), так и для ДА-рНЕМТ структур с дополнительными барьерами, усиливающими локализацию электронов в слое канала (рис. 1.2б).

То есть получается, что обычная обращенная структура рис. 1.1(б) настолько неудачна (слишком много горячих электронов переносится в широкозонный материал), что режим работы на неё почти не влияет. В свою очередь, обращенная структура с дополнительными барьерами настолько хороша (так мало электронов выходит из слоя канала) что и её работа (по расчётам в данном приближении) тоже почти не зависит от напряжения на затворе.

Таким образом, обращённые гетероструктуры с дополнительным *pin*-барьером со стороны подложки и с широкозонной вставкой AlAs между затвором и каналом сохраняют такие полезные особенности, как увеличение крутизны за счет близости канала к затвору [26,130] и определённое улучшение линейности передаточной характеристики при достаточно высоких напряжениях на затворе. Для таких структур характерны: квантовая яма, сужающаяся с повышением обратного смещения на затворе, большое расстояние между подзонами размерного квантования (в разы больше энергии оптического фонона), всплеск дрейфовой скорости электронов, близкий к величинам, характерным для ДА-ДрНЕМТ гетероструктур на соответствующих материалах.

Как отмечалось выше, использование донорно – акцепторного легирования наиболее эффективно в структурах для мощных полевых транзисторов, и в условиях, когда нет дополнительных существенных механизмов, влияющих на

работу прибора. Для малошумящих транзисторов наиболее эффективной, по всей видимости, останется традиционная прямая гетероструктура с односторонним легированием. С другой стороны, в сантиметровом и в длинноволновой части миллиметрового диапазона длин волн для мощных полевых транзисторов более эффективным выглядит использование структур с двухсторонним легированием, а не обращённых. Однако, в миллиметровом диапазоне длин волн, где длина затвора транзистора становится менее 0.1 мкм, усиливается влияние краевых и других двумерных эффектов. Там, для транзисторов средней мощности необходимость увеличения крутизны для уменьшения влияния паразитных элементов, а также необходимость эффективного перекрытия канала с горячими электронами и т.д. обращенная гетероструктура с донорно – акцепторным легированием может стать весьма перспективной, особенно с учётом возможности уменьшения вероятности рассеяния электронов за счёт квантовых эффектов. В принципе, это создаёт возможность впервые реализовать эффективные полевые СВЧ транзисторы на работу, которых может существенно сказываться квантование электронных уровней в канале.

#### **§4.4 Простейшие оценки границы канала при сильным квантование.**

При работе в мм диапазоне длин волн, из-за малой ширины пальцев затвора резко возрастает роль паразитных элементов. Для компенсации их влияния транзистор должен иметь как можно большую крутизну, а точнее внутреннюю крутизну, определяемую для идеального прибора без паразитных сопротивлений истока и стока.

Как было неоднократно показано, например [111,131], крутизна ВАХ исток-затвор, как и входная ёмкость транзистора обратно пропорциональны расстоянию от затвора до канала. Само по себе уменьшение этого расстояния не увеличивает рабочие частоты прибора (отношение крутизны и входной ёмкости при прочих равных условиях остаётся постоянным). Однако рост крутизны существенно снижает роль паразитных элементов, что в результате приводит к существенному

улучшению характеристик. Именно поэтому в транзисторах мм диапазона длин волн крутизну стараются сделать максимально большой [73].

Физический смысл обратной пропорциональности входной ёмкости и крутизны транзистора расстоянию от затвора, до края обеднённой области состоит в том, что изменение числа носителей в канале обусловлено именно изменением ширины канала в вертикальном направлении, как раз и определяемым изменением ширины обеднённой области под затвором, а скорость изменения как раз обратно пропорциональна расстоянию до затвора.

Очевидно, что для увеличения крутизны в транзисторах надо делать расстояние от затвора до канала как можно меньше. Это правило полностью справедливо и в отношении гетероструктурных транзисторов и весь мир им широко пользуется. Однако, в отличие от гомоструктурных приборов в НЕМТ транзисторах механизм изменения числа носителей заряда в канале совершенно другой. С учетом как малых расстояний от затвора до канала, так и самих размеров канала это накладывает определённые особенности на выбор гетероструктуры.

Зонные диаграммы основных видов транзисторных гетероструктур имеют вид рис.1.1.

Это традиционная односторонне легированная НЕМТ структура [25,26], обращённая (инвертированная) гетероструктура [7] и их комбинация – двойная гетероструктура, которая и используется, в основном, для изготовления мощных транзисторов (DrНЕМТ).

Как в транзисторе на обращенной структуре, так и в обычном НЕМТ транзисторе расстояние по крайней мере до одного края канала строго фиксировано – это расстояние от затвора до гетероперехода, а в двойных структурах мощных транзисторов (DrНЕМТ) фиксированы вообще обе границы канала. Изменение числа носителей в канале при изменении напряжения на затворе, в основном, определяется расстоянием от дна квантовой ямы, а точнее квантовых уровней в яме до уровня Ферми [132]. В общем случае описать закономерности этого изменения – это достаточно сложная задача, особенно с учётом изменения энергии электронов вдоль затвора, однако можно сделать элементарные оценки. Рассмотрим

модельную задачу – гетероструктуру с прямоугольной квантовой ямой и дельта легированием с одной или с двух сторон. см. рис.4.6

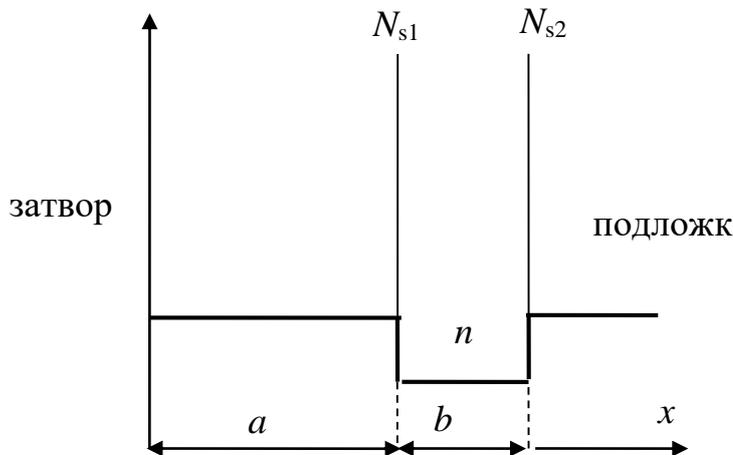


Рис.4.6 Зонная диаграмма модельной структуры.

(если есть легированный дельта слой только на расстоянии  $a$  от затвора – это обычная структура, только на расстоянии  $a+b$  – обращенная, оба края ямы легированы – структура DrHEMT транзистора. Концентрация электронов в квантовой яме  $n$  поверхностные плотности доноров в дельта слоях и канале  $N_{s1}$ ,  $N_{s2}$  и  $n_s$  соответственно.

Легко показать, что для такой конфигурации в общем случае:

$$U_g = -\frac{ea}{\epsilon\epsilon_0} N_s(a) - \frac{e(a+b)}{\epsilon\epsilon_0} N_s(a+b) + \frac{en_s}{\epsilon\epsilon_0} \left( a + \frac{b}{2} \right) \quad (4.1)$$

откуда

$$\frac{dn_s}{dU_g} = \frac{\epsilon\epsilon_0}{e} \frac{1}{(a+b/2)} \quad (4.2)$$

Видно, что во всех трёх случаях скорость изменения заряда в канале обратно пропорционально расстоянию не до края канала как в гомоструктурном транзисторе, а до его центра. В то же время, в гетероструктурных транзисторах расстояние от затвора до канала обычно бывает сравнимо с толщиной самого канала.

Для глубоких, близких к прямоугольной квантовых ям в которых волновые функции электронов близки к синусам и косинусам это очень хорошее приближение, так как решение для глубокой симметричной прямоугольной ямы строго совпадает с (4.2). Если квантовая яма несимметрична и волновые функции электронов заметно отличаются от синусов и косинусов, то можно предположить, что с хорошей точностью скорость изменения заряда в канале также обратно пропорциональна расстоянию до центра канала  $Z$

$$\frac{dn_s}{dU_g} \approx \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{e} \frac{1}{Z} \quad (4.3)$$

где  $Z$  определяется формулой:

$$Z = \sum_i n_{si} \int_a^{a+b} x |\psi_i^2(x)| dx / \sum_i n_{si} \int_a^{a+b} |\psi_i^2(x)| dx = \frac{1}{n_s} \sum_i n_{si} \int_a^{a+b} x |\psi_i^2(x)| dx \quad (4.4)$$

Здесь  $\psi_i(x)$  и  $n_{si}$  волновые функции и поверхностные плотности электронов на уровне с номером  $i$ ,  $a$  и  $a+b$  – границы квантовой ямы.

$$n_{si} = \left( \frac{m^*(x)kT}{\pi\hbar^2} \right) \ln \left\{ 1 + \exp \left[ \frac{E_F - E_i}{kT} \right] \right\} \quad (4.5)$$

В обычном НЕМТ транзисторе расстояние до центра канала с увеличением напряжения на затворе будет увеличиваться [132]. В обращённой структуре с увеличением напряжения на затворе квантовая яма становится более узкой, а значит центр канала будет приближаться к границе гетероперехода и тоже несколько удаляться от затвора. То же самое происходит в DrНЕМТ транзисторе – центр канала будет приближаться к гетеропереходу у подложки. Однако, с учетом того, что электроны в канале под затвором довольно горячие, изменение формы квантовой ямы в двух последних случаях будет несущественным, тогда как в обычном НЕМТ транзисторе наоборот, с разогревом электронов эффективная ширина канала будет быстро возрастать.

Очевидно, что в этом случае обращенная гетероструктура имеет определённые преимущества перед двумя другими – в ней квантовую яму можно максимально приблизить к затвору и сделать эффективное расстояние от затвора

до центра канала минимальным, особенно учитывая, что в двух других типах структур легированный донорами слой нельзя сильно приближать к затвору из-за риска падения пробивного напряжения.

Можно сделать элементарные оценки:

Максимальная частота усиления по току  $f_t$  обычного транзистора с «внутренней» входной ёмкостью исток-затвор  $C_{gs}$ , паразитной ёмкостью затвора  $C_p$  (ёмкость шляпки затвора по воздуху и защитному слою, а также воздушных мостов) и крутизной  $g_m$  равна:

$$f_t = \frac{g_m}{2\pi(C_{gs} + C_p)} = \frac{f_t^0}{1 + C_p / C_{gs}} \quad (4.6)$$

где

$$f_t^0 = \frac{v}{2\pi L} \quad (4.7)$$

Собственная частота усиления по току транзистора.

Здесь  $v$  – средняя скорость электронов под затвором,  $L$  – эффективная длина затвора с учётом краевых областей. Пусть расстояние от затвора до центра квантовой ямы обычного транзистора  $d$ , расстояние от затвора до центра канала обращённой структуры  $h$ , внутренняя входная ёмкость затвор-исток обращенной структуры –  $C_{gs}^i$ . С учётом того, что и крутизна и ёмкость обратно пропорциональны расстоянию от затвора до канала (в данном случае центра квантовой ямы), при одинаковой топологии транзистора рост  $\Delta f_t$  максимальной частоты усиления по току при переходе с обычной гетероструктуры на обращённую, выраженный через максимальную частоту усиления  $f_t$  обычного НЕМТ транзистора будет равен:

$$\Delta f_t = \frac{f_t^0}{1 + C_p / C_{gs}^i} - \frac{f_t^0}{1 + C_p / C_{gs}} = f_t \frac{C_p}{C_{gs}} \left( \frac{d-h}{d} \right) / \left( 1 + \frac{C_p}{C_{gs}} \frac{h}{d} \right) \quad (4.8)$$

Для коротких  $T$  – образных затворов, в которых паразитная ёмкость сравнима (а может быть и больше) внутренней входной ёмкости, расстояние от затвора до легированного дельта слоя порядка 10 нм, а ширина квантовой ямы имеет близкие размеры, рост частоты может составить 20 – 30 %, что примерно соответствует росту коэффициента усиления около 2 дБ.

На начальном этапе многочисленные попытки использования обращённых структур для изготовления транзисторов [33] закончились неудачей из-за сильного влияния поперечного пространственного переноса электронов [57]. Однако, как показали теоретические исследования [15], введение донорно-акцепторного легирования со стороны подложки должно решить этот вопрос. Оставался ещё один важный момент – уход горячих электронов в затвор, для решения которого ранее было [34] предложено использовать дополнительные потенциальные барьеры на основе широкозонных материалов. Но, изготовление такой конструкция из-за толстых слоев с высокой мольной долей алюминия могло иметь существенные технологические трудности. Кроме того, возникал вопрос с уходом электронов в верхние долины широкозонного материала с высокой мольной долей Al. Использование цифровых барьеров снимает эти вопросы, и дополнительно существенно улучшает расчётные характеристики данных структур [119,121]. Однако, в плане мощных транзисторов, остаётся ещё ряд вопросов уже по конкретной оптимизации структур как в плане величины всплеска дрейфовой скорости электронов, так и в плане получения максимальной поверхностной плотности носителей.

#### **§4.5 Оптимизация обращённых гетероструктур с донорно-акцепторным легированием и цифровыми барьерами по всплеску дрейфовой скорости.**

В обычной обращённой структуре даже с донорно-акцепторным легированием горячие электроны интенсивно переходят в широкозонный материал см. рис.4.7.

Видно, что в простейшей конфигурации при увеличении поверхностной плотности электронов появляется мощный паразитный канал проводимости по дельта слою, который в итоге ведёт к значительному уменьшению всплеска дрейфовой скорости электронов.

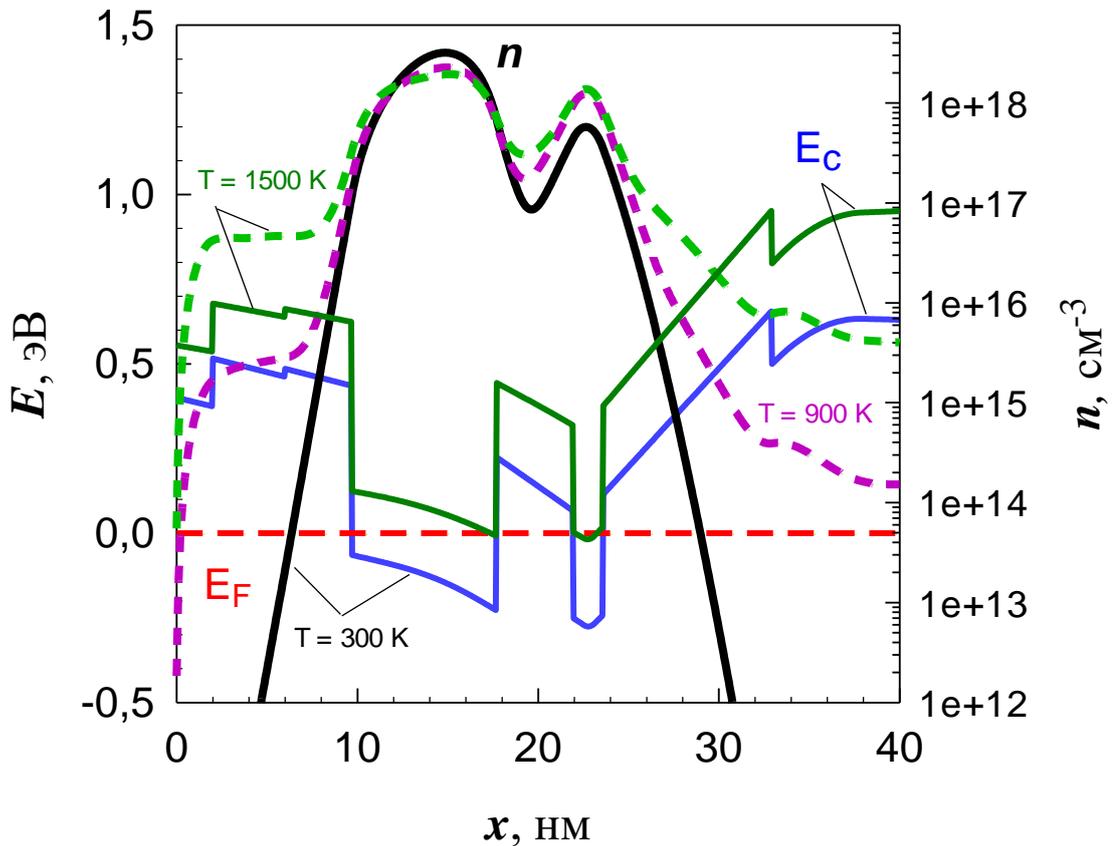


Рис.4.7 Зонные диаграммы и распределения концентрации носителей при различных температурах электронного газа для обращённой гетероструктуры с донорно-акцепторным легированием.

Эта проблема, в значительной мере снимается введением цифровых барьеров, однако при поверхностной плотности электронов в канале более  $2 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>, в области донорного легирования уже при комнатной температуре электронного газа появляется второй максимум концентрации, который сильно растёт с разогревом электронов в канале, и который соответственно растёт с увеличением поверхностной концентрации доноров, см. рис. 4.8.

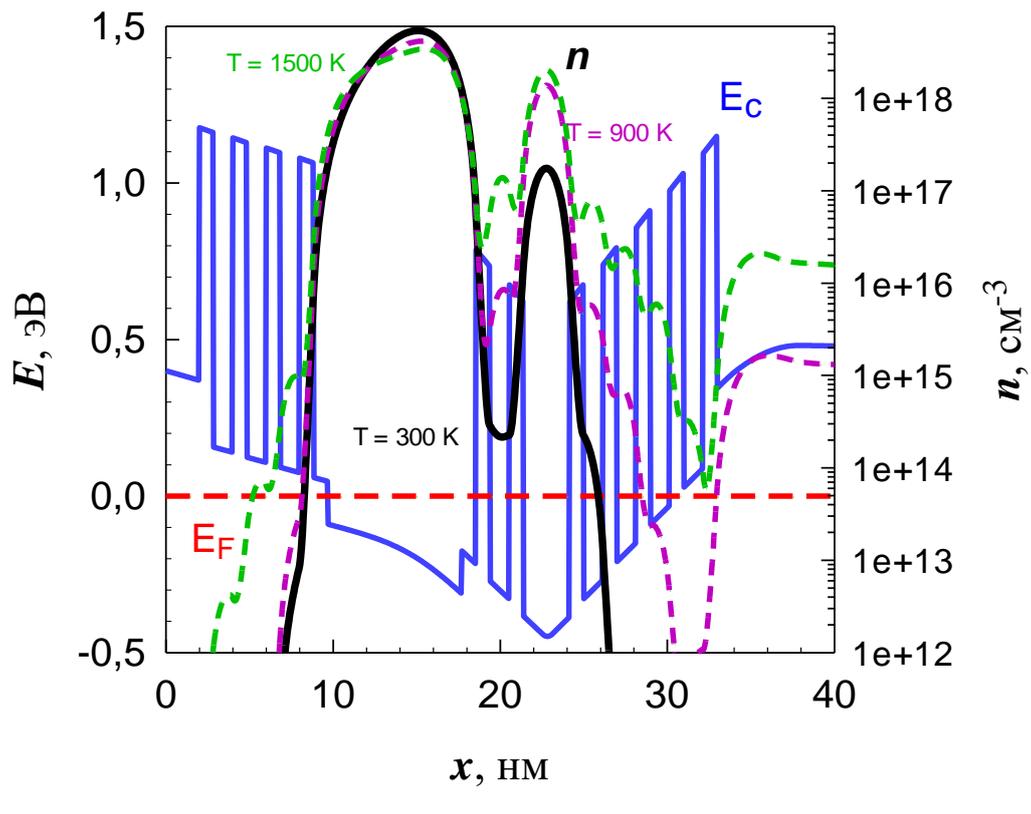
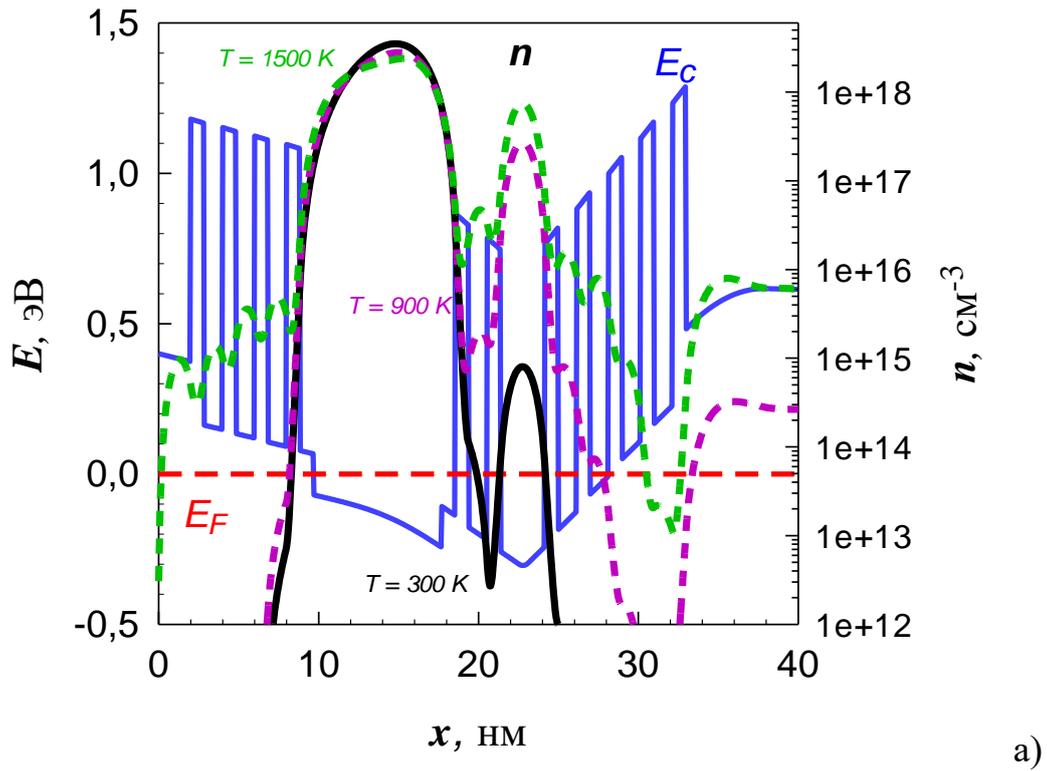


Рис.4.8 Зонная диаграмма и концентрации электронов при разных температурах электронного газа обращённой структуры с донорно-акцепторным легированием и цифровыми барьерами. Поверхностная концентрация электронов а)  $n_s = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , б)  $n_s = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

Что также снижает скорость электронов в канале см. рис. 4.9:

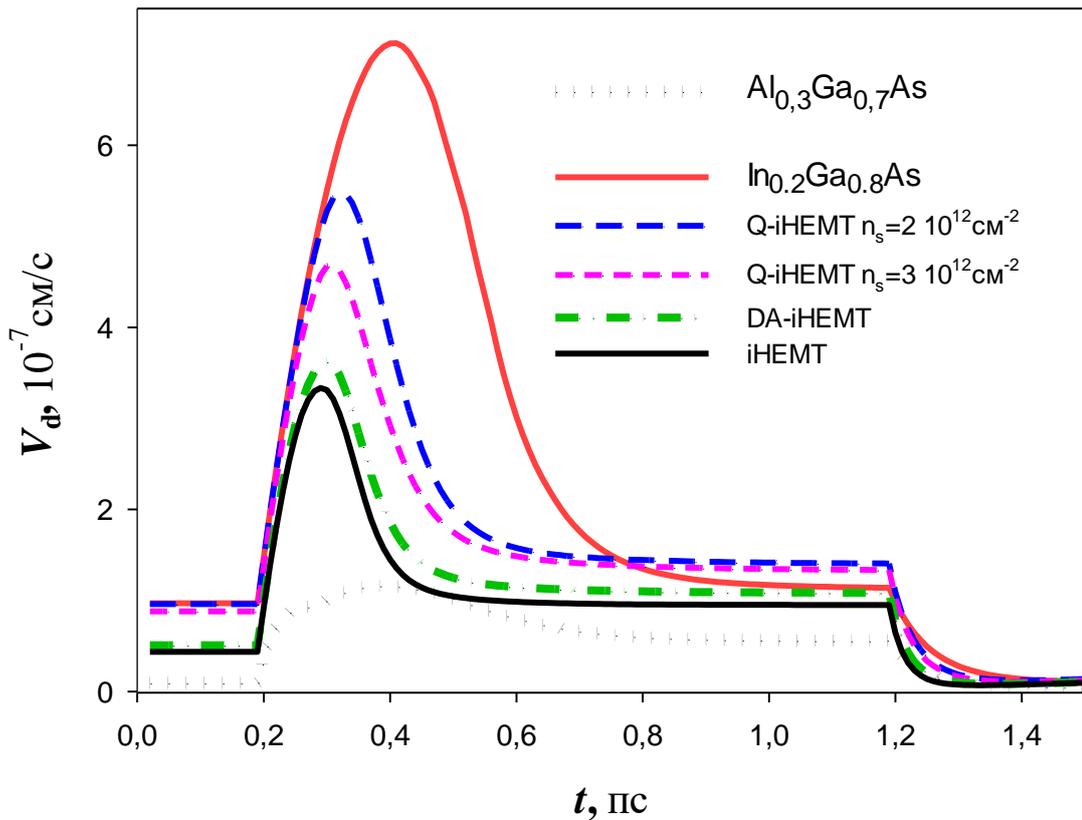


Рис.4.9 Зависимость дрейфовой скорости электронов от времени.

Здесь и далее введены обозначения *i*HEMT – обращенная гетероструктура, DA-*i*HEMT – обращенная гетероструктура с донорно – акцепторным легированием, Q-*i*HEMT – обращенная гетероструктура с донорно – акцепторным легированием и дополнительными цифровыми потенциальными барьерами.

При анализе таких структур наблюдается (по крайней мере в расчётах) ещё один крайне интересный и, возможно, полезный для разработки транзисторов мм диапазона длин волн эффект: при повышении температуры электронного газа в условиях термодинамического равновесия электроны с ряда уровней квантовой ямы переходят на состояния (минизоны), локализованные в области цифровых барьеров (см. рис.4.10).

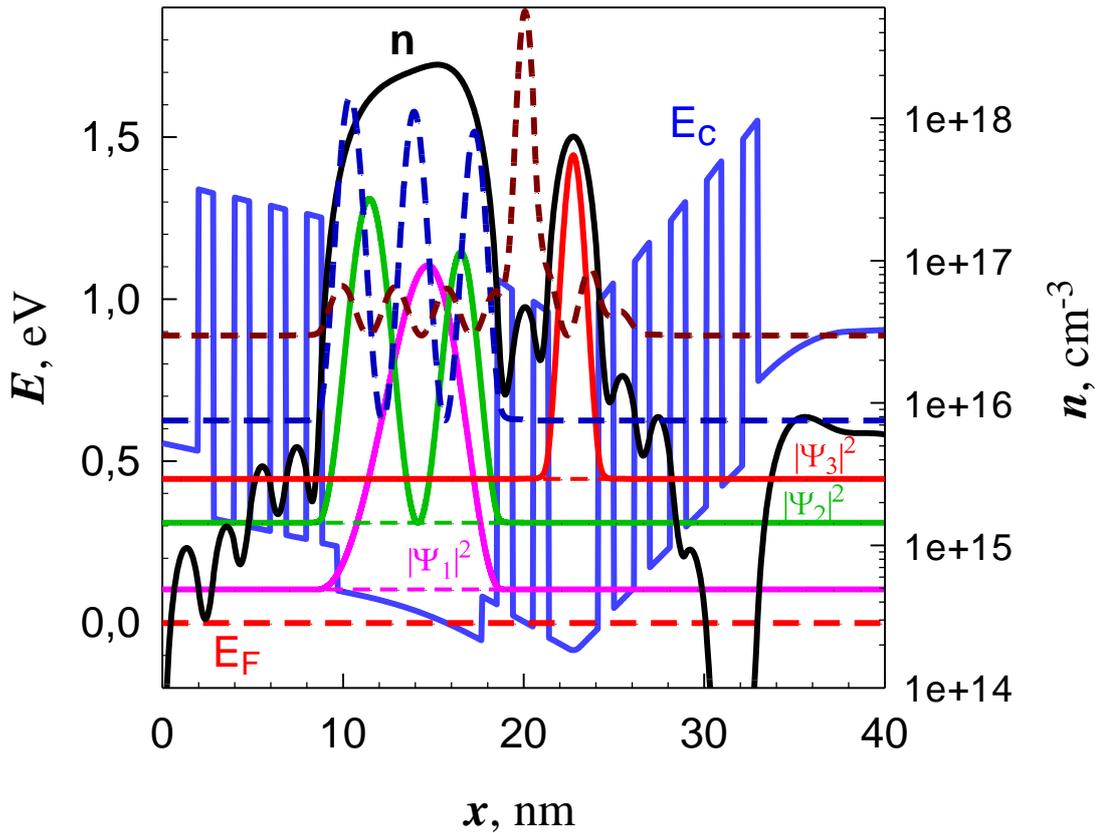


Рис.4.10 Волновые функции электронов в обращённой гетероструктуре с донорно-акцепторным легированием и цифровыми барьерами.

Волновая функция этих локализованных состояний в области канала практически равна нулю. Это означает, что в транзисторе *мм*-диапазона длин волн за время практически баллистического [55] пролёта электронов под затвором горячие носители на эти уровни переходить практически не будут. На рис. 4.11 приведены оценочные расчёты зависимости всплеска дрейфовой скорости электронов от времени с учётом этого эффекта. Уровни, локализованные внутри короткопериодной AlAs/GaAs сверхрешётки (а в данном случае это третий уровень) в расчетах просто не учитывались. Для этого случая здесь и далее введено обозначение Q-*i*HEMT+.

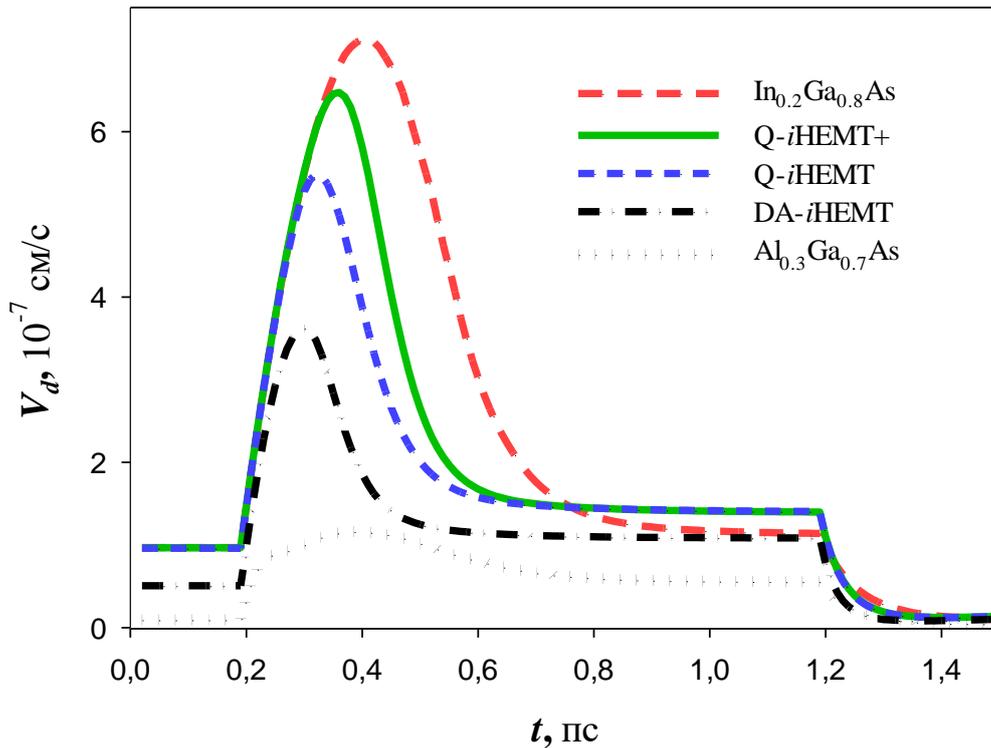


Рис.4.11 Зависимость дрейфовой скорости электронов от времени.

Видно, что в этом случае всплеск, заметно увеличивается. То есть в транзисторах на структурах с цифровыми барьерами это может быть дополнительным механизмом существенного увеличения их рабочих частот.

Даже если предположить, что электроны паразитного канала будут слабо взаимодействовать с электронами в квантовой яме (интеграл перекрытия волновой функции в паразитном канале и волновых функций электронов в квантовой яме близок к нулю) появление паразитного канала проводимости само по себе несомненно вредное явление. Особенно с учётом возможности перехода и локализации электронов в  $X$  – долины AlAs. Паразитный канал появляется из-за того, что для создания резкого и достаточно высокого барьера у края квантовой ямы со стороны подложки за счёт донорно-акцепторного легирования поверхностная плотность донорной примеси должна быть довольно высокой (порядка  $5 \cdot 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-2}$ ). Это требует достаточно толстой (7 – 10 монослоёв) вставки GaAs, что заметно больше расстояния между цифровыми барьерами (4 – 6 монослоёв). Поэтому в области легирования и появляется «место» для локализации состояния в решетке из тонких барьеров AlAs. Это, в свою очередь и приводит к

появлению паразитного канала проводимости при поверхностной плотности электронов в канале более  $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Такая поверхностная плотность, вообще говоря, уже достаточна для создания мощного транзистора особенно на столь высоких частотах. Однако даже в обычных DpHEMT стандартная поверхностная плотность электронов составляет  $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , а в структурах с донорно-акцепторным легированием для приборов мм диапазона длин волн  $4,8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  [106]. В принципе возможна определённая вариация параметров. Например, увеличить поверхностную плотность в канале до  $2,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  или даже до  $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  несколько снизив коэффициент усиления, зато повышая мощность прибора. Однако есть и другой выход, данная проблема может быть очень просто решена в рамках предлагаемой технологии путем введения всего одного дополнительного AlAs цифрового барьера, что очень удобно для производства. За счет его введения область легирования разбивается на две симметричные части см.рис.4.12.

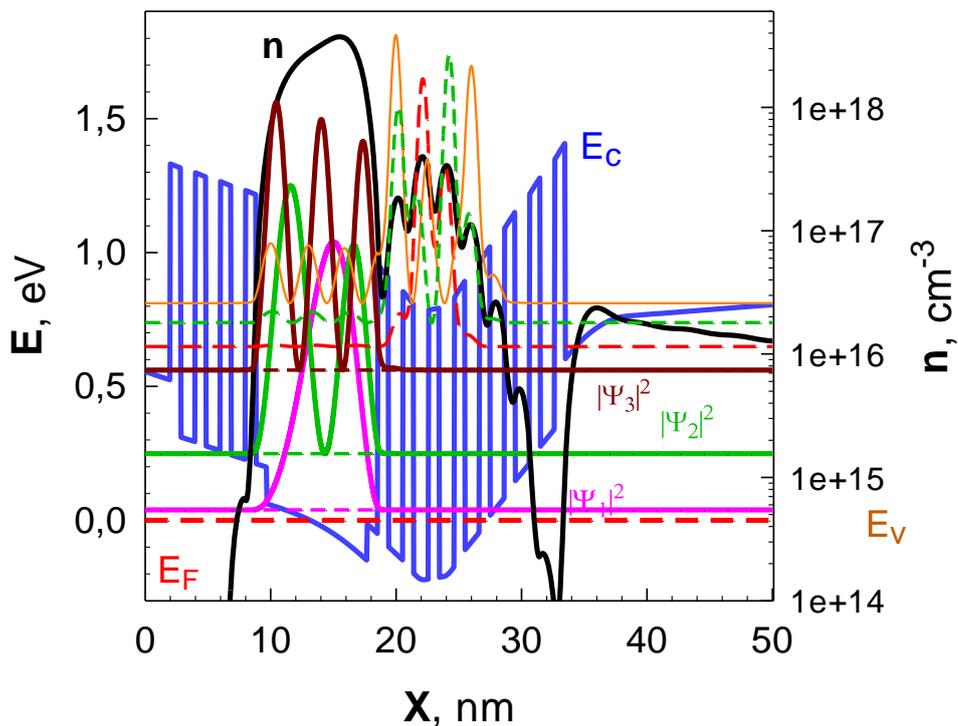


Рис.4.12 Зонная диаграмма с идеальной решёткой  $T = 1500\text{K}$ .

Барьерная решётка становится строго периодичной и падения потенциала в области дельта слоёв становится недостаточно чтобы сформировать локализованное состояние внутри решётки на уровне с достаточно низкой энергией см. рис.4.12. даже при поверхностной плотности электронов  $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Вообще

говоря, главную роль играет даже не строгая периодичность, а маленькое расстояние между барьерами. С дальнейшим увеличением поверхностной концентрации электронов в канале, картина локализации заметно ухудшается. Введение дополнительного барьера в область легирования ведёт к заметному увеличению всплеска дрейфовой скорости см. рис.4.13. При  $n_s = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  в максимуме он становится практически таким же, как и в идеально чистом объёмном материале (Q-iHEMT++). Решётка с одинаковым шагом настолько хорошо локализует электроны в канале, что расчёт как с учетом, так и без учета того, что горячие электроны за время импульса не будут переходить на локализованные внутри барьерной решётки состояния, начинает мало отличаться один от другого. С увеличением поверхностной плотности электронов в канале, всплеск дрейфовой скорости начинает падать. Однако даже при  $n_s = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  он остаётся в максимуме чуть больше, чем при  $n_s = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (Q-iHEMT+) в случае, когда в барьерной решётке есть «пробел» в области легирования.

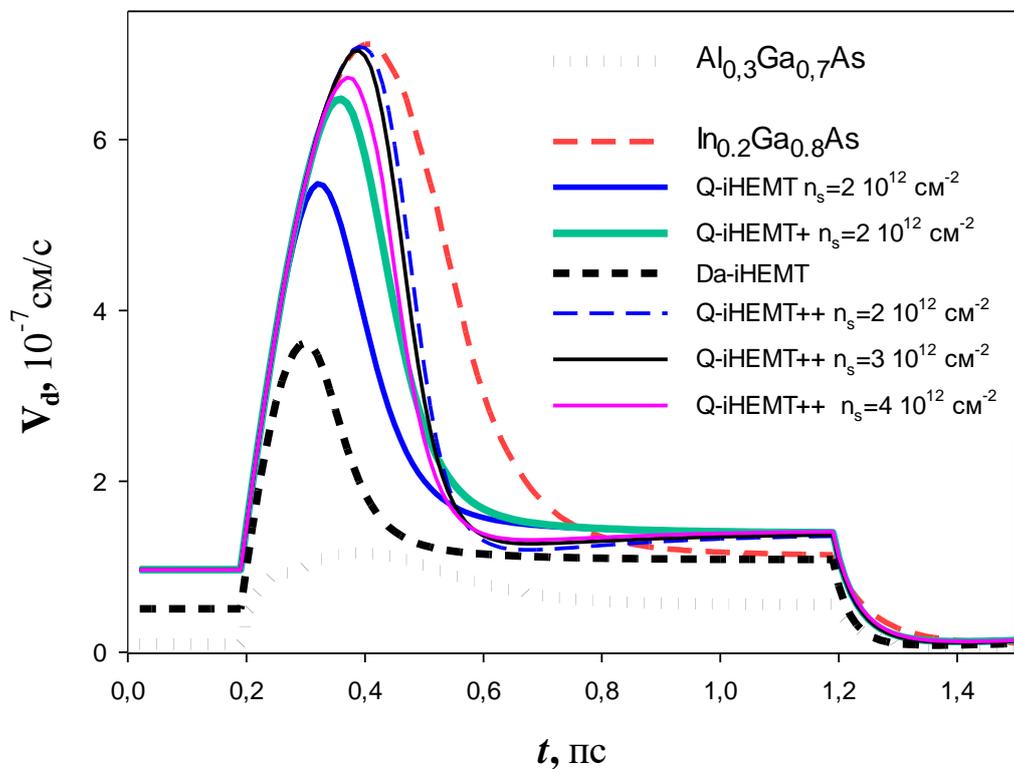


Рис. 4.13 Зависимость дрейфовой скорости электронов от времени.

Следует отметить еще одну крайне интересную и, возможно, не менее полезную особенность данных структур. В них первые три уровня расположены

очень далеко друг от друга см.рис.4.12. Расстояние между первым и вторым составляет около 0.2 эВ, между вторым и третьим около 0,3 эВ, что в несколько раз превосходит энергию оптического фонона (около 0.04 эВ) в данных материалах. Это означает, что, возможно, один из основных механизмов рассеяния в таких структурах будет частично подавлен, что в свою очередь может, привести в них к существенному увеличению всплеска дрейфовой скорости электронов, а значит дополнительно улучшить характеристики полевых транзисторов на таких гетероструктурах с такой конструкцией.

В плане полевых транзисторов миллиметрового диапазона длин волн, у обращенной структуры с донорно –акцепторным легированием и цифровыми барьерами перед обычной кроме близости канала к затвору есть ещё одно важное преимущество. При длинах затвора сравнимых с расстоянием затвор – канал, начинают возникать проблемы с перекрытием канала. Очевидно, что перекрыть обращенную структуру будет гораздо проще, а значит с ней гораздо легче будет использовать затворы с длиной менее 0,1 мкм.

#### **§4.6 Оценка СВЧ характеристик полевых транзисторов на основе разработанных гетероструктур.**

По полученным в работе результатам можно сделать следующие оценки характеристик полевых транзисторов при работе в миллиметровом и сантиметровом диапазоне длин волн.

По результатам, приведенным в §3.3.4 полевой транзистор с длиной затвора 0.12 мкм на частоте 94 ГГц имеет малосигнальный коэффициент усиления не менее 10 дБ.

Укорочение длины затвора до 0,05 мкм переносит этот результат на 225 ГГц.

Повышение частоты до 300 ГГц должно понизит коэффициент усиления на 2.5 дБ – до уровня 7.5 дБ. Малосигнальный коэффициент усиления обычно на 3 дБ выше коэффициента усиления по мощности. Кроме того, максимальная мощность достигается при 3дБ компрессии (вообще говоря для приборов на гетероструктурах с донорно- акцепторным легированием при компрессии 1.5 – 2 дБ). То есть

коэффициент усиления по мощности должен быть 4.5 дБ при малых уровнях мощности и всего 1.5 дБ в насыщении.

Приведенные оценки справедливы для структуры с двухсторонним легированием и высоким напряжением перекрытия на которой были изготовлены пробные экспериментальные транзисторы с плохо отработанными омическими контактами.

Переход на гетероструктуры с цифровыми барьерами принципиальным образом снимает вопрос с омическими контактами. Изготовление контактов на уровне 0.1 – 0.2 Ом·мм должно как минимум на 1 дБ коэффициент усиления поднять.

Переход на двойные гетероструктуры с низким напряжением перекрытия должно повысить коэффициент усиления ещё на 1-2 дБ, а переход на обращённые гетероструктуры ещё на 2 дБ. То есть в сумме на 2 – 3 дБ.

Оптимизация гетероструктуры по всплеску дрейфовой скорости электронов должна повысить коэффициент усиления ещё минимум на 2-3 дБ.

В сумме предложенные улучшения должны поднять коэффициент усиления на 5 – 7 дБ. То есть коэффициент усиления по мощности составит 9.5 – 11.5 дБ при малых уровнях мощности и 6.5 – 8.5 дБ в насыщении.

В миллиметровом диапазоне длин волн скорее всего придется использовать структуры с поверхностной плотностью электронов менее  $n_s = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Расстояние затвор-сток скорее всего придется уменьшать до величины 0,5-0,7 мкм. При этом пробивное напряжение может уменьшиться до уровня порядка 20 В, а мощность по простым оценкам должна составить около 0,5 Вт/мм.

При переходе в сантиметровый диапазон длин волн, то есть на длину затвора 0.5 мкм, измеренный малосигнальный коэффициент усиления упадёт с 20 дБ на 40 ГГц до 7 дБ. Переход на 20 дБ поднимет эту цифру на 6 дБ, до 13 дБ. Соответственно коэффициент усиления по мощности составит 10 дБ при малых уровнях мощности и 7 дБ в насыщении. Еще на 2–3 дБ коэффициент усиления уменьшит переход с Т образного затвора на  $\Delta$  образный. То есть коэффициент усиления будет 7 – 8 дБ при малом уровне мощности и 4 – 5 дБ в насыщении.

Улучшения омических контактов и оптимизация структуры, даже если использовать поверхностные плотности электронов на уровне  $n_s = (3-4) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  поднимут коэффициент усиления минимум на 4 – 6 дБ. То есть до уровня 11 – 14 дБ при малом уровне мощности и 8 – 11 дБ в насыщении. При этом уровень мощности должен составить как минимум 1 Вт/мм. То есть может получиться очень простой транзистор, изготавливаемый оптической литографией в двух и трехсантиметровом диапазоне длин волн.

#### **Заключение по главе 4.**

Приведенные результаты позволяют заключить, что введение цифровых барьеров является крайне эффективным средством изменения свойств арсенид-галлиевых гетероструктур. В частности, в рассмотренных обращенных гетероструктурах их введение позволяет существенно увеличить всплеск дрейфовой скорости электронов как за счет увеличения степени локализации электронов в канале, так и за счет того, что электроны не успевают за время пролёта переходить на верхние подзоны размерного квантования локализованные в области барьерных сверхрешёток. При этом в структурах с оптимизированной барьерной решёткой всплеск дрейфовой скорости электронов приближается к всплеску дрейфовой скорости в объемном нелегированном материале канала – теоретическому пределу для используемой расчётной модели.

Проведен анализ перспективных типов гетероструктур для транзисторов, способных работать в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне длин волн. Проанализированы особенности формирования входной ёмкости и крутизны в обычных транзисторах и транзисторах на гетероструктурах в зависимости от типа гетероструктуры. Представлены результаты исследования обращенных гетероструктур с донорно-акцепторным легированием и дополнительными цифровыми потенциальными барьерами на основе AlAs. В зависимости от параметров структур проанализированы особенности локализации электронов в квантовой яме таких структур, и связанные с этим особенности нелокального дрейфа электронов. Проведён анализ паразитного канала проводимости в области

донорного легирования. Представлены результаты оптимизации структур и оценены перспективы их применения в мм диапазоне длин волн.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. На основе теоретических исследований показано, что за счет близости электронных транспортных свойств материалов гетероструктуры, в области сильного поля для гетероструктур на основе GaN поперечный пространственный перенос электронов уменьшает всплеск их дрейфовой скорости по сравнению с чистым объёмным материалом, менее чем на 30%.
2. На структурах с цифровыми потенциальными барьерами изготовлены полевые транзисторы с длиной затвора около 0,12 мкм. Показано, что за счёт роста всплеска дрейфовой скорости электронов при введении цифровых барьеров в гетероструктуры с двухсторонним донорно-акцепторным легированием до двух раз увеличивается коэффициент усиления полевых транзисторов на их основе.
3. На основании расчетов на основе самосогласованной системы уравнений Шредингера-Пуассона показано, что введение цифровых барьеров в обращённые гетероструктуры с донорно-акцепторным легированием позволяет создавать проводящий канал с расстоянием между первыми квантовыми уровнями в три – четыре раза больше энергии оптического фотона.
4. На основании расчетов по самосогласованной модели из системы уравнений Шредингера-Пуассона и гидродинамических уравнений показано, что введение цифровых барьеров в обращённые гетероструктуры с донорно-акцепторным легированием за счет локализации горячих электронов в канале и отсутствия переходов на состояния, локализованные в барьерных решётках до двух раз увеличивает всплеск дрейфовой скорости электронов в области сильного поля.
5. Теоретически показано, что в обращённых гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием выполнение цифровой барьерной решётки в области легирования с шагом 6 и менее монослоёв GaAs за счет локализации горячих электронов в канале обеспечивает увеличение всплеска их

дрейфовой скорости в области сильного поля до его величины в чистом объёмном материале.

6. На основании расчетов по самосогласованной модели включающей систему уравнений Шредингера-Пуассона и гидродинамических уравнений показано, что в обращённых гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием выполнение цифровой барьерной решётки в области легирования с шагом 6 и менее монослоёв GaAs за счет локализации горячих электронов в канале, позволяет вдвое поднять поверхностную плотность электронов при уменьшении всплеска их дрейфовой скорости в области сильного поля менее чем на 10 %.
7. Теоретически показано, что в гетероструктурах полевых транзисторах крутизна транзистора и входная емкость обратно пропорциональны расстоянию от затвора до центра канала.
8. Разработана конструкция обращённой гетероструктуры с донорно-акцепторным легированием и цифровыми потенциальными барьерами для мощного полевого транзистора, способного при длине затвора **0.05 мкм** работать на частоте **300 ГГц**.

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. Кищинский А.А. Твердотельные СВЧ-усилители мощности на нитриде галлия – состояние и перспективы развития. – Материалы 19-й Международной Крымской конференции "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии". – Севастополь, Вебер, 2009, с.11–16.
2. В.Г.Лапин 2017г Перспективы развития и применения в СВЧ МИС Электронная техника Сер.1 Электроника СВЧ, 2017, вып.1 (532), с. 26-44.
3. А.Ф.Цацульников, В.В.Лундин, Е.Е.Заварин, М.А.Яговкина, А.В.Сахаров, С.О.Усов, В.Е.Земляков, В.И.Егоркин, К.А.Булашевич, С.Ю.Карпов, В.М.Устинов. Влияние параметров гетероструктур AlN/GaN/AlGaN и AlN/GaN/InAlN с двумерным электронным газом на их электрофизические свойства и характеристики транзисторов на их основе. ФТП, т.50, в.10, 1401 (2016).
4. К.С.Журавлев, Т.В.Малин, В.Г.Мансуров, В.Е.Земляков, В.И. Егоркин, Я.М.Парнес. Нормально закрытые транзисторы на основе *in situ* пассивированных гетероструктур AlN/GaN // Письма в ЖТФ, 42, (14), 72 (2016).
5. К.М.Томош, А.Ю.Павлов, В.Ю.Павлов, Р.А.Хабибуллин, С.С.Арутюнян, П.П.Мальцев. Исследование процессов изготовления НЕМТ AlGaN/AlN/GaN с пассивацией Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> *in situ*. ФТП, т.50, в.10, 1434 (2016).
6. И.О.Майборода, А.А.Андреев, П.А.Перминов, Ю.В.Федоров, М.А.Занавескин. Селективный рост невжигаемых омических контактов к двумерному электронному газу в транзисторах с высокой подвижностью электронов на основе гетеропереходов GaN/AlGaN методом молекулярно-пучковой эпитаксии// Письма в ЖТФ, 40, (11), 80 (2014).
7. А.А.Кальфа, А.С.Тагер Гетероструктуры с селективным легированием и их применение в полевых транзисторах СВЧ Электронная Техн. Сер 1, Электроника СВЧ 1980, в. 12(348), С.26-38.
8. C. Gaquiere, J. Grunenutt, D. Jambon, E. Dolos, D. Ducatteau, M. Werquin, D. Treron, P. Fellon. A high-power W-band pseudomorphic InGaAs channel PHEMT IEEE Electron. Dev. Lett., 2005, 26 (8), 533-534.

9. M.V. Baeta Moreira, M.A. Py, M. Gailhanou, M. Ilegems. Higher mobility of charge carriers in InAs/GaAs superlattices through the elimination of InGaAs alloy disorders on GaAs J. Vac. Sci. Technol. B, 1992, 10, P.103.
10. C.S. Wu, F. Ren, S.J. Pearton, M. Hu, C.K. Pao, R.F. Wang. High efficiency microwave power AlGaAs/InGaAs PHEMTs fabricated by dry etch single gate recess IEEE Trans. Electron. Dev., 1995, 42, 1419 - 1424.
11. И.С.Василевский, Г.Б.Галиев, Е.А.Климов, В.Г.Мокеров, С.С.Широков, Р.П.Имамов, И.А.Субботин “Электрофизические и структурные свойства двусторонне  $\delta$  - легированных PHEMT – гетероструктур на основе AlGaAs/InGaAs/AlGaAs” ФТП, 2008, т.42, в.9 С. 1102-109.
12. A.P.Mills, Jr., L.N.Pfeiffer, and K.W.West. Bell Laboratories, Lucent Technologies. Mechanisms for Si dopant migration in molecular beam epitaxy  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Journal Of Applied Physics, v.88, №7, 1 october (2000).
13. L. J. Kushner, "Estimating Power Amplifier Large Signal Gain," Microwave Journal ,pp. 87—102, 1990. 8.
14. TriQuint Semiconductor, Advance Product Information, September 19, 2005 Web: [www.triquint.com](http://www.triquint.com).
15. А. Б. Пашковский, А. С. Богданов, В. М. Лукашин, С. И. Новиков “Нелокальная динамика электронов в транзисторных гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием” // Микроэлектроника 2020, том 49, № 3, с. 210–225.
16. R.Dingle, H.L.Stormer, A.C.Gossard, W.Wigman Electron Mobilities in Modulated – Doped Semiconductors Heterojunction Superlaties // Appl. Phys. Letters, 1978, v.33, №7, pp.665-667.
17. H.L.Stormer, R.Dingle, A.C.Gossard a.o. Two-Dimensional Electron Gas at Semiconductor - Semiconductor Interface // Solid State Commun. 1978, v.29, №10, pp.705-709.
18. Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн Электронные свойства двумерных систем (Москва «Мир» 1985) 416 с.

19. А.А.Кальфа, А.Б.Пашковский Двумерный электронный газ в пространственно неоднородной потенциальной яме // ФТП, 1988, Т.22. В.11. С. 2090-2092.
20. X. Mei; W. Yoshida, M. Lange, J. Lee et.al First Demonstration of Amplification at 1 THz Using 25-nm InP High Electron Mobility Transistor Process // IEEE Electron Device Letters, 2015, V.36, №4, p.327 – 329.
21. G. Moschetti, A. Leuther, H. Maßler, B. Aja et.al A 183 GHz Metamorphic HEMT Low-Noise Amplifier With 3.5 dB Noise Figure //IEEE Microwave and Wireless Components Letters 2015, V.25, №9, p.618 – 620.
22. B. Amado-Rey; Y. Campos-Roca; C. Friesicke; A. Tessmann et.al A 280 GHz stacked-FET power amplifier cell using 50 nm metamorphic HEMT technology // 2016 11th European Microwave Integrated Circuits Conference (EuMIC) Pages: 189 – 192.
23. А.Б.Пашковский “Оценка влияния полупроводниковой структуры на шумовые характеристики гетероструктурных полевых транзисторов” // Микроэлектроника, 1993, Т.22, В.5, С.26-32.
24. А.С. 897062 (СССР). Полевой транзистор. А.С.Тагер, А.А.Кальфа. Приоритет от 0.3.09.1980.
25. T. Mimura, S. Hiyamizi, H. Hashimoto, M. Fukuta “High – Electron Mobility Transistors with Selectively Doped GaAs/n-AlGaAs Heterojunction” // IEEE Trans. on Electron Dev., 1980, V. ED-27, № 11, P. 2197..
26. T. Mimura, S. Hiyamizi, T. Fuji, K.Numbu “A New Field-Effect Transistor with Selectively Doped GaAs/n-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As Heterostructures” // Jap. Journ. Appl. Phys. 1980, V.19, № 5, P. L225 – L227.
27. D. Delagebeaudeuf, P. Delescluse, P.Etinne a.o. “Two – Dimensional Electron GaAs MESFET Inversion Channels“//Electron Lett., 1980, V. 16, № 17, P. 667 – 668..
28. D. Delagebeaudeuf, N.T.Linch. “Charge Control of the Heterojunction Two Dimensional Electron Gas for MESFET Application” // IEEE Trans. on Electron Dev., 1981, V. ED-28, № 7, P. 790 – 795..
29. Г.Б. Галиев, И.С. Васильевский, Е.А. Климов, А.Н. Ключков, Д.В. Лаврухин, С.С. Пушкарев, П.П. Мальцев “Особенности фотолюминесценции

HEMT-наногетероструктур с составной квантовой ямой InAlAs/InGaAs/InAs/InGaAs/InAlAs” // Физика и техника полупроводников. – 2015. – Т. 49. – Вып. 2. – С. 241 – 248.

30. А. Шиленас, Ю. Пожела, К. Пожела, В. Юцене, И.С. Васильевский, Г.Б. Галиев, С.С. Пушкарев, Е.А. Климов. “Максимальная дрейфовая скорость электронов в селективно легированных гетероструктурах InAlAs/InGaAs/InAlAs с введенной InAs-вставкой “ //Физика и техника полупроводников, 2013, том 47, вып. 3, С.348 – 352.

31. А.Б.Пашковский, С.И. Новиков, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин “ Двумерный электронный газ в обращенных гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием” // Письма в ЖТФ, 2017, том 43, вып. 12 с.42 – 51

32. Nicolas C., Cirillo Jr., M.S.Shur, Jonatan K.A. Inverted GaAs/AlGaAs Modulation – Doped Field-Effect Transistors with Extremely High Transconductances //IEEE Electron Dev. Lett. 1986, v/EDL-7, № 2, p.71 – 74.

33. А.М.Крещук, Е.П.Лаурс, С.В.Новиков, И.Г.Савельев, Е.М.Семашко, М.А.Стовповой, А.Я.Шик Инвертированная гетероструктура InP/In<sub>0,53</sub>Ga<sub>0,47</sub>As для полевого транзистора // ФТП, 1990, т.24, в.6 с. 1145 – 1147.

34. С.И. Новиков, А.Б. Пашковский, Я.Б. Мартынов, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.А. Маковецкая. “Особенности заполнения размерно-квантованных подзон в обращённых гетероструктурах с донорно – акцепторным легированием” // Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника, 2018, В.1(536), С. 6- 20.

35. Лукашин В.М., Пашковский А.Б., Журавлев К.С., Торопов А.И., Лапин В.Г., Соколов А.Б. // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. В. 17. С. 84–89.

36. Лукашин В.М., Пашковский А.Б., Журавлев К.С., Торопов А.И., Лапин В.Г., Голант Е.И., Капралова А.А. “Перспективы развития мощных полевых транзисторов на гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием”// ФТП. 2014. Т. 48. В. 5. С. 684–692.

37. А.А.Борисов, К.С.Журавлев, С.С.Зырин, В.Г.Лапин, В.М.Лукашин, А.А.Маковецкая, В.И.Новоселец, А.Б.Пашковский, А.И.Торопов, Н.Д.Урсуляк,

С.В.Щербаков “Исследование средней дрейфовой скорости электронов в рНЕМТ транзисторах” // Письма в ЖТФ, 2016, Том 42, Вып. 16, С.41 – 47.

38. Zhuravlev K.S., Protasov D.Yu., Gulyaev D.V., Bakarov A.K., Toropov A.I., Lapin V.G., Lukashin V.M, Pashkovskii A.B. **Advances in Microelectronics: Reviews**, Editor Sergey Y. Yurish. “New Heterostructures for Higher Power Microwave Dp-HEMTs”, Barcelona, Spain: IFSA, 2019, volume 2, chapter 8, p. 251-287.

39. И.С.Васильевский, А.Н.Виниченко, Н.И.Каргин. Электронные транспортные свойства и морфология структур с метаморфной квантовой ямой  $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}/\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  //8-я Международная научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники. Мокеровские чтения. 24.05.2017. Тез. докладов. с. 28-29

40. Тематические базы данных ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

41. A.K.Saxena The conduction band structure and deep levels in  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  alloys from a high-pressure experiment J.Phys. C. Solid State Physics, 1980 v.13, № 23, pp 4323-4334.

42. З.С.Грибников, О.Э.Райчев *ГХ – Перенос в реальном пространстве: вклад рассеяния на междолинных фононах.* ФТП 1989 т.23, в 12. С.2171-2178.

44. Zou, J., Abid, Z., Dong, H., Gopinath, A.. ‘Reduction of real-space transfer in depletion-mode dipole heterostructure field-effect transistors’// Applied Physics Letters. 1991, Vol. 58, No. 21, p. 2411-2413.

45. J. Zou, H. Dong, A. Gopinath, and M. S. Shur, *Performance and Optimization of Dipole Heterostructure Field Effect Transistor*”// IEEE Trans. Electron Devices, 1992, ED-39, No. 2, pp. 250-256.

43. Патент РФ на полезную модель №80069 по заявке № 2008133793. Приоритет от 19.08.2008. Гетероэпитаксиальная структура для полевых транзисторов// Е.И.Голант, К.С.Журавлев, В.Г.Лапин, В.М.Лукашин, А.Б.Пашковский, Ю.Н.Свешников.

46. М.Шур Современные приборы на основе арсенида галлия. Москва, Мир. 1991. с.312.

47. CHANG Yu-Chun, Hailin Luo, Y. Wang, WANG Hai-Song, WANG Jian-Gang, DU Guo-Tong. A Novel GaAs/InGaAs/AlGaAs Structure of Modulation-Doped Field-Effect Transistors with High Transconductances. *Chin.Phys.Lett*, v. 19, No. 4, 588 (2002).

48. Н.А.Банов, В.И.Рыжий Численное моделирование нестационарных кинетических процессов в субмикронных полевых транзисторах с затвором Шоттки // *Микроэлектроника*, 1986, Т. 15, В. 6, С. 490-501.

49. В.А.Николаева В.Д.Пищалко, В.И.Рыжий, Г.Ю.Хренов, Б.Н.Четверушкин Сравнение результатов расчетов субмикронного полевого транзистора с затвором Шоттки на основе квазигидродинамической и кинетической моделей // *Микроэлектроника*, 1988, Т. 17, В. 6, С. 504-510..

50. В.Е.Чайка Двумерная двухтемпературная модель полевого транзистора с затвором типа барьера Шоттки // *Техн. Электродинамика*, 1985, вып. 3 № 3, с. 85-91.

51. Я.Б.Мартынов, А.С.Тагер. Особенности лавинного пробоя планарного полевого транзистора с затвором Шоттки *Электронная техника, серия 1, Электроника СВЧ*, 7(413), 14-20, (1988).

52. Г.З.Гарбер Квазигидродинамическое моделирование гетероструктурных полевых транзисторов // *Радиотехника и Электроника*, 2003, Том 48, № 1, С. 125-128.

53. Shur M. Influence of Nonuniform Field Distribution on Frequency Limits of GaAs Field-Effect Transistors // *Electronics Letters*. 1976, V.12, № 23, P.615-616.

54. А.В.Климова, В.М.Лукашин, А.Б.Пашковский “Поперечный пространственный перенос в полевых транзисторах на гетероструктурах с селективным легированием и границы применимости квазигидродинамических моделей” *Физика и Техника Полупроводников*, 2009, Т.43, В.1, стр. 113-118.

55. A.Cappu, V.Carnez, R.Fauquembergues, G.Salmer, E.Constant Comparative Potential Performance of Si, GaAs, GaInAs, InAs Submicrometer-Gate FET,s // *IEEE Trans. Electron. Dev.* 1980, v.27, № 11, P.2158-2160.

56. B. E. Foutz, S. K. O’Leary, M. S. Shur, L. F. Eastman “Transient electron transport in wurtzite GaN, InN, and AlN”// *J. Appl. Phys.* 1999, v.85, №11, 7727-7734.

57. А.Б. Пашковский, С.И. Новиков, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, Я.Б. Мартынов “Особенности всплеска дрейфовой скорости электронов в DA-pHEMT” // Письма в ЖТФ, 2018, Т. 44, в. 17, с. 103 – 110.

58. А.А.Кальфа, А.Б.Пашковский Пространственный перенос двумерных электронов в структуре металл –  $Al_x Ga_{1-x}As-GaAs$  с селективным легированием //Физика и Техника Полупроводников, 1990, Т.24. В.3, С.521-526.

59. А.А.Кальфа, А.Б.Пашковский, А.С.Тагер Влияние поперечного пространственного переноса электронов на высокочастотные характеристики гетероструктурных полевых транзисторов с селективным легированием //Микроэлектроника, 1991, Т.20, В.4., С.383-391..

60. Харрисон У. Электронная структура и свойства твердых тел. Физика химической связи: пер. с англ. - М.: Мир, 1983. - Т. 2. - 332 с.

61. Фистуль В.И. Сильно легированные полупроводники // Издательство «Наука», Москва 1967 г, 415 с.

62. Analysis of transconductance characteristic of AlGaIn/GaN HEMTs with graded AlGaIn layer. // Shenqi Qu, Xiaoliang Wan, Hongling Xiao et al. // Eur. Phys. J. Appl. Phys. (2014) 66:20101

63. Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGaIn/GaN heterostructures. // O. Ambacher, B. Foutz, J. Smart, J.R. Shealy, N.G. Weiamann et al. // J. Appl. Phys. 87, 334 (2000).

64. T.R. Lenka and A.K. Panda. Characteristics Study of 2DEG Transport Properties of AlGaIn/GaN and AlGaAs/GaAs-based HEMT. // Semiconductors 2011, Vol. 45, No. 5, pp. 650-656.

65. Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия. // Москва, Мир. 1991. с.56.

66. Гарматин А.В Программа моделирования методом Монте-Карло нестационарных процессов разогрева электронов электрическим полем в полупроводниках // Электронная техника Сер.1. Электроника СВЧ, 1985 № 3 (377). С.66.

67. А.Б. Пашковский, С.А. Богданов. “Локализация электронов верхних долин в узкозонном канале —возможный дополнительный механизм увеличения тока в DA-DrHEMT” // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45. В. 20. С. 11–14.

68. Вагидов Н.З., Грибников З.С., В.М. Иващенко В.М. Моделирование переноса электронов в реальном пространстве гетероструктуры GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As (для малых и больших значений x)//ФТП, 1989, Т.23, В.2, С. 793 – 798.

69. Вагидов Н.З., Грибников З.С., В.М. Иващенко В.М. Дрейфовая скорость горячих электронов в обогащённых слоях при нетемпературном характере их распределения по энергии //ФТП, 1990, Т.24, В.6, С.1087 – 1094.

70. Горфинкель В.Б., Шофман С.Г. Описание переноса электронов в гетероструктурах с селективным легированием с помощью уравнений баланса //ФТП, 1988, Т.22, В.5, С. 793 – 798.

71. D. Yu. Protasov, K. S. Zhuravlev. The influence of impurity profiles on mobility of two-dimensional electron gas in AlGaAs/InGaAs/GaAs heterostructures modulation-doped by donors and acceptors // Solid-State Electronics, 2017, Vol. 129, pp. 66–72.

DOI: 10.1016/j.sse.2016.12.013

72. Сафонов Д.А., Виниченко А.Н., Каргин Н.И., Васильевский И.С. Эффективная масса и время релаксации импульса электронов в односторонне delta-легированных PHEMT квантовых ямах AlGaAs/InGaAs/GaAs с высокой электронной плотностью// Письма в ЖТФ, 2018, Т.44, в. 7, с. 120-127.

73. H. Wang. (Jul. 2019). Power Amplifiers Performance Survey 2000- Present. [Online]. Available: <https://gems.ece.gatech.edu/PAsurvey.html>

74. M. Micovic GaN MMIC PAs for MMW Applicaitons HRL Laboratories LLC, // mmicovic@hrl.com

75. Y. Tang et al., “Ultrahigh-speed GaN high-electron-mobility transistors with  $f_T/f_{max}$  of 454/444 GHz,” IEEE Electron Device Lett., vol. 36, no. 6, pp. 549–551, Jun. 2015, doi: 10.1109/LED.2015.2421311.

76. S. Rahman, N.A. Farhana Othman, S.W. Muhamad Hatta, and N. Soin. Optimization of Graded AlInN/AlN/GaN HEMT Device Perfomance Based on

Quaternary Back Barrier for High Power Application // ECS Journal of Solid State Science and Technology. – 2017. – Vol. 6. – № 12. – P. 805 – 812. DOI: 10.1149/2.0131712jss.

77. S. Bajaj, Z. Yang, F. Akyol, P.S. Park, Y. Zhang, A.L. Price, S. Krishnamoorthy, D.J. Meyer, and S. Rajan. Graded AlGa<sub>N</sub> Channel Transistors for Improved Current and Power Gain Linearity // IEEE Transactions on Electron Devices. – 2017. – Vol. 99 – P. 1 – 6. DOI: 10.1109/TED.2017.2713784.

78. M.G. Ancona, J.P. Calame, D.J. Meyer, S. Rajan, and B.P. Downey. Compositionally Graded III-N HEMTs for Improve Linearity: A Simulation Study // IEEE Transactions on Electron Devices. – 2019. – Vol. 66. – № 5. – P. 2151. DOI:10.1109/TED.2019.2904005.

79. Пашковский А.Б., Лукашин В.М., Мартынов Я.Б., Лапин В.Г., Капралова А.А., Анисимов И.А. “Нелокальный дрейф электронов в полевых транзисторах на основе нитрида галлия”// Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника, 2014, В.4(523), С. 5- 16.

80. V. Camarchia, R. Quaglia, A. Piacibello, D. P. Nguyen, H. Wang, and A.-V. Pham, “A review of technologies and design techniques of millimeter-wave power amplifiers,” IEEE Trans. Microw. Theory Techn., vol. 68, no. 7, pp. 2957–2983, Jul. 2020, doi: 10.1109/TMTT.2020.2989792.

81. А.Б. Пашковский, С.И. Новиков, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, Я.Б. Мартынов. “Особенности всплеска дрейфовой скорости электронов в DA-рHEMT” // Письма в Журнал Технической Физики, 2018, том 44, вып. 17 с.103 – 110. DOI: 10.21883/PJTF.2018.17.46577.1737.

82. А. Б.Пашковский. Влияние инерционности изменения импульса на нелокальный разогрев электронов в полупроводниковых СВЧ-приборах // Электронная техн. Сер.1, Электроника СВЧ вып. Электронная техника Сер.1, Электроника СВЧ, вып.5 (399) 1987, с.22-26.

83. А.Б.Пашковский, А.С.Тагер Влияние близких к затвору n<sup>+</sup> - областей на характеристики полевых СВЧ транзисторов Электрон. Техн. Сер.1 Электроника СВЧ, 1987, В.7(401). С. 29-32.

84. А. Б.Пашковский, А.С.Тагер Электрон. Оценка характеристик полевых СВЧ транзисторов с планарным легированием Техн. Сер.1 Электроника СВЧ, 1988, В.3(407). С. 28-32.

85. Климова А.В. Нелокальный разогрев электронов в транзисторных структурах с субмикронным рельефом поверхности //15-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2005). Материалы конференции.- Севастополь: "Вебер", с.476-477, 2005.

86. С.А. Богданов, А.А. Борисов, С.Н. Карпов, М.В. Кулиев, А.Б. Пашковский, Е.В. Терешкин “Нелокальная динамика электронов в AlGaN/GaN-транзисторных гетероструктурах”// Письма в Журнал Технической Физики, 2022, том 48, вып. 2 с.44 – 46.

87. С.А. Богданов, А.А. Борисов, С.Н. Карпов, Д.Э. Ключкова, Я.Б. Мартынов, А.Б. Пашковский, Е.В. Терешкин. “Всплеск дрейфовой скорости электронов в транзисторных гетероструктурах на основе нитрида галлия”// Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника, 2021, В.4 (551), С. 6 - 14.

88. Nidhi, S. Dasgupta, S. Keller, J. S. Speck, and U. K. Mishra, “N-polar GaN/AlN MIS-HEMT with  $f_{MAX}$  of 204 GHz for kband applications,” IEEE Electron Device Lett., vol. 32, no. 12, pp. 1683–1685, Dec. 2011, doi: 10.1109/LED.2011.2168558.

89. V. Romanczyk et al., “Demonstration of constant 8W/mm power density at 10, 30, and 94 GHz in state-of-the-art millimeter-wave N Polar GaN MISHEMTs,” IEEE Trans. Electron Devices, vol. 65, no. 1, pp. 45–50, Jan. 2018, doi: 10.1109/TED.2017.2770087.

90. Y. Zhang et al., “Millimeter-wave AlGaN/GaN HEMTs with 43.6% power-added-efficiency at 40 GHz fabricated by atomic layer etching gate recess,” IEEE Electron Device Lett., vol. 41, no. 5, pp. 701–704, May 2020, doi: 10.1109/LED.2020.2984663.

91. A. Alizadeh, M. Frounchi, and A. Medi, “On design of wideband compact-size Ka/Q-band high-power amplifiers,” IEEE Trans. Microw. Theory Techn., vol. 64, no. 6, pp. 1831–1842, Jun. 2016, doi: 10.1109/TMTT.2016.2554578.

92. A. Barabi, N. Ross, A. Wolfman, O. Shaham, and E. Socher, “A +27 dBm Psat 27 dB Gain W-band Power Amplifier in 0.1  $\mu\text{m}$  GaAs,” in *IEEE MTT-S Int. Microw. Symp. Dig.*, Dec. 2018, pp. 1345–1347, doi: 10.1109/MWSYM.2018.8439854.

93. J. Ajayan et al., “InP high electron mobility transistors for submillimetre wave and terahertz frequency applications: A review,” *AEU—Int. J. Electron. Commun.*, vol. 94, pp. 199–214, Sep. 2018, doi: 10.1016/j.aeue.2018.07.015.

94. L. John et al., “A 280–310 GHz InAlAs/InGaAs mHEMT power amplifier MMIC with 6.7–8.3 dBm output power,” *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.*, vol. 29, no. 2, pp. 143–145, Feb. 2019, doi: 10.1109/LMWC.2018.2885916.

95. 13 В.М. Лукашин, А.Б.Пашковский, К.С.Журавлев, А.И.Торопов, В.Г.Лапин, А.Б.Соколов Уменьшение роли поперечного пространственного переноса электронов и рост выходной мощности гетероструктурных полевых транзисторов// Письма в ЖТФ, 2012, Том.38. Вып. 17, С. 84-89.

96. 15 В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, В.Г Лапин, С.В. Щербаков, К.С. Журавлев, А.И. Торопов, А.А. Капралова “Управление положением оптимальной рабочей точки мощного гетероструктурного полевого транзистора путем формирования подзатворного потенциального барьера на основе донорно-акцепторной структуры // Письма в ЖТФ 2015, том 41, вып. 3 с.81 – 87.

97. Протасов Д.Ю., Гуляев Д.В., Бакаров А.К., Торопов А.И., Ерофеев Е.В., Журавлев К.С. Увеличение насыщенной скорости дрейфа электронов в рHEMT-гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием// Письма в ЖТФ, 2018, Том 44, Вып. 6, С.77 -84.

98. Д.С. Пономарев , И.С. Васильевский, Г.Б. Галиев , Е.А. Климов, Р.А. Хабибуллин, В.А. Кульбачинский, Н.А. Юзеева. ФТП, 46 (4), 500 (2012).

99. Д.А. Сафонов, А.Н. Виниченко, Н.И. Каргин, И.С. Васильевский. “Особенности ионизации доноров кремния и рассеяние электронов в псевдоморфных квантовых ямах AlGaAs/InGaAs/GaAs при сильном одностороннем delta-легировании” Письма в ЖТФ, 44 (4), 34-41 (2018).

100. K. Inoue, H. Sakaki, J. Yoshino, Y. Yoshioka. *Applied Physics Letters* 46, 9735 (1985).

101. K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial, R. Klann, and K. Ploog. *Physical Review Letters* 77, 4616 (1996).

102. А.Н. Виниченко, В.П. Гладков, Н.И. Каргин, М.Н. Стриханов, И.С. Васильевский. “Увеличение подвижности электронов в НЕМТ гетероструктурах с составным спейсером, содержащим нанослой AlAs”// ФЭП, 2014, том 48, вып. 12, с. 1660-1665.

104. T. Baba, T. Mizutani, M. Ogawa. *Jpn J Appl Phys* 1983;22:L627e9.

105. T. Sajoto, M. Santos, J. J. Heremans, M. Shayegan, M. Heiblum, M. V. Weckwerth, U. Meirav. *Appl. Phys. Lett.* 54, 840 (1989).

106. Andrey B. Pashkovskii, Sergey A. Bogdanov, Askhat K. Bakarov , Alexandr B. Grigorenko, K. S. Zhuravlev , Vladimir G. Lapin, Vladimir M. Lukashin, Ilya A. Rogachev, Evgeniy V. Tereshkin, and Sergey V. Shcherbakov «Millimeter Wave Donor – Acceptor Doped DpHEMT», *IEEE Trans. On Electron Devices*, jan. 2021, vol. 68, issue 1, p. 53-56.

107. С.А. Богданов, А.К. Бакаров, К.С. Журавлев, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, И.А. Рогачёв, Е.В. Терешкин, С.В. Щербаков “Полевой транзистор миллиметрового диапазона длин волн на основе псевдоморфной гетероструктуры с дополнительными потенциальными барьерами”// Письма в ЖТФ, 2021, том 47, вып. 7 с.52 – 54

108. С.А. Богданов, С.Н.Карпов, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, И.А. Рогачёв, Е.В. Терешкин, С.В. Щербаков, А.К. Бакаров, К.С. Журавлев “DA-DpHEMT миллиметрового диапазона длин волн”// *Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника*, 2021, В.2 (549), С. 19 - 31.

109. D. V. Gulyaev et al., “Influence of the additional p<sup>+</sup> doped layers on the properties of AlGaAs/InGaAs/AlGaAs heterostructures for high power SHF transistors,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 49, no. 9, Mar. 2016, Art. no. 095108, doi: 10.1088/0022-3727/49/9/095108.

110. R. E. Williams and D. W. Shaw, “Graded channel FET’s: Improved linearity and noise figure,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 25, no. 6, pp. 600–605, Jun. 1978, doi: 10.1109/T-ED.1978.19143.

111. T. Saemitsu, “InP and GaN high electron mobility transistors for millimeter-wave applications,” *IEICE Electron. Express*, vol. 12, no. 13, 2015, Art. no. 20152005, doi: 10.1587/elex.12.20152005.
112. UMS Foundry Brochure 2019–2020. Accessed: Nov. 21, 2020. [Online]. Available: [https://www.ums-rf.com/wp-content/uploads/2019/10/2019-2020\\_Brochure\\_Foundry\\_Low-version.pdf](https://www.ums-rf.com/wp-content/uploads/2019/10/2019-2020_Brochure_Foundry_Low-version.pdf)
113. OMMIC Catalog 2019 V2. Accessed: Nov. 21, 2020. [Online]. Available: [https://www.ommic.com/wp-content/uploads/2019/09/OMMIC\\_Catalog-2019\\_V2.pdf](https://www.ommic.com/wp-content/uploads/2019/09/OMMIC_Catalog-2019_V2.pdf)
114. M. Yu et al., “W-band InP HEMT MMICs using finite-ground coplanar waveguide (FGCPW) design,” *IEEE J. Solid-State Circuits*, vol. 34, no. 9, pp. 1212–1218, Sep. 1999.
115. A. Brown, K. Brown, J. Chen, K. C. Hwang, N. Koliass, and R. Scott, “W-band GaN power amplifier MMICs,” *IEEE MTT-S Int. Microw. Symp. Dig.*, Baltimore, MD, USA, Dec. 2011, pp. 1–4, doi: 10.1109/MWSYM.2011.5972571.
116. A. Margomenos et al., “GaN technology for E, W and G-band applications,” in *Proc. Compound Semiconductor Integr. Circuit Symp. (CSICS)*, La Jolla, CA, USA, Oct. 2014, pp. 1–4, doi: 10.1109/CSICS.2014.6978559.
117. T. Palacios et al., “High-power AlGaIn/GaN HEMTs for Ka-band applications,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 26, no. 11, pp. 781–783, Nov. 2005, doi: 10.1109/LED.2005.857701.
118. Romanczyk et al., “W-band power performance of SiN-passivated N-polar GaN deep recess HEMTs,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 41, no. 3, p. 349–352, Mar. 2020.
119. А.Б. Пашковский, С.А. Богданов, А.К. Бакаров, К.С. Журавлев, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, С.Н. Карпов, Д.Ю. Протасов, И.А. Рогачёв, Е.В. Терешкин “Всплеск дрейфовой скорости электронов в обращенных транзисторных гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием и дополнительными цифровыми потенциальными барьерами”// Письма в ЖТФ, 2022, том 48, вып. 12 с.11 – 14.

120. А.Б.Пашковский, С.А.Богданов, А.К. Бакаров, К.С.Журавлев, В.Г.Лапин, В.М.Лукашин, С.Н. Карпов, И.А.Рогачёв, Е.В. Терешкин “Всплеск дрейфовой скорости электронов в гетероструктурах с двусторонним донорно-акцепторным легированием и цифровыми барьерами”// Физика и Техника Полупроводников, 2023, том 57, В.1, стр. 21-28 .

121. С.А. Богданов, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, С.Н. Карпов, А.Б. Пашковский, И.А. Рогачёв, Е.В. Терешкин, А.К. Бакаров, К.С. Журавлев, Д.Ю. Протасов “Цифровые барьеры и их перспективы в развитии мощных полевых транзисторов с двухсторонним донорно – акцепторным легированием в миллиметровом диапазоне длин волн”// Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника, 2022, В.3 (554), С. 22 - 37.

122. С.А. Богданов, С.Н.Карпов, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, И.А. Рогачёв, Е.В. Терешкин, С.В. Щербаков, А.К. Бакаров, К.С. Журавлев “DA-DpHEMT миллиметрового диапазона длин волн”// Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника, 2021, В.2 (549), С. 19 - 31.

123. Мартынов «Отрицательная дифференциальная проводимость в широкозонных гетероструктурах, вызванная пространственным поперечным переносом электронов», Всероссийская конференция «Электроника и микроэлектроника СВЧ», Санкт-Петербург, СПбГЭТУ, 2-5 июня 2019, Сборник трудов конференции, стр. 54-57.

124. Д.В. Гуляев, Д.А. Колосовский, Д.В. Дмитриев, А.К.Гутаковский, Е.А. Колосовский, К.С. Журавлев, Гетероструктуры InGaAlAs/InAlAs для электро-абсорбционного модулятора Письма в ЖТФ, 2022, том 48, вып. 13 с.37 – 41.

125. Ю. Пожела, К. Пожела, В. Юцене. Подвижность и рассеяние электронов на полярных оптических фононах в гетероструктурных квантовых ямах // ФТП, 2000, т. 34, вып. 9, с. 1053-1057.

126. Ю. Пожела, К. Пожела, В. Юцене. Рассеяние электронов на захваченных поверхностных полярных оптических фононах в двухбарьерной гетероструктуре // ФТП, 2007, т. 41, вып. 9, с. 1093-1098.

127. Ю. Пожела, К. Пожела, Р. Рагуотис, В. Юцене. Транспорт электронов в квантовой яме GaAs в сильных электрических полях // ФТП, 2009, т. 43, вып. 9, с. 1217-1221.

128. S. Adashi Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III-V and II-VI Semiconductors // 2009 John Wiley & Sons, Ltd. ISBN: 978-0-470-74369-0.

129. Богданов Ю.М., Пашковский А.Б., Тагер А.С. "Зависимость низкочастотных флуктуаций входной емкости полевого транзистора от профиля легирования канала" // Микроэлектроника, 1993, Т 22, В.2, С.15-19.

130. Богданов Ю.М., Пашковский А.Б., Тагер А.С. "Полевые транзисторы с низкой модуляционной чувствительностью для малошумящих СВЧ устройств" // Радиотехника и Электроника, 1993, Т 33, В.2, С. 346-355.

131. Зи С. Физика полупроводниковых приборов // В 2-х книгах. Кн. 1. – М.: Мир, 1984, с. 456.

132. А.А. Кальфа «Двумерный электронный газ в структурах металл- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с селективным легированием» // ФТП 1986, т.20, В.3, с.468 - 471.

## **СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ**

ЦПБ – цифровой потенциальный барьер

СВЧ – сверхвысокочастотная.

ГСЛ – гетероструктура с селективным легированием

УМ – усилитель мощности.

ВАХ – вольтамперная характеристика.

КПД – коэффициент полезного действия.

pHEMT - (pseudomorphic high electron mobility transistor) – СВЧ транзисторы на основе псевдоморфных AlGaAs-InGaAs-GaAs гетероструктур.

DpHEMT – pHEMT транзистор с двухсторонним наполнением канала электронами за счет легирования донорами широкозонных слоев, сформированных выше и ниже слоя канала.

(DA)-DpHEMT – DpHEMT транзистор с локализуемыми потенциальными барьерами, сформированными зарядами доноров и акцепторов в AlGaAs-слоях, сформированных выше и ниже слоя канала и имеющими p-i-n профиль легирования.

$\hbar\omega$  – энергия оптического фонона.

$f_i$  - максимальная частота усиления по току.

2D, 3D – двумерный, трехмерный.

$v_D$  – средняя дрейфовая скорость электронов под затвором.

$\mu, n$  - подвижность и концентрация электронов.

$n_s$ - поверхностная плотность электронов.

$\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость, энергия электронов.

КЯ – квантовая яма.

$E_C$  – значение энергии дна зоны проводимости.

$E_V$  – значение энергии потолка валентной зоны.

ИФП СО РАН – Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук.

$P_{\text{входа}}, P_{\text{in}}$  – СВЧ мощность, подаваемая на входной контакт прибора.

$P_{\text{выхода}}, P_{\text{out}}$  – СВЧ мощность, снимаемая с выходной контакта прибора.

$K_P$  – коэффициент усиления по мощности.

$I_{\text{стока}}, I_{\text{ds}}$  – ток стока.

$U_{\text{стока}}, U_d$  – напряжение на стоке транзистора.

$U_g$  – напряжение на затворе транзистора.

$F_{\text{min}}$  – минимальный коэффициент шума.

$K_y$  – коэффициент усиления по току.

$W_g$  – ширина затвора.

$q$  – заряд электрона.

$v$  – скорость электронов.

$m^*$  – эффективная масса электронов.

$E$  – напряженность электрического поля.

$\tau_p$  – гидродинамическое время релаксации импульса электронов.

$\tau_\varepsilon$  – гидродинамическое время релаксации энергии электронов.

$v_s(\varepsilon)$ ,  $E_s(\varepsilon)$  – статические значения дрейфовой скорости электронов и напряженности электрического поля, соответствующие некоторой кинетической энергии электронов  $\varepsilon$  (в ГДМ).

$\tau$  – время перехода между слоями.

$\mu(\varepsilon)$  – подвижность электронов, зависящая от их энергии.

$G_{\max}$  – максимально возможный коэффициент усиления при двухстороннем согласовании транзистора.

$\varepsilon$  – кинетическая энергия, переносимая электроном при переходе через потенциальный барьер гетероперехода (в ГДМ).

$kT$  – тепловая энергия.

$E_F$  – энергия Ферми.

$\varphi_B$  – высота барьера Шоттки.

$U_g$  – напряжение на затворе.

$\varphi(x)$  – распределение потенциала по продольной координате в канале транзистора (от истока к стоку).

$g_m = \frac{\partial I_D}{\partial U_g}$  – крутизна транзистора.

$E_s$  – напряженность электрического поля, при которой статическая дрейфовая скорость электронов имеет максимальное значение.

$n_{s1,2}$  – поверхностные плотности электронов в узкозонном и в широкозонном слоях гетероперехода.

$L_{1,2}$  – эффективная толщина узкозонного и широкозонного слоев гетероперехода с учетом теплового разогрева.

АЧХ – амплитудно-частотная характеристика.

КСВн – коэффициент стоячей волны по напряжению.

МИС – монолитная интегральная схема.

**ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ****Публикации по теме диссертации в журналах, индексируемых в международных базах данных.**

- A1. С.А. Богданов, А.К. Бакаров, К.С. Журавлев, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, И.А. Рогачёв, Е.В. Терешкин, С.В. Щербаков “Полевой транзистор миллиметрового диапазона длин волн на основе псевдоморфной гетероструктуры с дополнительными потенциальными барьерами”// Письма в Журнал Технической Физики, 2021, том 47, вып. 7 с.52 – 54
- A2. Andrey B. Pashkovskii, Sergey A. Bogdanov, Askhat K. Bakarov , Alexandr B. Grigorenko, K. S. Zhuravlev , Vladimir G. Lapin, Vladimir M. Lukashin, Ilya A. Rogachev, Evgeniy V. Tereshkin, and Sergey V. Shcherbakov «Milimeter Wave Donor – Acceptor Doped DpHEMT», IEEE Trans. On Electron Devices, jan. 2021, vol. 68, issue 1, p. 53-56.
- A3. С.А. Богданов, А.А. Борисов, С.Н. Карпов, М.В. Кулиев, А.Б. Пашковский, Е.В. Терешкин “Нелокальная динамика электронов в AlGaN/GaN-транзисторных гетероструктурах”// Письма в Журнал Технической Физики, 2022, том 48, вып. 2 с.44 – 46
- A4. А.Б. Пашковский, С.А. Богданов, А.К. Бакаров, К.С. Журавлев, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, С.Н. Карпов, Д.Ю. Протасов, И.А. Рогачёв, Е.В. Терешкин “Всплеск дрейфовой скорости электронов в обращенных транзисторных гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием и дополнительными цифровыми потенциальными барьерами”// Письма в Журнал Технической Физики, 2022, том 48, вып. 12 с.11 – 14.
- A5. А.Б.Пашковский, С.А.Богданов, А.К. Бакаров, К.С.Журавлев, В.Г.Лапин, В.М.Лукашин, С.Н. Карпов, И.А.Рогачёв, Е.В. Терешкин “Всплеск дрейфовой

скорости электронов в гетероструктурах с двусторонним донорно-акцепторным легированием и цифровыми барьерами”// Физика и Техника Полупроводников, 2023, том 57, В.1, стр. 21-28.

### **Публикации по теме диссертации в журналах из перечня ВАК.**

- А6. С.А. Богданов, С.Н. Карпов, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, И.А. Рогачёв, Е.В. Терешкин, С.В. Щербаков, А.К. Бакаров, К.С. Журавлев “DA-DrHEMT миллиметрового диапазона длин волн”// Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника, 2021, В.2 (549), С. 19 - 31.
- А7. С.А. Богданов, А.А. Борисов, С.Н. Карпов, Д.Э. Клочкова, Я.Б. Мартынов, А.Б. Пашковский, Е.В. Терешкин. “Всплеск дрейфовой скорости электронов в транзисторных гетероструктурах на основе нитрида галлия”// Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника, 2021, В.4 (551), С. 6 - 14.
- А8. С.А. Богданов, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, С.Н. Карпов, А.Б. Пашковский, И.А. Рогачёв, Е.В. Терешкин, А.К. Бакаров, К.С. Журавлев, Д.Ю. Протасов “Цифровые барьеры и их перспективы в развитии мощных полевых транзисторов с двухсторонним донорно – акцепторным легированием в миллиметровом диапазоне длин волн”// Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника, 2022, В.3 (554), С. 22 - 37.
- А9. **Е.В. Терешкин** «Перспективы использования обращенных гетероструктур с донорно-акцепторным легированием и цифровыми барьерами в миллиметровом диапазоне длин волн”// Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника, 2022, В.4 (555), С. 64 - 78.

### **Патент**

1. Патент РФ на изобретение №2781044 по заявке № 2021133029/28(069483). Приоритет от 12.11.2020. Зарегистрировано: 04.10.2022. Мощный полевой транзистор СВЧ на полупроводниковой гетероструктуре//, А.Б. Пашковский, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.А.Маковецкая, С.А. Богданов, Е.В.Терешкин, К.С. Журавлев.

**Другие публикации по теме диссертации.**

- Б1. Богданов С.А., Бакаров А.К., Григоренко А.Б., Журавлёв К.С., Лапин В. Г., Лукашин В.М., Пашковский А.Б., Рогачёв И.А., Терешкин Е.В., Щербаков С.В. “Полевые транзисторы миллиметрового диапазона длин волн разработки АО «НПП «Исток» им. Шокина»” 30-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2020). Севастополь, Крым, Россия. 7—11 сентября 2020г.: Тезисы докладов, С. 282 – 283.
- Б2. А.Б. Пашковский, С.А. Богданов, А.К. Бакаров, А.Б. Григоренко, К.С. Журавлёв, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, И.А. Рогачёв, Е.В. Терешкин, С.В. Щербаков “Полевые транзисторы миллиметрового диапазона длин волн с высоким коэффициентом усиления” 11-я Международная научно – практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ – электроники «МОКЕРОВСКИЕ ЧТЕНИЯ» 28 октября 2020 г. Москва, НИЯУ «МИФИ» Сборник трудов конференции С.13 – 14.
- Б3. Богданов С.А., Бакаров А.К., Журавлёв К.С., Карпов С.Н., Лапин В.Г., Лукашин В.М., Пашковский А.Б., Рогачёв И.А., Терешкин Е.В. “Дополнительные потенциальные барьеры в псевдоморфных гетероструктурах с двухсторонним донорно-акцепторным легированием” 12-я Международная научно – практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ – электроники «МОКЕРОВСКИЕ ЧТЕНИЯ» 19-20 мая 2021 г. Москва, НИЯУ «МИФИ» Сборник трудов конференции С.21 – 22.
- Б4. С.А. Богданов, А.К. Бакаров, К.С. Журавлёв, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, И.А. Рогачёв, Е.В. Терешкин “Полевые транзисторы миллиметрового диапазона длин волн АО «НПП «Исток» им. Шокина» на гетероструктурах с донорно – акцепторным легированием” Электроника и микроэлектроника СВЧ, X Всероссийская научно-техническая конференция,

- Санкт-Петербург, СПбГЭТУ 30 мая – 4 июня 2021 г. Сборник статей конференции С. 4 – 6.
- Б5. С.А. Богданов, А.К. Бакаров, К.С. Журавлёв, С.Н. Карпов, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, И.А. Рогачёв, Е.В. Терешкин “Анализ динамики электронов в гетероструктурах с двухсторонним донорно-акцепторным легированием и дополнительными потенциальными барьерами” Электроника и микроэлектроника СВЧ, X Всероссийская научно-техническая конференция, Санкт-Петербург, СПбГЭТУ 30 мая – 4 июня 2021 г. Сборник статей конференции С. 43 – 46.
- Б6. С.А. Богданов, А.К. Бакаров, К.С. Журавлёв, С.Н. Карпов, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, И.А. Рогачёв, Е.В. Терешкин «Перспективы улучшения быстродействия DA-DpHEMT транзисторов миллиметрового диапазона длин волн» 31-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2020). Севастополь, Крым, Россия. 5—10 сентября 2021г.: Тезисы докладов, С. 250 – 251. СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии. 2021. Вып. 3. ISSN 2619-1628.
- Б7. С.А. Богданов, А.К. Бакаров, К.С. Журавлёв, С.Н. Карпов, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, Д.Н. Протасов, И.А. Рогачёв, Е.В. Терешкин. “Цифровые потенциальные барьеры в обращенных гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием” 13-я Международная научно – практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ – электроники «МОКЕРОВСКИЕ ЧТЕНИЯ» 25-26 мая 2022 г. Москва, НИЯУ «МИФИ» Сборник трудов конференции С.18 – 19.
- Б8. С.Н. Карпов, С.А. Богданов, А.Б. Пашковский, Е.В.Терешкин “О влиянии цифровых потенциальных барьеров на характеристики обращенных гетероструктур с донорно-акцепторным легированием” Электроника и микроэлектроника СВЧ, XI Всероссийская научно-техническая конференция, Санкт-Петербург, СПбГЭТУ 30 мая – 3 июня 2022 г. Сборник статей конференции С. 71 – 73.

**Личный вклад автора.**

Статья (А9) написана автором лично, в статьях (А3,А4,А7) выполнены постановка задачи и обработка результатов (15%), в статьях (А1,А2,А6) выполнены постановка задачи и анализ результатов (10%), в статьях (А5,А8) выполнены постановка задачи, анализ и обработка результатов (10%).