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

На правах рукописи

ЛУКАШИН

Владимир Михайлович

УДК.621.385.6

УВЕЛИЧЕНИЕ УДЕЛЬНОЙ ВЫХОДНОЙ МОЩНОСТИ И КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ DpHEMT – ТРАНЗИСТОРОВ ЗА СЧЕТ ПОВЫШЕНИЯ СТЕПЕНИ ЛОКАЛИЗАЦИИ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В КАНАЛЕ

Специальность 05.27.01 «Твердотельная электроника, радиоэлектронные компоненты, микро - и наноэлектроника, приборы на квантовых эффектах»

Диссертации на соискание учёной степени кандидата технических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук

Пашковский Андрей Борисович

г. Фрязино 2015г.

ВВЕДЕНИЕ 4

ГЛАВА 1. ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛОКАЛЬНОГО РАЗОГРЕВА ЭЛЕКТРОНОВ В ГЕТЕРОСТРУКТУРНЫХ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ 19

1.1. ПОПЕРЕЧНЫЙ ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ ПЕРЕНОС В ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ НА ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С СЕЛЕКТИВНЫМ ЛЕГИРОВАНИЕМ 22

1.1.1. Описание модели 24

1.1.2. Исследование границ применимости квазигидродинамических моделей в гетерострукутурных полевых транзисторах 29

1.2. ОСОБЕННОСТИ НЕЛОКАЛЬНОГО ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ В МОЩНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРНЫХ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ 36

1.2.1. Оценка области нелокального тепловыделения в мощных полевых транзисторах 36

1.2.2. Поперечный пространственный перенос электронов и особенности локализации домена сильного поля в гетероструктурных полевых транзисторах 45

1.3. ОСОБЕННОСТИ НЕЛОКАЛЬНОГО РАЗОГРЕВА ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ НА ОСНОВЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ 49

1.4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ ПО ГЛАВЕ 1 64

ГЛАВА 2. РАЗРАБОТКА DpHEMT ТРАНЗИСТОРОВ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР С ЛОКАЛИЗУЮЩИМИ ПОТЕНЦИАЛЬНЫМИ БАРЬЕРАМИ 66

2.1. ПРЕДПОСЫЛКИ РАЗРАБОТКИ (DA)-DpHEMT ГЕТЕРОСТРУКТУР 69

2.2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОБРАЗЦЫ (DA)-DpHEMT ТРАНЗИСТОРОВ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ИХ ХАРАКТЕРИСТИК 76

2.3. АНАЛИЗ ФИЗИЧЕСКИХ МЕХАНИЗМОВ, ОБЕСПЕЧИВАЮЩИХ УЛУЧШЕНИЕ ВЫХОДНЫХ СВЧ ХАРАКТЕРИСТИК (DA)-DpHEMT ТРАНЗИСТОРОВ 88

2.5. МОЩНЫЕ (DA)-DpHEMT ТРАНЗИСТОРЫ, НАИБОЛЕЕ ЭФФЕКТИВНО РАБОТАЮЩИЕ ПРИ НАПРЯЖЕНИИ НА ЗАТВОРЕ РАВНОМ НУЛЮ 95

2.5. РАЗРАБОТКА ОМИЧЕСКИХ КОНТАКТОВ ИСТОКА И СТОКА (DA)-DpHEMT ТРАНЗИСТОРОВ 103

2.6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ ПО ГЛАВЕ 2 108

ЗАКЛЮЧЕНИЕ 110

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ 112

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ 124

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы. Твердотельная сверхвысокочастотная (СВЧ) электронная компонентная база (ЭКБ), одним из важнейших элементов которой остаются усилители мощности на полевых транзисторах, активно востребована для разработки огромного числа различных радиоэлектронных систем. Полевые транзисторы с барьером Шоттки (ПТШ) на арсениде галлия, других соединениях A_3B_5 и различных гетероструктурах на их основе, остаются основными активными элементами ЭКБ для диапазона частот от единиц до сотен ГГц.

Считается, что традиционные мощные СВЧ ПТШ в исполнении pHEMT (pseudomorphic high electron mobility transistor) на основе псевдоморфных AlGaAs-InGaAs-GaAs гетероструктур в ближайшее время будут практически полностью вытеснены из сантиметрового и длинноволновой части миллиметрового диапазона длин волн приборами на широкозонных гетероструктурах. В России, несмотря на отдельные удачные лабораторные разработки, создание промышленной технологии приборов на широкозонных гетероструктурах еще далеко от завершения. Требования экономической независимости и национальной безопасности России приводят к необходимости создания отечественной СВЧ ЭКБ, сравнимой по параметрам с серийными мировыми аналогами, но с учетом возможностей уже имеющихся технологий и оборудования. Представленная работа базируется на уже внедренной серийной технологии DpHEMT (pHEMT с двухсторонним наполнением канала электронами), что обеспечивает ее актуальность.

Считается, что любая оптимизация гетероструктур для серийных pHEMT транзисторов не позволяет получать удельную выходную СВЧ мощность заметно больше 1 Вт/мм на частоте 10 ГГц, но в данной работе на практике продемонстрировано существенное увеличение выходной СВЧ мощности транзистора и коэффициента усиления.

Существенное увеличение выходной СВЧ мощности и коэффициента усиления транзистора обеспечивается увеличением максимального (при положительном потенциале затвора) тока стока в условиях сильного разогрева

электронов. Причиной этого полезного эффекта является повышение проводимости канала за счет ограничения поперечного пространственного переноса электронов с помощью встроенных потенциальных барьеров. Эти потенциальные барьеры формируются зарядами доноров и акцепторов в AlGaAs-слоях, имеющими $p-i-n$ профиль легирования, и выполняют локализующую функцию – заметно подавляют уход горячих электронов из InGaAs – канала в широкозонные слои AlGaAs. Предлагаемое техническое решение выполнено в рамках эпитаксиальной технологии, используемой в уже освоенной серийной технологии AlGaAs-InGaAs-GaAs – DpHEMT, что дополнительно усиливает актуальность темы.

Цель работы – разработка нового типа транзисторов с улучшенными выходными характеристиками в исполнении «DpHEMT» на основе гетероструктур с селективным донорно-акцепторным легированием ((DA)-DpHEMT структуры и транзисторы на их основе), за счет подавления поперечного пространственного переноса электронов локализующими потенциальными барьерами.

Постановка задачи - для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

- Исследовались особенности нелокального разогрева электронов в полевых транзисторах на основе GaN и GaAs;

- Разрабатывалась (DA)-DpHEMT гетероструктура с локализующими потенциальными барьерами, подавляющими поперечный пространственный перенос электронов из InGaAs – канала.

- Разрабатывалась (DA)-DpHEMT гетероструктура с делителем напряжения на затворе, образованным $i-p-i-(\delta:Si)$ слоями в барьере Шоттки транзистора, обеспечивающим оптимум положения рабочей точки транзистора при напряжении затвора, равном нулю.

- Разрабатывался метод формирования омических контактов в заглублениях с удаленными акцепторными слоями, позволяющий существенно уменьшить сопротивление омических контактов в (DA)-DpHEMT транзисторах.

Объектом исследования служат – мощные полевые СВЧ транзисторы с большой шириной затвора.

Предметом исследования служат – структуры полевых транзисторов, методики формирования локализующих барьеров и омических контактов.

Научная новизна. В диссертации впервые получены следующие результаты:

1. Показано, что поперечный пространственный перенос и сильные зависимости времен релаксации от энергии приводят к тому, что результаты расчетов по гидродинамической и температурной моделям (по ГДМ и ТМ) существенно отличаются при длинах затворов, намного превышающих длины релаксации импульса электронов в слоях гетероструктур. В сравнении с результатами ГДМ получены величины погрешностей, возникающих при использовании ТМ при моделировании и расчете характеристик pHEMT транзисторов.

2. Исследованы особенности нелокального разогрева электронов в полевых транзисторах на основе GaN и GaAs. Показано, что из-за сильного эффекта всплеска дрейфовой скорости средняя величина дрейфовой скорости под затвором транзистора на основе GaAs выше, чем под затвором транзистора на основе GaN при большей величине максимальной сильнополевой статической дрейфовой скорости электронов в GaN. Эта особенность сравнительного поведения величин средней дрейфовой скорости в GaN и GaAs транзисторах сохраняется даже при искусственном задании величины слабополевой подвижности электронов в GaAs такой же, как в GaN.

3. Показано, что введение в DpHEMT гетероструктуру высоких локализующих потенциальных барьеров, уменьшающих поперечный пространственный перенос электронов с сопутствующим подавлением проникновения горячих электронов в эти барьеры при усилении эффекта размерного квантования и обеспечении увеличенной плотности электронов в слое InGaAs канала, позволяет существенно увеличить выходную мощность и коэффициент усиления ПТШ.

4. Показано, что при оптимальном соотношении толщин i-p-i-(δ:Si) слоев структуры в барьере Шоттки (DA)-DpHEMT транзистора можно создавать мощные ПТШ, с максимумом выходной СВЧ мощности, достигаемом при задании напряжения «затвор – исток», равного нулю.

5. Методом формирования омических контактов в заглублениях с удаленными акцепторными слоями решена проблема формирования контактов истока и стока с линейной вольтамперной характеристикой (ВАХ) и малым сопротивлением.

Научные положения, выносимые на защиту:

1. Из-за влияния поперечного пространственного переноса электронов при переходе от гидродинамической к температурной модели в результатах расчета характеристик полевых транзисторов на GaAs гетероструктурах с селективным легированием возникает погрешность более 20 % при длинах затвора менее 1 мкм. В полевых транзисторах на GaN гетероструктурах из-за большой энергии оптического фонона и, соответственно, малого всплеска дрейфовой скорости электронов такая же погрешность возникает при длинах затвора менее 0,05 мкм.

2. Формирование в AlGaAs слоях (DA)-DpHEMT гетероструктуры высоких локализующих потенциальных барьеров и увеличение плотности электронов в слое InGaAs канала позволяет создавать мощные транзисторы, имеющие на частоте 10 ГГц удельную выходную мощность, коэффициент усиления и КПД более 1,6 Вт/мм, 9 дБ и 50% при длине трапециевидного затвора 0,5 мкм.

3. Использование при изготовлении омических контактов истока и стока в (DA)-DpHEMT транзисторах заглубления с удаленными акцепторными слоями позволяет формировать омические контакты с линейной ВАХ и удельным сопротивлением менее 0,8 Ом·мм – на уровне результатов, типичных для DpHEMT транзисторов.

4. Оптимизация соотношения толщин слоев i-p-i-$(\delta:\mathrm{Si})$ структуры в барьере Шоттки позволяет создавать мощные транзисторы, наиболее эффективно работающие при нулевом смещении на затворе и имеющие на частоте 10 ГГц

удельную выходную мощность, коэффициент усиления и КПД более 1,5 Вт/мм, 12 дБ и 40% при длине Г - образного затвора равной 0,3 мкм.

Практическая ценность работы.

1. Получено существенное увеличение выходной СВЧ мощности и коэффициента усиления ПТШ при введении в DpHEMT гетероструктуру высоких локализующих потенциальных барьеров, уменьшающих поперечный пространственный перенос электронов с сопутствующим подавлением проникновения горячих электронов в эти барьеры, усилением эффекта размерного квантования и увеличении плотности электронов в слое InGaAs канала. Это техническое решение при оптимизации соотношения толщин слоев, образующих барьер Шоттки в (DA)-DpHEMT, также позволяет создавать мощные ПТШ, наиболее эффективно работающие при нулевом смещении на затворе.

2. Предложена и подтверждена на практике возможность формирования омических контактов с линейными вольт-амперными характеристиками (ВАХ) и пониженными сопротивлениями истока и стока в (DA)-DpHEMT транзисторах при формировании омических контактов в заглублениях с удаленными акцепторными слоями.

3. Разработанные технические решения использованы при изготовлении ряда экспериментальных образцов транзисторов в (DA)-DpHEMT исполнении. Применение этих решений позволило:

- при длине трапециевидного затвора, равной 0,5 мкм изготовить экспериментальные образцы мощных ПТШ с удельной мощностью, коэффициентом усиления и КПД на частоте 10 ГГц более 1,6 Вт/мм, 9 дБ, 50% соответственно,

- изготовить экспериментальные образцы мощных ПТШ с удельной мощностью, коэффициентом усиления и КПД на частоте 10 ГГц более 1,5 Вт/мм, 12 дБ и 40%, соответственно, при длине Г - образного затвора, равной 0,3 мкм, наиболее эффективно работающие при нулевом смещении на затворе.

Апробация результатов работы.

Результаты работы опубликованы в материалах следующих международных конференций: "СВЧ- техника и телекоммуникационные технологии", «КрыМикО» 10-14 сентября 2007г., 10-14 сентября 2001г., 14-18 сентября 2009г., 10—14 сентября 2012г., 8—13 сентября 2013г., 7—13 сентября 2014г. Севастополь, 10 Международной научно-практической конференции «Нанотехнологии – производству 2014» г. Фрязино Московской обл., 2-4 апреля 2014г., Всероссийская конференция, Микроэлектроника СВЧ, Санкт-Петербург, СПбГЭТУ 4-7 июня 2012 г., 2-5 июня 2014 г., 11 Российской конференции по физике полупроводников Санкт-Петербург, 16–20 сентября 2013г.,

Публикации. По материалам диссертации автором опубликовано 24 печатных работы, из них 11 работ в журналах по перечню ВАК для защиты кандидатских диссертаций, получено 3 патента РФ.

Объём работы. Диссертация состоит из введения, двух глав, заключения, списка литературы. Работа выполнена на 127 страницах текста, содержит 34 рисунка, 7 таблиц и список литературы из 102 наименований.

Содержание и результаты работы.

Во введении дано обоснование актуальности темы работы, определены цели и задачи исследований, перечислены основные результаты, выводы и рекомендации, научные положения, выносимые на защиту. Обоснована необходимость теоретического анализа разогрева электронов для задания приближенного к оптимальному профиля легирования в локализующих барьерах и практическая важность работы.

В первой главе приведены результаты исследований особенностей нелокального разогрева электронов в современных гомо - и гетероструктурах. В разделе 1.1. проводится исследование границ применимости квазигидродинамических (другое название - температурных) моделей (ТМ) для расчета полевых транзисторов на гетероструктурах с селективным легированием. Широкое использование гетероструктур и наметившаяся в последние годы

активность в разработке достаточно точных и быстродействующих программ моделирования физических процессов и расчета характеристик транзисторов, ставит вопрос физической адекватности моделей, используемых в этих программах. В настоящее время в большинстве полевых СВЧ транзисторов размеры активной области становятся сравнимыми с длинами релаксации импульса и энергии электронов. Длины релаксации из-за сложного распределения электрического поля, в свою очередь, могут сильно меняться по длине в промежутке между истоком и стоком. В этих условиях строгое определение границ применимости тех или других физических моделей до сих пор остается серьезной проблемой: простые критерии по сравнению размеров пролетной области с длинами релаксации электронов не позволяют оценить точность моделей, и для этого приходится непосредственно использовать численные расчеты. Известно, что динамика электронов в приборах с характерными размерами порядка десятых долей микрона, а соответственно и характеристики этих приборов наиболее точно рассчитываются методом Монте-Карло. Однако, из-за большого потребления вычислительных ресурсов и сложности, этот метод до сих пор мало применяется для подбора параметров гетероструктур и оптимизационных расчетов транзисторов. Из-за приемлемо малой вычислительной ресурсоемкости на практике основными расчетными моделями пока остаются различные модификации ГДМ и ТМ. При этом минимальной вычислительной ресурсоемкостью обладают ТМ, что делает их весьма привлекательными, но важно найти границы физически адекватной применимости ТМ в сравнении с ГДМ.

Известно, что уже при длинах затвора менее 0,25 мкм использование ТМ вместо ГДМ может приводить к существенным погрешностям при расчёте характеристик гомоструктурных ПТШ на основе GaAs с объемнолегированным каналом. В разделе 1.1 проясняется проблема физически адекватной применимости ТМ в сравнении с ГДМ и для гетероструктурных ПТШ, в том числе и для транзисторов в pHEMT исполнении. В параграфе 1.1.1 представлена ГДМ полевого транзистора, использованная в работе. В этой модели описывается

поведение двух ансамблей электронов. Первый ансамбль расположен в слое GaAs, или InGaAs узкозонного канала, образующего квантовую яму (КЯ), второй - в контактирующем с ним широкозонном слое (AlGaAs). Каждый слой характеризуется одной эффективной долиной с временами релаксации импульса и энергии электронов, определяемыми из расчетов методом Монте – Карло для объемных материалов. Переходы горячих электронов между контактирующими слоями описываются в приближении надбарьерной термоэлектронной эмиссии. Проводимость канала определяется в приближении треугольной потенциальной ямы с учетом всех размерно-квантовых подзон. В расчетах учитываются переходы электронов в результате разогрева из КЯ в широкозонный слой и обратные переходы (поперечный пространственный перенос), а также увеличение эффективных длин локализации горячих электронов в слоях гетероперехода при усилении разогрева. Фактически, в используемой одномерной ГДМ поставлена и решается квазидвумерная самосогласованная задача описания динамики электронов в двух соседних слоях.

В параграфе 1.1.1 также приведено сравнение результатов расчетов для гетероструктурных ПТШ по гидродинамической и температурной моделям. Показано, что даже при сравнительно больших длинах затвора 0,5 мкм (и менее), в отдельных режимах работы ПТШ разница величин тока стока и крутизны, вычисляемых по этим моделям может быть больше 20 %. Рассматриваются различия в распределениях дрейфовой скорости по слоям в промежутке «исток-сток», рассчитанных по ГДМ и ТМ. Демонстрируется, что главная причина различий - поперечный пространственный перенос (если его убрать из расчетов, то при длине затвора 0,5 мкм разница в распределениях дрейфовых скоростей, рассчитанных по ГДМ и ТМ, составит всего несколько процентов). Различия в результатах расчетов заметно возрастают с увеличением мольной доли индия в узкозонном слое канала. Показано, что для транзисторов на гетероструктурах $In_{0,52}Al_{0,48}As$ - $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ существенные различия в результатах расчетов величин токов стока и крутизны, получаемых при использовании ГДМ и ТМ,

начинаются при длинах затвора около 1 мкм, а при более коротких затворах различия приобретают качественный характер.

В разделе 1.2. исследуются особенности формирования области интенсивного тепловыделения в полевых транзисторах. Известно, что для правильного конструирования мощных полевых транзисторов необходимо знать температуру его канала. В свою очередь, для расчета максимальной температуры канала и анализа тепловых режимов работы мощных ПТШ, существенное значение приобретает оценка размеров области наиболее интенсивного тепловыделения. В параграфе 1.2.1 приводятся простые формулы, позволяющие рассчитывать интенсивность тепловыделения в каналах гомо и гетероструктурных ПТШ. Приводятся особенности распределения плотности мощности в гомоструктурных полевых транзисторах. Демонстрируется, что в мощных транзисторах с коротким затвором область выделения мощности за период СВЧ изменения потенциала затвора может перемещаться от затвора к стоку и обратно. Таким образом, может реализовываться режим, в котором температурная нагрузка в транзисторе минимальна (температура канала падает на 10 - 30 градусов). Показано, что в pHEMT транзисторах, по крайне мере в тех, которые рассматривались при расчетах, область наиболее интенсивного тепловыделения жестко локализована у стокового края затвора, а большая часть энергии при этом выделяется в широкозонном слое. В параграфе 1.2.2 исследуется физический механизм данной особенности. Показано, что за жесткую локализацию домена сильного поля у стокового края затвора транзистора отвечает поперечный пространственный перенос электронов. Это один из основных физических эффектов, обуславливающих особенности транспорта горячих электронов по длине канала в pHEMT транзисторах, сильно влияющий на форму и величину всплеска дрейфовой скорости электронов под затвором, а также на величину тока стока, особенно при открытом канале транзистора.

В разделе 1.3 рассматриваются особенности нелокального разогрева электронов в полевых транзисторах на основе нитрида галлия. На примере расчета тестовой структуры - приближенного аналога реальной гетероструктуры

сравнивается нелокальный дрейф электронов в транзисторе на основе нитрида галлия и на основе арсенида галлия с той же подвижностью электронов. Показано, что несмотря на большую величину максимума полевой зависимости статической дрейфовой скорости, быстродействие GaN - ПТШ не выше быстродействия GaAs - ПТШ даже при искусственном задании величины слабополевой подвижности электронов в GaAs такой же, как в GaN и, соответственно, гораздо ниже быстродействия pHEMT. Этот эффект связан с тем, что из-за малых времен релаксации по энергии, обусловленных большой энергией оптического фонона, дрейфовая скорость электронов в максимуме на ее распределении в GaN - ПТШ заметно ниже, чем в GaAs - ПТШ. Рассматриваются распределения времен релаксации в таких приборах. Демонстрируется, что в большой области, даже под коротким субмикронным затвором, электронный транспорт в GaN - ПТШ практически локален. Нелокальные эффекты ярко проявляются только у стокового края затвора. В то же время в GaAs - ПТШ нелокальный дрейф электронов (наблюдаемый в области, где дрейфовая скорость превышает максимальную статическую дрейфовую скорость) имеет место практически под всем затвором. Показано, что малые времена релаксации по энергии приводят еще к одному интересному, и, в определенной мере (в плане экономии при моделировании вычислительных ресурсов за счет использования ТМ), полезному эффекту. Моделирование показало, что в транзисторах на основе GaN, даже при малой длине затвора, равной 0,05 мкм, результаты расчетов по ГДМ и ТМ различаются не слишком сильно, что обуславливает малую погрешность при ТМ моделировании GaN - ПТШ.

Во второй главе представлены результаты разработки транзисторов с локализующими барьерами в исполнении (DA)-DpHEMT.

В разделе 2.1 приведены предпосылки разработки транзисторов в исполнении (DA)-DpHEMT. Выходные характеристики гетероструктурных полевых транзисторов определяется многими факторами: параметрами гетероструктуры, размерной обработкой, топологией, конкретным технологическим маршрутом изготовления и т.д. При этом важно, что только

конструкция гетероструктуры, оптимизированная с учетом особенностей транспорта электронов, налагаемых условиями работы транзистора, позволяет получить наилучшие характеристики мощных СВЧ DpHEMT.

Для увеличения выходной СВЧ мощности при разработке гетероструктур для DpHEMT транзисторов важно обеспечить максимальную проводимость канала на участке насыщения выходных ВАХ. Попытки оптимизации в этом направлении гетероструктур для мощных pHEMT и DpHEMT блокируются набором жестких физических и технологических ограничений, который, на первый взгляд, не позволяет получать удельную выходную мощность серийных ПТШ заметно больше 1 Вт/мм на частоте 10 ГГц. Одним из основных механизмов, ограничивающих эту мощность в pHEMT, является поперечный пространственный перенос электронов из InGaAs - канала гетероструктуры, возникающий при их разогреве продольным электрическим полем. Этот перенос стимулируется кулоновским электрон-электронным и электрон-донорным взаимодействием, он приводит к усилению заполнения горячими электронами слоев AlGaAs вблизи доноров, что снижает подвижность горячих электронов. Типичная величина разрыва дна зоны проводимости на гетерогранице AlGaAs-InGaAs в pHEMT и в DpHEMT сравнительно мала и составляет примерно 0,3 эВ. Такой глубины потенциальной ямы InGaAs-канала недостаточно для сохранения преимущественной локализации электронов в InGaAs - канале при их сильном разогреве, характерном для работы pHEMT и DpHEMT. Для обеспечения преимущественной локализации электронов в канале и сохранения высокой проводимости канала в условиях сильного термо-полевого разогрева электронов при подавлении выброса горячих электронов из – InGaAs канала транзистора, в этой работе проводится формирование в гетероструктуре дополнительных барьеров, существенно усиливающих локализацию электронов в InGaAs канале.

Похожий эффект наблюдается при попытках увеличения уровня легирования pHEMT и DpHEMT- гетероструктур донорами: потенциальная яма InGaAs-канала оказывается полностью заполненной электронами, начинается параллельное заполнение электронами AlGaAs-слоев. В результате даже

слабополевая подвижность электронов оказывается недопустимо малой, проводимость канала и выходная СВЧ мощность практически перестает увеличиваться при росте уровня легирования донорами. Простые оценки показывают, что при введении в структуру встроенных потенциальных барьеров, усиливающих локализацию горячих электронов в слое InGaAs-канала, степень их локализации в AlGaAs-слоях может уменьшиться в несколько раз.

Существует проблема выбора оптимального метода создания достаточно высоких локализующих потенциальных барьеров с малой толщиной стенок. Использование $Al_xGa_{1-x}As$ гетеробарьеров для их создания не дает нужного по величине барьера результата, так как величина разрыва дна зоны проводимости при повышении содержания алюминия увеличивается недостаточно сильно. Кроме этого, в слоях $Al_xGa_{1-x}As$ с большим содержанием алюминия ($x \geq 0{,}35$) формируются глубокие DX центры, захватывающие электроны и происходит инверсия долин в зоне проводимости, что резко усиливает интенсивность рассеяния горячих электронов, проникающих в широкозонные слои.

Пригодных для обеспечения хорошей локализации горячих электронов сравнительно узкозонных гетероструктур с большой (более 0,5 эВ) величиной разрыва дна зоны проводимости, технологии которых освоены в серийном производстве, пока нет. По этой причине было выбрано решение: для построения локализующих барьеров использовать донорно-акцепторное легирование широкозонных слоев в уже освоенных традиционных DpHEMT гетероструктурах.

Достаточные по высоте локализующие барьеры в (DA)-DpHEMT гетероструктурах формировались с помощью встроенных полей зарядов доноров и акцепторов в $Al_xGa_{1-x}As$ – слоях с $x \leq 0{,}35$, задавался $p-i-n$ профиль легирования при избыточном легировании донорами. Использовалась технология дельта - легирования донорами ($\delta:Si$), дающая максимальную локализацию горячих электронов в слое InGaAs-канала. При этом каждый $\delta:Si$ - слой выполняет двойную функцию: участвует в формировании локализующего барьера и обеспечивает поставку электронов в InGaAs-канал.

Схематические зонные диаграммы (DA)-DpHEMT гетероструктуры в сравнении с DpHEMT гетероструктурой показаны на рис. 25.

(DA)-DpHEMT гетероструктура имеет такие потенциальные преимущества перед традиционной DpHEMT гетероструктурой:

- уменьшение рассеяния горячих электронов в широкозонном материале за счет уменьшения толщины слоя широкозонного материала, в котором они могут находиться, уменьшения величины квадрата волновой функции электронов вблизи высоких локализующих барьеров и усиления эффекта размерного квантования;

- увеличение поверхностной плотности электронов в сравнительно более узкой и глубокой квантовой яме канала;

- уменьшение туннельного переноса электронов между затвором и каналом за счет увеличения средней толщины потенциального барьера контакта Шоттки;

- уменьшение поверхностной плотности горячих электронов в широкозонных слоях и улучшение управления током стока при больших прямых смещениях контакта Шоттки.

В разделе 2.2 представлены результаты измерений характеристик экспериментальных образцов ПТШ в исполнении (DA)-DpHEMT. Для первых экспериментов изготавливались транзисторы с трапециевидной, а не с Т-образной или Г-образной формой сечения затвора. Серийные ПТШ с трапециевидным затвором в исполнении DpHEMT на частоте 10 ГГц обеспечивали величину удельной выходной СВЧ мощности менее 1 Вт/мм (обычно 0,8 ÷ 0,9 Вт/мм). Удельную выходную СВЧ мощность в 1 Вт/мм обеспечивали лишь DpHEMT ПТШ с Г-образным затвором при длине затвора около 0,15 мкм.

Экспериментальные образцы (DA)-DpHEMT транзисторов из партий 1 и 2 с трапециевидной формой сечения затвора при длине затвора 0,5 мкм показали величину удельной выходной мощности более 1,3÷1,4 Вт/мм, коэффициент усиления более 8 дБ, КПД около 50% при измерениях на частоте 10 ГГЦ в непрерывном режиме. Экспериментальные образцы (DA)-DpHEMT транзисторов

из партии 3 с трапециевидной формой сечения затвора при длине затвора 0,5 мкм показали величину удельной выходной мощности более 1,6 Вт/мм, коэффициент усиления более 9 дБ, КПД около 50% при измерениях на частоте 10 ГГЦ в непрерывном режиме (таблица 4). В импульсном режиме (длина импульса τ = 10 мкс, скважность Q = 4) результаты, полученные на транзисторах из партии 3, имеют более впечатляюще величины: на частоте 10 ГГЦ удельная выходная мощность на отдельных образцах превышает 1,8 Вт/мм (таблица 5).

В разделе 2.3. проведен анализ физических механизмов, позволивших получить столь значительный рост выходных параметров. Приводятся оценки, которые позволяют сделать вывод, что введение локализующих потенциальных барьеров резко уменьшает влияние поперечного переноса электронов и подавляет паразитные каналы проводимости по широкозонным слоям в (DA)-DpHEMT транзисторах, а интенсивность рассеяния за счет квантовых эффектов заметно падает. Оценки также приводят к выводу о том, что улучшение омических контактов, применение Т- образного или Г- образного затвора длиной менее 0,25 мкм (если не сработает какой-нибудь неизвестный пока эффект) дополнительно увеличит мощность, даст заметное увеличение коэффициента усиления и КПД, а также позволит на частоте 10 ГГц выйти на следующий уровень по параметрам транзисторов: удельная мощность более 2,5 Вт/мм, коэффициент усиления в насыщении более 13 дБ, КПД при настройке на максимальную мощность 55 ÷ 60%.

В разделе 2.4 приводятся результаты исследования (DA)-DpHEMT транзисторов, с максимумом выходной СВЧ мощности, достигаемом при задании напряжения «затвор – исток», равного нулю.

Создать мощный pHEMT или DpHEMT транзистор с обычным донорным легированием, наиболее эффективно работающий при нулевом смещении на затворе, без принятия специальных мер крайне сложно. Решить эту проблему оказалось возможным в (DA)-DpHEMT транзисторах, после необходимой оптимизации соотношения толщин i-p-i-(δ:Si) слоев структуры, фактически

являющейся своеобразным делителем напряжения «затвор-исток» встроенным в барьер Шоттки. Показано, что в (DA)-DpHEMT транзисторах положение оптимальной рабочей точки можно вообще сдвинуть в диапазон положительных напряжений на затворе (таблица 6) при одновременном соблюдении условия сохранения приемлемо малых токов затвора. Такие (DA)-DpHEMT транзисторы имели пробивное напряжение 25 - 28 В при ширине затвора $W_g = 0{,}8$ мм, длине Г-образного затвора около 0,3 мкм, напряжение перекрытия $(-1{,}5)$ В. В таблице 3 представлены типичные результаты измерений характеристик таких приборов, эффективно работающих при нулевом смещении на затворе. Измерения проводились на частоте 10 ГГц.

В разделе 2.5 представлены результаты разработки омических контактов истока и стока в (DA)-DpHEMT транзисторах.

Первые эксперименты показали, что омические контакты истока и стока в (DA)-DpHEMT транзисторах хуже, чем в DpHEMT транзисторах. Для улучшения омических контактов была изготовлена конструкция транзистора с заглублением положения нижней границы металлизации омического контакта под слой InGaAs - канала. Исходное заглубление в структуре формировалось методом анизотропного травления, что позволило сформировать его стенки с боковым наклоном. Геометрия боковых стенок заглубления при напылении позволяет обеспечить их бездефектное покрытие металлом и позволяет осуществить формирование омического контакта непосредственно к рекристаллизованному InGaAs – слою канала транзистора, имеющему выход на боковых стенках. В таком контакте встроенные потенциальные барьеры или области с повышенным сопротивлением не препятствуют протеканию электрического тока в канал. На практике подтвердилось, что при формировании омических контактов в заглублениях практически полностью исключаются проблемы, связанные с наличием верхних акцепторных слоев в гетероструктуре. Омические контакты имеют линейную ВАХ и малое переходное сопротивление - не хуже омических контактов в ПТШ традиционного DpHEMT исполнения.

ГЛАВА 1. ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛОКАЛЬНОГО РАЗОГРЕВА ЭЛЕКТРОНОВ В ГЕТЕРОСТРУКТУРНЫХ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в большинстве полупроводниковых приборов размеры активной области становятся сравнимыми с длинами релаксации электронов по импульсу и энергии. Длины релаксации из-за сложного распределения электрического поля в свою очередь могут сильно меняться по длине активной области. В этих условиях строгое определение границ применимости тех или иных физических моделей до сих пор остается серьезной проблемой: простые критерии по сравнению размеров пролетной области с длинами релаксации энергии электронов, не позволяют оценить точность моделей, для этого приходится непосредственно использовать численные расчеты. В последние годы в полевых транзисторах с барьером Шоттки с субмикронными и нанометровыми длинами затвора часто используют сложные рельефы поверхности и полупроводниковые структуры (заглубления под затвором транзистора разной формы, метод самосовмещения затвора, сложные профили легирования, гетероинжекторы и.т.д.). Зачастую экспериментальные разработки становятся практически бессмысленными без предварительной оптимизации структур и конструкций транзисторов. При этом от программ моделирования приборов требуется не только качественное, но и достаточно точное количественное описание характеристик приборов, распределений в них электрических полей, скоростей, энергий и концентраций электронов. Широкое применение гетероструктур с их специфическими особенностями, усиление активности в развитии новых технологий и в разработке достаточно точных и быстродействующих программ расчета активных элементов, придают этой проблеме дополнительный интерес. Известно, что динамика электронов в транзисторах с характерными длинами затвора порядка десятых долей микрона, а соответственно и характеристики таких приборов наиболее точно рассчитываются методом Монте-Карло [1-5]. Однако из-за своей вычислительной сложности этот метод до сих пор малоприменим для оптимизационных расчетов.

Наиболее вероятными кандидатами на роль основной расчетной модели пока остаются различные модификации гидродинамической модели (ГДМ).

Рассмотрим вопрос применимости различных вариантов гидродинамических моделей на весьма актуальном для практики случае полевых транзисторов с субмикронным затвором и проведем сравнение одного из достаточно распространенных вариантов ГДМ и температурной модели (ТМ). Для обычных транзисторов эта задача, в основном была решена в работе [6]. Однако для полевых транзисторов на гетероструктурах с селективным легированием (ПТ ГСЛ) из-за специфических особенностей канала и электронного транспорта (влияние сильного поперечного пространственного переноса) этот вопрос остается открытым. Надо отметить, что большинство гидродинамических моделей, благодаря наличию подгоночных параметров дают хорошее совпадение по отдельным характеристикам, как с экспериментом, так и с результатами расчетов методом Монте-Карло. Прояснение вопроса границ применимости путем сравнения результатов расчетов по различным моделям, описанным в литературе, между собой, сравнением с экспериментом или с результатами расчетов методом Монте-Карло (см. например [7]) крайне затруднено, ввиду их специфических весьма существенных дополнительных отличий. Поэтому как в [6] исследуем вопрос применимости различных моделей, сравнивая модели, отличающиеся только точностью описания динамики электронов. Не существует четких критериев, по каким параметрам (току, крутизне, пробивному напряжению, распределениям физических величин и т.д.), при каких режимах работы и при какой относительной ошибке точность расчетов можно считать неудовлетворительной. В дальнейшем существенными будем считать различия в результатах расчетов тока стока, крутизны и распределений физических величин по разным моделям более 20 %. Такая погрешность уже может приводить к заметным погрешностям при расчете цепей согласования транзистора или оценке пробивного напряжения (разница в определении коэффициента усиления примерно на 1 дБ).

В последние годы наблюдается усиление активности в области разработки мощных полевых транзисторов на основе широкозонных материалов, особенно на GaN гетероструктурах, и их использования в различных типах усилителей мощности. Приборы показывают рекордные характеристики в сантиметровом и миллиметровом диапазоне длин волн [8-12]. Стремительное улучшение характеристик GaN транзисторов почти не оставляет сомнений в том, что традиционные мощные СВЧ транзисторы в различных видах pHEMT исполнения на основе стандартных AlGaAs-InGaAs-GaAs гетероструктур, в ближайшее время будут практически полностью вытеснены из сантиметрового и длинноволновой части миллиметрового диапазона длин волн. Исключение составляет разве что СВЧ аппаратура, требующая низковольтного (не более 8 – 9 В) напряжения питания или незначительную компрессию коэффициента усиления при максимальном увеличении входной СВЧ мощности практически до выхода на режим насыщения выходной СВЧ мощности.

К несомненным достоинствам нитрида галлия относят большую величину запрещенной зоны, и как следствие высокие пробивные напряжения, высокую теплопроводность, достаточно высокую подвижность и большие величины максимальной дрейфовой скорости в объемном материале, а также высокую дрейфовую скорость в сильных полях. На основании данных о статической зависимости дрейфовой скорости от поля, а возможно из конъюнктурных соображений, делается вывод о перспективности использования нитрида галлия в миллиметровом диапазоне длин волн и даже об его определенных преимуществах перед арсенидом галлия по этому параметру. Последнее утверждение выглядит весьма спорным и поэтому представляет интерес рассмотреть его более подробно, используя результаты хотя бы качественных расчетов.

Исследование динамики электронов в канале GaN транзисторов интересно ещё по одной причине. Как отмечалось выше, для современных полевых транзисторов с барьером Шоттки появляется проблема определения областей

применимости различных типов моделей, описывающих динамику электронов, в частности ГДМ и ТМ.

Применимость этих моделей для гомо - и гетероструктурных полевых транзисторов с субмикронным затвором на основе арсенида галлия была достаточно подробно рассмотрена в работах [6;13], где было показано, что уже при длинах затвора менее 0,25 мкм, использование температурной модели может приводить к существенным погрешностям при расчёте характеристик прибора. Для GaN транзисторов такие исследования не проводились.

1.1. ПОПЕРЕЧНЫЙ ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ ПЕРЕНОС В ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ НА ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С СЕЛЕКТИВНЫМ ЛЕГИРОВАНИЕМ

Основные уравнения гидродинамической модели для многодолинного полупроводника получаемые путем интегрирования по импульсной переменной кинетического уравнения Больцмана [14;15] имеют вид:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \vec{\nabla} n_i \vec{v}_i = I_{ni} \qquad (1\ а)$$

$$\frac{\partial m_i n_i \vec{v}_i}{\partial t} + \vec{\nabla} m_i n_i \vec{v}_i^{\,2} = q\vec{E} n_i - I_{pi} - \vec{\nabla} n_i k T_i \qquad (1\ б)$$

$$\frac{\partial n_i \varepsilon_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \vec{v}_i n_i \varepsilon_i = q\vec{E} n_i \vec{v}_i - I_{\varepsilon i} - \vec{\nabla} \vec{Q}_i - \vec{\nabla} n_i \vec{v}_i k T_i \ , \qquad (1\ в)$$

где q, $\vec{v}_i$, ε_i, T_i – заряд, скорость, энергия и температура электронов в соответствующей i –долине, $\vec{E}$ – напряженность электрического поля, $\vec{Q}_i$ – поток тепла, вызванный переносом кинетической энергии между электронами (теплопроводностью электронного газа), I_{ni} , I_{pi} , $I_{\varepsilon i}$ гидродинамические генерационно - релаксационные члены в уравнениях для концентрации электронов, их импульса и энергии в каждой из долин, связанные с интегралы столкновений в кинетическом уравнении Больцмана, k – постоянная Больцмана. В

частности, полная гидродинамическая модель полевого транзистора для двумерного варианта описана в работе [16].

В настоящее время широко используются квазигидродинамические (их еще часто называют «температурные») модели – упрощенные варианты системы (1), в которых в уравнении (1б) инерционным членом $\frac{\partial m_i n_i \vec{v}_i}{\partial t} + \vec{\nabla} m_i n_i \vec{v}_i^{\,2}$ пренебрегают, полагая его равным нулю. Таким образом, в соответствии с этими моделями дрейфовая скорость электронов мгновенно следует за полем, а ее величина пропорциональна подвижности, зависящей только от их энергии. (Более точно к «температурной модели» приводится система (1), если в ней интегрирование по всем импульсам электронов и введение средней кинетической энергии электронов проведено с использованием максвелловской функции распределения электронов). Используются модели, в которых как учитывается различный разогрев электронов в каждой из неэквивалентных долин зоны проводимости [7,17], так и не учитывается, т.е. полагается, что $i = 1$ [18-20] (тем самым вводится одна «эффективная» долина).

Пренебрежение слагаемым $\partial m \vec{v} / \partial t$ описывающим ньютоновскую динамику движения электронов с учетом их инерционности, не сказывается на точности расчетов при характерных временах рассматриваемых процессов много больше времени релаксации электронов по импульсу $t \gg \tau_p$. Для GaAs, InP, InGaAs - слоев канала в подзатворной области транзистора $\tau_p \leq 10^{-13}$ с, а длина релаксации импульса электронов составляет $l_p \approx 0.01 \div 0.05$ мкм. Однако в этих материалах времена релаксации импульса зависят от энергии электронов, которая в сильных полях может заметно меняться на расстояниях, примерно равных l_P. В [6] было показано, что пренебрежение слагаемым, описывающим ньютоновскую динамику движения электронов с учетом их инерционности, может существенно сказываться на точности расчетов на временных интервалах, в несколько раз превосходящих времена релаксации электронов по импульсу. Применительно к

полевым транзисторам [6] это длины затвора менее 0,4 мкм (показано, что фактически, погрешность возникает при длине затвора около 0,25 мкм). Важно, что в полевых транзисторов на гетероструктурах с селективным легированием подвижности и концентрации электронов заметно выше, чем в обычных транзисторах, которые упомянуты в [6]. Кроме того, ПТШ ГСЛ обладают еще одной очень важной особенностью – в них большую роль играет поперечный пространственный перенос электронов из слоя канала в широкозонные слои, его окружающие. Независимо от длины затвора, характерные поперечные размеры толщины слоя канала малы по сравнению с длиной релаксации импульса, а незначительное изменение энергии электронов может заметно сказываться на проводимости структуры (заселенность канала электронами сильно зависит от их энергии). Исследование влияния этих факторов на разницу в результатах расчетов при использовании гидродинамической и температурной моделей и является целью данной работы.

1.1.1. Описание модели

Система уравнений для гетероструктуры, описывающая динамику электронов с учетом нелокальных и диффузионных эффектов с генерационно - релаксационными членами в приближении времен релаксации имеет вид [21-23]:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \vec{\nabla} n_i \vec{v_i} = n_i \sum_{j=1, j\neq i}^{p} \frac{1}{\tau_{ij}} + \sum_{j=1, j\neq i}^{p} \frac{n_j L_j}{\tau_{ij} L_i} \qquad (2\ а)$$

$$\frac{\partial m_i n_i \vec{v_i}}{\partial t} + \vec{\nabla} m_i n_i \vec{v}_i^{\,2} = q \vec{E} n_i - \frac{m_i n_i \vec{v_i}}{\tau_{pi}} - \frac{2}{3}\vec{\nabla}\left[n_i \left(\varepsilon_i - \frac{1}{2} m_i \vec{v}_i^{\,2} \right) \right] -$$

$$- n_i m_i \vec{v_i} \sum_{j=1, j\neq i}^{p} \frac{1}{\tau_{ij}} + \sum_{j=1, j\neq i}^{p} \frac{n_j m_j \vec{v_j} L_j}{\tau_{ij} L_i} \qquad (2\ б)$$

$$\frac{\partial n_i \varepsilon_i}{\partial t} + \vec{\nabla} n_i \vec{v}_i \varepsilon_i = q n_i \vec{E} \vec{v}_i - n_i \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_0}{\tau_{\varepsilon i}} - \frac{2}{3} \vec{\nabla} \left[n_i \vec{v}_i \left(\varepsilon_i - \frac{1}{2} m_i \vec{v}_i^{\,2} \right) \right] -$$

$$- \vec{\nabla} \vec{Q}_i - n_i \varepsilon_i \sum_{j=1, j \neq i}^{p} \frac{1}{\tau_{ij}} + \sum_{j=1, j \neq i}^{p} \frac{n_j \varepsilon_j L_j}{\tau_{ij} L_i} \qquad (2\text{ в})$$

Здесь p - число долин как в узкозонном, так и в широкозонном полупроводниках (для простоты рассмотрения учитываются по две неэквивалентные долины в каждом слое гетероперехода, $p = 4$), $L_{i,j}$ – толщины слоев.

В стационарных условиях сложение уравнений сохранения числа частиц (2а), импульса (2б) и энергии (2в) почленно для каждого слоя, образующего гетеропереход, дает следующее. Далее введены обозначения: $n_{\Gamma 1}/\tau_{\Gamma 1 \Gamma 2} + n_{L1}/\tau_{L1L2} = n_1/\tau_1$, $\vec{v}_1 = (\vec{v}_\Gamma n_\Gamma + \vec{v}_L n_L)/(n_\Gamma + n_L)$, $n = n_\Gamma + n_L$, $m^* = (m_\Gamma n_\Gamma + m_L n_L)/n$, и сделана замена обозначений:

$$m_\Gamma \vec{v}_\Gamma n_\Gamma + m_L \vec{v}_L n_L = m^* \vec{v} n, \qquad (3)$$

$$\varepsilon_\Gamma \vec{v}_\Gamma n_\Gamma + \varepsilon_L \vec{v}_L n_L = \varepsilon \vec{v} n \qquad (4)$$

В уравнениях (2) гидродинамические времена релаксации для каждого слоя структуры, образующего гетеропереход, имеют следующие выражения:

$$\tau_p(\varepsilon) = \frac{m^*(\varepsilon)\, v_s(\varepsilon)}{q\, E_s(\varepsilon)} \qquad (5)$$

$$\tau_\varepsilon(\varepsilon) = \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{q\, E_s(\varepsilon)\, v_s(\varepsilon)} \qquad (6)$$

Пренебрегая теплопроводностью электронного газа и диффузионными эффектами в продольном направлении, получаем (смотри подробнее [21-24]):

$$\frac{\partial n_1 v_1}{\partial x} = -\frac{n_1}{\tau_1(\varepsilon_1)} + \frac{n_2 L_2}{\tau_2(\varepsilon_2) L_1} \qquad (7\text{ а})$$

$$\frac{\partial n_2 v_2}{\partial x} = -\frac{n_2}{\tau_2(\varepsilon_2)} + \frac{n_1 L_1}{\tau_1(\varepsilon_1) L_2} \qquad (7\ б)$$

$$v_1 \frac{\partial\, m_1^* v_1}{\partial x} = q\left(E - E_{s1}\frac{v_1}{v_{s1}}\right) + \frac{n_2 L_2}{n_1\,\tau_2\,L_1}\left(m_2^* v_2 - m_1^* v_1\right) \qquad (7\ в)$$

$$v_2 \frac{\partial\, m_2^* v_2}{\partial x} = q\left(E - E_{s2}\frac{v_2}{v_{s2}}\right) + \frac{n_1 L_1}{n_2\,\tau_1\,L_2}\left(m_1^* v_1 - m_2^* v_2\right) \qquad (7\ г)$$

$$\frac{\partial\,\varepsilon_1}{\partial x} = q\left(E\,v_1 - E_{s1} v_{s1}\right) + \frac{\varepsilon_1 - \tilde{\varepsilon}_1}{\tau_1} + \frac{n_2 L_2}{n_1 \tau_2 L_1}\left(\tilde{\varepsilon}_2 - \varepsilon_1\right) \qquad (7\ д)$$

$$\frac{\partial\,\varepsilon_2}{\partial x} = q\left(E\,v_2 - E_{s2} v_{s2}\right) + \frac{\varepsilon_2 - \tilde{\varepsilon}_2}{\tau_1} + \frac{n_1 L_1}{n_2 \tau_1 L_2}\left(\tilde{\varepsilon}_1 - \varepsilon_2\right) \qquad (7\ е)$$

В уравнениях (7) и далее, все обозначения для узкозонного и широкозонного слоев гетероперехода аналогичны. Индекс 1 относится к узкозонному, а индекс 2 – к широкозонному слою гетероперехода, $v_s(\varepsilon)$, $E_s(\varepsilon)$ – статические значения дрейфовой скорости электронов и напряженности электрического поля, соответствующие некоторой кинетической энергии электронов ε. В системе уравнений (7) учтено, что электрон, переходящий через потенциальный барьер, переносит энергию $\tilde{\varepsilon}$, отличную от средней кинетической энергии электрона в слое, где он находился (это средние энергии $\varepsilon_1, \varepsilon_2$).

При выводе уравнений (7) также было учтено, что междолинные переходы L_2 —Γ_1 и Γ_1—L_2 маловероятны, а диффузионные эффекты в транзисторах без встроенных продольных неоднородностей концентрации, например, в виде самосовмещенного затвора, – несущественны (см. например [25]).

Уравнения температурной модели выводится из системы (7) при задании $m_1^* = m_2^* = 0$, что эквивалентно устранению учета уравнения, описывающего динамику изменения импульса. В этом случае уравнения (7в, г) сводятся к выражениям (где $\mu_{1,2}$ – подвижность электронов в узкозонном и широкозонном слоях гетероперехода):

$$v_1 = \frac{E \cdot v_{s1}(\varepsilon_1)}{E_{s1}(\varepsilon_1)} = \mu_1(\varepsilon_1) \cdot E \qquad (8а)$$

$$v_2 = \frac{E \cdot v_{s2}(\varepsilon_2)}{E_{s2}(\varepsilon_2)} = \mu_2(\varepsilon_2) \cdot E \qquad (8б)$$

При построении использованной квазидвумерной гидродинамической модели, основанной на системе уравнений (7), параметры канала (ширина квантовой ямы, эффективная высота барьера, энергии дна размерно – квантовых подзон и т.д.) задаются и определяются в приближении треугольной потенциальной ямы. Все необходимые обозначения величин приведены на рис.1. В этой модели как один из основных физических механизмов, в обязательном порядке учитывается поперечный перенос горячих электронов между слоями, образующими гетеропереход [21]. Именно учет поперечного пространственного переноса электронов и определяет квазидвумерный характер используемой модели, которая по своей сути является одномерной моделью, описывающей изменение всех интересующих нас величин только по одной координате. Это координата «x», направление оси которой параллельно плоскостям слоев в гетеропереходе и совпадает с направлением «исток – сток». Такой принцип построения модели позволяет одновременно обеспечить ее малую потребность в вычислительных ресурсах и получать наиболее важную для практических приложений информацию. Как показало сравнение с экспериментом и строгими самосогласованными расчетами, такое квазидвумерное приближение обеспечивает вполне приемлемую для практических применений точность, смотри [26;27].

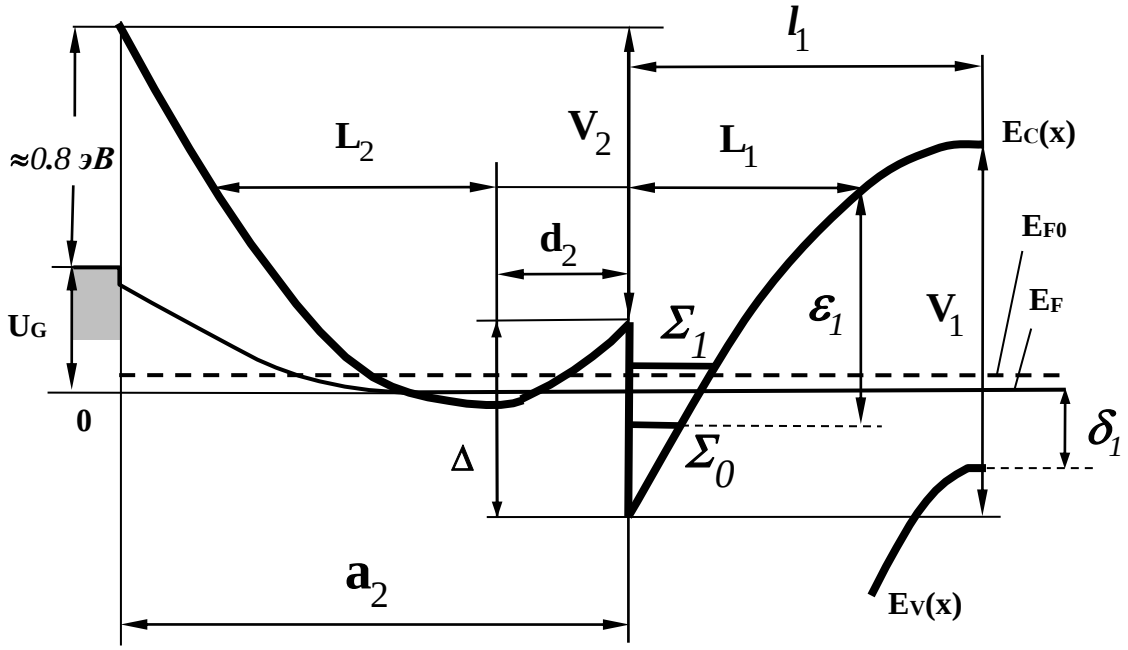


Рис.1. Зонная диаграмма структуры AlGaAs/GaAs с контактом Шоттки при обратном смещении на контакте.

С учетом обозначений, показанных на рис. 1, система уравнений для описания электронов вблизи гетероперехода имеет вид:

$$\Sigma_i = \left(\frac{\hbar^2}{2m^*}\right)^{1/3}\left[\frac{3\pi}{2}qE_{y1}\left(i+\frac{3}{4}\right)\right]^{2/3}$$

$$E_{y1} = \frac{q}{\kappa_1}\left(n_s + N_{D1}l_1\right)$$

$$V_1 = \frac{q^2}{2\kappa_1}N_{D1}l_1^2 + \frac{2}{3}\frac{q}{\kappa_1 E_{y1}}\sum_i n_{si}\Sigma_i$$

$$n_{si} = \frac{m^* kT}{\pi\hbar^2}\ln\left[1+\exp\left(\left(E_F - \Sigma_i\right)/kT\right)\right] \qquad (9)$$

$$\kappa_1 E_{y1} = \kappa_2 E_{y2}$$

$$E_F = V_2 - q\left(\varphi_Б - U_g + \varphi(x)\right) + \Delta$$
$$V_1 = \Delta + V_2 + q\left(\varphi_Б - U_g + \varphi(x)\right) + E_{g1} - \delta_1$$

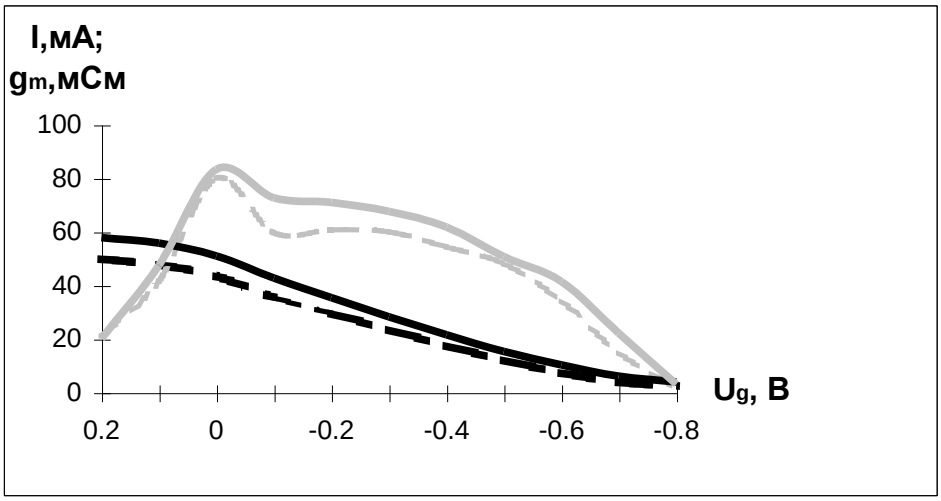
$$V_2 = \frac{q^2}{2\kappa_2}\left[N_{D2}\left(a_2 - d_2 - h_\delta\right)^2 + N_{sp}\left(2a_2 - d_2\right)d_2 + n_2\left(L_2^2 - 2L_2 a_2\right) + N_\delta\left(2a_2 - d_2 - h_\delta\right)h_\delta\right] - qE_{y2}a_2$$

На рис. 1 и в уравнениях (9) приняты обозначения: $V_{1,2}$ – изгиб зон проводимости, Σ_i – собственные значения кинетической энергии электронов (соответствующей поперечной компоненте импульса), i - номер размерно – квантовой подзоны (i=0,1…), N_{D1}, N_{D2} – концентрации доноров в соответствующих материалах, N_{sp} – концентрация доноров в слое спейсера, l_1, a_2, d_2 – ширина потенциальной ямы для электронов в канале, широкозонного слоя, примыкающего к слою канала и спейсера, $\kappa_{1,2}$ – диэлектрическая проницаемость, n_{si} – поверхностная плотность электронов в размерно – квантовой подзоне с номером i, ($n_s = \sum_i n_{si}$), kT – тепловая энергия, E_F – энергия Ферми, $\varphi_Б$ – высота барьера Шоттки, U_g – напряжение на затворе, $\varphi(x)$ – распределение потенциала по продольной координате в канале транзистора, $E_{y1,2}$ – поперечные поля на границе гетероперехода, E_{g1} – ширина запрещенной зоны в узкозонном слое канала, δ_1 – положение дна валентной зоны относительно неравновесного уровня Ферми, Δ - величина разрыва дна зоны проводимости на границе гетероперехода, L_2 – расстояние от границы гетероперехода на которое электроны с энергией ε_1 проникают в широкозонный материал, h_δ - толщина сильнолегированного слоя широкозонного материала у спейсера, N_δ.- концентрация доноров в этом слое.

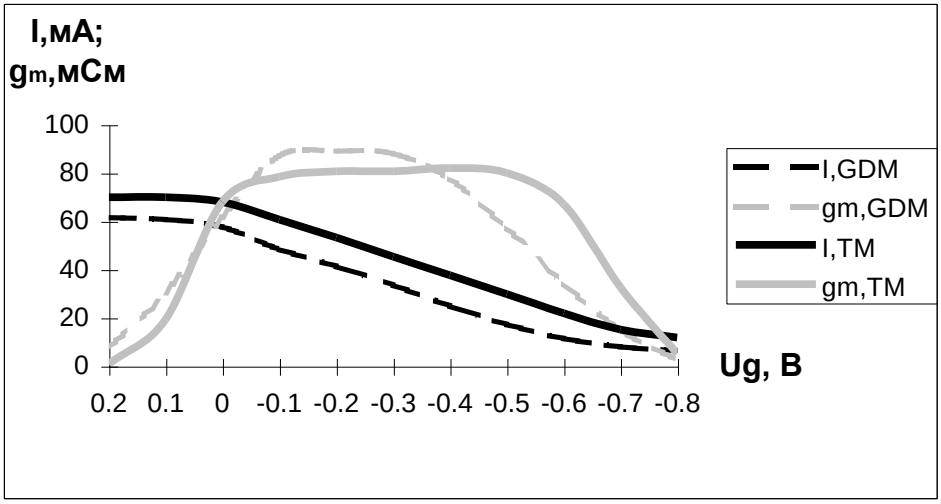
1.1.2. Исследование границ применимости квазигидродинамических моделей в гетероструктурных полевых транзисторах

Для сравнения точности моделей проводились расчеты распределений напряженности электрического поля, дрейфовой скорости, энергии и концентрации электронов в канале прибора а также тока текущего через транзистор, для различных гетероструктур, в том числе и структур с δ - легированием на границе гетероперехода. Для простоты, толщины широкозонного материала подбирались так, чтобы при нулевом напряжении на затворе обедненная область занимала весь широкозонный слой полупроводника над слоем канала. Надо отметить, что разница в границах применимости моделей для обычных структур и структур с δ- легированием оказалась незначительна.

Результаты расчетов тока стока I_D и крутизны $g_m = \frac{\partial I_D}{\partial U_g}$ для гетероструктуры $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ – GaAs (толщина широкозонного слоя a_2 = 360 Å с концентрацией доноров в нем $N_{D2} = 2 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$, h_{sp} = 50 Å, $N_{sp} = 10^{14}$ см$^{-3}$, концентрация примесей и подвижность электронов в узкозонном слое $N_{D1} = 10^{14}$ см$^{-3}$, μ = 8000 см^2/В·с) при различных длинах затвора приведены на рис.2.



(а)



(б)

Рис.2. Зависимости тока стока (—) и крутизны(- - -) от напряжения на затворе. Гетеростуктура AlGaAs – GaAs. Длина затвора 0,4 мкм (а), 0,2 мкм (б).

Из результатов, приведенных на рис.2 видно, что начиная с длин затвора менее 0,5 мкм (и менее) в отдельных режимах разница в результатах расчетов величин тока стока и крутизны по разным моделям может быть больше 20 %.

Также интересны различия в распределениях дрейфовой скорости электронов по длине канала транзистора, рассчитанные по ГДМ и ТМ при достаточно длинных затворах (0,5 мкм) и открытых каналах U_g = + 0,2 В (рис.3).

Расчетная разница в величинах дрейфовой скорости в узкозонном материале под затвором в этом режиме может достигать 30 %. Кроме того, дрейфовые скорости электронов сильно отличаются не только под затвором, но и в области между затвором и стоком.

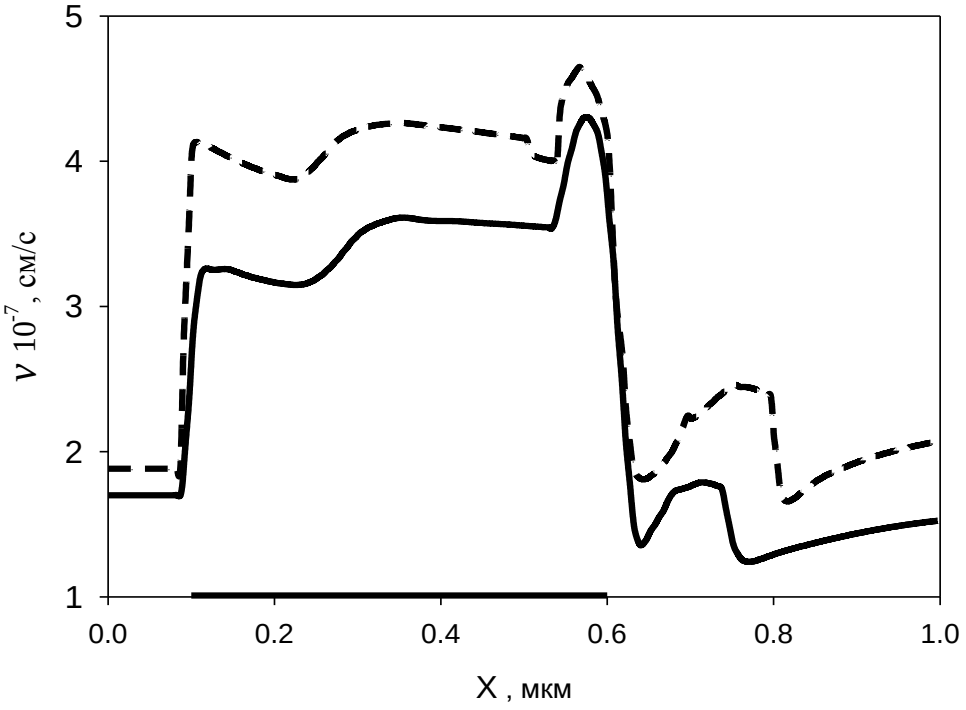


Рис.3. Распределение дрейфовой скорости в канале транзистора, (—) гидродинамическая модель, (- - -) температурная модель. Гетероструктура AlGaAs – GaAs. Длина затвора 0,5 мкм, напряжение на затворе + 0,2 В.

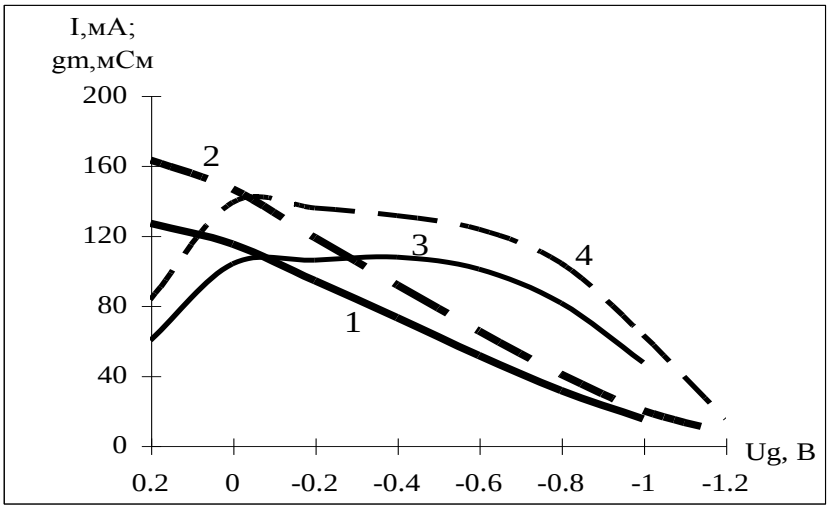
Главная причина этих различий – поперечный пространственный перенос электронов (если удалить его учет из моделей, то разница в величинах дрейфовой

скорости, рассчитанных по ГДМ и ТМ в данном режиме, составит всего несколько процентов). Такая процедура бывает не всегда корректна, так как в ряде случаев влияние поперечного пространственного переноса бывает велико (см. например [21]). При достаточно больших отрицательных напряжениях на затворе (U_g = - 0,6 В), когда поперечный пространственный перенос мал, величины дрейфовой скорости при различных способах расчета отличаются заметно меньше (примерно на 20 % в максимуме). Существенное сближение результатов расчетов по разным моделям происходит и при уменьшении подвижности в узкозонном материале. Так, при задании слабополевой подвижности μ = 2000 см^2/В·с, разница в распределениях дрейфовых скоростей электронов, рассчитанных по ГДМ и ТМ становится пренебрежимо мала.

Еще сильней различия в результатах расчетов по ГДМ и ТМ проявляются при уменьшении длины затвора. Так при L_g = 0,2 мкм величины дрейфовых скоростей в канале, а также величины тока стока и крутизны, в отдельных режимах могут отличаться почти вдвое, то есть заметно сильнее, чем в FET (Field Emission Transistor) [6] при тех же длинах затвора. Это обусловлено как большими значениями подвижности (различия в результатах расчетов распределений дрейфовых скоростей под затвором), так и поперечным пространственным переносом (различия в результатах расчетов распределений дрейфовых скоростей в областях около затвора).

Можно ожидать, что для транзисторов на гетероструктурах $In_{0,52}Al_{0,48}As$ - $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ несмотря на большие величины слабополевой подвижности электронов и уровня легирования широкозонного материала, из-за меньшей эффективной массы электронов в слое - $In_{0,53}Ga_{0,47}As$, разница в расчетах по ГДМ и ТМ будет не больше, чем для транзисторов на гетероструктурах $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ - GaAs. Однако результаты расчетов показывают другой результат. Для транзисторов с параметрами гетероструктуры: толщина широкозонного материала a_2 = 300 Å с концентрацией доноров в нем N_{D2} = 3,5·10^{18} см$^{-3}$, h_{sp} = 50 Å, N_{sp} = 10^{14} см$^{-3}$, концентрация примесей и подвижность электронов в слое

$In_{0,53}Ga_{0,47}As$ $N_{D1} = 10^{14}$см$^{-3}$, $\mu = 12000$ см^2/В·с, существенные отличия в величинах токов и крутизны начинаются уже при длинах затвора около 1 мкм (рис.4), а при более коротких затворах они начинают носить не только количественный, но и качественный характер.



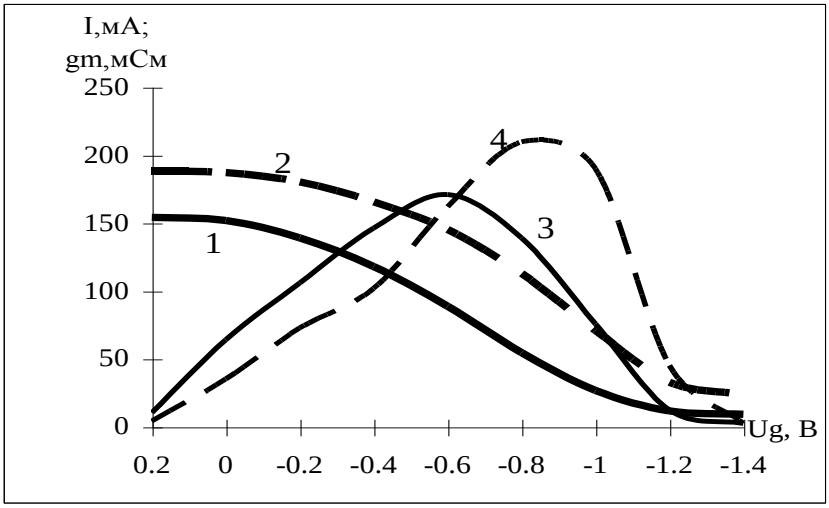


Рис.4. Зависимости тока стока (1, 2) и крутизны (3, 4) от напряжения на затворе. (—) гидродинамическая модель, (- - -) температурная модель. Гетероструктура InAlAs – InGaAs. Длина затвора 0,8 мкм (верхний рисунок), 0,2 мкм (нижний рисунок).

Особенно велика разница в расчетах, проводимых по ГДМ и ТМ в условиях, когда поперечный пространственный перенос велик, смотри рис.5.

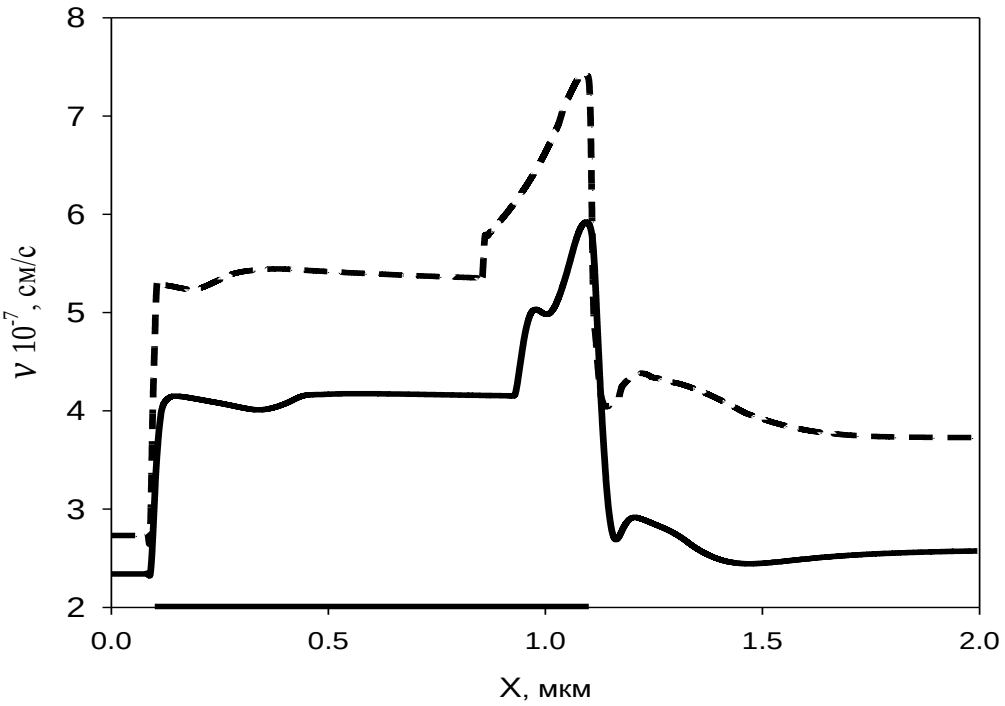


Рис.5. Распределение дрейфовой скорости в канале транзистора, (—) гидродинамическая модель, (- - -) температурная модель. Гетероструктура InAlAs – InGaAs. Длина затвора 1,0 мкм, напряжение на затворе + 0,2 В.

Распределения напряженности электрического поля в результатах расчетов по ГДМ и ТМ качественно не отличаются. Интересно, что в условиях слабого поперечного переноса, несмотря на меньшую эффективную массу, рассчитанная величина всплеска дрейфовой скорости в слое InGaAs канала заметно чувствительней к выбору модели, чем в слое GaAs канала. Даже при длине затвора 1 мкм при больших обратных напряжениях на затворе величина дрейфовой скорости под затвором, рассчитанная по разным моделям, отличается почти на 30 %. Перечисленные выше особенности объясняются так.

Обратимся к уравнениям (7 в, г) и (8 а, б). В уравнениях (7 в, г) есть дополнительный член, отвечающий за сохранение полного импульса при переносе электронов между слоями гетероперехода с разной эффективной массой и скоростью электронов. В системе (8) уравнение, описывающее динамику изменения импульса электронов, не учитывается. Отсюда следует, что даже в

однородном поле скорости электронов в разных слоях, рассчитанные по уравнениям (7 в, г) и (8а, б) будут отличаться. Эти отличия в свою очередь приведут (см. уравнения (7д, е)) к разнице в средних энергиях электронов по слоям. Это приведет к изменению времен переходов между слоями (они экспоненциально зависят от энергии) и соответственно к изменению ширины областей локализации электронов в слоях гетероперехода и поверхностной плотности электронов в каждом слое. Этот весьма сложный процесс и приводит к существенной разнице в результатах расчетов по ГДМ и ТМ на больших расстояниях за затвором транзистора, грубо говоря, при практически стационарном дрейфе электронов. Соответственно отличаются результаты расчетов и под затвором, там, где на разогрев электронов слабо влияет генерационно - релаксационный член уравнений и дрейфовая скорость сильно превышает величину в максимуме ее зависимости от напряженности электрического поля. Как отмечалось ранее [6], даже при влете в область сильного поля под затвором из-за этого эффекта нелокальности, неточность в определении энергии электронов сказывается на длинах много больших, чем длина релаксации импульса. К этому добавляется еще и сильное влияние поперечного пространственного переноса между соседними слоями, что и приводит к столь заметной разнице в распределениях дрейфовой скорости при расчетах по ГДМ и ТМ. В гетероструктуре $In_{0,52}Al_{0,48}As$-$In_{0,53}Ga_{0,47}As$ разрыв дна зоны проводимости заметно больше, чем в гетероструктуре $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$-GaAs, потенциальная яма в узкозонном слое уже, а концентрация электронов в ней выше. Соответственно выше и потенциальный барьер между основным квантовым уровнем в яме канала и широкозонным материалом. В этих условиях даже небольшая неточность в величине дрейфовой скорости электронов, а соответственно и в их энергии, приводит к заметно большей разнице в конечных результатах. При этом даже в условиях, когда поперечный пространственный перенос мал, результаты моделирования транзистора на гетероструктуре $In_{0,52}Al_{0,48}As$ -$In_{0,53}Ga_{0,47}As$ оказываются более чувствительными к выбору модели, чем транзистор на гетероструктуре $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ - GaAs.

1.2. ОСОБЕННОСТИ НЕЛОКАЛЬНОГО ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ В МОЩНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРНЫХ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ

Выбор и обеспечение оптимальных или предельно допустимых режимов работы микроэлектронных приборов представляет достаточно сложную проблему, требующую решения целого комплекса задач, начиная с теоретического исследования тепловых режимов полупроводниковых приборов с последующей оптимизацией известных конструкций и кончая разработкой теплоотводов на новых перспективных материалах. При этом возникает ряд вопросов, частичным ответам на которые посвящен следующий раздел.

1.2.1. Оценка области нелокального тепловыделения в мощных полевых транзисторах

Известно, что в настоящее время основным элементом в передающих каналах РЛС, АФАР, системах связи, аппаратуре радиолокационного противодействия специального назначения являются твердотельные усилители мощности (УМ). В настоящее время УМ на полевых транзисторах обеспечивают величину мощности от единиц до нескольких десятков ватт в сантиметровом диапазоне длин волн. Для безотказной работы усилителя мощности большое значение имеет температурный режим, в котором работает полевой транзистор (по сути дела величины максимально допустимых токов и напряжений). Поэтому все вопросы, связанные с выделением тепла в полевых транзисторах, имеют широкий практический интерес.

При проектировании СВЧ МИС усилителей мощности и мощных полевых транзисторов для увеличения рабочих частот и улучшения характеристик приборов, особенно в изделиях специального назначения [28-31] часто требуется максимальная плотность упаковки прибора, которая ограничена максимально возможным размером кристалла с одной стороны, максимальной температурой канала порядка 150 °С (при превышении которой начинаются интенсивные деградационные процессы) с другой. В этих условиях становится очень важной правильная оценка максимальной температуры канала транзистора. В свою очередь для расчета максимальной температуры канала и анализа тепловых

режимов мощных полевых транзисторов существенное значение приобретает определение расположения и оценка размеров области наиболее интенсивного тепловыделения.

Для постановки задачи анализа тепловыделения вначале рассмотрим GaAs полевой транзистор с объемным легированием канала на основе гомоэпитаксиальной структуры (FET транзистор).

В рабочем режиме транзистора ток стока I_d составляет примерно 300 мА на одну ячейку транзистора при напряжении на стоке U_d, равном 7 В, что соответствует рассеиваемой в транзисторе энергии около 2 Вт. При дрейфе электронов в области сравнительно слабых полей («исток – затвор» и «затвор – сток») напряженность электрического поля имеет допороговые значения для GaAs (менее E_s=4 кВ/см), с учетом того, что в рабочей точке ток стока транзистора составляет 0.5 от максимально возможного - менее 2 кВ/см, что даже на размерах L_0 = 3 мкм приводит к тепловыделению: $P \approx I_d \times L_{sd} \times E_s/2$ = 0.18 Вт.

Таким образом, оказывается, что в области дрейфа электронов в сравнительно слабых полях тепловыделение почти на порядок меньше полной рассеиваемой в транзисторе мощности. Очевидно, что основная энергия приобретается электронами под затвором в области домена сильного поля, размер и форма которого существенно зависят как от параметров активного слоя и топологии транзистора, так и от режима работы прибора. Здесь надо сразу уточнить одну важную особенность. Дело в том, что в области домена энергия приобретается электронами от внешнего электрического поля. Часть этой энергии рассеивается в области домена сильного поля, а часть выносится электронами за его пределы. По сути дела именно область, где наблюдаются интенсивные процессы рассеяния энергии электронов (передачи энергии кристаллической решетке), и является областью тепловыделения. В транзисторах с субмикронным затвором из-за нелокального дрейфа электронов (наблюдаемого там, где дрейфовая скорость превышает максимальную статическую дрейфовую скорость) длина домена сильного поля может заметно отличаться как от длины области, где дрейфовая скорость электронов максимальна. Интенсивные процессы передачи

энергии от электронов имеют место в области так называемого всплеска дрейфовой скорости и в области, где кинетическая энергия полевого дрейфа электронов заметно превышает ее величину в слабых (допороговых) полях.

Плотность источников тепла Q_s в сечении транзистора площадью S в простейшем гидродинамическом приближении [32;33] пропорциональна энергии рассеиваемой электронами в единицу времени:

$$Q_s = \frac{\partial W}{\partial t} = Sn\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon(\varepsilon)} = \frac{I}{qv}\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon(\varepsilon)} \qquad (10)$$

Окончательно, с учетом вида времени релаксации (5 - 6) получаем:

$$Q_s = \frac{\partial W}{\partial t} = I\frac{E_s(\varepsilon)v_s(\varepsilon)}{v} \qquad (11)$$

Для расчета мощности тепловыделения в транзисторе на гетероструктурах с селективным легированием необходимо учитывать, что тепловыделение по-разному происходит в широкозонном и узкозонном слоях гетероперехода. Поэтому выражения для величины плотности мощности тепловыделения на единицу ширины затвора имеют вид [34,35]:

$$Q_{s1} = \frac{\partial W_1}{\partial t} = qn_{s1}E_{s1}(\varepsilon_1)v_{s1}(\varepsilon_1) \qquad (12)$$

для узкозонного и, соответственно,

$$Q_{s2} = \frac{\partial W_2}{\partial t} = qn_{s2}E_{s2}(\varepsilon_2)v_{s2}(\varepsilon_2) \qquad (13)$$

для широкозонного слоев гетероперехода.

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

Для дальнейших оценок рассматривался режим с сильным тепловыделением, когда транзистор находится вблизи рабочей точки ($I_d \approx I_{max}/2$, U_d=5÷8 В), а СВЧ сигнал на затвор не подается. Характерные графики расчетных

зависимостей плотности источников тепла, напряженности электрического поля, энергии и скорости электронов для типичной FET транзисторной структуры (задавалась концентрация доноров в канале N_d = $3\cdot10^{17}$ см$^{-3}$, подвижность электронов μ=3000 см^2/В·с, толщина активного слоя А= 0,13 мкм, длина затвора L_g = 0,25 мкм, ширина затвора W = 1680 мкм, расстояние исток затвор L_{sg} = 0,2 мкм, напряжение перекрытия около 3 В) представлены на рис.6.

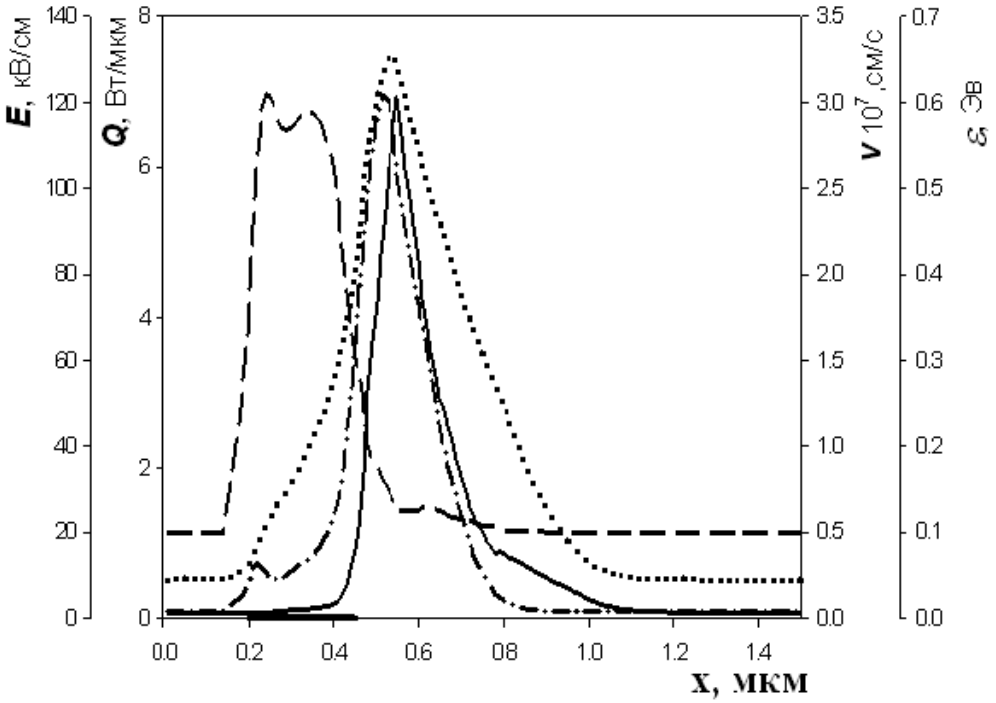


Рис.6. Распределения в канале транзистора плотности тепловыделения Q (———), дрейфовой скорости v (— — —), напряженности электрического поля E (— · — · —) и энергии ε (·····).

Напряжение на стоке (3В) специально выбрано заметно ниже рабочего, так как квазидвумерные модели сохраняют приемлемую точность в расчетах при достаточно низких напряжениях на стоке (порядка вольта после насыщения ВАХ). На рис.6 видно несколько неожиданных на первый взгляд особенностей.

1. Под самим затвором, где дрейфовая скорость электронов максимальна, плотность рассеиваемой энергии мала, и по сути дела вся область интенсивного тепловыделения смещена за затвор, в то время как сам домен сильного поля и область высоких энергий электронов существенно заходят под

затвор. Это объясняется тем, что в этой области максимально низка концентрация электронов.

2. Область наиболее интенсивного тепловыделения не совпадает не только с областью домена сильного поля, но и с областью, где кинетическая энергия электронов, определяемая величиной дрейфовой скорости, сильно превышает равновесную кинетическую энергию электронов. Это происходит как по указанной выше в п.1 причине, так и из-за того, что интенсивность теплопередачи в решетку сильно уменьшается при уменьшении дрейфовой кинетической энергии до величин междолинного энергетического зазора в GaAs (*~0.3* эВ). По этим причинам область интенсивного выделения тепла и выглядит такой узкой по сравнению не только с распределением дрейфовой кинетической энергии электронов вдоль по каналу транзистора, но и с областью домена.

Для тепловых расчетов мелкие особенности распределения источников тепла в канале транзистора не представляют особого интереса – главное оценить примерный размер области с максимальным тепловыделением. Необходимо отметить, что квазидвумерные ГДМ приводят к заметно более резким распределениям, чем получаемым по двумерным температурным моделям. Кроме того, увеличение напряжения на стоке ведет к некоторому увеличению размеров статического домена. Однако даже с учетом этих факторов из приведенных расчетов следует, что характерные размеры области тепловыделения составляют не более одного микрона.

Интересно отметить, что увеличение длины затвора при данной концентрации доноров вопреки ожиданиям приводит не к увеличению, а к символическому уменьшению области тепловыделения.

Подача СВЧ сигнала приводит к существенному улучшению теплового режима транзистора. На верхней части нагрузочной кривой домен сильного поля перемещается либо к стоку, либо на край заглубления (рис.7). То есть область тепловыделения смещается от стокового края затвора и, по сути, оказывается «размазанной» между затвором и стоком (L_0 = 3).

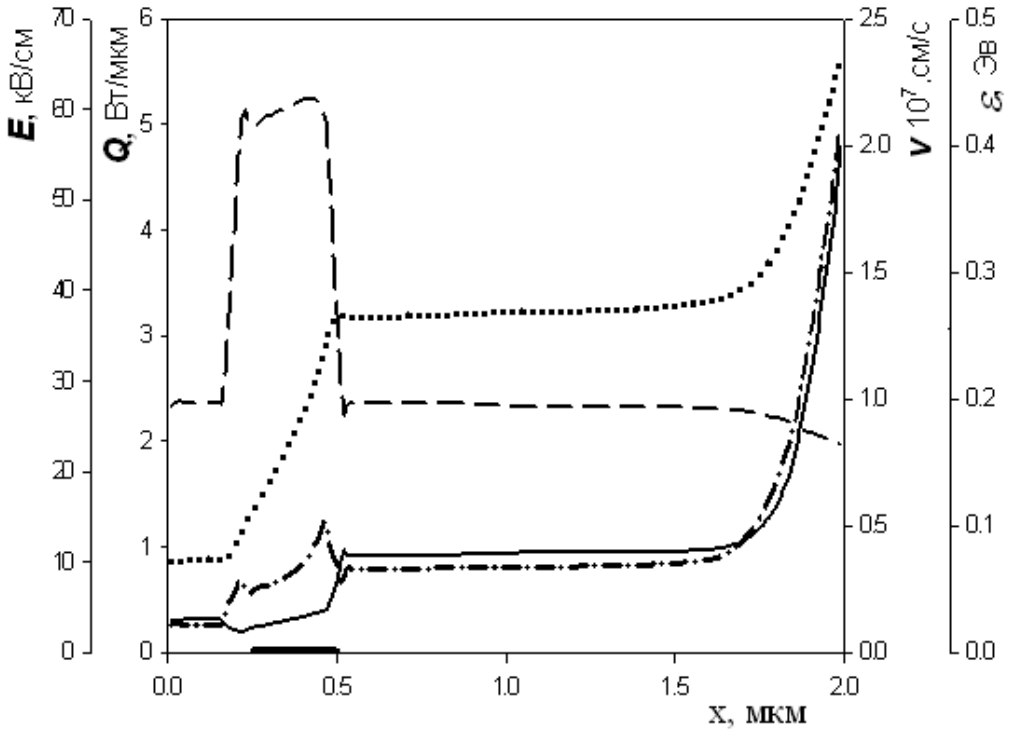


Рис.7. Распределения в канале транзистора плотности тепловыделения Q (———), дрейфовой скорости v (— — —), напряженности электрического поля E (— · — · —) и энергии ε (·····).

В принципе, можно задать такие параметры заглубления затвора или профиль легирования транзистора, чтобы домен сильного поля в рабочей точке занимал практически всю область под затвором (рис.8).

На рис.8 длина затвора L_g = 0,25 мкм, расстояние исток-затвор L_{sg} = 0,5 мкм, длина заглубления затвора 2 мкм. Естественно, на верхней части нагрузочной кривой домен сильного поля будет смещен к стоковому электроду, а на нижней – к стоковому краю затвора. Можно предположить, что данный режим реализует наименьшую тепловую нагрузку транзистора.

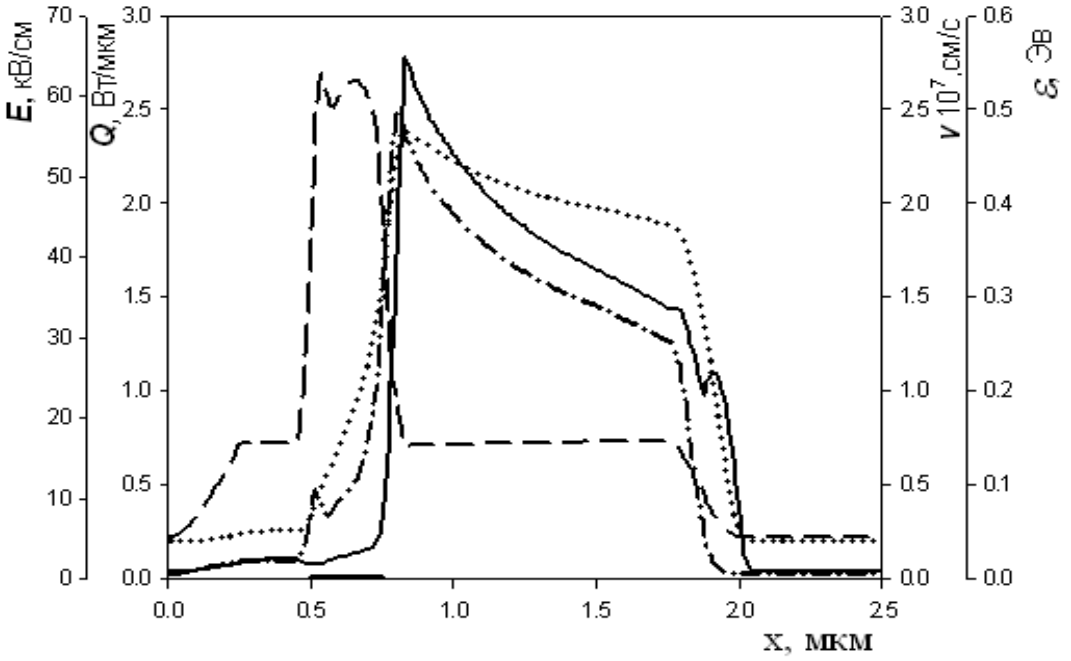


Рис.8. Распределения в канале транзистора плотности тепловыделения Q (———), дрейфовой скорости v (— — —), напряженности электрического поля E (— · — · —) и энергии ε (·····).

Расчеты области тепловыделения в pHEMT транзисторах проводились для структур, обычно используемых в приборах, с различными толщинами широкозонных слоев (при которых типичные напряжения перекрытия составляют 1÷3 В). Выяснилась интересная особенность pHEMT транзисторов: в отличие от FET ПТШ, форма и размеры области интенсивного тепловыделения для всех рассмотренных pHEMT транзисторов слабо зависели как от параметров структуры, так и от режима работы транзистора.

Результаты расчетов распределения плотности источников тепловыделения, дрейфовых скоростей, дрейфовых кинетических энергий, напряженности электрического поля и поверхностных плотностей электронов в широкозонном и узкозонном слоях для типичного pHEMT транзистора (концентрация доноров в широкозонном слое N_{D2}=1,5·10^{18} см$^{-3}$, подвижность электронов в широкозонном слое μ =1500 см^2/В·с, толщина широкозонного слоя a_2 =365Å, толщина спейсера h_{sp}=10Å концентрация доноров в спейсере и узкозонном слое N_{sp}=2·10^{15} см$^{-3}$, N_{GaAs}=2·10^{15} см$^{-3}$, подвижность электронов в узкозонном слое μ=5400 см^2/В·с) для транзистора с длиной и шириной затвора

L=0,25 мкм W=100 мкм в режиме: напряжение исток-затвор $U_{из}$=0 В, напряжение исток-сток $U_{ис}$=2 В, приведены на рис. 9-12.

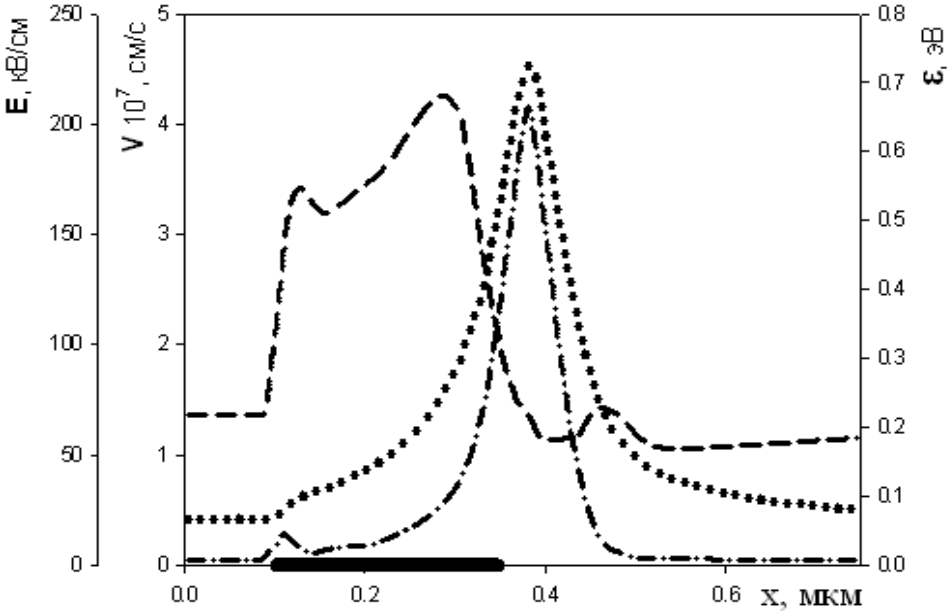


Рис.9. Распределения в канале pHEMT транзистора дрейфовой скорости v (— — —), напряженности электрического поля E (— · — · —) и энергии ε (·····) в узкозонном слое.

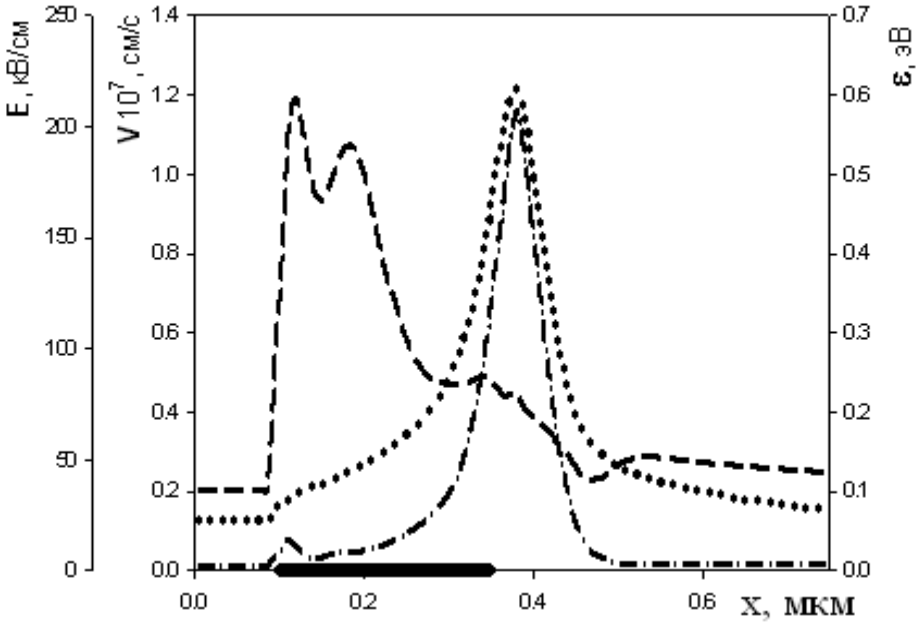


Рис.10. Распределения в канале pHEMT транзистора, дрейфовой скорости v (— — —), напряженности электрического поля E (— · — · —) и энергии ε (·····) в широкозонном слое.

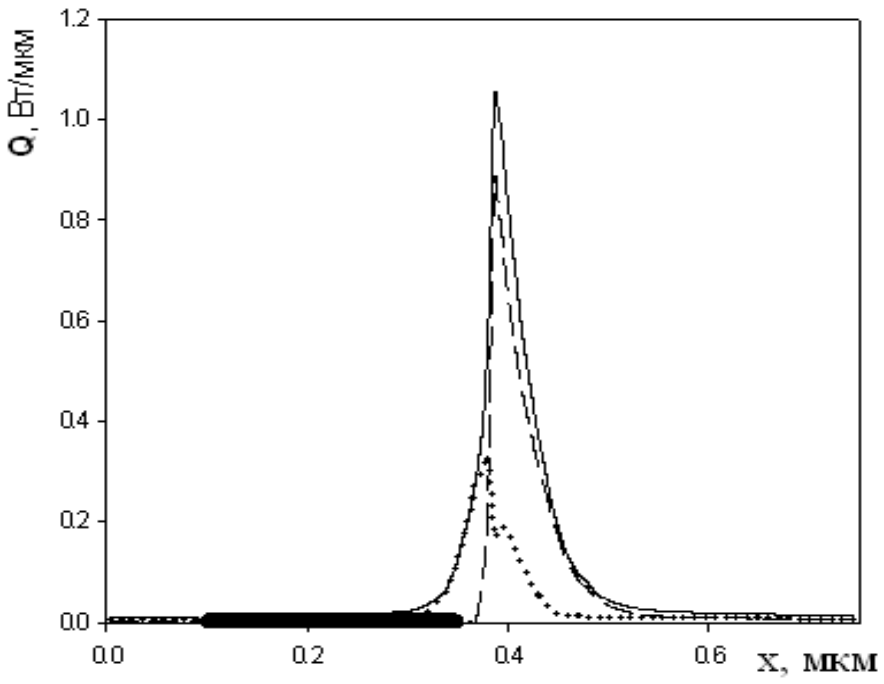


Рис.11. Распределения в канале pHEMT транзистора мощности тепловыделения в узкозонном материале Q_1 (·····), в широкозонном слое Q_2 (— — —), общая мощность тепловыделения Q (——).

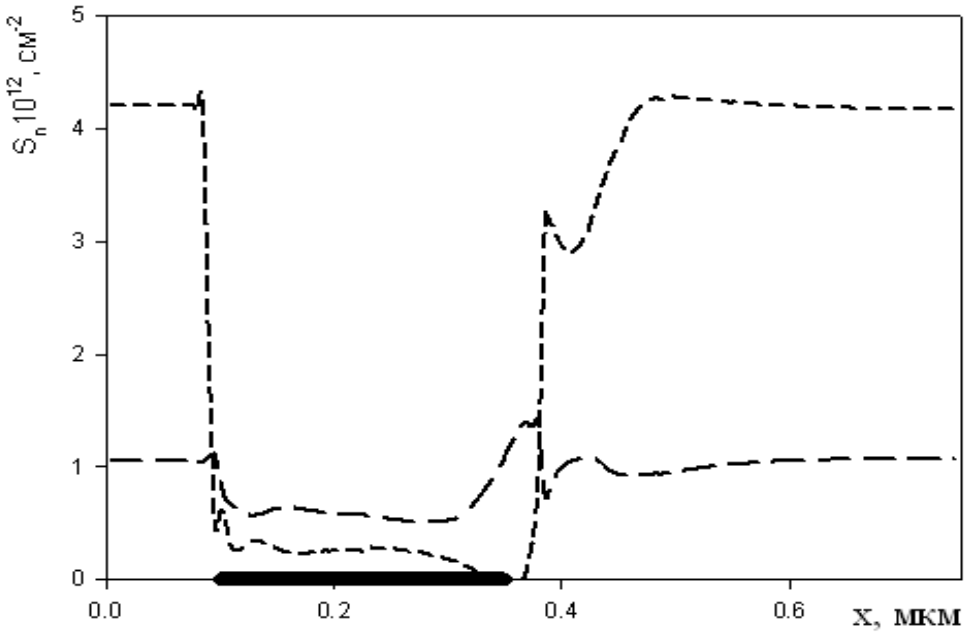


Рис.12. Распределения в канале pHEMT транзистора поверхностной плотности электронов в узкозонном слое (— — —) и в широкозонном слое (- - -).

Кроме того видно, что по сравнению с FET транзистором область тепловыделения в pHEMT транзисторе оказывается заметно уже. Еще одной, важной с точки зрения физики работы транзистора, особенностью оказывается тот факт, что большая часть тепла выделяется в широкозонном слое, хотя под затвором основная часть электронов переносится в узкозонном слое канала.

Выяснению механизмов и причин, вызывающих жесткую привязку домена сильного поля к стоковому краю затвора в гетероструктурных полевых транзисторах, посвящен следующий раздел.

1.2.2. Поперечный пространственный перенос электронов и особенности локализации домена сильного поля в гетероструктурных полевых транзисторах

Для гомоструктурных транзисторов прослеживается закономерность: чем короче затвор, выше подвижность электронов и больше их поверхностная плотность в канале, тем проще реализуется ситуация, когда при открытом затворе домен сильного поля перемещается от затвора к стоку [32]. При перекрытом канале, домен сильного поля (а с ним и область интенсивного тепловыделения) локализованы вблизи стокового края затвора. Для таких транзисторов в режиме большого сигнала домен сильного поля, а вместе с ним и области с максимальной энергией электронов и с максимальной интенсивностью рассеяния тепла будут за один период СВЧ колебания перемещаться от затвора к стоку и обратно. Поэтому область тепловыделения будет распределена по всей длине от затвора до стока транзистора. В pHEMT транзисторах подвижность и поверхностная плотность электронов в канале существенно выше, чем в гомоструктурных. В то же время, область тепловыделения локализована вблизи стокового края затвора. Можно предположить, что за жесткую локализацию домена сильного поля у стокового края затвора транзистора отвечает поперечный пространственный перенос электронов. Это основной физический эффект, приводящий к особенностям продольного транспорта электронов в pHEMT транзисторах, а также сильно влияющий на величину всплеска дрейфовой скорости электронов под затвором и на величину ток стока, особенно при открытом канале транзистора [36].

Для проверки этой гипотезы расчеты проводились с использованием системы уравнений (7), в которой уравнения динамики электронов получаются из системы стандартных гидродинамических уравнений для многодолинных полупроводников при усреднении кинетической энергии электронов по долинам. При этом времена релаксации энергии и импульса электронов являются результатом статических расчетов методом Монте-Карло.

Эти уравнения совместно с уравнением Пуассона и системой уравнений, описывающих квантовую яму с учетом разогрева электронов в сильном поле, позволяют решать задачу расчета характеристик pHEMT транзисторов в квазидвумерном приближении. Система уравнений (7) не позволяет корректно проводить расчеты при высоких напряжениях на стоке транзистора и рассматривать различные эффекты, связанные с лавинным пробоем. Важно, что такая система уравнений описывает динамику электронов существенно точнее, чем различные квазигидродинамические приближения и для GaAs гетероструктур уступает по точности только непосредственному решению кинетического уравнения, а изменение формы и смещение к стоку статического домена часто наступает сразу после насыщения верхней ветви выходных ВАХ.

На рис.13 - 15 приведены распределения напряженности электрического поля и интенсивности тепловыделения по длине pHEMT транзистора для прибора с длиной затвора 0,25 мкм при положительном (+0,4 В) напряжении на затворе (при расчете задавалось, что расстояние от затвора до стока равно 0,1 мкм). Этот pHEMT транзистор - на основе гетероструктуры $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ – GaAs с подвижностью электронов 900 см^2/Вс в широкозонном и 5400 см^2/Вс в узкозонном слоях, толщина спейсера 10 Å.

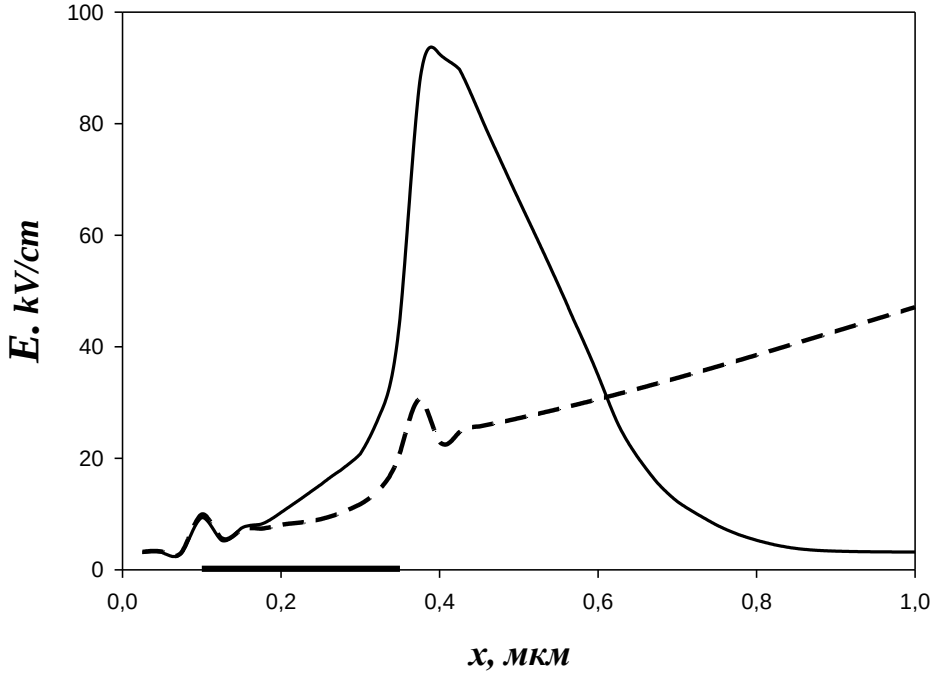


Рис.13. Распределения напряженности электрического поля по длине pHEMT транзистора, (———) - результаты расчета с учетом поперечного пространственного переноса электронов, (— — —) – результаты расчета без учета поперечного пространственного переноса электронов.

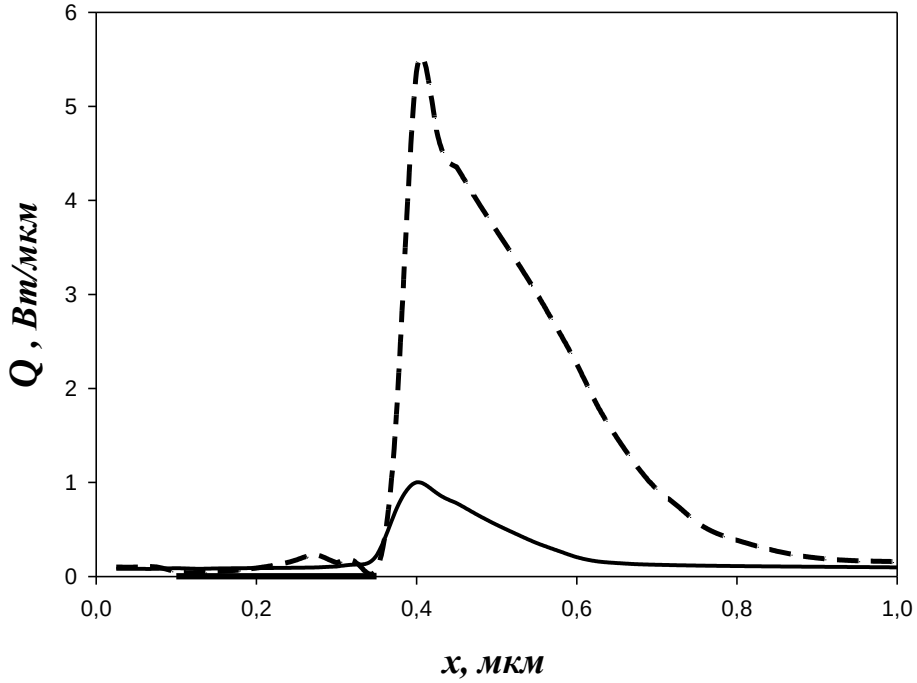


Рис.14. Распределения по длине pHEMT транзистора интенсивности тепловыделения в слое AlGaAs (———), в слое GaAs (— — —). Результаты получены *с учетом* поперечного пространственного переноса электронов.

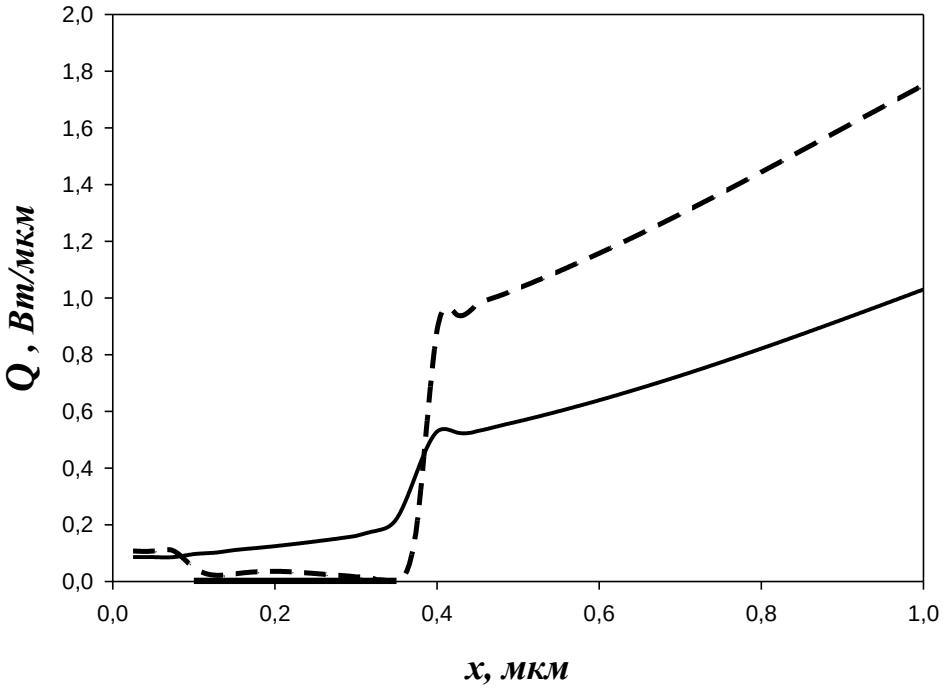


Рис.15. Распределения по длине pHEMT транзистора интенсивности тепловыделения в слое AlGaAs (———), в слое GaAs (— — —). Результаты получены *без учета* поперечного пространственного переноса электронов.

Видно принципиальное отличие (сравни рис.14 и рис.15) в результатах расчетов. В случае, когда пространственный перенос электронов не учитывается, домен сильного поля может занимать всю область между затвором и стоком транзистора. Еще одно важное отличие: в результатах без учета поперечного пространственного переноса - интенсивности тепловыделения в узкозонном и широкозонном слоях близки; в результатах с учетом переноса - в широкозонном AlGaAs слое тепло почти не выделяется, практически все тепловыделение происходит в GaAs слое.

1.3. ОСОБЕННОСТИ НЕЛОКАЛЬНОГО РАЗОГРЕВА ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ НА ОСНОВЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ

Как отмечалось выше, наиболее точно характеристики транзисторов с субмикронными и нанометровыми длинами затворов рассчитываются методом Монте-Карло. Из-за своей вычислительной сложности этот метод не всегда используется в двумерных или трехмерных моделях. Основные затраты времени идут на решение кинетического уравнения, а время его решения, естественно, зависит от размерности решаемой задачи, но для полевых транзисторов особую ценность представляют многомерные модели, поэтому одномерные модели на основе кинетического уравнения практически не развивались. В то же время в большинстве случаев наиболее наглядно проявление отдельных физических эффектов в транзисторах видно при расчетах по одномерным моделям [37].

Наиболее простая модель ПТШ, предназначенная для расчета характеристик транзистора в статическом случае без учета диффузионных эффектов, основана на системе уравнений [28-30]:

$$
\begin{aligned}
&I = qWhvn \\
&\frac{\partial\left(E_x h\right)}{\partial x} = \frac{q}{\kappa\kappa_0}\left(n - N_D\right)h \\
&v_x \frac{\partial m^* v_x}{\partial x} = qE_x - \frac{m^* v_x}{\tau_p\left(\varepsilon\right)} \\
&v_x \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = qE_x v_x - \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon\left(\varepsilon\right)},
\end{aligned}
\qquad (14)
$$

Где: W – ширина затвора;

h – высота канала;

N_D – концентрация доноров;

m*– эффективная масса электронов;

q – заряд электронов;

n – концентрация электронов;

ε – энергия электронов;

v – скорость электронов;

ε_0 – энергия электронов при температуре решетки;

I – ток, текущий через транзистор;

$E_x(\varepsilon)$ – статические значения напряженности электрического поля;

$v_x(\varepsilon)$ – статические значения дрейфовой скорости электронов, соответствующие данной энергии.

$E_x(\varepsilon)$ и $v_x(\varepsilon)$ обычно определяются из расчетов методом Монте-Карло [41].

Подставляя в уравнения (14) времена релаксации [42]:

$$\tau_p(\varepsilon)=\frac{m^*(\varepsilon)v_s(\varepsilon)}{qE_s(\varepsilon)}$$
$$\tau_\varepsilon(\varepsilon)=\frac{\varepsilon-\varepsilon_0}{qE_s(\varepsilon)v_s(\varepsilon)} \qquad (15)$$

можно получить

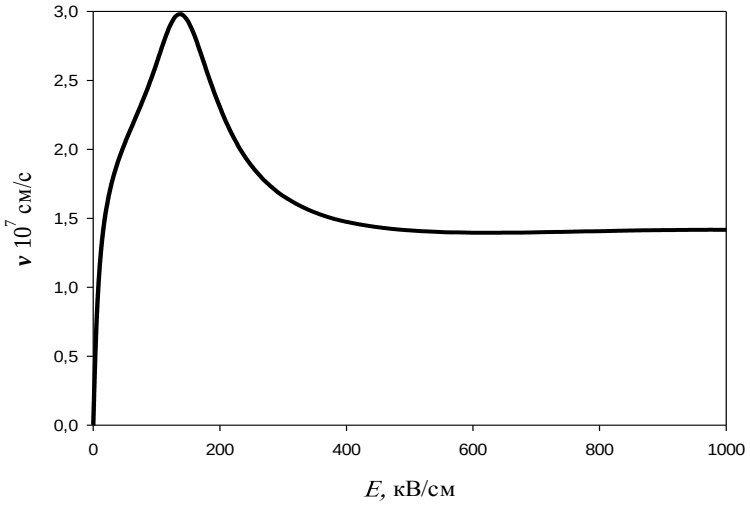
$$I=qWhvn$$
$$\frac{\partial(E_x h)}{\partial x}=\frac{q}{\kappa\kappa_0}(n-N_D)h$$
$$v_x\frac{\partial m^* v_x}{\partial x}=q\left(E_x-E_s\frac{v_x}{v_s}\right) \qquad (16)$$
$$v_x\frac{\partial\varepsilon}{\partial x}=q(E_x v_x-E_s v_s)$$

Уравнения температурной модели выводится из системы (14) с учетом уравнений (15) в предположении $m^*=0$. В этом случае уравнение для изменения импульса по координате «x» сводится к формуле:

$$v=\frac{Ev_s(\varepsilon)}{E_s(\varepsilon)}=\mu(\varepsilon)E \qquad (17)$$

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 полагается μ = 1700 см^2/(В·с)). Так как исследуются особенности электронного транспорта, то для сравнения берется арсенид галлия с той же величиной подвижности (это соответствует уровню легирования в арсениде галлия примерно $2\cdot10^{18}$ см$^{-3}$). Соответствующие графики приведены на рис.16. Там же приведен график статической дрейфовой скорости, соответствующий нелегированному GaAs (μ = 8000 см^2/(В·с)).



(a)

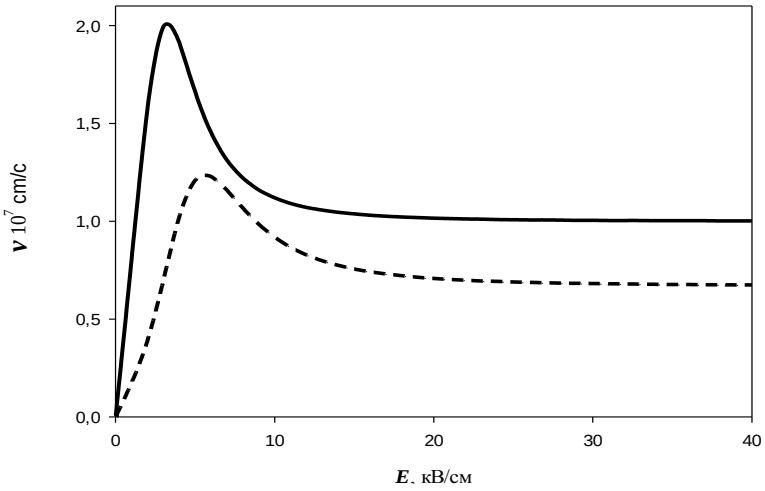


Рис. 16. (a): зависимость статической дрейфовой скорости электронов от напряженности электрического поля в GaN, (b): зависимость статической дрейфовой скорости электронов от напряженности электрического поля в GaAs при μ = 8000 см^2/(В·с) (——) и при μ = 1700 см^2/(В·с) (- - - -).

На первый взгляд арсенид галлия, особенно при искусственном задании такой же низкой подвижности, как в GaN, безоговорочно проигрывает нитриду галлия. Поэтому средняя скорость электронов под затвором GaN транзистора, существенно зависящая как от величины максимума полевой зависимости статической дрейфовой скорости, так и от их скорости в предельно сильных полях, будет выше, чем скорость электронов под затвором GaAs транзистора. Уже при разработке 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 [6, 38, 40]. 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 $8\cdot10^7$см/с на расстояниях около 0.025мкм [43], однако в условиях настолько специфических, что они практически не реализуемы в обычных транзисторах.

Для сравнения эффектов, связанных с этим всплеском в GaN и GaAs транзисторах, при моделировании GaN транзистора использовалась простейшая ступенчатая структура толщиной 18 нм, состоящая из двух слоев. Первый слой - под затвором толщиной 15 нм с уровнем легирования донорами 10^{18} см$^{-3}$. Второй слой - у гетерограницы толщиной 3 нм и с уровнем легирования донорами $2\cdot10^{19}$ см$^{-3}$. Для GaN транзистора такая структура – очень грубая модель реальной гетероструктуры с подвижностью электронов примерно 1700 см^2/(В·с) (эта величина, близкая к величине подвижности электронов в слое нелегированного GaN). Для арсенида галлия такая структура вообще гипотетическая и берется исключительно, чтобы сравнить особенности электронного транспорта

практически в одинаковых условиях. Расчеты также проводились и для GaAs при задании μ = 8000 см^2/(В·с), что соответствует нелегированному материалу или очень хорошей гетероструктуре с толстым спейсером. Положение затвора транзистора длиной 0.1 мкм выбиралось на расстоянии 0.1 мкм от истока. Единственная существенная разница в исходных данных для расчетов – разное напряжение на стоке транзисторов (для GaAs это 1 В, для GaN это 3 В). Это примерно те напряжения на стоке, при которых происходит насыщение тока стока в выходных ВАХ и когда максимальная частота усиления по току принимает наибольшее значение. Надо отметить, что при расчетах по данной модели двукратное увеличение напряжения на стоке в GaN и в GaAs транзисторах слабо меняло распределение дрейфовой скорости по длине канала и величину максимальной частоты усиления по току. Сильно менялась только распределение величины напряженности электрического поля по длине канала.

Результаты расчета максимальной частоты усиления по току f_t для транзисторов на таких структурах приведены на рис.17 (при расчётах выбирался режим, в котором для данной длины затвора частота f_t была максимальна).

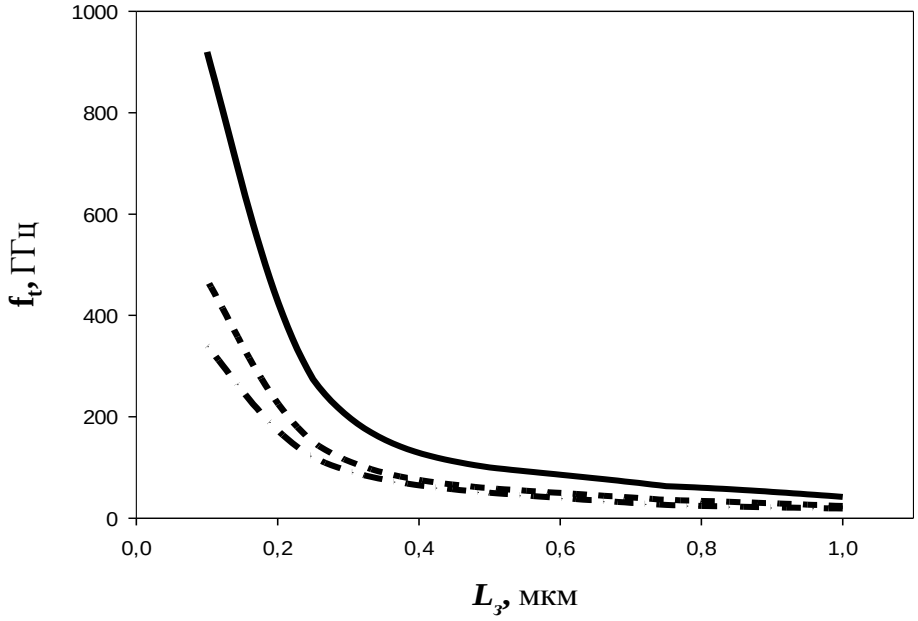


Рис.17. Зависимость максимальной частоты усиления по току от длины затвора моделируемого транзистора. (——) GaAs μ = 8000 см^2/(В·с), (- - - -) GaAs μ = 1700 см^2/(В·с), (—·—·—) GaN μ = 1700 см^2/(В·с).

Видно, что в транзисторах на основе GaAs даже при искусственном задании μ = 1700 см^2/(В·с), максимальная частота усиления по току несколько больше, чем в транзисторах на основе GaN. При задании подвижности μ = 8000 см^2/(В·с) в GaAs транзисторах и при задании μ = 1700 см^2/(В·с) в транзисторах на основе GaN, разница в поведении транзисторов 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 GaAs и в GaN. Этот результат легко понять, если сравнить варианты распределений дрейфовой скорости по длине канала, получаемые при задании этих величин слабополевой подвижности (рис. 18).

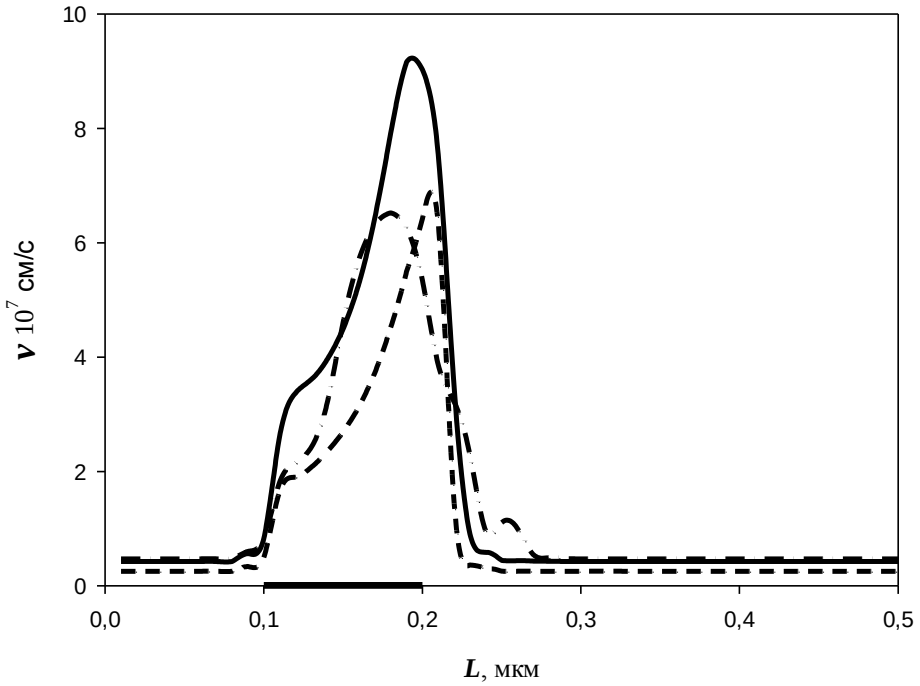


Рис.18. Распределения дрейфовой скорости электронов в каналах GaAs (——) μ = 8000 см^2/В·с (- - - -) μ = 1700 см^2/(В·с) и GaN (— · — · —) транзисторов. Координаты затвора: 0.1÷0.2 мкм.

Видно, что, несмотря на более низкие величины статической дрейфовой скорости в максимуме ее полевой зависимости, величина в максимуме ее распределения в GaAs транзисторе даже чуть больше, чем аналогичная величина в GaN транзисторе. При этом распределения скоростей по длине канала

отличаются весьма значительно. Распределения дрейфовой скорости в канале GaAs транзистора при искусственном задании в канале разной величины слабополевой подвижности электронов, похожи по форме.

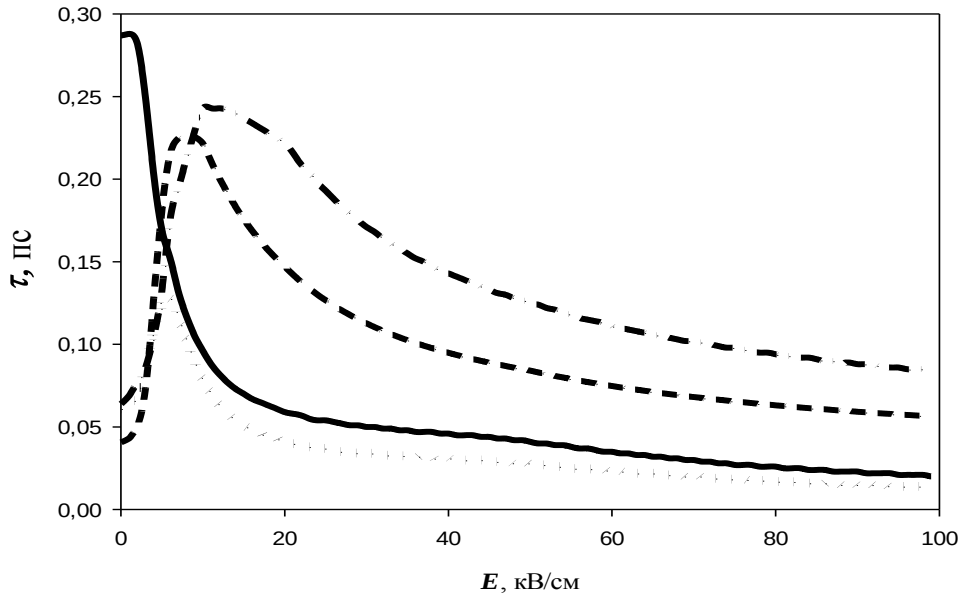
Видно, что при влёте под затвор, в канале GaAs транзистора электроны сразу разгоняются до скоростей, существенно превосходящих статическую величину дрейфовой скорости в максимуме ее полевой зависимости, а далее их скорость продолжает заметно увеличиваться. В максимуме распределения по каналу дрейфовая скорость электронов в несколько раз превосходит статическую величину дрейфовой скорости в максимуме ее полевой зависимости при задании как высокой, так и низкой величины слабополевой подвижности. Надо отметить, что при задании низкой величины слабополевой подвижности эффект превышения проявляется даже сильнее (отношение максимальной скорости под затвором к статической величине дрейфовой скорости в максимуме ее полевой зависимости для объёмного материала больше), хотя абсолютная величина дрейфовой скорости и оказывается меньше во всей области под затвором.

В GaN транзисторе при влёте под затвор электроны приобретают дрейфовую скорость, которая примерно соответствует началу заметного полевого падения подвижности ($(1{,}5\div2)\cdot10^7$см/с), затем эта скорость медленно увеличивается и примерно под серединой затвора достигает своего максимального статического значения. Потом начинается область всплеска дрейфовой скорости (в максимуме всплеска она в два раза превосходит статическую величину дрейфовой скорости в максимуме полевой зависимости) а затем, еще под затвором, начинается резкое уменьшение. Эта особенность также существенно отличает распределение дрейфовой скорости в канале GaN транзистора от распределения в канале транзистора на основе GaAs – там падение дрейфовой скорости начинается только под стоковым краем затвора.

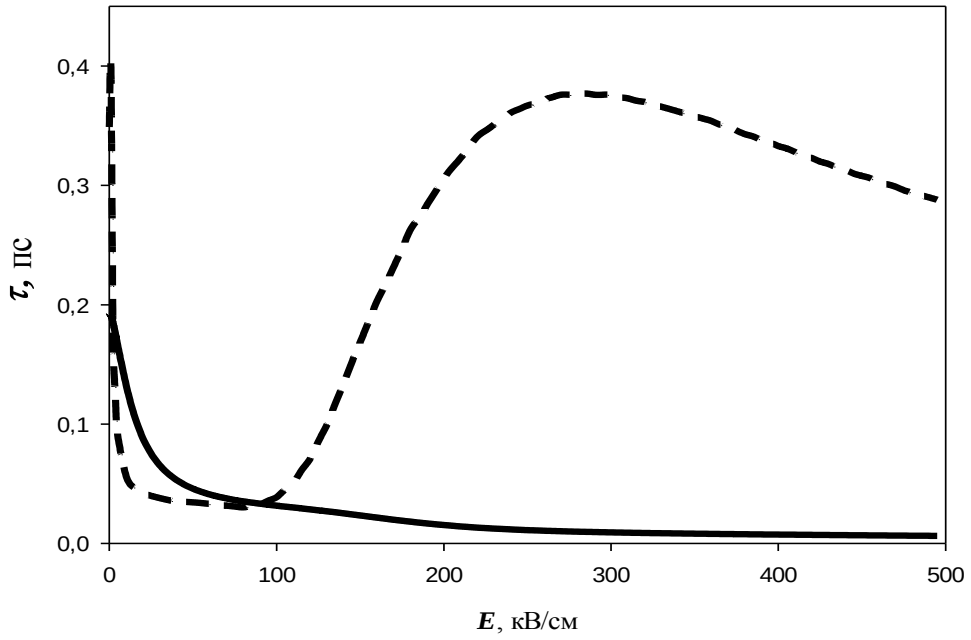
По величине максимальной дрейфовой скорости под затвором полевой транзистор на основе GaN мало уступает прибору на основе GaAs даже при малой подвижности в последнем. На первый взгляд, GaN транзистор может даже

превосходить GaAs транзистор (например, из-за большей статической величины дрейфовой скорости в максимуме ее полевой зависимости на рис.16а). Однако, давно известно, см. например [15-17], 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 модели транзистора толщина активного слоя много меньше длины затвора, это не должно сильно менять полученные качественные соотношения. Разница в величинах средней дрейфовой скорости под затвором (определяющей время пролёта электронов под затвором) и приводит к тому, что транзистор на основе GaAs имеет большую максимальную частоту усиления по току, (см. рис.17), при задании как малой, так и большой величины слабополевой подвижности электронов.

Для объяснения полученных результатов рассмотрим зависимость гидродинамических времен релаксации кинетической энергии и импульса от величины напряженности электрического поля в GaN и GaAs (рис.19).



(а)



(б)

Рис.19. Зависимость времен релаксации импульса τ_p и энергии τ_ε от величины напряженности электрического поля. (а): GaAs μ = 8000 см^2/(В·с) τ_p (———), τ_ε/10 (- - - -), GaAs μ = 1700 см^2/(В·с) τ_p (· · · · ·), τ_ε/10 (—·—·—). (б): GaN τ_p (———), τ_ε (- - -).

Видно, что сильнее всего в GaAs и GaN различаются времена релаксации энергии. Причем при напряженности электрического поля E < 100 кВ/см время релаксации энергии в GaN даже меньше времени релаксации по импульсу. Столь большое различие во временах релаксации, по-видимому, объясняется разницей в энергии оптических фононов ($\hbar\omega \approx 92$ мэВ в GaN, $\hbar\omega \approx 36$ мэВ в GaAs), вносящих основной вклад в потерю энергии при неупругих столкновениях, что в свою очередь связано с разницей в массах входящих в данные полупроводники атомов. При этом стоит отметить, что из-за большей эффективной массы время релаксации импульса электронов в GaN существенно больше, чем в GaAs с той же подвижностью.

Не менее информативно рассмотреть не просто зависимости времен релаксации от напряженности электрического поля, а их распределения по длине канала транзистора рис.20.

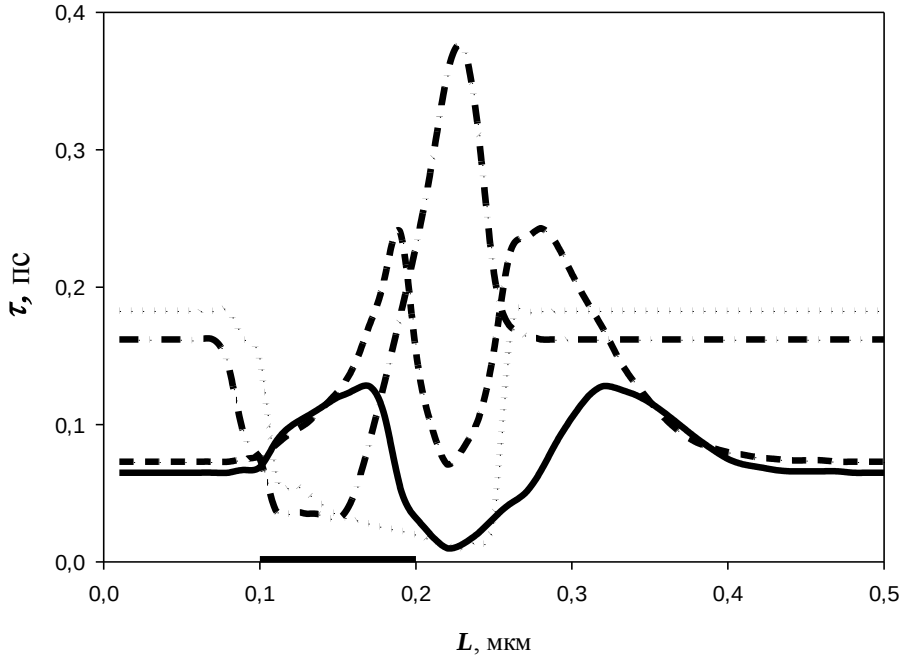
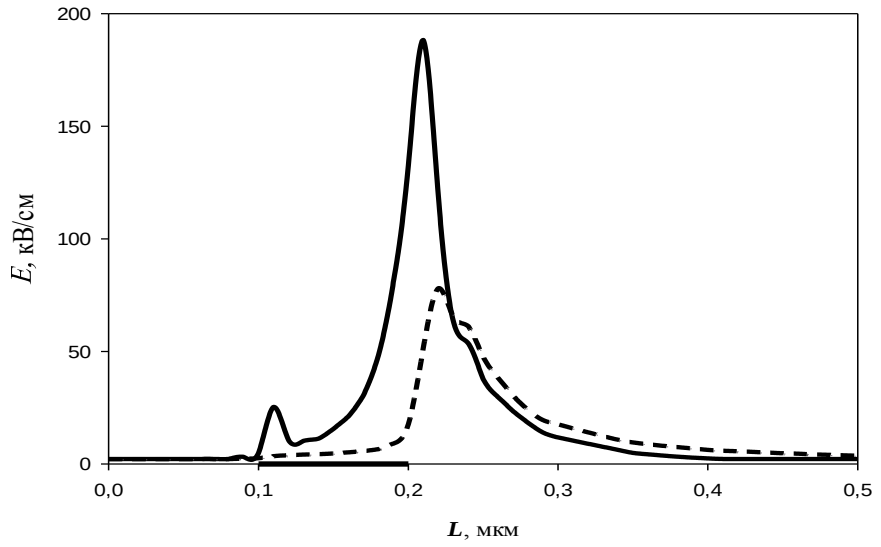


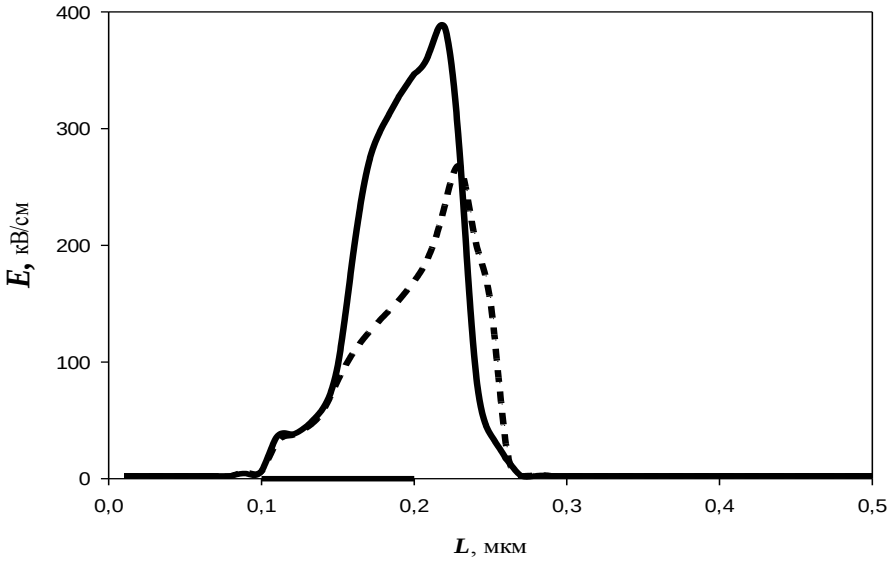
Рис.20. Распределения времён релаксации по длине канала. Для GaAs ПТШ: μ = 1700 см^2/(В·с), $\tau_р$ (———), τ_ε/10 (- - - -). Для GaN ПТШ: $\tau_р$ (· · · · ·), τ_ε (— · —). Координаты затвора: 0.1 ÷ 0.2 мкм.

Видно, что в транзисторе на основе GaN время релаксации энергии электронов при их влете в область сильного поля под затвором практически мгновенно становится очень маленьким, в то время как в транзисторе на основе GaAs оно на порядок больше. Далее у стоковой части затвора электроны разогреваются и время релаксации сильно растет. Именно в этой области и наблюдается всплеск дрейфовой скорости в транзисторе на основе GaN. Не менее интересно также рассмотреть распределения по длине каналов GaN и GaAs транзисторов напряженностей электрического поля и величин $E(\varepsilon)$ – напряженностей электрического поля, соответствующего распределению кинетической энергии электронов по длине канала рис.21. Видно, что в канале транзистора на основе GaN в области малых времен релаксации энергии, распределения этих величин практически совпадают, различия начинаются как раз там, где время релаксации энергии начинает расти с координатой, в то время как в канале GaAs транзистора различия этих величин существенны под всем затвором. Надо отметить еще один важный момент: под истоковым краем затвора GaAs транзистора напряженность электрического поля невелика и даже если бы

транспорт электронов не имел особенностей, связанных с нелокальными эффектами, для таких полей времена релаксации энергии весьма велики. Кроме того всплеск дрейфовой скорости у стокового края затвора приводит к тому, что домен сильного поля локализуется у стокового края затвора и в области за ним.



(а)



(б)

Рис.21. Распределения напряжённости электрического поля (——), и напряженности электрического поля, рассчитанной по энергии электронов E(ε) (- - -) в канале транзистора. (а): GaAs μ = 1700 см^2/В·с, (б): GaN μ = 1700 см^2/В·с. Координаты затвора: 0.1÷0.2 мкм.

В транзисторе на основе GaN у истокового края затвора поля тоже не слишком велики и их величина как раз соответствует минимальным значениям времени релаксации по энергии. Это приводит к отсутствию всплеска дрейфовой скорости и как следствие, домен сильного поля втягивается в подзатворный участок канала от стокового края затвора примерно до середины длины затвора.

По существу, складывается следующая ситуация: под затвором GaAs транзистора $V_{GaAs} \approx \mu(\varepsilon)E \neq \mu(E)E$ - здесь мы наблюдаем существенно нелокальный разогрев электронов. При влёте под затвор и почти до половины длины затвора прибора на основе GaN $V_{GaN} \approx \mu(\varepsilon)E \approx \mu(E)E$ - здесь разогрев электронов практически локален.

Не менее, а возможно еще более наглядно, выявленные закономерности проявляются при больших длинах затора. Из расчетов следует, с уменьшением длины затвора, относительная разница в величине максимальной частоты усиления по току увеличивается. Этот 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 дрейфовая скорость электронов под затвором близка к скорости насыщения (или скорости в сильном поле). Следовательно, делается вывод, что в этом случае транзистор на GaN должен иметь преимущество, по крайне мере перед транзистором на GaAs с низкой подвижностью. Однако даже при длине затвора 1 мкм быстродействие GaAs транзистора с искусственно заданной низкой величиной слабополевой подвижности 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. Результаты вычисления этих распределений приведены на рис.22.

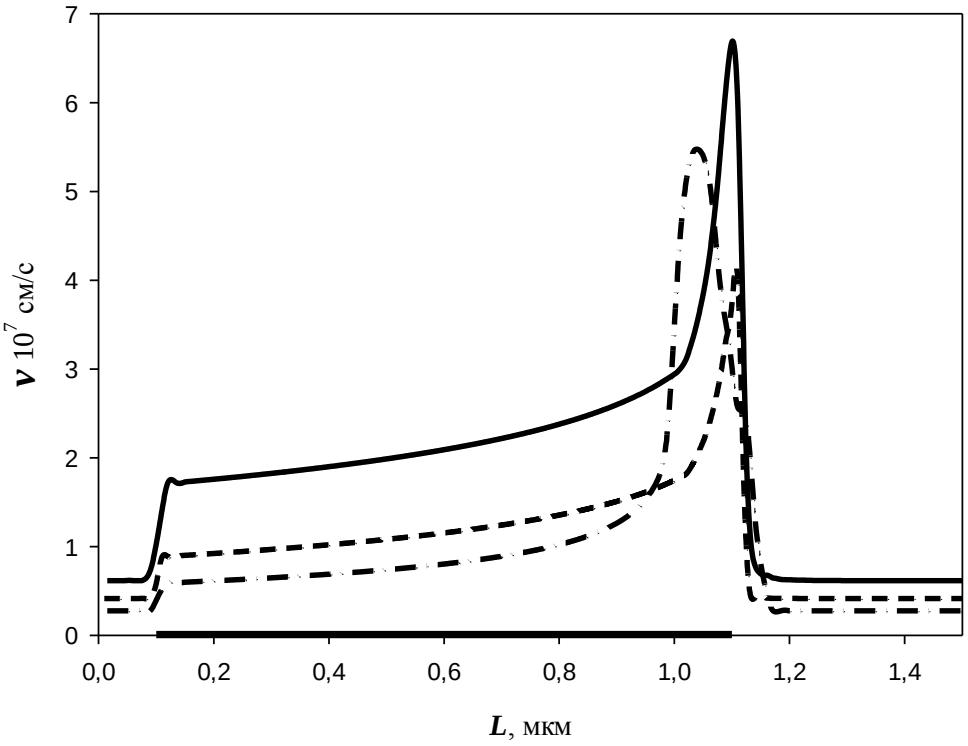


Рис.22. Распределения дрейфовой скорости электронов в каналах GaAs (——) μ = 8000 см^2/В·с (- - - -) μ = 1700 см^2/В·с и GaN (— · — · —) μ = 1700 см^2/В·с транзисторов. Координаты затвора 0.1÷1.1 мкм.

Из результатов, показанных на рис.22 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 имеющей место на практике ситуации (аналогичные результаты рассматривались ранее в работе [47]). Действительно, при длинных затворах в транзисторах на основе арсенида галлия, несмотря на специально заданную, очень низкую для такого материала, подвижность электронов, наблюдается хорошо выраженный всплеск дрейфовой скорости, причём очень сильный (по всей видимости, это особенность структуры с таким профилем легирования). Правда такой сильный всплеск наблюдается на длинах порядка 0,1 мкм в области статического домена и не оказывает сильного влияния на характеристики прибора. Однако, как показали результаты расчётов, в транзисторе на основе арсенида галлия при заданной подвижности электронов μ = 8000 см^2/В·с слабый

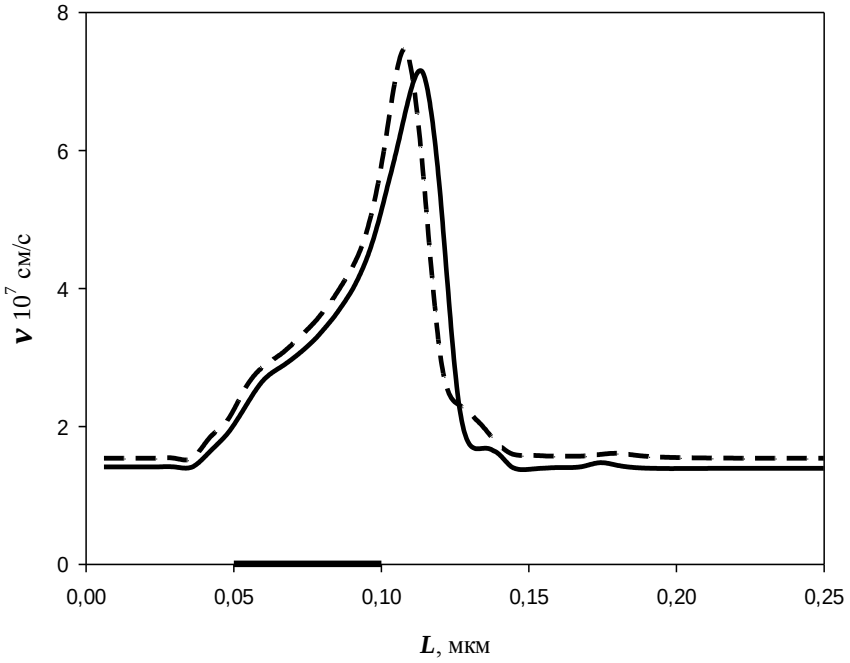
всплеск дрейфовой скорости с незначительным превышением максимальной статической скорости электронов имеет место под большей частью затвора. В то же время, в транзисторе на основе нитрида галлия, всплеск дрейфовой скорости тоже наблюдается в узкой области длиной менее 0.2 мкм, фактически в статическом домене, а вне этой области практически везде дрейфовая скорость электронов существенно меньше, чем в GaAs транзисторе.

Следует отметить тот важный момент, что область достаточно большого всплеска дрейфовой скорости в GaN транзисторе заметно шире, а величина скорости в ней заметно больше чем в GaAs транзисторе с заданной низкой подвижностью μ = 1700 см^2/В·с, а распределение скорости в этой области очень похоже по форме и величине на распределение в области всплеска при длине затвора 0.1 мкм.

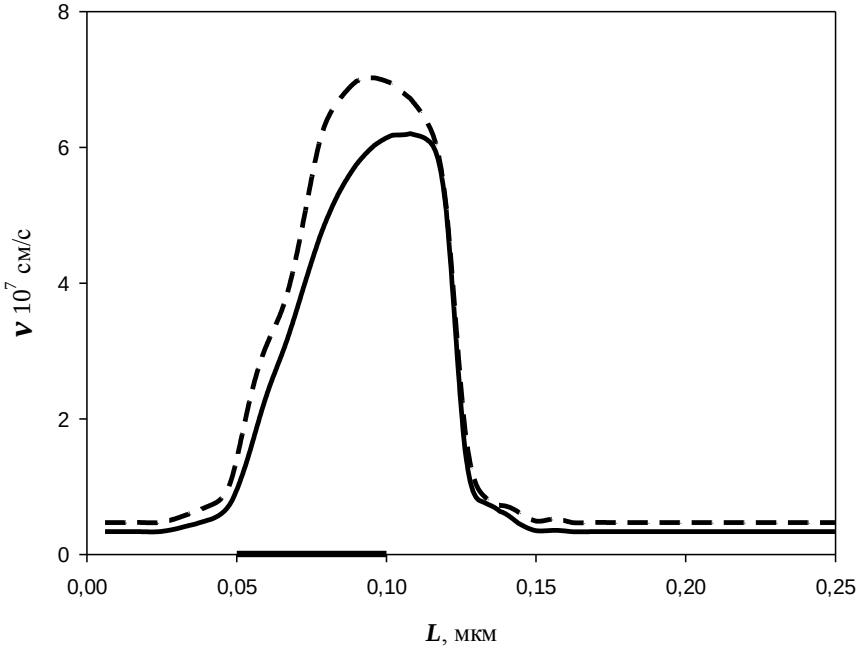
По-видимому, именно особенности зависимости времени релаксации по энергии от напряженности электрического поля и соответственно энергии приводят к тому, что в транзисторе на основе GaN всплеск скорости происходит практически одинаково, как при микронной, так и при субмикронной длине затвора.

Малые времена релаксации по энергии приводят еще к одному интересному, и, в определенной мере (в плане моделирования), полезному эффекту. В транзисторах на основе GaAs температурные модели становятся малоприменимы уже при длине затвора около четверти микрона [6].

В транзисторах на основе GaN даже при достаточно малой длине затвора, равной 0.05 мкм, результаты расчетов по гидродинамической и по температурной моделям отличаются все еще не слишком сильно (рис.23).



(а)



(б)

Рис.23. Распределения дрейфовой скорости электронов в канале *GaN* транзистора. Гидродинамическая модель (——), температурная модель (- - - -). Напряжение на затворе (а) 0.2 В, (б) -0.6 В. Координаты затвора 0.05÷0.1 мкм.

Видно, что в отличие от исследованных ранее [6, 40] транзисторов на основе узкозонных полупроводников, распределения дрейфовой скорости в

канале GaN транзистора, рассчитанные по ГДМ и ТМ, отличаются незначительно, причём во всех режимах работы транзистора. Правда разница в величинах токов стока, текущих через транзисторы, в величинах крутизны и максимальной частоты усиления по току при такой длине затвора может достигать 20% (при длине затвора 0.1 мкм относительная погрешность в этих величинах менее 10% а разница в распределениях дрейфовой скорости по длине канала прибора вообще незначительна). Следует отметить, что при расчетах характеристик транзисторов с длинами затворов менее 0.1 мкм, желательно использовать модели, основанные на решении кинетического уравнения. Скорее всего, различия в результатах расчетов по ГДМ и ТМ связаны не только с малым временем релаксации энергии электронов в GaN, но и с существенно большей эффективной массой электронов в этом материале. По существу, практически полностью снимается вопрос о применимости в этих приборов гидродинамических и температурных моделей – они дают, близкие результаты до длин затворов, примерно равных 0.05 мкм.

1.4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ ПО ГЛАВЕ 1

В полевых транзисторах на гетероструктурах с селективным легированием пренебрежение при расчетах инерционностью изменения импульса приводит к существенным (более 20%) погрешностям в распределениях дрейфовой скорости по длине канала транзистора и в его выходных характеристиках при характерных длинах активной области намного превышающих длину релаксации импульса электронов. Эти погрешности усиливаются сильными продольными градиентами электрического поля в канале, особенностями нелокального разогрева электронов и специфическим для pHEMT транзисторов эффектом – сильным поперечным пространственным переносом горячих электронов через границу гетероперехода при открытом канале. Поперечный пространственный перенос электронов приводит к увеличению концентрации электронов в широкозонном слое, примыкающему к слою канала. Разница в результатах расчетов по ГДМ и ТМ достаточно велика для транзисторов с открытым каналом даже при сравнительно больших длинах затвора - порядка 1 мкм. Причина этого заключается в следующем. Имеется характерное соотношение размеров: поперечные размеры

квантовой ямы в канале всегда меньше длины релаксации импульса, при этом поперечные потоки электронов через гетерограницу достаточно велики даже при слабых продольных полях.

Результаты расчетов характеристик полевых транзисторов на основе гетеростуктур $In_{0,52}Al_{0,48}As$ -$In_{0,53}Ga_{0,47}As$ оказываются гораздо более чувствительными к выбору вида модели, чем результаты расчетов для полевых транзисторов на основе гетеростуктур $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ – GaAs. Причина: сравнительно большая подвижность электронов в канале и сравнительно большая величина разрыва дна зоны проводимости на границе гетероперехода в $In_{0,52}Al_{0,48}As$ - $In_{0,53}Ga_{0,47}As$.

Показано, что именно поперечный пространственный перенос приводит к жесткой локализации домена сильного поля у стокового края затвора. Можно предположить, что если уменьшить роль рассеяния электронов в широкозонном слое (например, создав потенциальные барьеры, усиливающие локализацию электронов в канале), то в транзисторе при открытии канала СВЧ сигналом можно добиться перемещения статического домена от затвора к стоку и уменьшения тепловой нагрузки в режиме большого сигнала.

Показано, что несмотря на большую величину максимума полевой зависимости статической дрейфовой скорости, быстродействие GaN - ПТШ не выше быстродействия GaAs - ПТШ даже при искусственном задании величины слабополевой подвижности электронов в GaAs такой же, как в GaN и, соответственно, гораздо ниже быстродействия pHEMT. Этот эффект связан с тем, что из-за большой энергии оптического фонона, дрейфовая скорость электронов в максимуме на ее распределении в GaN - ПТШ заметно ниже, чем в GaAs - ПТШ. Поэтому зависимости частоты усиления по току от длины затвора показали, что транзисторы на основе GaAs имеют большее быстродействие, чем транзисторы на основе GaN, даже при задании равных и малых величин подвижности электронов. В отличие от GaAs - ПТШ, из-за малых времен релаксации по энергии ТМ применимы для расчета GaN - ПТШ даже с короткими субмикронными затворами (формально, до длин затвора 0.05 мкм).

ГЛАВА 2. РАЗРАБОТКА DpHEMT ТРАНЗИСТОРОВ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР С ЛОКАЛИЗУЮЩИМИ ПОТЕНЦИАЛЬНЫМИ БАРЬЕРАМИ

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы наблюдается активность в области разработки, производства мощных полевых транзисторов на основе широкозонных материалов, особенно на гетероструктурах на основе нитрида галлия [8-12,56] и их использования в различных типах усилителей мощности. Считается, что традиционные мощные СВЧ транзисторы в исполнениях pHEMT и DpHEMT со временем будут практически полностью вытеснены из сантиметрового и длинноволновой части миллиметрового диапазона длин волн. Исключение составляет СВЧ аппаратура, требующая низковольтного (не более 8 – 9 В) напряжения питания и аппаратура более высокого быстродействия.

В основном, существенный потенциал по быстродействию, детальная разработка технологии и организованное серийное производство поддерживает перспективность работ, направленных на увеличение удельной выходной мощности и коэффициента усиления СВЧ транзисторов в исполнениях pHEMT и DpHEMT на основе сравнительно узкозонных гетероструктур.

По этим причинам до сих пор во всем мире ведутся исследования, направленные на улучшение параметров мощных pHEMT и DpHEMT транзисторов, таких как удельная выходная мощность, коэффициент усиления и коэффициент полезного действия [56-59].

Выходные характеристики гетероструктурных полевых транзисторов определяется многими факторами: параметрами гетероструктуры, размерной обработкой, топологией, конкретным технологическим маршрутом изготовления и т.д. Важно, что именно оптимальная конструкция и высокое качество гетероструктуры, определяющие основные электрофизические характеристики pHEMT- структуры – подвижность μ_e и концентрацию n_S двумерного электронного газа в InGaAs канале, позволяют получить наилучшие

характеристики СВЧ транзисторов. Поэтому, наряду с уменьшением длины затвора и оптимизацией технологии изготовления транзистора, оптимизация конструкции pHEMT-гетероструктуры и режимов ее выращивания является актуальной задачей и влечет за собой фундаментальные исследования электронных транспортных свойств [60]. В современных pHEMT и DpHEMT транзисторах однородный профиль легирования широкозонных слоев заменяется планарным дельта - легированием донорами с обязательным использованием слоев спейсеров. Это позволяет получать большую величину поверхностной плотности электронов в слое канала с квазидвумерным электронным газом. Кроме того, для достижения большей проводимости канала, более широкого динамического диапазона и лучшей линейности транзисторов используется двойное (двухстороннее) дельта-легирование структуры, при котором дельта-слои доноров формируются в процессе роста структуры ниже и выше слоя InGaAs канала. Введение небольшой (обычно 15-20%) добавки индия в канал увеличивает как подвижность электронов за счет уменьшения их эффективной массы и интенсивности рассеяния на фононах, так и их поверхностную плотность за счет увеличения разрыва зон на границах гетероперехода. Хотя такие структуры несколько уступают по величинам подвижности μ_e и поверхностной плотности двумерного электронного газа n_S InAsP - структурам, выращиваемым на подложках фосфида индия, но благодаря отработанной технологии и более низким ценам GaAs - подложек, по сравнению с InP - подложками, в настоящее время структуры с InGaAs каналом являются наиболее распространенными.

Так как в соответствии с оценкой [61], выходная мощность транзистора пропорциональна произведению максимального тока стока на величину перепада напряжения, то при разработке гетероструктур для мощных полевых транзисторов обычно стремятся добиться в канале структуры максимального произведения подвижности электронов на их поверхностную плотность. Так как рост поверхностной плотности электронов ведет к росту напряжения перекрытия, и соответственно уменьшению КПД [61], то произведение подвижности

электронов на их поверхностную плотность стремятся увеличивать в основном за счет увеличения подвижности. Попытки оптимизации гетероструктур для мощных полевых транзисторов в этом направлении сталкиваются с большим набором жестких физических и технологических ограничений [60]. У многих разработчиков создается впечатление, что в результате работ с гетероструктурами на основе арсенида галлия для мощных полевых транзисторов, был найден набор почти оптимальных толщин слоев и концентраций легирующей примеси в них.

Различные варианты конструкций типичных серийных транзисторов на основе традиционной псевдоморфной AlGaAs-InGaAs-GaAs - гетероструктуры демонстрируют примерно одинаковую и сравнительно малую удельную выходную мощность около 1 Вт/мм [62,63]. Это оказалось одной из важных причин, почему в последние годы научно-производственная активность сместилась в область широкозонных материалов, позволяющих получать заметно большие величины поверхностной плотности электронов в канале, пробивных напряжений и величин удельной выходной мощности (хотя и при значительном снижении подвижности). Более тщательный анализ физики работы транзисторов с затвором субмикронной длины, показывает, что, возможно, псевдоморфные гетероструктуры далеко не исчерпали все свои возможности. Дело в том, что при субмикронных длинах затвора динамика электронов носит очень сложный характер, особенно в многослойных структурах и при наличии размерно-квантовых эффектов в потенциальной яме канала. В частности, ток, текущий через транзистор, определяется не только подвижностью электронов, но и всплеском дрейфовой скорости электронов под затвором. Всплеск дрейфовой скорости зависит как от подвижности электронов, так и от эффекта поперечного переноса электронов, величины концентрации и интенсивности рассеяния электронов в широкозонных слоях, особенно при положительных напряжениях на затворе транзистора [13]. В свою очередь, интенсивность переходов из квантовой ямы в широкозонный материал зависит от положения нижнего квантового уровня в яме, разрывов зон на границах гетероперехода, потенциального рельефа дна зоны проводимости в широкозонном материале и т.д. Поэтому представляется

возможным, меняя параметры квантовой ямы добиться того, чтобы как можно меньше горячих электронов находилось в области широкозонного материала, обрамляющего канал из InGaAs, и эта область была бы как можно уже. Возможные способы - увеличение высоты потенциальных барьеров (как вариант - увеличение разрыва дна зоны проводимости на границе гетероперехода) и увеличение эффективной глубины квантовой ямы. В этом случае существенно уменьшится рассеяние в широкозонном материале, увеличится всплеск дрейфовой скорости а, соответственно, увеличится ток стока, текущий через транзистор, и, как следствие, увеличится его удельная выходная мощность.

2.1. ПРЕДПОСЫЛКИ РАЗРАБОТКИ (DA)-DpHEMT ГЕТЕРОСТРУКТУР

Идея улучшения характеристик транзисторов за счет использования электронного транспорта в глубоких квантовых ямах известна давно [64,65]. Так неоднократно предпринимались попытки разработки транзисторов используя планарное (δ) – легирование донорами непосредственно слоя GaAs канала.

При таком легировании продольный транспорт электронов в слое канала происходит при условиях сильного размерного квантования, причем высота потенциальных барьеров в квантовой яме канала случае может достигать весьма значительных величин порядка 0.5 – 1 эВ (при фоновом легировании структуры акцепторами). Сильное размерное квантование может приводить к уменьшению интенсивности различных процессов рассеяния и, как следствие, к увеличению подвижности и дрейфовой скорости горячих электронов, а значит и увеличению быстродействия транзистора. Однако такая структура имеет один принципиальный недостаток – максимум распределения электронов (и квадрата их волновой функции) находится как раз в области расположения дельта - слоя доноров, что приводит, как показали многочисленные эксперименты, к очень сильному рассеянию на ионизованной примеси.

Несмотря на эффекты размерного квантования, такая локализация волновой функции не позволяет получить подвижность электронов заметно больше 2000 см^2/(В·с), что даже с учетом сильно завышенных положительных эффектов от

разогрева электронов и ухода их в области со слабым рассеянием на донорах по оценкам не дает таким приборам преимуществ перед обычными транзисторами с однородным профилем легирования [46].

Поэтому разработка таких структур быстро была признана малоперспективной. В принципе, ослабить сильное рассеяние на донорах можно используя дополнительное легирование акцепторной примесью, расположив рядом слои с различным типом легирования, при поверхностной плотности акцепторов, меньшей, чем поверхностная плотность доноров в δ - слое.

При таком варианте легирования квантовая яма становится существенно несимметричной и максимум волновой функции смещается из координаты δ - слоя в нелегированную область. Как показывает квантово – механический расчет зонной диаграммы с последующими простейшими оценками подвижности электронов, такой метод не позволяет улучшить подвижность электронов более чем на 30% по сравнению с вариантом, когда максимум квадрата волновой функции совпадает с положением δ - слоя.

Даже если данная оценка и является заниженной, все равно представляется маловероятным получение в таких структурах подвижности электронов больше, чем 3000 $см^2/(В·с)$. В то же время использование традиционных DpHEMT гетероструктур позволяет получать подвижность электронов около 6000 $см^2/(В·с)$ при поверхностной плотности электронов в квантовой яме около $3·10^{12}$ $см^{-2}$.

Одним из основных механизмов, ограничивающих выходную мощность в pHEMT, является поперечный пространственный перенос электронов из InGaAs - канала гетероструктуры, возникающий при их разогреве продольным электрическим полем (рис.24). Теоретические результаты анализа разогрева электронов в канале, происходящего при их переносе от истока к стоку под действием внешнего электрического поля (смотри рис.6÷9) показывают, что кинетическая энергия электронов превышает энергию, достаточную для выхода из слоя InGaAs канала в широком диапазоне координат в промежутке между истоком и стоком. Это означает, что меры по противодействию поперечному

переносу горячих электронов в слои AlGaAs, окружающие слой канала, могут дать заметное увеличение удельной выходной СВЧ мощности.

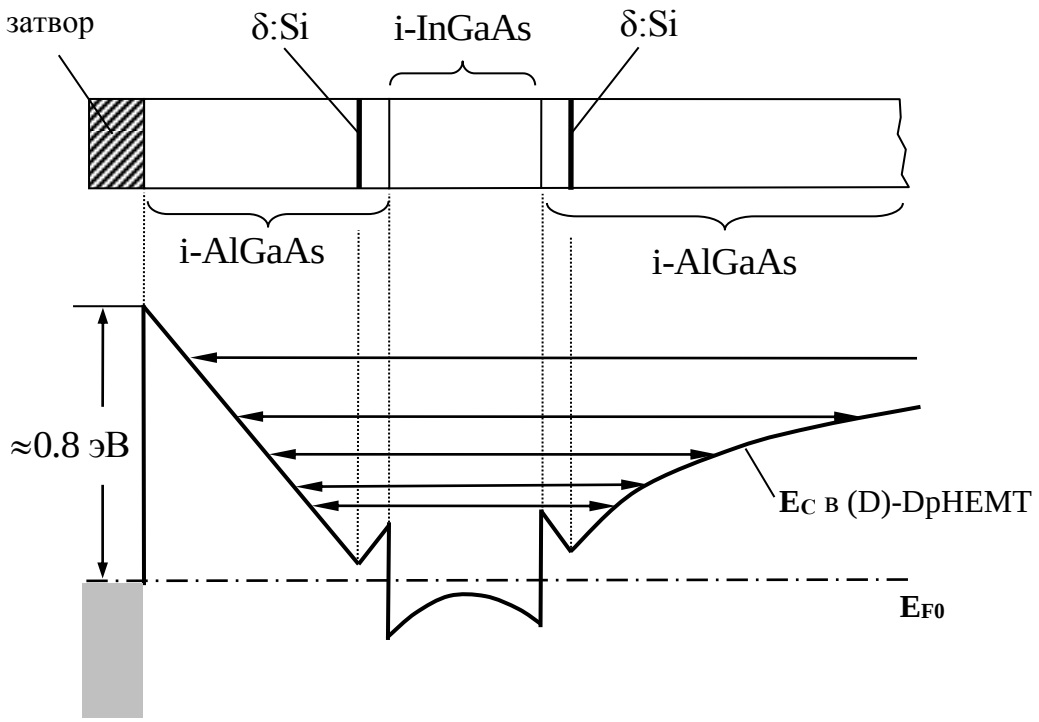


Рис.24. Зонная диаграмма DpHEMT гетероструктуры с контактом Шоттки. Стрелки показывают область расположения горячих электронов с различной энергией, показано проникновение горячих электронов в AlGaAs-слои. i - нелегируемые слои. δ:Si - дельта – легированные кремнием слои.

Таким образом, по существу остается такой вариант улучшения характеристик DpHEMT транзисторов – использование гетероструктур, в которых область возможного присутствия горячих электронов в широкозонных слоях вокруг канала будет ограничена достаточно высокими потенциальными барьерами.

Предлагаемый метод на первый взгляд позволяет легко увеличить ток, текущий через транзистор, однако на этом пути существует серьезная технологическая проблема получения достаточно высоких потенциальных барьеров с малой длиной нарастания высоты в направлении роста структуры для существенного усиления локализации горячих электронов в слое InGaAs канала.

Встраивание локализующих гетеробарьеров на основе дополнительных $Al_xGa_{1-x}As$ слоев в традиционные DpHEMT эпитаксиальные структуры не дает нужного эффекта, так как ширина запрещенной зоны при повышении содержания алюминия увеличивается недостаточно сильно для получения большой высоты локализующих барьеров.

Кроме этого, в слоях $Al_xGa_{1-x}As$ с большим содержанием алюминия ($x>0,35$) формируются глубокие DX центры, захватывающие электроны, и происходит инверсия долин в зоне проводимости [66], что резко усиливает интенсивность рассеяния горячих электронов, проникающих в широкозонные слои [67].

Возможное решение этой проблемы можно искать в использовании донорно-акцепторного легирования гетероструктур для построения дополнительных потенциальных барьеров, локализующих горячие электроны в слое канала [68-70].

Об увеличении потенциального барьера между слоем канала гетероструктуры и подложкой за счет объемного легирования буферного слоя акцепторами известно давно [71]. Важно, однако, что при обычном объемном легировании акцепторами потенциальные барьеры обладают сравнительно большой длиной нарастания, кроме этого, использование объемного легирования акцепторами приводит к возникновению дополнительного канала рассеяния горячих электронов на акцепторах. В результате использование объемного легирования буферного слоя акцепторами не оказывает положительного влияния на параметры прибора, а изготовление таких структур сталкивается с серьезными технологическими проблемами.

Достаточно большие по высоте локализующие барьеры в $Al_xGa_{1-x}As$ – слоях DpHEMT гетероструктур (при $x \leq 0,35$) оказалось возможным формировать с помощью встроенных полей зарядов доноров и акцепторов. Для этого задается $p-i-\delta n$ профиль легирования $Al_xGa_{1-x}As$ – слоев при избыточном легировании донорами и используется технология дельта-легирования донорами ($\delta:Si$), дающая максимальную локализацию горячих электронов в слое InGaAs-канала.

При этом каждый δ:Si - слой выполняет двойную функцию: участвует в формировании локализующего барьера и обеспечивает поставку электронов в InGaAs-канал. Встроенное электрическое поле в локализующих барьерах способствует усилению локализации горячих электронов в слое InGaAs-канала транзистора, что увеличивает проводимость гетероструктуры. Схематическая зонная диаграмма DpHEMT структуры с локализующими барьерами при донорно-акцепторном легировании широкозонных слоев ((DA)-DpHEMT) показана на рис.25.

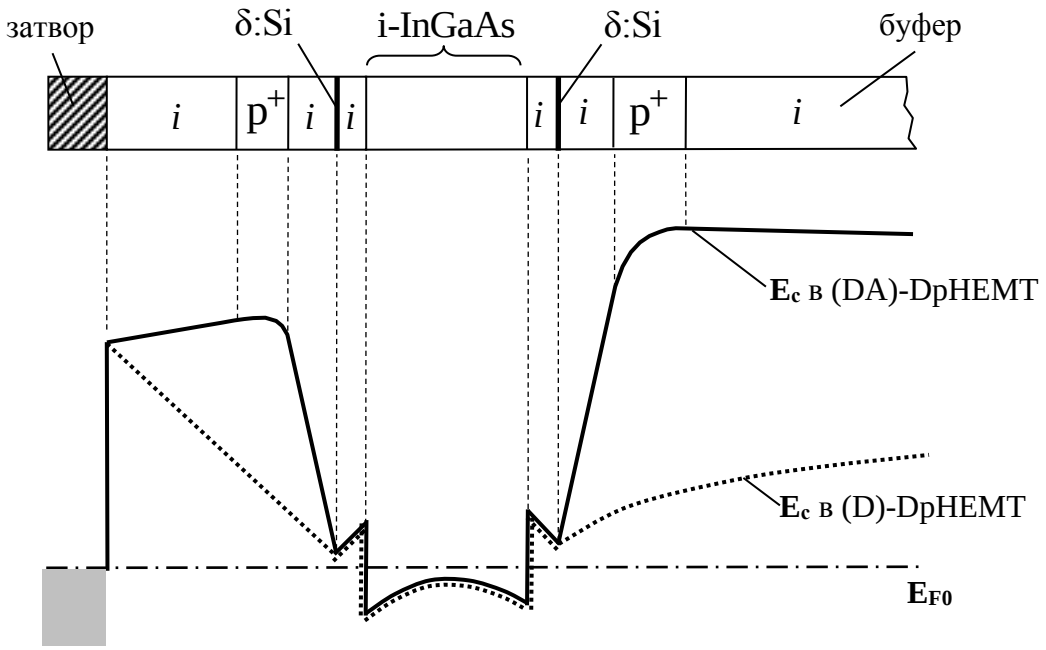


Рис.25. Сравнение зонных диаграмм AlGaAs-InGaAs-GaAs DpHEMT структур с донорным (D) и с донорно-акцепторным (DA) легированием. *i* - нелегируемые слои, p^+ - легированные акцепторами (Be) слои.

В принципе (DA)-DpHEMT гетероструктура может иметь следующие преимущества перед традиционной гетероструктурой в исполнении (D)-DpHEMT:

1. Уменьшение рассеяния горячих электронов в широкозонном материале за счет уменьшения толщины слоя широкозонного материала, в котором могут находиться электроны.

2. Увеличение поверхностной плотности электронов в квантовой яме.

3. Уменьшение интенсивности рассеяния горячих электронов за счет усиления эффекта размерного квантования.

4. Уменьшение туннельного тока за счет увеличения толщины потенциального барьера.

5. Уменьшение числа горячих электронов, уходящих в буфер и улучшение управления током при высоких напряжениях на затворе.

Расчеты показывают, что высота потенциальных барьеров для электронов в канале, формируемых с помощью примесного легирования, может достигать ширины запрещенной зоны широкозонных слоев, при этом потенциальный рельеф в области барьеров изменяется на нескольких нанометрах, а поверхностная плотность электронов в канале может превышать $5{,}0\times10^{12}$ см$^{-2}$. Еще одна интересная особенность рассматриваемой структуры состоит в следующем. В структурах без дополнительных барьеров в квантовой яме обычно находится всего один квантовый уровень, который лежит достаточно близко от края ямы. Выше находится практически непрерывный спектр с расстоянием между уровнями менее 1 мЭв, что заметно меньше средней энергии всех видов фононов. Поэтому горячие электроны с энергией больше глубины квантовой ямы испытывают все виды рассеяния практически как в объемном материале. Квантование спектра в диапазоне малых энергий при этом, на электронном транспорте, по всей вероятности, почти никак не сказывается [72].

Введение дополнительных локализующих потенциальных барьеров меняет ситуацию, т.к. при их введении в структуру глубина квантовой ямы значительно увеличивается. Используя достаточно высокие уровни легирования акцепторами и донорами, можно обеспечить длину нарастания локализующих барьеров меньше толщины слоя InGaAs канала. Как показывает численное решение самосогласованных уравнений Шредингера и Пуассона в равновесном случае в достаточно узкой квантовой яме с локализующими потенциальными барьерами оказывается около 10÷15 размерных подзон с расстояниями около 50 мЭв – что превышает энергию оптических фононов в InGaAs ($\varepsilon_P \approx 35$ мЭв). Поэтому можно

предположить, что интенсивность рассеяния горячих электронов в такой структуре будет уменьшена из-за особенностей энергетического спектра электронов при сильном размерном квантовании и влиянии запретов, налагаемых законами сохранения импульса и энергии на отбор разрешенных при рассеянии электронных переходов. Кроме того, в потенциальных барьерах волновая функция даже горячих электронов быстро уменьшается по модулю, т.е. большая часть электронов будет локализована в области узкозонного слоя InGaAs канала.

Таким образом, «эффективная толщина широкозонного» материала в квантовой яме структуры оказывается уменьшенной не только из-за соотношения размеров длин нарастания локализующих барьеров и толщины слоя InGaAs канала, но и за счет размерно-квантовых эффектов. По этой же причине в (DA)-DpHEMT гетероструктурах может несколько снижаться и рассеяние горячих электронов на донорах в дельта-слоях.

Как следует из вышесказанного, гетероструктуры с локализующими барьерами в исполнении (DA)-DpHEMT могут иметь много преимуществ перед традиционными pHEMT структурами. Вполне вероятно, что они могут иметь и недостатки. В частности, один недостаток достаточно очевиден – за возможность построения локализующих потенциальных барьеров приходится расплачиваться заметным увеличением плотности доноров в структуре, что в принципе, может привести к усилению рассеяния горячих электронов на донорах. Этот канал рассеяния электронов частично или полностью подавляется эффектом сильного уменьшения величины модуля волновой функции в барьерах при условии малой длины нарастания высоты барьеров. По отдельности, влияние многих из перечисленных факторов – невелико, однако они будут оказывать совместное влияние. Главное достаточно очевидно: в (DA)-DpHEMT структурах существенно уменьшаются размеры областей в широкозонных AlGaAs слоях, где могут находиться горячие электроны. Достаточно точно теоретически описать все особенности, и, тем более, оценить, как весь этот комплекс факторов, особенно с учетом их совместного действия будет влиять на выходные характеристики прибора, пока представляется весьма затруднительным.

2.2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОБРАЗЦЫ (DA)-DpHEMT ТРАНЗИСТОРОВ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ИХ ХАРАКТЕРИСТИК

Ответить в деталях на вопрос, как повлияет введение локализующих барьеров, может или достаточно точный расчет, или результаты измерений характеристик экспериментальных образцов (DA)-DpHEMT транзисторов. Точный расчёт характеристик такого транзистора с субмикронным затвором выглядит крайне проблематичным. Известно, что наиболее точно характеристики приборов с характерными длинами затвора порядка десятых долей микрона рассчитываются методом Монте-Карло [1-5], а различные модификации гидродинамических моделей [16-20], которыми обычно пользуются для расчета транзисторов, при субмикронных длинах затвора и сложных гетероструктурах обычно малоприменимы [13]. Модификации метода Монте-Карло под эту задачу, 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 имеет место ряд конструктивно - технологических особенностей, учет которых может заметно сказаться на динамике электронов. Ввод в программу расчета конструктивных особенностей транзистора, особенно при решении кинетического уравнения, всегда приводит к сильному усложнению программы и к необходимости использования дополнительных уравнений.

Для проверки исходного предположения об эффективности использования локализующих барьеров, сформированных методом донорно-акцепторного легирования AlGaAs слоев DpHEMT гетероструктур, в ИФП СО РАН методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке Compact 21 (Рибер, Франция) были выращены экспериментальные (DA)-DpHEMT гетероструктуры с параметрами основных слоев, представленными в таблице 1.

Таблица 1. Параметры основных слоев экспериментальных образцов (DA)-DpHEMT гетероструктур. (С.Р. – сверхрешетка, Н.Л. – не легируется).

№ слоя	Слой структуры.	Состав. x, y.	Толщина	Уровень легирования
0	Полуизолирующая GaAs подложка	-	600 мкм	SI, (WT)
1	Буферный слой GaAs	-	400 нм	Н.Л.
2	С.Р. AlGaAs 6нм/GaAs 5нм x 12	0,25/-	-	Н.Л.
3	Барьерный слой $Al_xGa_{1-x}As$	0,25	100 нм	Н.Л.
4	Барьерный слой p^+ - $Al_xGa_{1-x}As$	0,25	15 нм	$4 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$
5	Барьерный слой $Al_xGa_{1-x}As$	0,25	5 нм	Н.Л.
6	Дельта- слой Si в $Al_xGa_{1-x}As$	0,25	-	$(7,7 \div 8,2) \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$
7	Спейсер $Al_xGa_{1-x}As$	0,25	3 нм	Н.Л.
8	Сглаживающий слой GaAs	-	3 нм	Н.Л.
9	Канал $In_yGa_{1-y}As$	0,165	14 нм	Н.Л.
10	Сглаживающий слой GaAs	-	1,5 нм	Н.Л.
11	Спейсер $Al_xGa_{1-x}As$	0,25	3 нм	Н.Л.
12	Дельта- слой Si в $Al_xGa_{1-x}As$	0,25	-	$(7,0 \div 7,5) \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$
13	Барьерный слой $Al_xGa_{1-x}As$	0,25	7 нм	Н.Л.
14	Барьерный слой p^+ - $Al_xGa_{1-x}As$	0,25	8 нм	$5,0 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$
15	Барьерный слой $Al_xGa_{1-x}As$	0,25	6 нм	Н.Л.
16	Стоп - слой $Al_xGa_{1-x}As$	0,86÷0,9	3 нм	Н.Л.
17	Барьерный слой GaAs	-	27 нм	Н.Л.
18	Контактный слой n+ - GaAs	-	52 нм	$4 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$

Параметры слоев № 4÷6 и № 12÷14, с помощью которых формируются локализующие барьеры, задавались исходя из результатов, полученных в результате проведенного теоретического анализа (раздел 1.2.1.) и представленных на рис.9,10 ($\varepsilon_{max} \simeq 0.8$ эВ) с учетом величины разрыва дна зоны проводимости в гетеропереходе $In_yGa_{1-y}As$ / $Al_xGa_{1-x}As$ (она примерно равна 0.3 эВ).

По результатам измерения Холл – эффекта, в структурах с параметрами из таблицы 1 при T = 300K вычисленная величина холловской подвижности электронов составляет $\mu=5300$ см^2/(В×с) при поверхностной плотности электронов $n_S=4.0\cdot10^{12}$ см$^{-2}$.

Далее на основе этих структур по методике [73-77] были изготовлены три партии мощных полевых транзисторов в исполнении (DA)-DpHEMT со смещенным к истоку затвором длиной 0,4 – 0,5 мкм при общей ширине затвора 0,8 мм, см. рис.26.

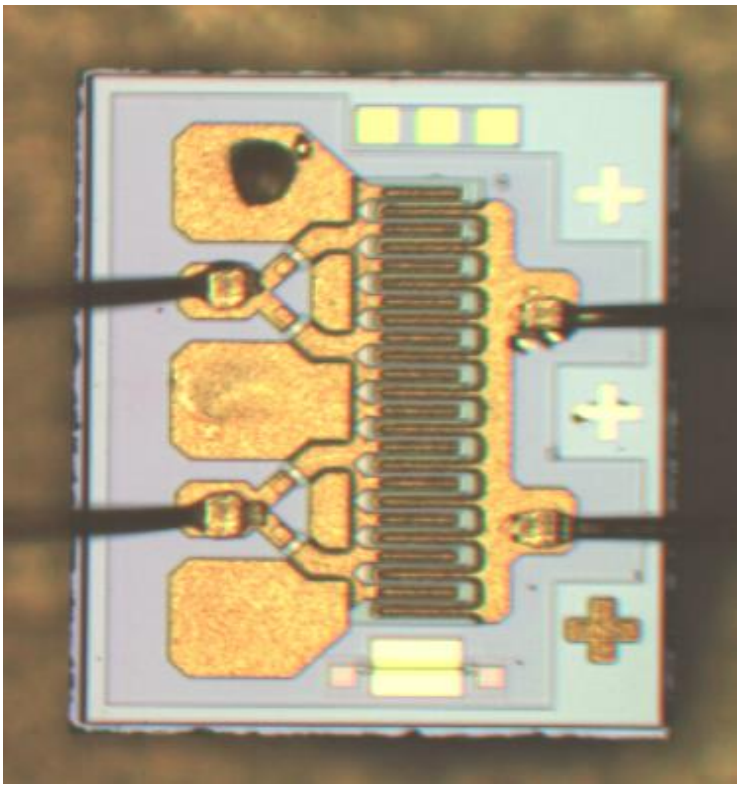


Рис.26. Фотография экспериментального образца мощного полевого транзистора в исполнении (DA)-DpHEMT.

Следует отметить, что первые экспериментальные образцы (DA)-DpHEMT транзисторов изготавливались с затвором, имеющим трапециевидную форму сечения, а не с Т – образной или Г – образной формой. (Т – образная или Г – образная форма сечения дает дополнительный выигрыш в параметрах).

Такие транзисторы в традиционном DpHEMT исполнении, изготавливаемые с трапециевидной формой сечения затвора, на частоте 10 ГГц демонстрировали

удельную выходную мощность менее 1 Вт/мм (обычно 0,8 ÷ 0,9 Вт/мм). Удельную выходную мощность 1 Вт/мм демонстрировали лишь транзисторы с Г – затвором при длине основания затвора около 0,15 мкм, при этом необходимо учитывать, что сопротивление металлизации Г – затвора в несколько раз ниже, чем у трапециевидного [63], а это обеспечивает меньший перепад потенциала по ширине затвора.

Все транзисторы показали достаточно малые токи утечки по подложке и “гладкие” в области отсечки ВАХ, что свидетельствует о том, что ток горячих электронов в широкозонном слое, расположенном со стороны подложки – мал.

В таблице 2 представлены типичные значения сопротивлений истока, напряжения насыщения на стоке, и пробивные напряжения для серийных DpHEMT транзисторов и для экспериментальных образцов транзисторов в исполнении (DA)-DpHEMT при ширине затвора 0,4 мм.

Таблица 2. Статические характеристики серийных DpHEMT транзисторов в сравнении с (DA)-DpHEMT транзисторами.

Транзистор	Сопротивление истока (Ом)	Напряжение насыщения (Вольт)	Пробивное напряжение (Вольт)
DpHEMT 4 партии	0,9	1,5	15,5÷21
(DA)-DpHEMT Партия 1	1,5	2	13,5÷15
(DA)-DpHEMT Партия 2	1,5	2,2	14,5÷16
(DA)-DpHEMT Партия 3	2	2,5	16÷18

Величины сопротивлений истока, приведенные в таблице 2, показывают, что технология изготовления омических контактов в (DA)-DpHEMT транзисторах требует улучшения. Сопротивление истока в партиях 1-2 в полтора раза, а в партии 3 - более чем в два раза превышает сопротивление истока в транзисторах на основе серийных DpHEMT гетероструктур, изготовленных в СПб АУ НОЦНТ РАН. Соответственно в (DA)-DpHEMT транзисторах заметно выше и напряжение, при котором происходит насыщение максимального тока стока транзистора. Повышенные величины сопротивлений истока в (DA)-DpHEMT связаны с наличием акцепторной примеси в верхнем p^+- слое, устранение этого недостатка требует изменить технологию формирования омических контактов.

Типичные зависимости тока стока и крутизны от напряжения на затворе в точке максимума тока насыщения ВАХ, для транзистора на основе DpHEMT гетероструктуры приведены на рис.27. На рис.28 приведены аналогичные зависимости для экспериментальных образцов транзисторов на основе (DA)-DpHEMT гетероструктуры с локализующими потенциальными барьерами.

На этих же рисунках, для выделения вклада величин сопротивлений истока и стока, приведены расчетные величины тока стока и “внутренней” крутизны транзистора, пересчитанные из исходных результатов при задании величин сопротивлений истока и стока, равных нулю. Термином «внутренняя крутизна» здесь обозначена та крутизна, которая имеет место при изменении под действием напряжения на затворе только сопротивления канала без учета вклада сопротивлений истока и стока.

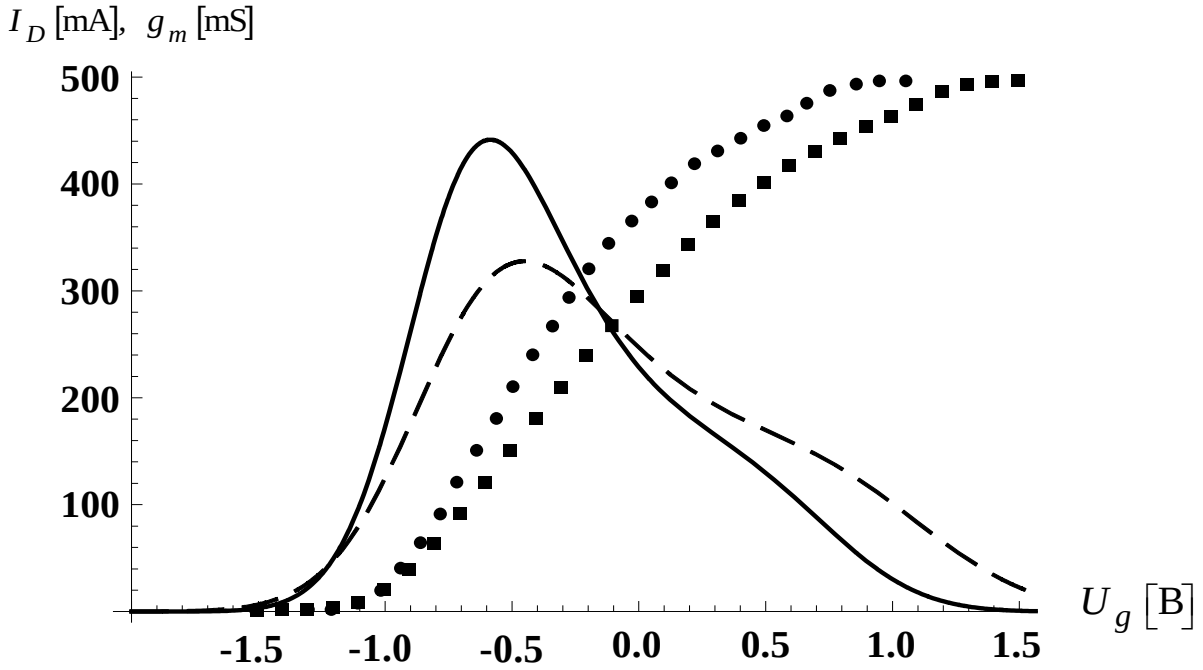


Рис.27. Ток стока I_D (■ ■ ■) и крутизна g_m (— — —) DpHEMT транзистора. Ток стока I_D (• • •) и «внутренняя» крутизна g_m (———), пересчитанные при задании величин сопротивлений истока и стока, равных нулю.

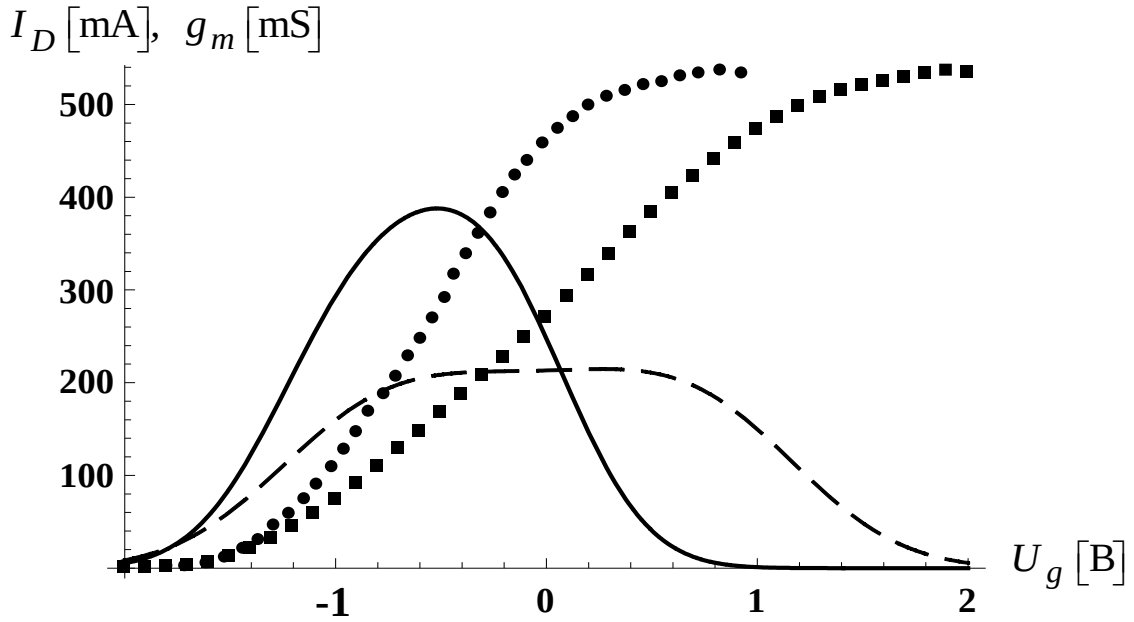


Рис.28. Ток стока I_D (■ ■ ■) и крутизна g_m (— — —) экспериментального образца (DA)-DpHEMT транзистора. Ток стока I_D (• • •) и «внутренняя» крутизна g_m (———), пересчитанные при задании величин сопротивлений истока и стока, равных нулю.

Из результатов, представленных на рис. 28 следует, что крутизна экспериментального образца (DA)-DpHEMT транзистора (по сравнению с DpHEMT транзистором) симметрична относительно точки максимума и, что важно, практически постоянна в широком диапазоне изменения напряжения на затворе. При этом результате для крутизны (DA)-DpHEMT транзистора величина «внутренней» крутизны (DA)-DpHEMT транзистора в максимуме немного меньше, чем в DpHEMT транзисторе, причем выигрыш по величине максимального тока насыщения в (DA)-DpHEMT транзисторе незначителен: всего 10÷15%.

Из результатов, представленных на рис.28 также следует, что большие сопротивления истока и стока в (DA)-DpHEMT транзисторе дают существенный вклад – они сильно меняют вид зависимости его крутизны от напряжения на затворе, делая ее почти постоянной в широком диапазоне напряжений на затворе.

Для измерения СВЧ характеристик экспериментальные образцы (DA)-DpHEMT транзисторов термокомпрессионной проволочной сваркой монтировались в разрыв микрополосковой линии с волновым сопротивлением, равным 50 Ом. Далее этот держатель вместе с (DA)-DpHEMT транзистором помещался в специальную оправку с согласующими трансформаторами на входе и выходе, с помощью которых обеспечивалось согласование входа и выхода этого измерительного модуля по волновому сопротивлению для получения максимальной СВЧ мощности на выходе этого измерительного устройства.

При измерениях учитывались потери СВЧ мощности только в переходах и измерительном тракте, потери в согласующих трансформаторах не учитывались (по оценкам, для транзисторов с шириной затвора более 4 мм они могут составлять не более 15 %, для транзисторов с меньшей шириной затвора оценки не проводились). Напряжение на стоке приборов менялось в диапазоне 8 – 9 В.

По результатам измерений статических характеристик, представленных на рис. 27, 28 можно было бы ожидать, что удельная выходная СВЧ мощность экспериментальных транзисторов практически не увеличится по сравнению с традиционными DpHEMT транзисторами, а коэффициент полезного действия из-

за высокого сопротивления истока и стока будет заметно ниже. Однако результаты СВЧ измерений для экспериментальных образцов существенно и в лучшую сторону разошлись с этими оценками.

Типичные результаты измерений выходной СВЧ мощности, коэффициента усиления и КПД для экспериментальных образцов (DA)-DpHEMT транзисторов, проведенные на частоте 10 ГГц в непрерывном режиме, приведены в таблице 3.

В таблице 3 (и в других таблицах с аналогичными результатами) приведены величины следующих характеристик:

$P_{входа}$ – величина СВЧ мощности, подаваемой на вход измерительной линии;

$P_{выхода}$ – величина СВЧ мощности, выделяемой в нагрузке (50 Ом) на выходе измерительной линии;

K_P – коэффициент усиления СВЧ мощности;

$I_{стока}$ – ток стока в рабочей точке выходных ВАХ;

$U_{стока}$ - напряжение источника питания, подключенного к стоку транзистора;

КПД – коэффициент полезного действия;

$P_{вых}/W_g$ – отношение величины СВЧ мощности выделяемой в нагрузке на выходе измерительной линии, к ширине затвора транзистора.

Из результатов, приведенных в этой таблице, видно, что экспериментальные образцы транзисторов из партий 1, 2 продемонстрировали при измерениях в режиме непрерывной подачи входной СВЧ мощности на частоте 10 ГГЦ величину удельной выходной мощности более 1,3 - 1,4 Вт/мм, коэффициент усиления по мощности более 8 дБ, КПД около 50% [78-81].

Удельная выходная мощность 1,3÷1,4 Вт/мм существенно превышает типичную для серийных DpHEMT транзисторов величину 1÷1,1 Вт/мм. При этом отметим, что ранее увеличение удельной выходной СВЧ мощности всего лишь на 10% уже считалось успехом…

Таблица 3. Результаты измерений выходной СВЧ мощности, коэффициента усиления и КПД на частоте 10 ГГц для экспериментальных образцов (DA)-DpHEMT транзисторов из партий 1 и 2.

№ (DA)-DpHEMT	$P_{входа}$ мВт	$P_{выхода}$ мВт	K_P Дб	$I_{стока}$ мА	$U_{стока}$ В	КПД	$P_{вых}/W_g$, Вт/мм
1	10	135	11,2	160	8	-	-
	150	1040	8,4	220	8	50	1,3
	170	1070	8	230	8	49	1,34
	10	140	11,4	160	9	-	
	150	1100	8,7	230	9	46	1,38
	170	1140	8,3	240	9	45	1,42
2	10	110	10,4	150	8	-	-
	150	1010	8,3	210	8	51	1,26
	170	1075	8	220	8	51	1,34
	10	100	10	160	9	-	
	150	1050	8,45	230	9	43	1,31
	170	1150	8,3	240	9	45	1,44
3	170	1090	8,1	240	8	48	1,36
	10	90	9,5	225	9	-	-
	150	1060	8,5	270	9	38	1,33
	170	1140	8,3	270	9	40	1,42

Экспериментальные образцы транзисторов из партий 1,2 имели не слишком высокое пробивное напряжение (смотри таблицу 2).

Типичные выходные ВАХ экспериментальных образцов (DA)-DpHEMT транзисторов из партий 1, 2 при изменениях напряжения на затворе в диапазоне $(-1.5 \div 0)$ В приведены на рис.28. На рис.29 приведена та же типичная выходная

ВАХ, но при напряжениях на затворе, превышающих напряжение перекрытия и при больших напряжениях на стоке.

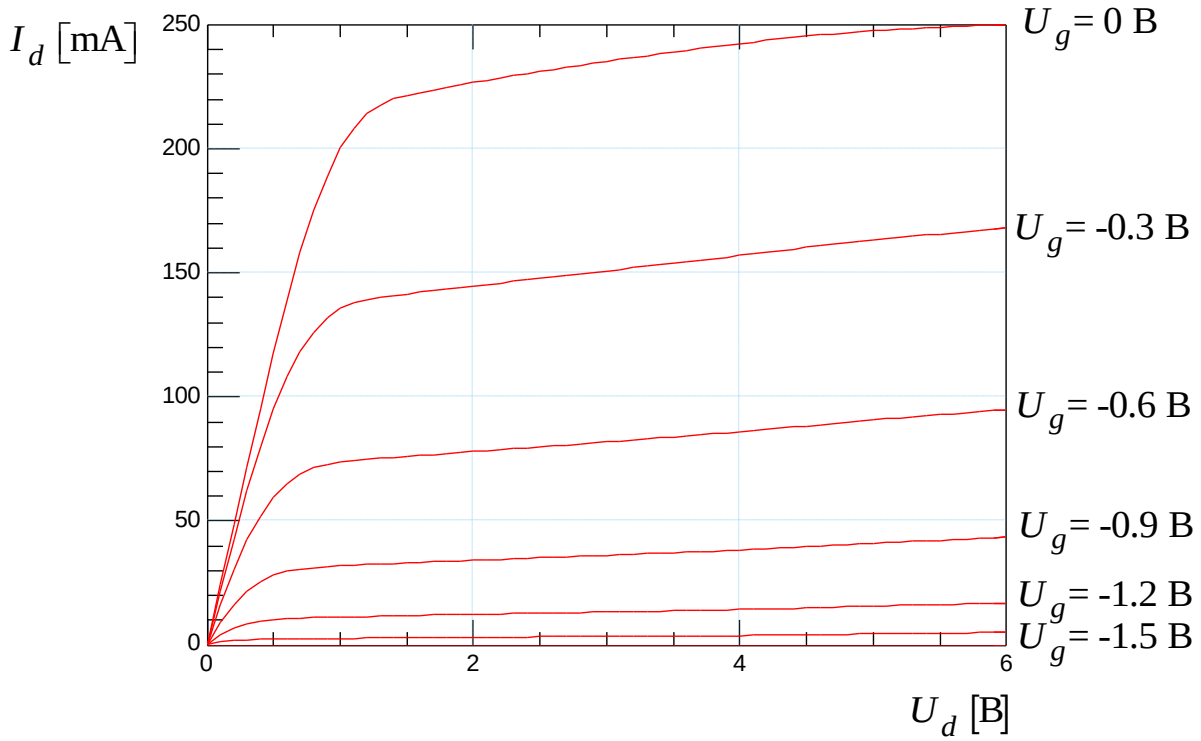


Рис.28. Типичные выходные ВАХ (DA)-DpHEMT транзисторов партий 1, 2.

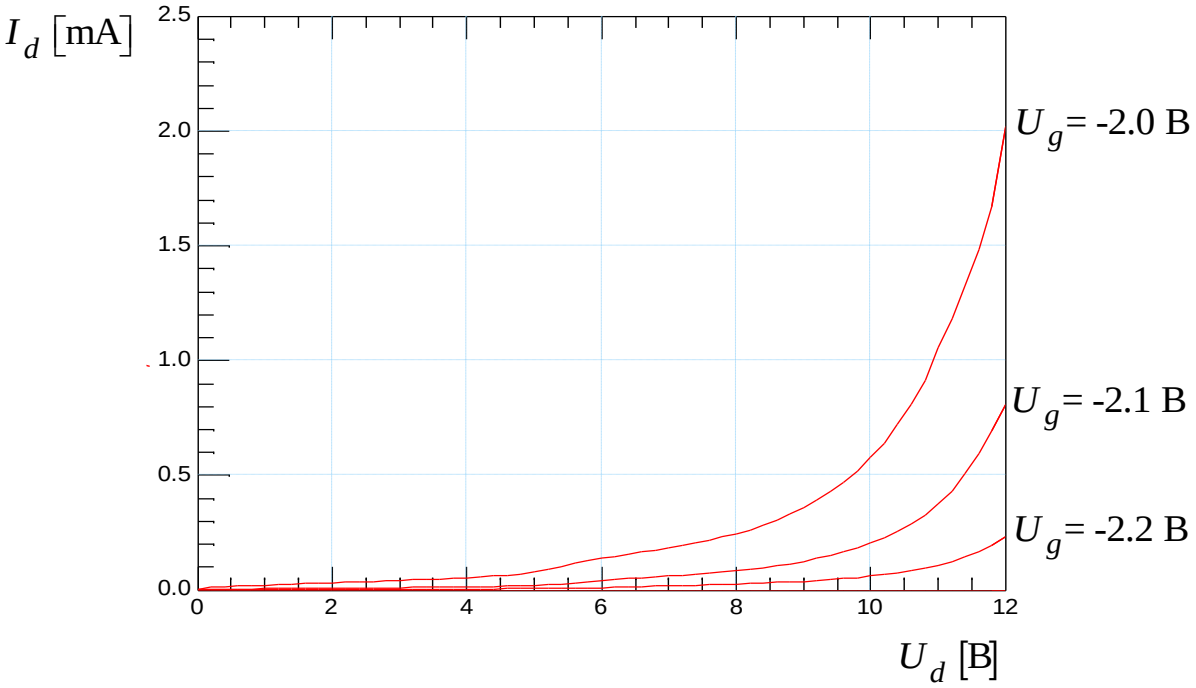


Рис.29. Типичные выходные ВАХ (DA)-DpHEMT транзисторов из партий 1, 2 в режиме, близком к режиму лавинного пробоя.

Из ВАХ, представленных на рис. 28, 29 видно, что типичный (DA)-DpHEMT транзистор из партий 1, 2 имеет достаточно малые токи утечки по подложке и “гладкие” ВАХ в области отсечки. Этот факт говорит о том, что поток носителей заряда, связанный с горячими электронами в нижнем широкозонном AlGaAs слое, пренебрежимо мал. (DA)-DpHEMT транзисторы из партий 1, 2 также демонстрируют не слишком высокие пробивные напряжения: пробой начинается при подаче на сток напряжения, равного 14 – 15 В, что свидетельствует о желательности дальнейшего улучшения конструкции транзисторов и технологического процесса их изготовления. Экспериментальные образцы (DA)-DpHEMT транзисторов из партии 3 были изготовлены с повышенным напряжением пробоя (см. результаты в таблицах 2,4), они показали в непрерывном режиме величину удельной выходной мощности более 1,6 Вт/мм в непрерывном режиме, коэффициент усиления более 9 дБ, КПД около 50% [82-87].

Таблица 4. Результаты измерений выходной СВЧ мощности, коэффициента усиления и КПД в непрерывном режиме на частоте 10 ГГц для экспериментальных образцов (DA)-DpHEMT транзисторов из партии 3.

№ (DA)-DpHEMT	$P_{входа}$ мВт	$P_{выхода}$ мВт	K_P Дб	$I_{стока}$ мА	$U_{стока}$ В	КПД	$P_{вых}/W_g$ Вт/мм
1	30	455	11.8	210	9	-	-
	150	1150	8.8	260	8	50	1,44
	150	1280	9,3	270	9	46	1,60
2	30	460	11,8	220	9	-	-
	150	1135	8,8	245	8	50.3	1,42
	150	1300	9.4	255	9	50.1	1,63
3	30	460	11,8	240	9	-	-
	150	1145	8,8	240	8	51,8	1,43
	150	1310	9,4	245	9	52,6	1,64

Как ожидалось, улучшение результатов по величине удельной выходной СВЧ мощности, видное при сравнении данных, приведенных в таблицах 4 и 3, связано не только с увеличением пробивного напряжения, но и непосредственно с увеличением толщины слоя AlGaAs, на котором формировался контакт Шоттки в экспериментальных образцах (DA)-DpHEMT транзисторов.

При импульсном режиме подачи входной СВЧ мощности (длина импульса τ = 10 мкс, скважность Q = 4) результаты измерений выходной СВЧ мощности, коэффициента усиления и КПД на частоте 10 ГГц для экспериментальных образцов (DA)-DpHEMT транзисторов из партии 3 (таблица 5), имеют существенно лучшие значения величин. В частности, в отдельных образцах получено увеличение удельной выходной СВЧ мощности до величин, превышающих 1,8 Вт/мм при входной СВЧ мощности, равной 150 мВт.

Таблица 5. Результаты измерений выходной СВЧ мощности, коэффициента усиления и КПД в импульсном режиме на частоте 10 ГГц для экспериментальных образцов (DA)-DpHEMT транзисторов из партии 3.

№ (DA)-DpHEMT	$P_{входа}$ мВт	$P_{выхода}$ мВт	K_P Дб	$I_{стока}$ мА	$U_{стока}$ В	КПД	$P_{вых}/W_g$ Вт/мм
1	30	500	12.2	250	9	-	-
	150	1320	9,4	260	8	56	1,65
	150	1420	9,8	290	9	46	1,78
2	30	490	12,1	230	9	-	-
	150	1300	9,4	260	8	55.2	1,62
	150	1430	9.8	275	9	51.7	1,79
3	30	505	12,2	250	9	-	-
	150	1310	8,9	265	8	54,7	1,63
	150	1450	9,8	285	9	50,7	1,81

2.3. АНАЛИЗ ФИЗИЧЕСКИХ МЕХАНИЗМОВ, ОБЕСПЕЧИВАЮЩИХ УЛУЧШЕНИЕ ВЫХОДНЫХ СВЧ ХАРАКТЕРИСТИК (DA)-DpHEMT ТРАНЗИСТОРОВ

Возникает вопрос, в какой степени, и какие факторы и потенциальные преимущества (DA)-DpHEMT гетероструктур так заметно улучшили выходные СВЧ характеристики экспериментальных образцов транзисторов на их основе? Уменьшение роли паразитных каналов рассеяния в широкозонных слоях, увеличение поверхностной плотности электронов в канале и увеличение влияния размерно-квантовых эффектов должны приводить к росту максимального тока стока текущего через транзистор и как следует из стандартных оценок [61] пропорциональному росту удельной выходной мощности.

Из результатов, представленных на рисунках 28 и 29, следует, что величина максимального тока стока в экспериментальных образцах (DA)-DpHEMT транзисторов при условии $U_g = 0$ В незначительно превосходит аналогичную величину тока стока в серийных DpHEMT транзисторах (примерно на 10%, максимум на 20%). Интересно отметить, что грубые оценочные расчеты по модели [13] дают примерно те же цифры увеличения максимального тока на 10-20%. В модели [13] достаточно корректно описывается динамика электронов, проводится учет поперечного пространственного переноса, но изучается структура с односторонним легированием канала в приближении треугольной квантовой ямы. В (DA)-DpHEMT структуре из-за двухстороннего легирования и двухстороннего формирования локализующих барьеров (по отношению к расположению в структуре слоя канала), форма квантовой ямы имеет трапециевидную форму. Также в модели [13] не учитывается возможное уменьшение интенсивности рассеяния электронов при их переносе от истока к стоку за счет размерно-квантовых эффектов.

Зависимость внутренней крутизны транзисторов на основе (DA)-DpHEMT гетероструктур от напряжения на затворе практически симметрична относительно напряжения на затворе, соответствующего ее максимуму. При этом положение этого максимума по величине напряжения на затворе соответствует половине

максимального тока стока, достигаемого при подаче на затвор прямого смещения. Одновременно с этим коэффициент усиления и удельная выходная мощность транзисторов на основе (DA)-DpHEMT гетероструктур с локализующими потенциальными барьерами почти вдвое выше, чем у серийных DpHEMT транзисторов при близких пробивных напряжениях. По отдельности, большинство наблюдаемых результатов легко объясняются, однако при попытке объяснения всего комплекса результатов возникает необходимость учета ряда совместно действующих факторов.

Изменение формы крутизны вполне объяснимо: сильная асимметрия крутизны в DpHEMT транзисторах как раз и связана с интенсивным поперечным пространственным переносом и с влиянием паразитных каналов проводимости в широкозонных слоях AlGaAs. Введение локализующих потенциальных барьеров резко снижает отрицательное влияние поперечного пространственного переноса, что и ведет к исчезновению асимметрии. Присутствие локализующих потенциальных барьеров могло бы объяснить и наблюдаемое в экспериментальных образцах (DA)-DpHEMT транзисторов увеличение максимального тока стока. При этом влияние размерно-квантовых эффектов представлялось бы незначительным, что само по себе не выглядит очень странным. Однако при таком предположении коэффициент усиления в экспериментальных образцах (DA)-DpHEMT транзисторов должен вырасти максимум на 20 %, а не почти вдвое. Поэтому можно предположить, что рост коэффициента усиления связан как раз с усилением размерно-квантовых эффектов и с уменьшением интенсивности рассеяния электронов, а незначительный рост тока стока при напряжении на затворе равном нулю (всего на 10-20 %, а не в полтора два раза) связан с дефектами технологии при изготовлении транзистора. Однако это никоим образом не объясняет почти двукратный рост выходной мощности, которая при данном росте тока стока в соответствии с общепринятой простейшей оценкой [61,71] тоже должна вырасти максимум на 20%. В принципе необходимо учесть влияние еще одного эффекта. При увеличении положительных напряжений на затворе в DpHEMT транзисторах выше некоторого порогового

значения начинается быстрый рост входной емкости транзистора и как следствие - сильное падение коэффициента усиления. В режиме большого сигнала вся область положительных амплитуд СВЧ напряжения выше этого порогового напряжения на затворе как бы обрезается - транзистор в этой области практически не усиливает входную СВЧ мощность.

В экспериментальных образцах (DA)-DpHEMT транзисторов с локализующими барьерами из-за формы потенциального рельефа вблизи затвора пороговое напряжение на затворе имеет существенно большие положительные величины и этот порог соответствует большим величинам тока стока. Такой механизм может объяснить столь существенную разницу в выходной мощности. Однако измерение S – параметров рассматриваемых транзисторов с восстановлением их эквивалентных схем показывает, что сильный рост входной емкости в DpHEMT транзисторах начинается при токах стока всего на 20% меньших, чем в экспериментальных образцах (DA)-DpHEMT транзисторов. Следовательно, (в соответствии с общепринятой простейшей оценкой [61]) и выходная мощность экспериментальных образцов (DA)-DpHEMT транзисторов должна быть всего на 20 %, а не в два раза, выше, чем в DpHEMT транзисторах.

Максимальная удельная величина тока стока, достижимая при прямом смещении на затворе типичная для транзисторов в исполнении DpHEMT и аналогичная величина тока стока в экспериментальных образцах (DA)-DpHEMT транзисторов с максимальной удельной выходной мощностью различаются сильнее: для DpHEMT эта средняя величина равна 0.47 А/мм, для лучших экспериментальных образцов (DA)-DpHEMT транзисторов эта средняя величина равна 0.7 А/мм. Видна разница почти в 1.5 раза, которая по оценке [61,71] в принципе почти полностью может объяснить наблюдаемое увеличение удельной выходной мощности в экспериментальных образцах (DA)-DpHEMT транзисторов.

Аналогичные удельные величины тока, имеющие место при задании условия $U_g = 0$ В для транзисторов в исполнениях DpHEMT и (DA)-DpHEMT составляют соответственно 0.3 А/мм и 0.38 А/мм.

Таким образом, можно предположить, что существенное увеличение удельной выходной мощности в экспериментальных образцах (DA)-DpHEMT транзисторов вызвано следующими основными по степени важности причинами:

- увеличением максимального тока стока, который может быть получен при прямом смещении на затворе с условием сохранения приемлемо малой величины тока затвора (основная причина – увеличение максимальной концентрации горячих электронов в канале как минимум, без заметного усиления интенсивности их рассеяния, например, из-за существенного увеличения плотности доноров);

- увеличением удельного тока стока при условии $U_g = 0$ В (основная причина – увеличение концентрации горячих электронов в канале как минимум, без заметного усиления интенсивности их рассеяния, например, из-за существенного увеличения плотности доноров).

Эти основные причины являются следствием введения в гетероструктуру транзистора локализующих потенциальных барьеров.

Рост входной емкости в экспериментальных образцах (DA)-DpHEMT транзисторов при задании больших положительных напряжений на затворе происходит практически одновременно с началом быстрого роста тока затвора. Это обстоятельство не позволяет однозначно выделить рост входной емкости в качестве отдельной самостоятельной причины получения больших величин удельной выходной СВЧ мощности в экспериментальных образцах (DA)-DpHEMT транзисторов. Возможно, что существенный рост удельной выходной мощности в экспериментальных образцах (DA)-DpHEMT транзисторов также связан с симметрией зависимости их внутренней крутизны от напряжения на затворе и расположением ее максимума при половине максимального тока стока. Однако это предположение требует дополнительных исследований.

Важно отметить, что имеются серьезные сомнения в корректности использования для величины выходной СВЧ мощности оценок [61,71]. Необходимо проведение специального теоретического анализа для получения уравнения связи (в простейшей форме) величины выходной мощности,

выделяемой в сопротивлении нагрузки на выходе измерительной линии (или усилителя мощности) с параметрами ВАХ и эквивалентной схемы транзистора (включая индуктивности и емкости) и параметрами измерительных линий (или микрополосковых линий с согласующими элементами в усилителе мощности). Этот анализ также должен учитывать все особенности подключения источников постоянного напряжения и нагрузочного сопротивления, вызванные СВЧ спецификой усилителей мощности или измерительных линий.

Приведенные выше результаты и оценки позволяют сделать вывод, что введение локализующих потенциальных барьеров сильно уменьшает отрицательную роль поперечного переноса электронов и влияние переноса горячих электронов по слоям AlGaAs на характеристики DpHEMT транзисторов, а интенсивность рассеяния за счет размерно-квантовых эффектов заметно падает. Однако детали влияния всей совокупности факторов, приводящих к всей совокупности полезных результатов в экспериментальных образцах (DA)-DpHEMT транзисторов, остаются пока не проясненными.

По сути дела, приведенные экспериментальные результаты являются первыми. Несомненно, большой интерес представляет оценка возможных перспектив развития (DA)-DpHEMT транзисторов в ближайшей (улучшение технологии, уменьшение длины затвора), и более отдаленной перспективе (совершенствование гетероструктур, поиск новых конструктивных решений).

Элементарные оценки показывают, что только одно улучшение омических контактов для данных гетероструктур позволит в непрерывном режиме:

1. Сместить оптимальную рабочую точку на выходной ВАХ с 9 В на 8 В.
2. Увеличить удельную выходную мощность до величин более 1,7 Вт/мм
3. Увеличить КПД в режиме настройки на максимальную мощность до 55 ÷ 60%.
4. Увеличить коэффициент усиления в режиме настройки на максимальную мощность до 10 ÷ 10,5 дБ.

Необходимо отметить, что (DA)-DpHEMT гетероструктуры с параметрами слоев, приведенными в таблице 1, являются первыми экспериментальными

структурами, изготовленными для проверки идеи увеличения удельной выходной мощности и коэффициента усиления при введении локализующих барьеров. Параметры слоев этих гетероструктур задавались на основе опыта разработки и применения DpHEMT гетероструктур без локализующих барьеров с типичными для них поверхностными плотностями электронов в канале и толщинами слоев.

Поэтому можно предположить, что целевая оптимизация (DA)-DpHEMT гетероструктуры с параметрами слоев, приведенными в таблице 1, позволит увеличить уровень удельной выходной мощности до 2 Вт/мм на частоте 10 ГГц.

Как отмечалось выше, эксперименты были проведены на типичном серийно выпускаемом мощном СВЧ транзисторе с трапециевидным затвором. Поэтому можно ожидать, что целевая оптимизация (DA)-DpHEMT гетероструктуры и введение Т – образного или Г – образного затвора длиной менее 0,25 мкм дополнительно увеличит мощность, позволит заметно увеличить коэффициент усиления и КПД мкм (если не сработает какой-нибудь новый, неизвестный пока эффект). Ожидается, что комплекс этих работ позволит на частоте 10 ГГц выйти на следующий уровень по параметрам транзисторов:

1. Удельная выходная мощность более 2,5 Вт/мм.
2. Коэффициент усиления в насыщении более 13 дБ.
3. КПД при настройке на максимальную мощность 55 ÷ 60%.

С одной стороны коэффициент усиления 13 дБ для мощного транзистора – избыточный и использование таких приборов может быть затруднено из-за проблем с самовозбуждением. С другой стороны – большая величина коэффициента усиления позволяет при необходимости ввести в таких приборах полевой электрод [85], и заметно увеличить их выходную мощность. Ранее в X – диапазоне использование полевого электрода было затруднено из-за сильного уменьшения коэффициента усиления. Если приведенные оценки окажутся верны и транзисторы на (DA)-DpHEMT структурах будут демонстрировать избыток усиления, то при потере усиления за счет введения полевого электрода можно будет выйти на уровень 5 Вт/мм при коэффициенте усиления 8-9 дБ, то есть на уровень параметров транзисторов на основе нитрида галлия. В этом случае

возникнет проблема отвода тепла, придется уменьшать толщину подложки до величин не более 30 мкм или искать новые технические решения - [89,90].

Еще более перспективным выглядит использование (DA)-DpHEMT транзисторов в миллиметровом диапазоне длин волн. Сейчас лучшие образцы GaN транзисторов на частоте 40 ГГц демонстрируют малосигнальный коэффициент усиления около 7 дБ при длине затвора 80 нм [91]. В соответствии с приведенными выше оценками в новых вариантах (DA)-DpHEMT транзисторов этот же коэффициент усиления можно будет получить в режиме насыщения выходной мощности при длине затвора 0,25 мкм.

Не менее перспективным выглядит применение структур с локализующими барьерами в малошумящих транзисторах. Простая и приблизительная оценка [92] показывает, что при прочих равных условиях коэффициент шума обратно пропорционален коэффициенту усиления. При этом коэффициент усиления в экспериментальных образцах (DA)-DpHEMT транзисторов почти в 2 раза выше, чем в серийных DpHEMT транзисторах, что определяет их перспективность. Однозначно подтвердить эту перспективу может только разработка, изготовление и апробация в составе транзисторов специальных вариантов (DA)-DpHEMT гетероструктур, предназначенных для изготовления малошумящих транзисторов.

Как отмечалось выше, одно из возможных достоинств разработанных гетероструктур – это, в частности, уменьшение числа горячих электронов, присутствующих в буферном слое (который выращен на подложке), улучшение управления током стока при больших положительных напряжениях на затворе. Этот положительный эффект может иметь важное самостоятельное значение. Ожидается, что введение высокого нижнего локализующего барьера для горячих электронов, препятствующего их проникновению в буферный слой может решить проблемы слабой управляемости GaN транзисторов при нанометровых длинах затворов, и возможно, проблемы токов утечки в цифровой технике при переходе к транзисторам с длинами затворов порядка 10 нм. Конечно, высокий нижний локализующий барьер в GaN ПТШ можно попробовать формировать без использования донорно - ацепторного легирования, например, вводя AlN слои.

2.5. МОЩНЫЕ (DA)-DpHEMT ТРАНЗИСТОРЫ, НАИБОЛЕЕ ЭФФЕКТИВНО РАБОТАЮЩИЕ ПРИ НАПРЯЖЕНИИ НА ЗАТВОРЕ РАВНОМ НУЛЮ

Часто при использовании в аппаратуре различного назначения к усилителям мощности кроме основных (выходная мощность, коэффициент усиления, КПД, полоса рабочих частот) предъявляется большой набор дополнительных требований, плохо совместимых с основными требованиями. К таким дополнительным требованиям могут быть отнесены, например, величины напряжения источников питания, величины токов в цепи затвора и т.д. Практически все полевые транзисторы на основе традиционно используемых DpHEMT гетероструктур наиболее эффективно работают (демонстрируют максимальные величины выходной мощности, коэффициента усиления и КПД) при задании оптимального напряжения на затворе, которое всегда оказывается отрицательной величиной. В ряде изделий это обстоятельство не имеет практически никакого существенного значения. Однако существует ряд систем (например, некоторые виды АФАР) для которых очень полезна разработка мощных полевых транзисторов, наиболее эффективно работающих при задании напряжения на затворе, равного нулю.

Создать мощный полевой транзистор на основе традиционных AlGaAs-InGaAs-GaAs pHEMT гетероструктур как с объемным (n)-pHEMT, так и планарным (дельта) легированием (δn)-DpHEMT, эффективно работающий при задании напряжения на затворе, равного нулю, крайне проблематично. Положение рабочей точки, обеспечивающей получение максимальной СВЧ мощности в нагрузке на выходе усилителя мощности и (или) КПД, в каждом конкретном случае зависит от многих факторов, включающих в себя как особенности самого транзистора, так и особенности цепей согласования и питания. Однако, из очевидных соображений, связанных с формой сток – затворных ВАХ pHEMT транзисторов следуют такие требования к положению оптимальной по напряжению на затворе рабочей точки. Для того чтобы транзистор обеспечивал максимальную выходную СВЧ мощность, рабочая точка (по напряжению на затворе) должна быть выбрана так, чтобы при максимальных положительных

смещениях на затворе, вызванных СВЧ сигналом, ток через транзистор был бы максимален, а при максимальных отрицательных смещениях на затворе – транзистор был полностью перекрыт [61]. Важное дополнительное условие – при максимальном токе в канале транзистора при прямом смещении на затворе, поток электронов из канала в затвор должен быть ещё достаточно мал (иначе СВЧ мощность, выделяемая в нагрузке на выходе транзистора, начинает сильно уменьшаться). Обеспечению малости величины тока затвора в широком диапазоне СВЧ изменения амплитуды напряжения на затворе, сильно мешает термо-полевой разогрев электронов в канале транзистора. Действительно, электроны в канале транзистора в рабочих режимах разогреваются и приобретают дополнительную энергию не менее величины энергии междолинного зазора (в гетероструктурах на основе GaAs равную примерно 0.3 эВ) - начало насыщения выходных ВАХ как раз и соответствует началу интенсивных междолинных переходов в канале транзистора. Естественно, в том случае, когда величина потенциального барьера на границе метал - полупроводник становится сравнимой с этой величиной (например, при прямом смещении на затворе), горячие электроны приобретают возможность беспрепятственного перехода в затвор. Высота барьера Шоттки в серийных транзисторах на основе GaAs гетероструктур составляет всего около 0,7÷1 эВ, поэтому разогрев электронов заметно уменьшает эффективную высоту барьера Шоттки. При этом напряжение перекрытия типичных транзисторов составляет более 1,5 В даже при малых напряжениях на стоке. При напряжениях на стоке сравнимых с напряжениям пробоя, напряжение перекрытия обычно увеличивается до величин более 3 В, а для получения максимальной выходной СВЧ мощности транзистор должен перекрываться именно при высоких напряжениях на стоке.

Соотношение величины высоты барьера Шоттки и величины напряжения перекрытия, даже с учетом автосмещения и энергии разрыва зон на границах гетеропереходов, приводит к необходимости подачи постоянного отрицательного напряжения на затвор, обеспечивающего оптимальность выбора рабочей точки – выбора такой точки, в которой обеспечивается максимум выходной мощности.

Кроме этого, даже при выборе такой оптимальной (по напряжению на затворе) рабочей точки, подача СВЧ положительного смещения на затвор приводит к интенсивному поперечному переносу горячих электронов из канала в верхний широкозонный слой и, как следствие, к резкому падению подвижности горячих электронов [13]. Это падение подвижности в свою очередь ведет к падению крутизны транзистора и ухудшению управляемости. Поэтому серийные pHEMT и DpHEMT транзисторы, как правило, имеют положение оптимальной рабочей точки при задании постоянного отрицательного напряжения на затворе, с током стока, даже меньше, чем половина максимального тока стока, протекающего при максимальной амплитуде СВЧ положительного смещения на затворе. Ситуация ухудшается при необходимости такого задания рабочей точки транзистора, в которой обеспечивается достаточно высокий КПД, это приводит к необходимости уменьшения тока стока в рабочей точке, следствие – заметное уменьшение максимальной выходной мощности.

Управление положением оптимальной рабочей точки по напряжению на затворе, в которой обеспечивается максимум выходной СВЧ мощности, выделяемой в нагрузке, можно обеспечить, используя в составе транзисторов (DA)-DpHEMT гетероструктуры с локализующими барьерами [79-82]. По сути дела, набор эпитаксиальных слоев, образующих $i-p^{+}-i-(\delta{:}Si)$ структуру, в которой расположен потенциальный барьер Шоттки и верхний локализующий барьер, является своеобразным делителем напряжения, подаваемого на затвор (смотри рис.30). Эффект деления напряжения на затворе в слоях этой структуры возникает из-за направления сильного (порядка $\sim 10^{6}$ В/см) встроенного электрического поля в верхнем локализующем барьере и сравнительно малой (по отношению к толщине всей $i-p^{+}-i-(\delta{:}Si)$ структуры) толщины стенки этого верхнего локализующего барьера. Эти особенности приводят к тому, что подача даже сравнительно большого положительного напряжения на затвор не приводит к полному исчезновению верхнего локализующего барьера. Похожий эффект наблюдается в диодах с планарно-легированным акцепторами барьером на основе

$n^+-i-(\delta A)-i-n^+$ гомоэпитаксиальной структуры. В принципе, учитывая этот эффект, положение оптимальной рабочей точки в транзисторах на основе такой (DA)-DpHEMT гетероструктуры можно вообще сдвинуть в диапазон положительных напряжений на затворе при сохранении малых токов затвора.

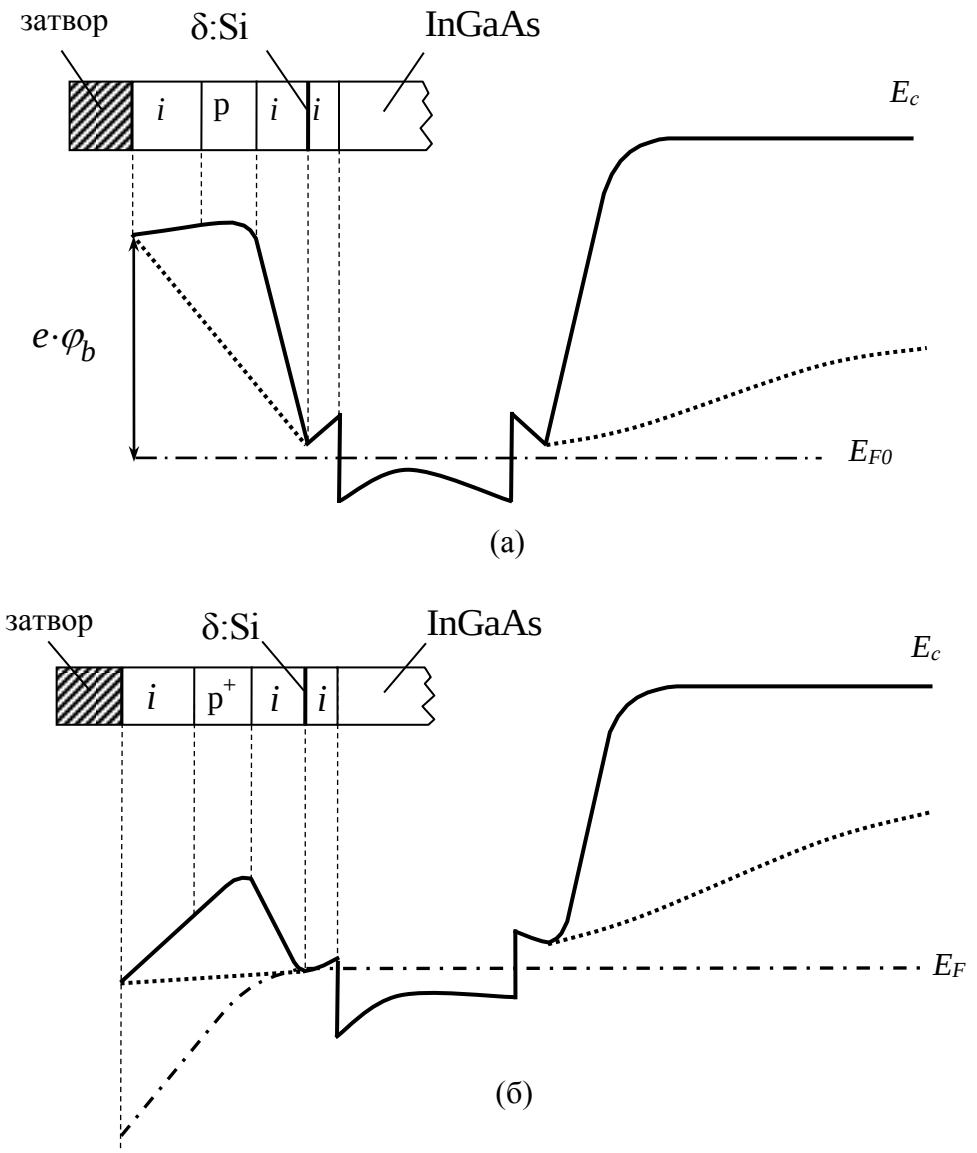


Рис. 30. Схематическая зонная диаграмма (DA)-DpHEMT – структуры. *e* – заряд электрона, φ_b – потенциал барьера Шоттки, Точки – зонная диаграмма DpHEMT структуры. (а) – напряжение на затворе равно нулю, (б) – положительное напряжение на затворе, равное φ_b. E_{F0} и E_F - соответственно, положения равновесного и неравновесного уровня Ферми электронов, локализованных в квантовой яме канала.

На рис. 30 (б) показано, что при больших прямых напряжениях на затворе, когда в серийных (n)-DpHEMT барьер Шоттки полностью исчезает, в транзисторах с $i - p^{+} - i - (\delta{:}Si)$ структурой сохраняется потенциальный барьер, препятствующий переносу электронов из InGaAs канала в затвор.

Экспериментальные образцы транзисторов, изготовленные на основе (DA)-DpHEMT структур с локализующими барьерами, показали уникальные для псевдоморфных структур характеристики (по данным, приведенным в таблице 5, почти двукратное увеличение удельной выходной мощности и заметное увеличение коэффициента усиления по сравнению с гетероструктурами на основе GaAs). Для этих экспериментальных образцов транзисторов оптимум положения рабочей точки находился при отрицательных напряжениях на затворе [82]. Отмеченным недостатком этих приборов являются только высокие (почти в два раза больше, чем у серийных транзисторов на основе DpHEMT структур) сопротивления истока и стока.

Для решения задачи смещения положения оптимальной по напряжению на затворе рабочей точки в нулевые и положительные напряжения на затворе, были изготовлены экспериментальные образцы (DA)-DpHEMT транзисторов на основе гетероструктр с InGaAs каналом (таблица 6), в которых между затвором и каналом была сформирована $i - p^{+} - i - (\delta{:}Si)$ структура. В этой (DA)-DpHEMT гетероструктуре тоже использовалось объемное легирование акцепторами (Be) и дельта-легирование донорами (Si).

В процессе изготовления экспериментальных образцов транзисторов (партия 4) на основе гетероструктуры с параметрами, приведенными в таблице 6, исходная толщина слоя 15 уменьшалась таким образом, чтобы обеспечить симметричность формы сток - затворных ВАХ относительно положения оси тока стока. Именно этот вариант экспериментальных образцов транзисторов показал наиболее эффективную работу в режиме усиления СВЧ мощности при задании напряжения на затворе, равного нулю. Максимальная величина выходной мощности также наблюдалась при задании напряжения на затворе, равного нулю.

Таблица 6. Параметры основных слоев экспериментальных образцов (DA)-DpHEMT гетероструктур для транзисторов с симметричными сток - затворными ВАХ. (С.Р. – сверхрешетка).

№ слоя	Слой структуры.	Состав. x, y.	Толщина.	Уровни легирования.
0	ПИ GaAs подложка	-	625 мкм	SI, (WT)
1	Буферный слой GaAs	-	400 нм	Не легируется
2	С.Р. AlGaAs 6нм/GaAs 5нм x 12	-	-	Не легируется
3	Барьерный слой -$Al_xGa_{1-x}As$	0,25	100 нм	Не легируется
4	Барьерный слой p^+-$Al_xGa_{1-x}As$	0,25	15 нм	$4{,}0\cdot10^{18}$ см$^{-3}$
5	Барьерный слой -$Al_xGa_{1-x}As$	0,25	5 нм	Не легируется
6	δ-Si слой	-	-	$8{,}0\cdot10^{12}$ см$^{-2}$
7	Спейсер - $Al_xGa_{1-x}As$	0,25	3 нм	Не легируется
8	Сглаживающий слой - GaAs	-	3 нм	Не легируется
9	Канал - $In_yGa_{1-y}As$	0,165	14 нм	Не легируется
10	Сглаживающий слой - GaAs	-	1,5 нм	Не легируется
11	Спейсер - $Al_xGa_{1-x}As$	0,25	3 нм	Не легируется
12	δ-Si слой	-	-	$7{,}0\cdot10^{12}$ см$^{-2}$
13	Барьерный слой - $Al_xGa_{1-x}As$	0,25	7 нм	Не легируется
14	Барьерный слой p^+-$Al_xGa_{1-x}As$	0,25	8 нм	$5{,}0\cdot10^{18}$ см$^{-3}$
15	Барьерный слой - $Al_xGa_{1-x}As$	0,25	варьируется	Не легируется

В экспериментальных образцах транзисторов на основе гетероструктур с параметрами, приведенными в таблице 6, использовалась конструкция серийно выпускаемого транзистора, показанная на рисунке 26. Это позволило получать характеристики, соответствующие приборам с достаточно сильно развитой периферией и соответствующим тепловым сопротивлением.

Экспериментальные образцы транзисторов этого типа имели ширину затвора W_g =0,8 мм при длине Г-образного затвора [63] около 0,3 мкм и пробивное

напряжение 25 – 28 В. Исток и сток формировались в заглублениях. В таблице 7 представлены первые типичные результаты измерений СВЧ характеристик этих транзисторов, эффективно работающих при нулевом смещении на затворе [92-97]. Измерения проводились в импульсном режиме на частоте 10 ГГц.

Таблица 7. Результаты измерений выходной СВЧ мощности, коэффициента усиления и КПД в импульсном режиме на частоте 10 ГГц для экспериментальных образцов (DA)-DpHEMT транзисторов из партии 4.

№ (DA)-DpHEMT	$P_{входа}$ мВт	$P_{выхода}$ мВт	K_P Дб	$I_{стока}$ мА	$U_{затвора}$ В	$U_{стока}$ В	КПД	$P_{вых}/W_g$ Вт/мм
1	10	190	12,8	195	-0,3	8	-	-
	100	925	9,7	200	-0,3	8	51,5	1.15
	125	1345	10,3	250	-0,45	12	40,7	1.68
	125	1380	10,4	260	0	12	40,2	1,72
	125	1325	10,3	240	0	11	45	1,66
	125	1160	9.7	220	0	10	47	1.45
	125	1390	10,5	260	0,1	12	40,5	1,73
	125	1380	10,4	260	0,2	12	40,2	1,72
2	30	640	13,3	210	0	12	-	-
	50	905	12.6	210	0	12	40	1.13
	70	1215	12,4	220	0	12	43	1.52
	100	1315	11,2	235	0	12	43	1.64
	125	1345	10.3	240	0	12	42	1.68
	125	1340	10,3	225	-0,3	12	45	1.68
	100	1005	10	180	-0,3	10	50	1.25

Из результатов, представленных в таблице 6 видно, что разработанные экспериментальные образцы (DA)-DpHEMT транзисторов из партии 4 при задании напряжения на затворе равного нулю и при напряжениях на стоке 11-12 В

имеют высокую удельную выходную мощность и коэффициент усиления. Максимальная величина КПД достигается при уменьшении напряжения на стоке до величин менее 10 вольт (что очевидно) и при небольших отрицательных напряжениях на затворе.

Стоит отметить несколько интересных особенностей разработанных приборов: с ростом входной СВЧ мощности выходная СВЧ мощность растет практически линейно в широком диапазоне изменения величины входной СВЧ мощности, а затем быстро начинается резкое насыщение величины выходной мощности (разница мощности при 1 дБ и 3 дБ компрессии мала). Эта особенность поведения экспериментальных образцов (DA)-DpHEMT транзисторов из партии 4 отличает их в лучшую сторону от серийных DpHEMT транзисторов, она показана на рисунке 31. При удельной выходной мощности более 1,5 Вт/мм экспериментальные образцы (DA)-DpHEMT транзисторов из партии 4 могут иметь коэффициент усиления около 12,5 дБ.

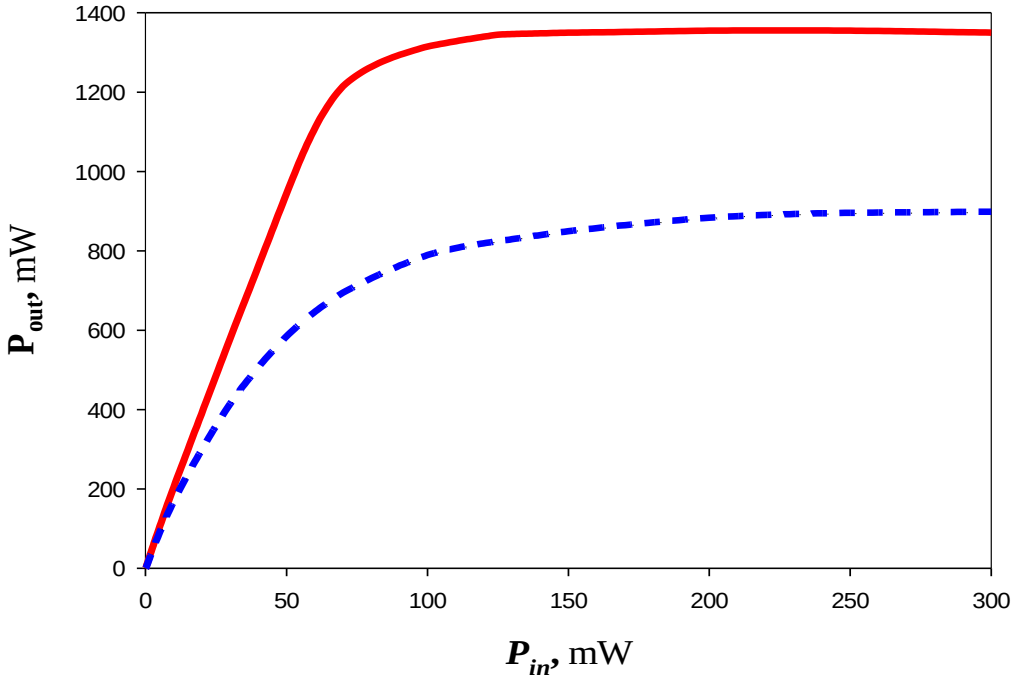


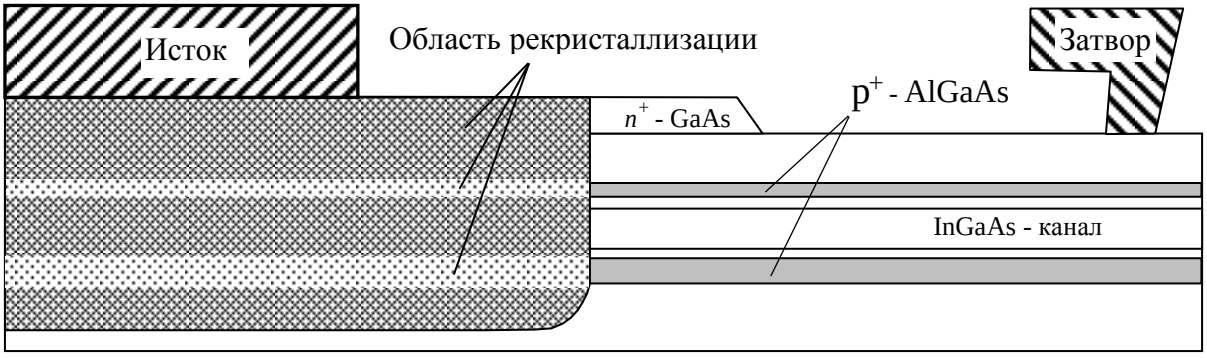
Рис. 31. Сравнение зависимостей выходной СВЧ мощности от величины входной СВЧ мощности для серийных DpHEMT (- - -) и (DA)-DpHEMT (—) из партии 4. Для (DA)-DpHEMT задавалась оптимальная величина U_g=0 В. Для DpHEMT задавалась своя оптимальная (отрицательная) величина U_g.

2.5. РАЗРАБОТКА ОМИЧЕСКИХ КОНТАКТОВ ИСТОКА И СТОКА (DA)-DpHEMT ТРАНЗИСТОРОВ

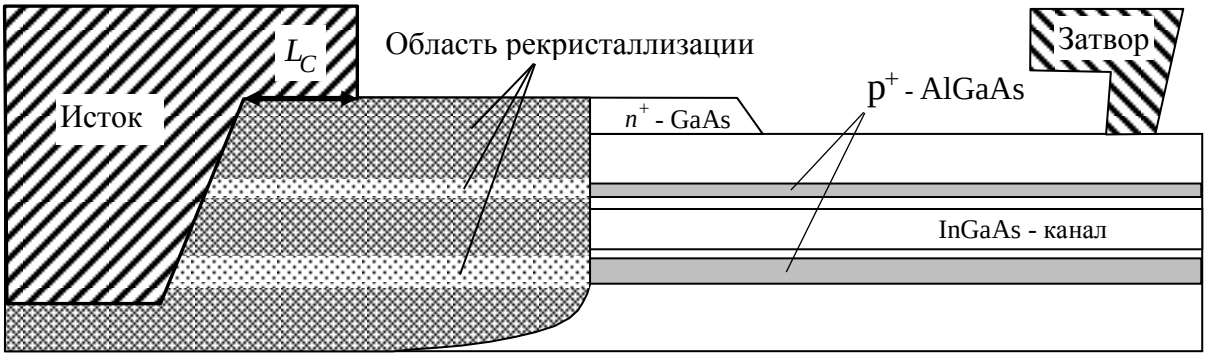
Было сделано естественное предположение, что увеличенные сопротивления истока и стока транзисторов, наблюдаемые в партиях 1÷3 экспериментальных образцов транзисторов, были связаны с наличием в гетероструктурах слоев, легированных примесью p-типа. Учитывая электронный тип проводимости канала, омические контакты в этих транзисторах изготавливались на основе эвтектического сплава Au:Ge. Такой контакт предусматривает дополнительное легирование донорной примесью германия рекристаллизованной области контакта.

Присутствие в гетероструктуре верхнего слоя № 14 (смотри таблицы 1 и 6), имеющего сильное акцепторное легирование, может привести к тому, что в области этого слоя примеси германия окажется недостаточно много для сильной перекомпенсации акцепторов. Это приведет к увеличению сопротивления истока и стока и даже к смене вида ВАХ омических контактов – ВАХ станут диодного типа. Действительно, в рекристаллизованном слое в области расположения акцепторных слоев при слабой их компенсации примесью германия, образуются слои с повышенным сопротивлением и даже (при высокой концентрации акцепторов) потенциальные барьеры. Потенциальный барьер в области расположения верхнего акцепторного слоя препятствует потоку электронов из металла омического контакта в рекристаллизованный слой канала и далее в канал транзистора. Этот барьер приводит к появлению диодного типа ВАХ контактов. В случае если концентрация акцепторов в области расположения акцепторного слоя достаточно мала, потенциальный барьер не образуется и вместо него формируется слой с повышенным сопротивлением. Эти две возможные ситуации наблюдались на практике в предыдущих экспериментах: имели место нелинейные ВАХ контактов и омические ВАХ с повышенным сопротивлением омического контакта.

На рис. 32 дано схематическое изображение фрагмента экспериментального транзистора на основе (DA)-DpHEMT гетероструктур.



(а)



(б)

Рис. 32. Особенности формирования омических контактов в транзисторах на основе (DA)-DpHEMT гетероструктур.

На рис. 32(а) показано, что при формировании омических контактов стандартным способом вплавлением сплава Au:Ge, напыленного на поверхность слоя $n^{+}-GaAs$, рекристаллизованная область оказывается пересеченной слоями гетероструктуры, легированными примесью p – типа с весьма большой поверхностной плотностью. Это приводит к ряду нежелательных эффектов (появление потенциального барьера, заметное увеличение переходного сопротивления контакта), самую важную отрицательную для омического контакта роль играет присутствие в рекристаллизованной области верхнего акцепторного слоя. Все преимущества (DA)-DpHEMT гетероструктур в наибольшей степени проявляются при использовании высоких уровней легирования акцепторами, что делает проблематичным формирование омических контактов для таких структур, обладающих линейными характеристиками и малым переходным сопротивлением.

Для улучшения омических контактов в экспериментальных образцах транзисторов на основе (DA)-DpHEMT гетероструктур, была изготовлена и исследована конструкция транзистора (транзисторы из партии 4, параметры их структуры – в таблице 6) с заглублением положения нижней границы металла омического контакта в слой № 3 (см. таблицы 1,6 и рис. 32(б)). Исходное заглубление в структуре формировалось методом анизотропного травления, что позволило сформировать стенки заглубления с боковым наклоном. Такая геометрия стенок заглубления позволяет обеспечить при напылении бездефектное покрытие боковых стенок металлом и осуществить на боковых стенках формирование омического контакта непосредственно к рекристаллизованному InGaAs – слою канала транзистора. В таком контакте встроенные потенциальные барьеры или области с повышенным сопротивлением (связанные с присутствием верхнего акцепторного слоя в рекристаллизованной области) не препятствуют протеканию электрического тока в канал. Естественно, предполагалось, что в таком варианте конструкции контакта можно практически полностью исключить проблемы, связанные с наличием акцепторных слоев в гетероструктуре и сформировать омический контакт с малым переходным сопротивлением.

С проблемой качества омических контактов также сталкиваются при разработке мощных полевых транзисторов на основе нитрида галлия, но там её решают несколько другими способами, смотри, например [98-102].

Для оптимизации конструкции омических контактов и подбора режима травления заглубления, по предложенной технологии изготавливались экспериментальные образцы транзисторов с шириной затвора 0.42 мм. В этих экспериментальных образцах омические контакты формировались с использованием стандартного напыления эвтектики Au:Ge. При этом задавались различные величины L_C – расстояния на поверхности слоя $n^+ - GaAs$ (рис. 32(б)) от края металлизации до начала заглубления. Положение края металлизации было фиксировано (при уменьшении величины L_C заглубление приближается к затвору).

Для всех величин L_C ВАХ контактов имели линейный вид, что говорит о полном подавлении нежелательных барьерных эффектов. Величина

сопротивления транзистора «исток – канал – сток», измеренная при максимальном прямом смещении на затворе и на омическом участке выходных ВАХ в зависимости от расстояния L_C приведена на рис.33.

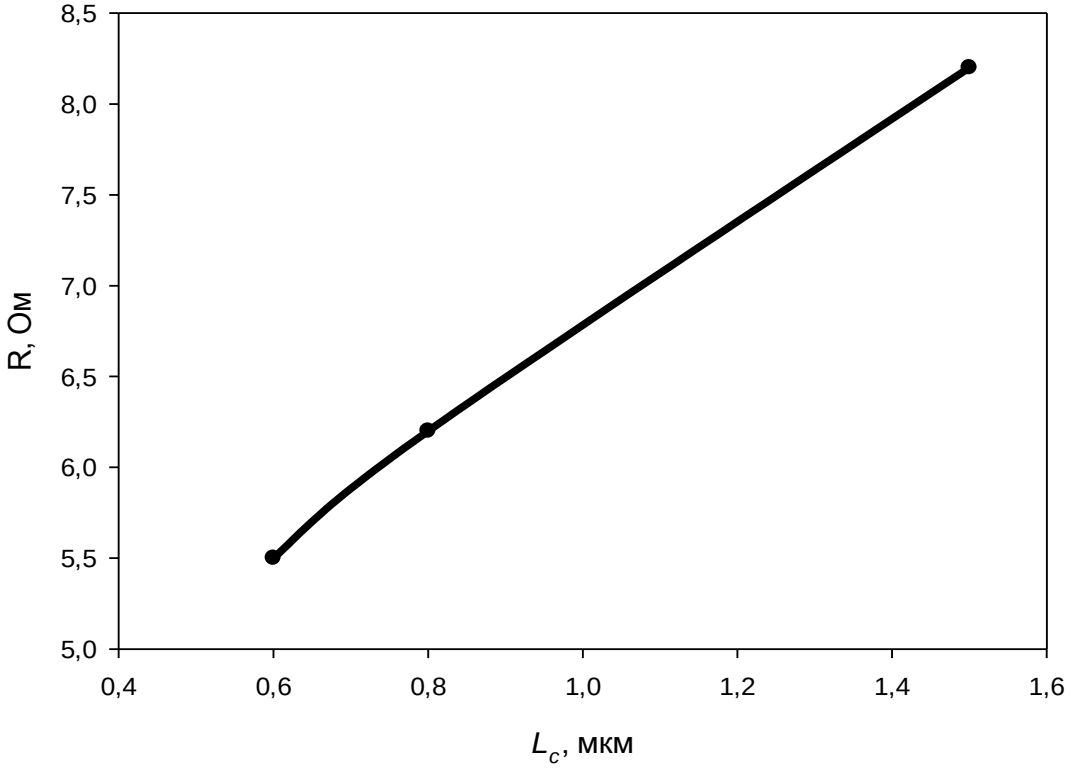


Рис.33. Зависимость сопротивления транзистора «исток – канал – сток», измеренного при максимальном прямом смещении на затворе на омическом участке выходных ВАХ, от длины выступа металлизации на слое $n^+ - GaAs$.

Видно, что использование в конструкции омических контактов заглублений с наклонными боковыми стенками при достаточно малой длине выступа металлизации на поверхность слоя $n^+ - GaAs$, может существенно уменьшать сопротивление омических контактов. Аппроксимация зависимости, представленной на рис. 4, к нулевой длине выступа металлизации, дает уменьшение сопротивления транзистора до величины 3,8 Ом; этот эффект достигнут за счет уменьшения переходного сопротивления омических контактов истока и стока. Простейшие оценки показывают, что такое уменьшение сопротивления транзистора говорит о достижении сопротивлений омических контактов, характерных для величин сопротивлений омических контактов в лучших образцах полевых транзисторов на основе традиционных DpHEMT

гетероструктур без акцепторного легирования. Надо отметить, что экспериментальные образцы транзисторов с шириной затвора 0,8 мм, параметры которых приведены в таблице 7, были изготовлены с большой длиной выступа металлизации L_C, равной 1,5 мкм, то есть с достаточно большим переходным сопротивлением омических контактов истока и стока.

На рис.34 для трех экспериментальных образцов транзисторов из партии 4, изготовленных с шириной затвора 0.42 мм, длиной затвора 0.3 мкм приведены зависимости выходной мощности от напряжения на затворе при напряжении на стоке 12 В и при входной мощности 60 мВт. Измерения проводились в непрерывном режиме подачи входной СВЧ мощности на частоте 10 ГГц.

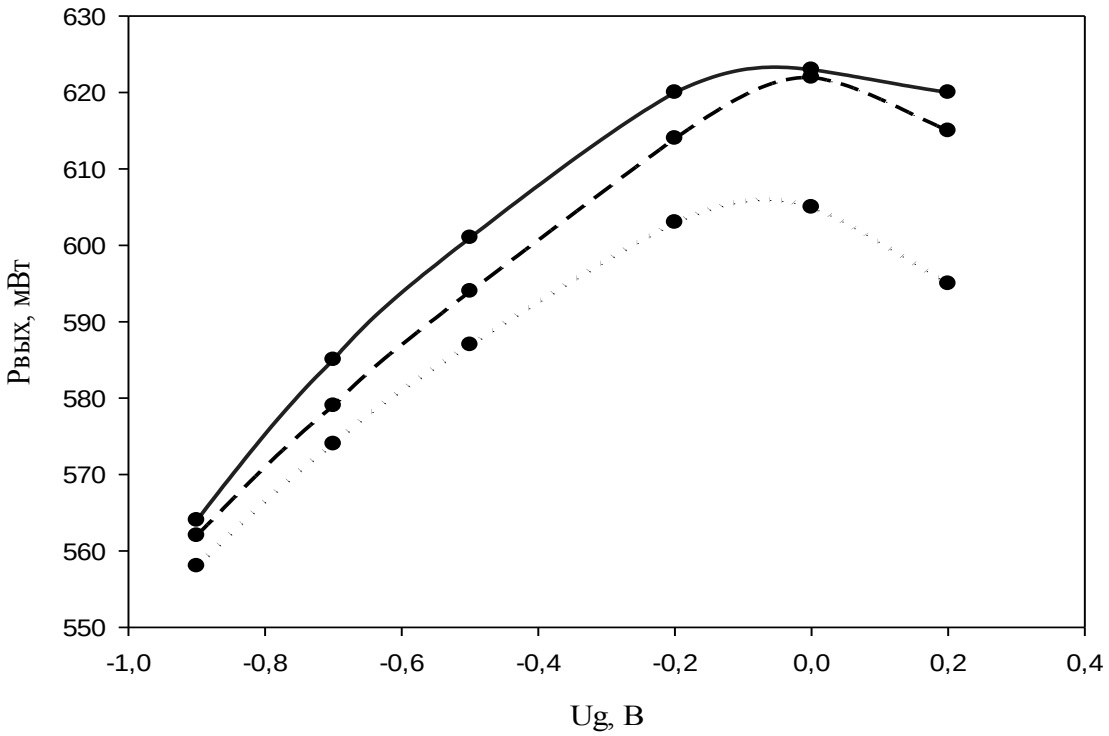


Рис.34. Зависимость максимальной выходной СВЧ мощности для трех экспериментальных образцов транзисторов из партии 4 от напряжения на затворе. Ширина затвора 0.42 мм, длина затвора 0.3 мкм, напряжение на стоке 12 В, входная СВЧ мощность 60 мВт.

Видно, что экспериментальные образцы (DA)-DpHEMT транзисторов с заглубленными омическими контактами также демонстрируют максимальную выходную СВЧ мощность практически при нулевых напряжениях на затворе. Таким образом, в этом эксперименте дополнительно продемонстрирована

эффективность использования $i - p^{+} - i - (\delta{:}Si)$ структур, встроенных между затвором и каналом (DA)-DpHEMT транзисторов для расширения допустимого диапазона СВЧ изменений величины напряжения на затворе при сохранении малых величин тока затвора.

Целевое изменение толщины слоя № 15 в (DA)-DpHEMT структуре оказалось полезным для управления положением оптимальной по выходной СВЧ мощности рабочей точки и продемонстрировало возможность эффективной работы экспериментальных образцов (DA)-DpHEMT транзисторов при подаче на затвор напряжения, равного нулю.

2.6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ ПО ГЛАВЕ 2

Представлены первые результаты разработки мощных полевых транзисторов на DpHEMT гетероструктурах с глубокой квантовой ямой и дополнительными потенциальными барьерами, усиливающими степень локализации горячих электронов в слое InGaAs канала. Локализующие потенциальные барьеры формировались с помощью полей зарядов $p^{+} - i - (\delta : Si)$ слоев в широкозонных слоях гетероструктуры. Экспериментальные образцы (DA)-DpHEMT транзисторов при длине трапециевидного затвора 0,4 – 0,5 мкм и общей ширине затвора 0,8 мм на частоте 10 ГГц имеют коэффициент усиления более 9 дБ, удельную выходную мощность более 1,6 Вт/мм, КПД по добавленной мощности до 50%.

Простые оценки показывают, что оптимизация параметров гетероструктуры и использование Т – образного или Г – образного затвора длиной менее 0,25 мкм позволит выйти при частоте входного сигнала 10 ГГц на уровень удельной мощности более 2,5 Вт/мм при коэффициенте усиления более 13 дБ и КПД по добавленной мощности 55 ÷ 60%, а введение полевого электрода при той же длине затвора позволит достичь величин удельной мощности около 5 Вт/мм при коэффициенте усиления не менее 8 дБ.

Формирование локализующих потенциальных барьеров методом использования донорно – акцепторного легирования выглядит крайне перспективным для уменьшения токов затвора и токов по буферному слою.

Аналогичное по идеологии полезное изменение вида зонной диаграммы гетероструктур также перспективно для улучшения управляемости GaN полевых транзисторов и для уменьшения токов утечки кремниевых полевых транзисторов при нанометровых длинах затворов.

Полученные результаты и проведенные оценки позволяют предположить, что GaN транзисторы могут заметно ослабить свои доминирующие позиции в X – диапазоне и на более высоких частотах, особенно в аппаратуре с малыми питающими напряжениями. Это событие возможно, если в ближайшее время не произойдет существенное улучшение характеристик транзисторов на основе нитрида галлия (например, тоже за счет усиления локализации горячих электронов в слое канала).

Представлены первые результаты разработки экспериментальных образцов мощных (DA)-DpHEMT транзисторов, обеспечивающих максимум выходной СВЧ мощности при равном нулю напряжении на затворе. Эти образцы транзисторов демонстрируют удельную мощность более 1,6 Вт/мм при коэффициенте усиления более 11 дБ и КПД по добавленной мощности более 40% при длине Г – образного затвора около 0,3 мкм, ширине затвора 0,8 мм на частоте 10 ГГц в импульсном режиме при напряжениях на затворе в диапазоне от +0,2 до -0,2 В и при напряжении на стоке 12 В. При уменьшении удельной мощности до 1,5 Вт/мм коэффициент усиления возрастает до 12,5 дБ. При уменьшении напряжения на стоке до 8÷10 В и коэффициента усиления до 10 дБ, КПД по добавленной мощности возрастает до 50%. Исследована возможность понижения сопротивления истока и стока в таких приборах за счет введения специального заглубления в области формирования омических контактов. Показано, что данный технический прием позволяет получать сопротивления истока и стока на уровне величин, типичных для серийных транзисторов, изготовленных на основе традиционных DpHEMT гетероструктур.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате работы были получены следующие основные результаты:

1. Исследована применимость квазигидродинамических моделей для расчета гетероструктурных полевых транзисторов. Показано, что пренебрежение в расчетах инерционностью изменения импульса приводит к существенным (более 20%) погрешностям в расчетах распределений дрейфовой скорости в канале ПТШ и выходных характеристик прибора при длинах активной области, намного превышающих длину релаксации импульса электронов. Погрешность возникает из-за сильных продольных и поперечных градиентов электрического поля в канале, особенностей нелокального разогрева электронов, сильного поперечного переноса электронов из канала. Поперечные размеры слоя канала всегда меньше длины релаксации импульса, поперечные потоки электронов через гетерограницы канала велики и в достаточно слабых полях. Следствие: разница в результатах моделирования pHEMT транзисторов на основе GaAs, получаемых в ГДМ и ТМ становится велика даже при достаточно больших (порядка 1 мкм) длинах затвора при открытом канале ПТШ. Результаты расчетов характеристик ПТШ на гетеростуктурах ($In_{0,52}Al_{0,48}As$ - $In_{0,53}Ga_{0,47}As$) оказываются гораздо более чувствительными к выбору модели расчетов, чем результаты расчетов характеристик ПТШ на гетеростуктурах ($Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ – GaAs).

2. Показано, что именно поперечный пространственный перенос ведет к жесткой локализации домена сильного поля у стокового края затвора.

3. Показано, что из-за малых времен релаксации энергии электронов в GaN - ПТШ максимальная величина дрейфовой скорости в промежутке «исток – сток» меньше, чем в GaAs - ПТШ. Поэтому, несмотря на большие величины в максимуме полевой зависимости дрейфовой скорости электронов, из-за особенностей формы распределения дрейфовой скорости по длине канала, GaN - ПТШ имеют быстродействие не выше, чем GaAs - ПТШ даже при искусственном задании величины слабополевой подвижности электронов в GaAs такой же, как в GaN. В отличие от ПТШ на основе GaAs, температурная модель дает приемлемо

малую погрешность при расчете GaN ПТШ с короткими субмикронными затворами (до длин затвора, превышающих 0,05 мкм).

4. Разработана (DA)-DpHEMT гетероструктура, улучшающая выходные характеристики мощных ПТШ за счет ограничения поперечного пространственного переноса электронов из слоя канала в широкозонные слои локализующими потенциальными барьерами. ПТШ в исполнении (DA)-DpHEMT при длине трапециевидного затвора 0,4 – 0,5 мкм и общей ширине затвора 0,8 мм на частоте 10 ГГц имеют коэффициент усиления более 9 дБ, удельную выходную мощность более 1,6 Вт/мм, КПД по добавленной мощности до 50%.

5. Впервые в результате разработки изготовлены ПТШ в исполнении (DA)-DpHEMT, обеспечивающие максимум выходной СВЧ мощности при задании напряжения «затвор – исток», равного нулю. Такие транзисторы с шириной затвора 0,8 мм при длине Г – образного затвора около 0,3 мкм, напряжениях на затворе в диапазоне от +0,2 до -0,2 В и напряжении на стоке 12 В, на частоте 10 ГГц в импульсном режиме демонстрируют удельную выходную мощность более 1,6 Вт/мм при коэффициенте усиления более 11 дБ и КПД по добавленной мощности более 40%. При уменьшении величины удельной выходной мощности до 1,5 Вт/мм коэффициент усиления возрастает до 12,5 дБ. При уменьшении напряжения на стоке до 8÷10 В и коэффициента усиления до 10 дБ, КПД по добавленной мощности возрастает до 50%.

6. Исследована возможность понижения сопротивления истока и стока в таких приборах за счет введения специального заглубления в области формирования омических контактов. На практике показано улучшение омических контактов истока и стока в ПТШ исполнения (DA)-DpHEMT за счет введения такого заглубления. Данный технический прием позволил получать линейный омический контакт с малым (менее 0,8 Ом·мм) удельным сопротивлением контактов, т.е. на уровне величин, характерных для ПТШ в традиционном DpHEMT исполнении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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.
2. Р. Хокни, Дж. Иствуд «Численное моделирование методом частиц», Москва, «Мир» 1987.
3. Минаков В.В., Москалюк В.А. Моделирование гетероструктурных полевых транзистров методом частиц. Электронная техника Сер.1. Электроника СВЧ. 1989. № 2 (416). С.29-36..
4. Glisson T.H., Hauser J.B., Littlejon M.A. et.al. Monte-Carlo simulation of real-space electron transport in GaAs-AlGaAs heterotructures. J.Appl.Phys.1980. V.51.№10. P.5445-5449.
5. Килесса Г. В., Асанов Э. Э., Зуев С. А., Слипченко Н.И. Определение кинетических параметров полупроводниковой плазмы в GaAs методом Монте-Карло 23-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2013). Материалы конференции. С.131-132, 2013.
6. Пашковский А.Б. Влияние инерционности изменения импульса на нелокальный разогрев электронов в полупроводниковых СВЧ-приборах // Электронная техн. Сер.1, Электроника СВЧ вып.5 (399) 1987, С.22-26.
7. 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.
8. R.S.Pengelly, S.M.Wood, J.W.Milligan, S.T.Sheppard, A Review of GaN on SiC High Electron-Mobility Power Transistors and MMICs //IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 2012 v.60, № 6, p.1764-1783
9. F.Medidoub, Y.Tagro, M.Zegaoui, B.Grimbert et al. Sub-1-dB Minimum-Noise-Figure Performance of GaN-on-Si Transistors Up to 40 GHz// IEEE Electron Device Letters, 2012, v.33, № 9, p.1258-1260.

10. F.Medidoub, B.Grimbert et al. Record combination of power-gain frequency and three-terminal breakdown voltage for GaN-on-Silicon devices //Appl.Phys.Express, 6 (2013) 044001.
11. D.Alquier, F.Cayrel et alo. Recent progress in GaN power rectifier//Jap. Journ. Appl. Phys, 51 (2012), 01AG08-1.
12. К.Ю. Осипов Технология создания AlGaN/GaN/Si HEMT с длиной затвора 150 нм.//Сборник докладов 9 научно-технической конференции «Твердотельная электроника. Сложные функциональные блоки РЭА, 2010 г. с. 223.
13. 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.
14. K.Blotekjar Transport Equations for Electros in Two-Valley Semiconductors // IEEE Trans. Electron. Dev., 1970, V. 17 № 1, P. 38-47.
15. В.Л.Бонч-Бруевич, И.П.Звягин, А.Г.Миронов Доменная электрическая неустойчивость в многодолинных полупроводниках // Москва, Наука, 1972, С. 66.
16. C.M.Snowden, D.Loret Two-Dimensional Hot-Electron Models for Short-Gate_Length GaAs MESFET’s// IEEE Trans. Electron. Dev. 1987, v.34, P.212-223.
17. В.Е.Чайка Двумерная двухтемпературная модель полевого транзистора с затвором типа барьера Шотки // Техн. Электродинамика, 1985, вып. 3 № 3, с. 85-91.
18. Г.З.Гарбер Квазигидродинамическое моделирование гетероструктурных полевых транзисторов //Радиотехника и Электроника, 2003, Том 48, № 1, С. 125-128.

19. Я.Б. Мартынов «Специальный вид граничных условий для системы уравнений низкотемпературной полупроводниковой плазмы»// ЖВМ и МФ, 1999, т. 39, №2, стр. 309-314.
20. G. Z. Garber «Quasi-hydrodynamic modeling of heterostructure field-effect transistors», Journal of Communications Technology and Electronics, vol. 48, pp. 114–117, Jan. 2003.
21. 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, вып.4, с.383-391.
22. А.А.Кальфа, А.Б.Пашковский Пространственный перенос двумерных электронов в структуре металл – Alx Ga1-xAs-GaAs с селективным легированием Физика и Техника Полупроводников, 1990, Т.24. В.3, С.521-526.
23. Кальфа А.А., Пашковский А.Б. Пространственный перенос электронов в полевых транзисторах на гетероструктурах с селективным легированием. ФТП 1990. Т.24, В.7. С.1187-1189.
24. В.Б.Горфинкель, С.Г.Шофман Феноменологическая модель динамики разогрева электронов в многодолинных полупроводниках// ФТП, 1985, Т.19, В.1, с. 83-87
25. А.А.Кальфа, А.Б.Пашковский, А.С.Тагер Нелокальные и диффузионные эффекты в полевых транзисторах с субмикронным затвором // Радиофизика, 1985, Т. 28 № 12, С. 1583-1589.
26. А.А.Кальфа Нелокальные эффекты в гетероструктурных полевых транзисторах //ФТП, 1986, т. 20, В.3, с. 468-471.
27. Кальфа А.А. Характеристики гетероперехода в гетероструктуре с селективным легированием. ФТП, 1985, т. 16, В.6, с. 1025-1029.
28. Королев А. Н., Климова А. В., Красник В. А., Ляпин Л. В., Малыщик В. М., Манченко Л. В., Пчелин В. А., Трегубов В. Б. Мощные

корпусированные внутрисогласованные транзисторы S-, C-, X- и Ku- диапазонов длин волн. Радиотехника №3, 2007г. С.53-56.

29. Бабинцев Д.В., Королев А.Н., Климова А.В., Красник В.А., Лапин В.Г., Малыщик В.М., Манченко Л.В., Пчелин В.А., Трегубов В.Б. Язан В.Ю. Мощный твердотельный импульсный усилитель двухсантиметрового диапазона. Радиотехника. №3. 2007 г. С. 41-42.
30. Манченко Л.В., Пчелин В.А., Трегубов В.Б. Двухкаскадный усилитель мощности X – диапазона на гетероструктурных полевых транзисторах ФГУП «НПП «Исток». Материалы 20-й Международной Крымской конференции «СВЧ - техника и телекоммуникационной технологии». Севастополь 2010 г. С. 127-128.
31. Пчелин В.А., Корчагин И.П., Малыщик В.М., Галдецкий А.В., Манченко Л.В., Капралова А.А. Двухкаскадный усилитель X-диапазона с выходной мощностью 17 Вт на элементной базе ФГУП «НПП «Исток». Материалы 21-й Международной Крымской конференции «СВЧ - техника и телекоммуникационной технологии». Севастополь 2011г. С. 129-130.
32. К.В. Дудинов, В.М. Ипполитов, А.В. Климова, А.Б. Пашковский, И.В. Самсонова. “Особенности тепловыделения в мощных полевых транзисторах”// Радиотехника, 2007 г. No 3, с. 60-62.
33. К.В. Дудинов, В.М. Ипполитов, А.Б. Пашковский "Особенности нелокального тепловыделения в мощных полевых транзисторах с субмикронным затвором "16-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2006). Севастополь, 11-15 сентября 2006г.: Материалы конференции. Севастополь: "Вебер", с.226-227, 2006.
34. Бережнова П.В., Лукашин В.М., Ратникова А.К., Пашковский А.Б. “Оценка области нелокального тепловыделения в мощных гетероструктурных полевых транзисторах”// Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника, 2007, В.4 (492), С.21 - 24.

35. Бережнова П.В., Лукашин В.М., Пашковский А.Б. “Оценка размеров области тепловыделения в мощных полевых транзисторах на гетероструктурах с селективным легированием ” 17-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2007). Севастополь, 10-14 сентября 2007г.: Материалы конференции. с. 119-120.
36. Капралова А.А., Лукашин В.М., Пашковский А.Б. Поперечный пространственный перенос электронов и особенности локализации домена сильного поля в гетероструктурных полевых транзисторах // 22-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2012). Севастополь, 10—14 сентября 2012г.: Материалы конференции. Севастополь: "Вебер", с. 153-154,. 2012.
37. А.Б. Пашковский, В.М. Лукашин, Я.Б. Мартынов, В.Г. Лапин, А.А. Капралова, И.А. Анисимов Нелокальный дрейф электронов в полевых транзисторах на основе нитрида галлия// Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника, 2014, В.4(523), С. 5- 16.
38. B. Carnez, A. Cappy, A. Kaszinski, E. Constant, and G. Salmer, “Modeling of a submicrometer gate field-effect transistor including effects of nonstationary electron dynamics,” J. Appl. Phys., vol. 51, no. 1, Jan. 1980.
39. А.А.Кальфа, А.Б.Пашковский, А.С.Тагер Исследование вольт - амперных характеристик полевых транзисторов с субмикронным затвором Электрон. Техн. Сер.1. Электроника СВЧ. 1984, В.4(364). С. 27-30.
40. A.Cappy, B.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.
41. А.В. Гарматин Программа моделирования методом Монте-Карло нестационарных процессов разогрева электронов электрическим полем в полупроводниках// Электронная техника Сер.1. Электроника СВЧ, 1985 № 3 (377). С.66.

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

43. 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.

44. А.Б. Пашковский Сравнение характеристик полевых СВЧ - транзисторов со ступенчатым и однородным профилем легирования активного слоя Электрон. Техн. Сер.1 Электроника СВЧ, 1986, В.4(388). С. 14-19.

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

46. 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.

47. 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.

48. P.M.Smith, P.C.Chao, K.H.V.Duh 94 GHz transistor amplification using an HEMT // Electron. Lett. 1986. V.22. № 22. P. 760-761.

49. E.A. Sovero, A. Gupta, J.A. Higgins Noise figure charecteristics of 1/2 - μm gate single-heterojunction high-mobility FET's at 35 GHz // IEEE Electron. Dev. Lett. 1986. V.7. № 3. P. 179-181.

50. U.K. Misra et. al. Microwave Performance of AlInAs - GaInAs HEMT's with 0,2- and 0,1- μm Gate Length // IEEE Electron. Dev. Lett. 1988, V.9. № 12. P. 647-649.

51. P.C. Chao et. al. 94 GHz Low-Noise HEMT // Electronics Lett. 1989. V.25. № 8. P. 504-505.

52. Jin-ping Ao, Qing-ming Zeng, Yong-lin Zhao, Xian-jie Li, Wei-ji Liu, Shi-yong Liu, and Chun-guang Liang, InP-Based Enhancement-Mode Pseudomorphic HEMT with Strained In0.45Al0.55As Barrier and In0.75Ga0.25As Channel Layers // IEEE Electron Dev. Lett. 2000, V. 21, N. 5, P. 200-202
53. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 2007. № 12. p. 2719-2725.
54. S. C Wang, J. S. Liu, K. C Hwang, W. Kong, D. W. Tu, P. Ho, L. Mohnkern, K. Nichols, and P. C Chao, High Performance Fully Selective Double Recess InAlAs/InGaAs/InP HEMT's // IEEE Electron Dev. Lett. 2000, V. 21, N. 7, P. 335-337.
55. А.А. Кищинский Материалы 19-й Международной Крымской конференции "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии". – Севастополь, Вебер, 2009, с.11–16.
56. А.А. Кальфа, А.С. Тагер Электронная Техника Сер 1, Электроника СВЧ, 12(348), 26 . (1982).
57. C. Gaquiere, J. Grunenutt, D. Jambon, E. Dolos, D. Ducatteau, M. Werquin, D. Treron, P. Fellon. IEEE Electron. Dev. Lett., 26 (8), 533 (2005).
58. M.V. Baeta Moreira, M.A. Py, M. Gailhanou, M. Ilegems. J. Vac. Sci. Technol. B, 10, 103 (1992).
59. C.S. Wu, F. Ren, S.J. Pearton, M. Hu, C.K. Pao, R.F. Wang. IEEE Trans. Electron. Dev., 42, 1419 (1995).
60. И.С. Василевский, Г.Б. Галиев, Е.А. Климов, В.Г. Мокеров, С.С. Широков, Р.П. Имамов, И.А. Субботин. ФТП, т.42, 1102 (2008).
61. Kushner, L.J., "Estimating Power Amplifier Large Signal Gain," Microwave Journal, 87 (1990). pp.87 – 102.
62. TriQuint Semiconductor, Advance Product Information, September 19, 2005 Web: www.triquint.com.
63. Н.А. Кувшинова, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, К.И. Петров. Мощный полевой транзистор со смещенным к истоку Г-образным затвором //Радиотехника, 2011 г. No 11, с. 90-93.

64. S.Sasa, S.Muto, K.Kondo et.al Si atomic-planar doping in GaAs made by molecular beam epitaxy //Japan J. of Appl. Phys. 1985,V.24, №8, P. L602-L604.
65. E.F. Schibert, K. Ploog The δ - doped field effect transistor //Japan J. of Appl. Phys. 1985,V.24, №8, P. L608.
66. A.K. Saxena J.Phys. C., 13, pp 4322-4334 (1980).
67. З.С. Грибников, О.Э.Райчев. Гамма – Х перенос в реальном пространстве: вклад рассеяния междолинных фононов ФТП 23, 2171 (1989).
68. Zou, J., Abid, Z., Dong, H., Gopinath, A. Applied Physics Letters. 58, 2411 (1991).
69. J. Zou, H. Dong, A. Gopinath, and M. S. Shur, IEEE Trans. Electron Devices, IEEE Trans. Electron Devices, ED-39, 250 (1992).
70. 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.
71. М. Шур Современные приборы на основе арсенида галлия. Москва, Мир. 1991. с.312.
72. А.А. Кальфа, А.Б. Пашковский. ФТП, 22, 2090 (1988).
73. V.G. Lapin, A.M. Temnov, K.I. Petrov, V.A. Krasnik GaAs Microwave Offset Gate Self-Aligned MESFET's and their applications. GaAs 2000 Conference proceedings, 2nd-3rd October 2000" , 314.
74. Лапин В.Г., Красник В.А., Петров К.И., Темнов А.М. Материалы 11-й Международной Крымской конференции "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии". Севастополь, Крым, Украина, 135.
75. В.Г Лапин, В.М. Лукашин, К.И. Петров, А.М. Темнов. Полевые транзисторы со смещенным затвором// Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника, 2011, В.4(511), С. 59- 71.
76. Патент РФ №2307424 по заявке № 2005137680/28. Приоритет от 02.12.2005. Мощный СВЧ полевой транзистор с барьером Шотки. В.Г. Лапин, К.И. Петров, А.М. Темнов.

77. Заявка № 2008100928. Приоритет от 09.01.2008. Положительное решение от 20.01.2009. Способ изготовления СВЧ полевого транзистора с барьером Шоттки. В.Г. Лапин, К.И. Петров, А.М. Темнов.

78. К.С. Журавлев, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б.Пашковский, А.Б. Соколов, А.И. Торопов “ Серийный pHEMT с удельной мощностью 1,4 Вт/мм ”Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника, 2012, В.1(512), С. 55- 61.

79. 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 Журнал Технической Физики, 2012, т.38., в. 17, стр. 84-89.

80. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, К.С. Журавлев, А.И. Торопов, В.Г. Лапин Мощный полевой транзистор на гетероструктуре с донорно-акцепторным легированием Микроэлектроника СВЧ, Всероссийская конференция, Санкт-Петербург, СПбГЭТУ 4-7 июня 2012 г. Сборник трудов конференции Том 1, С.83 – 87.

81. Лукашин В.М., Пашковский А.Б., Журавлев К.С., Торопов А.И., Лапин В.Г. Подавление каналов паразитной проводимости и рост мощности гетероструктурных полевых транзисторов 22-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2012). Севастополь, 10—14 сентября 2012г.: Материалы конференции. Севастополь: "Вебер", с. 78-79, 2012.

82. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, К.С. Журавлев, А.И. Торопов, В.Г. Лапин, Е.И. Голант, А.А. Капралова “Перспективы развития мощных полевых транзисторов на гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием” Физика и Техника Полупроводников, 2014, том 48, В.5, стр. 684-692.

83. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, К.С. Журавлев, А.И. Торопов, В.Г. Лапин, Перспективы использования в полевых транзисторах гетероструктур с донорно-акцепторным легированием 23-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии"

84. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, К.С. Журавлев, А.И. Торопов, В.Г. Лапин, Е.И. Голант, А.А. Капралова. Особенности электронного транспорта в полевых транзисторах на гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием 23-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2013).Севастополь, 8—13 сентября 2013г.: Материалы конференции. Севастополь: "Вебер", с. 122-123, 2013.
85. К.С. Журавлев, А.К. Бакаров, А.И. Торопов, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский Мощные СВЧ-транзисторы типа pHEMT 11 Российская конференция по физике полупроводников Санкт-Петербург, 16–20 сентября 2013 Тезисы докладов С.71
86. К.С. Журавлев, А.К. Бакаров, А.И. Торопов, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский Мощные СВЧ-транзисторы типа pHEMT 11 Российская конференция по физике полупроводников Санкт-Петербург, 16–20 сентября 2013 Тезисы докладов С.71
87. А.А. Борисов, С.В.Щербаков, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, В.Г.Лапин, К.С. Журавлев, А.И. Торопов, Перспективы развития полевых транзисторах гетероструктур с донорно-акцепторным легированием во ФГУП НПП «ИСТОК». Пульсар – 2013 "Твердотельная электроника. Сложные функциональные блоки РЭА" Материалы конференции. С. 45 – 48, 24 – 25 октября 2013.
88. IEEE Electron Device Letters, 25(3), 117 (2004).
89. Патент РФ №2463685 по заявке № 2011123071. Приоритет от 07.06.2011. Мощный полевой транзистор // А.А. Воробьев, А.В. Галдецкий, В.Г. Лапин.
90. А.А.Воробьев, А.В. Галдецкий Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника. 3(510), 37 (2011).
91. IEEE Electron Device Letters, 33(9), 1258(2012).
92. И.А. Баранов, А.В. Климова, Л.В. Манченко, О.И. Обрезан, А.Б. Пашковский. Радиотехника, № 3, 34 (2006).

93. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, В.Г. Лапин, С.В. Щербаков, А.А. Капралова, К.С. Журавлев, А.И. Торопов “Мощные гетероструктурные полевые транзисторы с донорно – акцепторным легированием, эффективно работающие при нулевом смещении на затворе” Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника, 2014, В.3(522), С. 5- 14.
94. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, В.Г. Лапин, А.А. Капралова, К.И. Петров, Е.И. Голант, К.С. Журавлев, А.И. Торопов Перспективы использования наноструктур с донорно-акцепторным легированием в производстве мощных полевых транзисторах 10 Международная научно-практическая конференция «Нанотехнологии – производству 2014» г. Фрязино Московской обл., 2-4 апреля 2014 Тезисы докладов С.52-54.
95. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, В.Г. Лапин, А.А. Капралова, К.И. Петров, Е.И. Голант, К.С. Журавлев, А.И. Торопов Особенности физических процессов в полевых транзисторах на наноструктурах с комбинированным типом легирования 10 Международная научно-практическая конференция «Нанотехнологии – производству 2014» г. Фрязино Московской обл., 2-4 апреля 2014 Тезисы докладов С.54-55.
96. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, К.С. Журавлев, А.И. Торопов, В.Г. Лапин, А.А. Капралова “Мощные гетероструктурные полевые транзисторы, работающие при нулевом смещении на затворе” Электроника и микроэлектроника СВЧ, Всероссийская конференция, Санкт-Петербург, СПбГЭТУ 2-5 июня 2014 г. Сборник трудов конференции С.111 – 113.
97. Лукашин В.М., Пашковский А.Б., Журавлев К.С., Торопов А.И., Лапин В.Г., Капралова А.А. Мощные гетероструктурные полевые транзисторы, работающие при нулевом смещении на затворе 24-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2014). Севастополь, 7—13 сентября 2014г.: Материалы конференции. Севастополь: "Вебер", с. 79-80, 2014.
98. И.О. Майборода, А.А. Андреев, П.А. Перминов, Ю.В. Федоров, М.Л. 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, 2014, том 40, вып. 11, С.80-86.

99. Nidhi, Dasgupta S., Lu J., Speck S., James S., Mishra U.K. Self-Aligned N-Polar GaN/InAlN MIS-HEMTs With Record Extrinsic Transconductance of 1105 mS/mm // IEEE Electron Device Letters. 2012. V. 33. N 6. P. 794−796.

100. Zheng Z., Seo H., Liang Pang L., Kim K. Nonalloyed ohmic contact of AlGaN/GaN HEMTs by selective area growth of single-crystal n+ - GaN using plasma assisted molecular beam epitaxy // Phys. Status Solidi. A. 2011. V. 208. N 4. P. 951−954.

101. Pang L., Krein P., Kim K., Lee J.-H., Kim K. High-current AlGaN/GaN high electron mobility transistors achieved by selective-area growth via plasma-assisted molecular beam epitaxy // Phys. Status Solidi. A. 2014. V. 211. N 1. P. 180−183.

102. Recht F., McCarthi L., Ragan S., Chakraborty A., Poblenz C., Corrion A., Speck J.S., Mishra U.K. Nonalloyed ohmic contacts in AlGaN/GaN HEMTs by ion implantation with reduced activation annealing temperature // IEEE Electron Device Letters. 2006. V. 24. N 4. P. 205−207.

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

АФАР – активная фазированная антенная решетка

СВЧ – сверхвысокочастотная.

ЭКБ - электронная компонентная база.

ПТШ - полевые транзисторы с барьером Шоттки.

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 локализующими потенциальными барьерами, сформированными зарядами доноров и акцепторов в AlGaAs-слоях, сформированных выше и ниже слоя канала и имеющими $p-i-n$ профиль легирования.

$(\delta:\mathrm{Si})$ - обозначение сверхтонкого легированного примесью кремния слоя полупроводника.

$(\delta:\mathrm{A})$ - обозначение сверхтонкого легированного акцепторной примесью слоя полупроводника.

СР – сверхрешетка.

ГДМ – гидродинамическая модель.

ТМ – температурная модель.

КЯ – квантовая яма.

ПТ ГСЛ – полевой транзистор на основе гетероструктуры с селективным легированием.

q - заряд электрона.

$\vec{v}_i$ - скорость электронов, находящихся в долине с номером «i».

ε_i - энергия электронов, находящихся в долине с номером «i».

ε_P - энергия оптического фонона.

T_i - температура электронов, находящихся в долине с номером «i».

m*– эффективная масса электронов.

$\vec{Q}_i$ – поток тепла, вызванный переносом кинетической энергии между электронами (теплопроводностью электронного газа).

I_{ni} , I_{pi} , $I_{\varepsilon i}$ - гидродинамические генерационно - релаксационные члены в уравнениях для концентрации электронов, их импульса и энергии в каждой из долин, связанные с интегралы столкновений в кинетическом уравнении Больцмана.

k – постоянная Больцмана.

τ_p - гидродинамическое время релаксации импульса электронов.

τ_ε - гидродинамическое время релаксации кинетической энергии электронов.

l_p, l_ε - длины релаксации импульса и кинетической энергии электронов.

p - число долин в узкозонном, и в широкозонном полупроводниках (в ГДМ).

$L_{i,j}$ – толщины областей слоев гетероперехода, занятых электронами (в ГДМ).

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

$\tilde{\varepsilon}$ - кинетическая энергия, переносимая электроном при переходе через потенциальный барьер гетероперехода (в ГДМ).

μ, n - подвижность и концентрация электронов.

n_S - поверхностная концентрация электронов.

$V_{1,2}$ – изгиб зон проводимости.

Σ_i – собственные значения кинетической энергии электронов (соответствующей поперечной компоненте импульса).

i - номер размерно – квантовой подзоны (i=0,1…).

N_{D1}, N_{D2} – концентрации доноров в слоях, образующих гетеропереход (в ГДМ).

N_{sp} – концентрация доноров в слое спейсера (в ГДМ)

l_1, a_2, d_2 – ширина потенциальной ямы для электронов в канале, широкозонного слоя, примыкающего к слою канала и спейсера.

$\kappa_{1,2}$ – диэлектрическая проницаемость узкозонного и широкозонного слоев, образующих гетеропереход (в ГДМ).

n_{si} – поверхностная плотность электронов в размерно – квантовой подзоне с номером i, ($n_s = \sum_i n_{si}$).

kT – тепловая энергия.

E_F – энергия Ферми.

$\varphi_Б$ – высота барьера Шоттки.

U_g – напряжение на затворе.

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

$E_{y1,2}$ –напряженности поперечных электрических полей на границе гетероперехода.

$E_{x1,2}$ –напряженности продольных (направленных от истока к стоку) электрических полей на границе гетероперехода.

E_{g1} – ширина запрещенной зоны в узкозонном слое канала.

δ_1 – положение дна валентной зоны относительно неравновесного уровня Ферми (в ГДМ).

Δ - величина разрыва дна зоны проводимости на границе гетероперехода.

L_2 – расстояние от границы гетероперехода на которое электроны с энергией ε_1 проникают в широкозонный материал (в ГДМ).

h_δ - толщина сильнолегированного слоя широкозонного материала у спейсера (в ГДМ).

N_δ.- концентрация доноров в слое h_δ.

I_D, I_d – ток стока в транзисторе.

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

U_d – напряжение на стоке транзистора.

U_g – напряжение на затворе транзистора.

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

Q_s – плотность источников тепла (плотность мощности тепловыделения).

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

L_{sg} – расстояние между истоком и затвором.

L_{gd} – расстояние между затвором и стоком.

L_g – длина основания затвора.

W – ширина затвора.

h – высота канала.

f_t - максимальная частота усиления по току.