

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«Национальный исследовательский
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»

На правах рукописи

Оболенская Елизавета Сергеевна

**Исследование квазибаллистического транспорта электронов в терагерцовых
диодах на основе GaAs/AlAs сверхрешеток**

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

Диссертация

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

кандидат технических наук, доцент

Павельев Дмитрий Геннадьевич

Нижний Новгород 2020

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ.....	4
Глава 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ	13
1.1. Процессы транспорта электронов в структурах приборов.....	13
1.1.1. Междолинные переходы	13
1.1.2. Эффект всплеска скорости.....	14
1.1.2.1. Всплеск дрейфовой скорости в коротких структурах	15
1.1.2.2. Инерционный пролет.....	16
1.1.3. Пролетные эффекты	17
1.1.3.1. Домен Ганна	18
1.1.3.2. Туннельный диод	20
1.1.3.3. Туннельно-резонансный диод	23
1.1.3.4. Сверхрешетки.....	25
1.2. Методы моделирования	27
1.2.1. Аналитические модели.....	27
1.2.1.1. Критерий Кремера в диоде Ганна	28
1.2.1.2. Аналитическая оценка предельных частот и времени пролета.....	28
1.2.2. Квазигидродинамическое приближение.....	28
1.2.2.1. Учет радиационного воздействия	29
1.2.3. Метод Монте-Карло	30
1.2.3.1. Учет радиационного воздействия	32
1.3. Методы измерений	33
1.3.1. Измерение вольт-фарадных характеристик и определение профиля легирования.....	34
1.3.2. Нагрев диодов и измерение импульсных вольт-амперных характеристик.....	35
1.3.2.1. Расчет тепловых полей в структурах диодов	36
1.3.2.2. Нагрев структур с двумерным электронным газом.....	38
1.3.2.3. Методы измерений импульсной ВАХ	40
1.3.3. Особенности измерений после радиационного воздействия	41
1.4. Радиационная стойкость	47
1.4.1. Полевые транзисторы и диоды Шоттки	49
1.4.2. Диод Ганна (объемный)	52
1.4.3. Туннельный диод.....	54
Выводы к главе 1	57
Глава 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ	59
2.1. Объекты исследования.....	60
2.1.1. Планарный диод Ганна.....	60
2.1.2. Диод на основе сверхрешетки	65
2.2. Математическая модель.....	67
2.2.1. Модель Кронига-Пенни.....	68
2.2.2. Квазигидродинамическое приближение.....	69
2.2.2.1. Граничные и начальные условия.....	71
2.2.2.2. Учет радиационного воздействия	71
2.2.3. Метод Монте-Карло	73
2.2.3.1. Учет точечных дефектов в методе Монте-Карло	76
2.2.3.2. Учет кластеров радиационных дефектов в методе Монте-Карло	77
2.2.4. Расчет тепловых полей в структурах диодов	77
Выводы к главе 2	79
Глава 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ.....	81
3.1. Результаты расчетов на основе модели Кронига - Пенни	81
3.2. Моделирование на основе квазигидродинамического приближения	85
3.3. Моделирование методом Монте-Карло	90

3.4. Результаты расчета распределения температуры в структурах диодов на основе сверхрешетки	100
3.5. Расчет радиационной стойкости диодов на основе сверхрешетки.....	101
3.6. Сравнение процессов генерации в диодах на основе СР с диодами Ганна	104
3.6.1. Сравнение влияния радиационного воздействия на планарные диоды Ганна и диоды на основе СР	105
3.6.2. Сравнение результатов моделирования процесса генерации в исследуемых диодах	110
3.6.3. Сравнение предельных частот работы исследуемых диодов	112
Выводы к главе 3	113
Глава 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ СРАВНЕНИЕ С РАСЧЕТОМ.....	115
4.1. Установка для импульсных измерений ВАХ.....	115
4.2. Установка для измерений ВФХ	117
4.3. Результаты экспериментальных исследований	119
4.3.1. Исследование структур с двумерным электронным газом.....	119
4.3.2. Планарные диоды Ганна	121
4.3.3. Диоды на основе сверхрешеток.....	125
4.3.3.1. Вольт-амперные характеристики диодов на основе сверхрешеток.....	125
4.3.3.2. Сравнение процесса транспорта электронов и формирования домена в диоде Ганна и сверхрешетках	129
4.3.3.3. Параметры и характеристики диодов в режиме автогенерации и умножения	130
4.3.3.4. Исследование влияния радиационного воздействия на диоды	133
Выводы к главе 4	140
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	143
СПИСОК ОСНОВНЫХ ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ.....	145
СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ.....	148

ВВЕДЕНИЕ

Общая характеристика диссертационной работы

Диссертация посвящена исследованию процессов квазибаллистического транспорта носителей заряда в перспективных диодах на основе малопериодных (менее 20 периодов) GaAs/AlAs сверхрешеток (СР): 1) при комнатной температуре; 2) при нагреве протекающим током; 3) после облучения нейтронами и сопутствующим гамма-излучением.

Особенности данных приборов: 1) использовались GaAs/AlAs СР с концентрацией электронов и доноров около 10^{18} см⁻³, в одном периоде СР было 18 монослоев GaAs и 4 монослоя AlAs, ширина единственной минизоны составляла 24 мэВ; 2) малое число периодов СР, определяющее малую длину рабочей области диодов (30-100 нм); 3) наличие переходных слоев в структуре СР, определяющее процессы ввода и вывода электронов из контактов в СР; 4) малые (менее 1 мкм²) сечения диодов и малое (6 периодов) количество периодов в СР, определяющее необходимость корректного учета сопротивления контактов и переходных областей диодов; 5) теоретически и экспериментально проводилось сравнение квазибаллистических СР с СР с большим количеством периодов (до 100) аналогичных как по составу одного периода, так и по конструкции переходных слоев, а также геометрии и химическому составу контактов СР.

Особенностями физических процессов транспорта электронов в СР являются: 1) квазибаллистический транспорт электронов в структурах с малым числом периодов; 2) «разрыв»¹ минизоны; 3) наличие доменообразования в СР с большим числом периодов при больших полях; 4) нагрев СР протекающим током; 5) возникновение радиационных дефектов в СР в результате гамма-нейтронного облучения.

Для анализа указанных эффектов впервые предложен метод моделирования транспорта электронов в GaAs/AlAs СР диодах с помощью комплекса аналитической и численных моделей в квазигидродинамическом приближении и на основе метода Монте-Карло с учетом сопротивления переходных слоев сверхрешеток, их нагрева протекающим током, влияния гамма-нейтронного облучения.

Впервые установлена эффективность функционирования диодов в режиме «разрыва» минизоны в исследуемых диодах вплоть до предельной частоты равной 5.3 ТГц (для 6-периодной СР). Впервые теоретически и экспериментально рассмотрено влияние радиационного воздействия на процессы транспорта электронов в указанных СР, в том числе с учетом нагрева структур протекающим током. Предложена методика сопоставления

¹ «Разрыв» минизоны происходит в том случае, когда на одном периоде сверхрешетки падает напряжение больше, чем отношение ширины минизоны СР к заряду электрона.

параметров диодов в импульсном (фронт менее 10 нс, длительность импульса 30 нс) и непрерывном режимах работы.

В результате проведенных исследований сопоставлены значения паразитных сопротивлений приконтактных областей диодов на основе СР с разным количеством периодов, что впервые позволило определить величину падения напряжения на одном периоде сверхрешетки для всех особых точек на вольт-амперных характеристиках диодов. Теоретически и экспериментально впервые показано, что на частотах до 5.3 ТГц малопериодные сверхрешетки в составе гармонических смесителей имеют существенные преимущества по сравнению с многопериодными, т. е. содержащими 50–100 и больше периодов. Впервые проведена оптимизация конструкции квазибаллистических СР и показано, что их эффективность работы во многом определяется переходными областями, расположенными на краях СР.

Для детального измерения вольт-амперных характеристик исследуемых диодов на основе СР был разработан специальный стенд для измерений импульсных ВАХ до и после радиационного облучения в диапазоне температур от -160 °С до +160 °С. На импульсных и статических вольт-амперных характеристиках с нагревом и без него, наблюдались два экстремума, которые были сопоставлены с характерными параметрами, реализуемыми при функционировании диодов в ТГц измерительном стенде.

Принцип действия диодов Ганна, основан на объемных свойствах однородного полупроводника и связан с междолинными переходами электронов. В сверхрешетках возникают колебания тока (вызванные «блоховскими» осцилляциями), аналогичные колебаниям в диоде Ганна, с образованием доменов. Поэтому, для сравнения с СР, были исследованы планарные диоды Ганна.

На основе серии измерений получены данные об изменении вольт-амперных характеристик диодов на основе сверхрешеток GaAs/AlAs и GaAs планарных диодов Ганна в результате радиационного облучения в диапазоне флюенса нейтронного излучения 10^{12} – 10^{15} см⁻², найден уровень радиационной стойкости исследуемых диодов.

Актуальность и степень разработанности темы исследований

В настоящее время проблемой электроники ТГц диапазона является создание активных полупроводниковых приборов, которые перестраиваются в широком диапазоне частот и могут быть использованы в качестве источников и приемников электромагнитного излучения с рабочими частотами 1-10 ТГц. Отсутствие доступных приборов сдерживает возможности использования этого диапазона для решения задач спектроскопии, космической связи и т.п.

Аппаратура для радиоастрономии и космической связи требует использования радиационно-стойких полупроводниковых элементов, выдерживающих воздействие быстрых частиц и квантов космического пространства. Исследуемые терагерцовые диоды могут использоваться в специальной аппаратуре, в космосе, т.к. являются более радиационно-стойкими по сравнению с другими приборами а также могут найти применение для: мониторинга концентрации тяжелых органических молекул, например в медицинских приложениях (онкология, стоматология), метеорологии, системах безопасности (поиск и обнаружение взрывчатых веществ), инфракрасной астрономии и т.п.

Имеющиеся в настоящий момент электронные приборы (как полупроводниковые, так и вакуумные) позволяют создавать указанные выше виды аппаратуры, работающие в диапазоне частот до 1 ТГц.

Одними из первых были разработаны электровакуумные импульсные источники излучения мВт-мощности, такие как лампа обратной волны (ЛОВ), оротрон. Более мощные источники (до десятков кВт) — лазер на свободных электронах (ЛСЭ), гиротрон. В статье [1] описывается гиротрон, выдающий 1,5 кВт мощности на частоте 1 ТГц в импульсе длительностью 50 мкс. КПД при этом составляет 2,2 %. Новосибирский терагерцовый ЛСЭ — самый мощный в мире источник терагерцового излучения со средней мощностью 500 Вт [2]. В качестве ТГц источников с недавнего времени используются линейные ускорители и синхротроны [3, 4]. В работе [5] представлен импульсный источник ТГц излучения большой мощности (средней — 20 Вт, а в пике — ~1 МВт).

Указанные выше приборы имеют большие массы и объемы аппаратуры от ~ 0.1-1 м³ с учетом блока питания. Непосредственно генераторы имеют размеры 5-50 см и диаметром 1-20 см и весом более 0.1-1 кг. Кроме того, излучение вышеперечисленных источников является тормозным, оно исходит от электронов, ускоренно движущихся в электрическом или магнитном поле специальной конфигурации в вакуумной камере.

Источником ТГц излучения малой мощности является квантовый оптический генератор (лазер). В 2002 г. был создан первый ТГц квантово-каскадный лазер, работающий на частоте 4,4 ТГц и выдающий мощность 2 мВт [6]. В [7] получено, что диоды Ганна на основе нитрида галлия GaN могут использоваться для генерации до 0.7 ТГц. В работе [8] теоретически исследуется эмиссия ТГц излучения от Джозефсоновских переходов между сверхпроводниками при подаче тока вследствие нестационарного эффекта Джозефсона.

Основные преимущества полупроводниковых лазеров, в сравнении с другими излучателями, относительная дешевизна, простота накачки и компактность конструкции источников. Но полупроводниковые лазерные диоды имеют низкую когерентность пучка, а

также необходима стабилизация мощности, длины волны, ширины полосы излучения, поскольку изменения значений всех этих величин могут нести на себе измерительную информацию. Системы с джозефсоновскими переходами характеризуются чрезвычайно низким энерговыделением и малыми временами процессов переключения, но им необходимо охлаждение. Традиционные «объемные» диоды Ганна [7] имеют низкую радиационную стойкость (к нейтронному облучению $< 10^{13} \text{ см}^{-2}$).

Диапазон частот 1...3 ТГц освоен значительно слабее, а источники терагерцового излучения, работающие выше 3...5 ТГц, пока не созданы. В работе [9] получено, что для GaN диодов Ганна возможна генерация до 0.3-0.4 ТГц. Для диодов Шоттки были получены частоты порядка 2 ТГц [10]. В [11] получено, что резонансно-туннельные диоды могут достигать частот около 1 ТГц при мВт мощностях. В [12] разработан утроитель на основе гетеробарьерного варактора (InGaAs / InAlAs / AlAs на InP подложке), получена выходная мощность более 1 мВт (входная мощность 40 мВт) и относительная полоса пропускания мощности 9% на частоте 630 ГГц.

Разработка терагерцовой аппаратуры требует создания средств компьютерного моделирования, позволяющих создавать терагерцовые источники излучений и сигналов. Хотя в литературе [13, 14] уже были исследованы планарные диоды терагерцового диапазона частот, на основе сильно легированных GaAs/AlAs-сверхрешеток, однако исследование радиационного и теплового воздействий для указанных структур проведено не было.

В [15, 16] был исследован транспорт в нанометровых GaAs структурах при радиационном воздействии, а в [17, 18] описан предел применимости локально-полевого и квазигидродинамического приближения при расчетно-экспериментальной оценке радиационной стойкости субмикронных полупроводниковых приборов. Для учета радиационного влияния на динамику междолинных переходов в субмикронных приборах в [15, 17] в модель вводилась зависимость времен релаксации энергии и импульса электронов от флюенса нейтронного облучения, полученная ранее в [18] путем моделирования процессов переноса электронов в GaAs структурах методом Монте-Карло с учетом рассеяния электронов на радиационных дефектах различной структуры и размера. В [19, 20] теоретически и экспериментально исследована работа HEMT до и после радиационного воздействия. Исследование радиационного воздействия теоретически и экспериментально для терагерцовых диодов на основе CP проведено не было.

В [21] была разработана тепловая модель мощных полевых транзисторов, проведено моделирование тепловых полей в мощных InAlAs / InGaAs полевых транзисторах 0.1...0.3 ТГц

диапазона частот. Моделирование тепловых полей для терагерцовых диодов на основе СР проведено не было.

В [22] был проведен анализ процессов формирования и стабилизации кластера радиационных дефектов при попадании быстрого нейтрона в область пространственного заряда полупроводникового диода. Результаты работы показали, что анализ зависимостей тока диода от времени в момент попадания в него быстрого нейтрона даст возможность уточнить характерные временные константы процессов формирования и стабилизации кластеров радиационных дефектов. Требуемое разрешение детектора, составляющее доли и единицы пикосекунд, могло бы быть обеспечено благодаря использованию техники терагерцового детектирования. В силу сложности задачи пока подобные детекторы не созданы. Для их разработки необходимо подробно исследовать влияние радиации на диоды на основе сверхрешеток, которые являются перспективными для создания терагерцовых детекторов. Кроме того, указанные приборы могут быть использованы в качестве генераторов, смесителей и умножителей как в терагерцовом диапазоне частот, так и ниже в диапазоне $1 \dots 100$ ГГц, где они могут применяться, например, в радиолокационной технике.

В настоящее время не существует единого комплекса физико-топологической модели и методики проведения моделирования транспорта электронов в полупроводниковых структурах терагерцовых диодов на основе СР с учетом переходных слоев структур, нагрева диодов протекающим током и радиационного воздействия.

Ранее в [23] был разработан стенд для измерения импульсных ВАХ полевых транзисторов, транзисторов с высокой подвижностью электронов (HEMT) и биполярных транзисторов. Возможности применения данной аппаратуры для измерения ВАХ терагерцовых приборов исследованы не были.

В [24] были исследованы импульсные ВАХ ТГц диодов Шоттки, но для диодов на основе СР аналогичные измерения ранее не проводились. В этой работе с точки зрения проведения экспериментальных исследований анализа влияния нагрева диодов протекающим током измерены импульсные вольт-амперные и переходные характеристики диодов с длительностями импульса от единиц наносекунд до секунд. Это позволило получить экспериментальные данные о влиянии нагрева диодов на их отрицательную дифференциальную проводимость и на эффективность преобразования сигналов исследуемыми диодами.

В [25] были проведены измерения импульсных вольт-амперных характеристик AlGaIn / GaIn HEMT транзисторов в зависимости от геометрии, температуры (от 300 до 15 К) и условий эксплуатации. Однако, импульсные ВАХ для терагерцовых полупроводниковых приборов с учетом радиационного воздействия не были исследованы. В диссертационной работе был

разработан специальный экспериментальный стенд для измерений импульсных ВАХ до и после радиационного облучения в диапазоне температур от -160°C до $+160^{\circ}\text{C}$.

В [26] представлено моделирование переноса электронов методом Монте-Карло в сверхрешетке $(\text{GaAs})_{12}/(\text{AlAs})_{12}$, но не были рассмотрены структуры с малым числом периодов. В диссертационной работе был проведен анализ процессов транспорта электронов в диодах на основе 6-, 18-, 30-, 70- и 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток с помощью комплекса методов на основе квазигидродинамического приближения и метода Монте-Карло. Впервые теоретически и экспериментально показано, что на частотах до 5.3 ТГц малопериодные сверхрешетки в составе гармонических смесителей проявляют существенные преимущества по сравнению с многопериодными, т. е. содержащими 50–100 и больше периодов.

Цель диссертации

Построение физико-топологических моделей и проведение экспериментальных исследований транспорта электронов в терагерцовых диодах на основе GaAs/AlAs сверхрешеток с учетом гамма- и гамма-нейтронного воздействия.

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

1. Разработка физико-топологических моделей и методологии проведения моделирования транспорта электронов в полупроводниковых структурах терагерцовых диодов с учетом сопротивления переходных слоев структур, нагрева диодов протекающим током и нейтронного облучения.
2. Анализ и сравнение процессов транспорта электронов в диодах на основе 6-, 18-, 30-, 70- и 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток.
3. Разработка тепловой модели и исследование статических и импульсных характеристик терагерцовых диодов в диапазоне температур от -160°C до $+160^{\circ}\text{C}$.
4. Исследование радиационной стойкости диодов на основе GaAs/AlAs сверхрешеток и их сравнение с другими приборами.

Научная новизна

1. Впервые предложен метод моделирования транспорта электронов в GaAs/AlAs CP диодах с помощью комплекса аналитической и численных моделей в квазигидродинамическом приближении и на основе метода Монте-Карло с учетом сопротивления переходных слоев сверхрешеток, их нагрева протекающим током, влияния гамма-нейтронного облучения.
2. Впервые теоретически и экспериментально установлена эффективность функционирования диодов в режиме «разрыва» минизоны в диодах на основе 6-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток вплоть до предельных частот работы диодов равных 5.3 ТГц.

3. Впервые теоретически и экспериментально проведен анализ процессов транспорта электронов в диодах на основе GaAs/AlAs сверхрешеток с учетом нагрева структур протекающим током в импульсном и непрерывном режимах.

4. Впервые теоретически и экспериментально рассмотрено влияние гамма-нейтронного облучения на диоды на основе GaAs/AlAs сверхрешеток.

Практическая значимость работы

1. Разработана компьютерная программа для проведения моделирования транспорта электронов в GaAs/AlAs сверхрешетках терагерцовых диодов.

2. Теоретически и экспериментально было показано, что диоды на основе малопериодных (≤ 6) СР, обладают рекордной частотой автогенерации 200-250 ТГц

3. Разработан стенд для измерений импульсных ВАХ в диапазоне температур от $-160\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $+160\text{ }^{\circ}\text{C}$, с помощью которого, измерены параметры первого и второго экстремумов на ВАХ диодов на основе СР и проведено их сопоставление с характерными параметрами, реализуемыми при работе диодов в ТГц измерительном стенде, что позволило исследовать работу диодов в режиме «разрыва» минизоны.

4. Определены уровни радиационной стойкости к гамма- и гамма-нейтронному облучению диодов на GaAs/AlAs сверхрешетках (до 10^{15} см^{-2} , 10^7 рад) и планарных GaAs диодов Ганна (до 10^{14} см^{-2} , 10^6 рад).

На защиту выносятся:

1. Комплекс методов на основе квазигидродинамического приближения и метода Монте-Карло для расчета параметров СР диодов, позволяющий учитывать сопротивление переходных слоев СР, нагрев диодов протекающим током и влияние радиационного воздействия.

2. Модель функционирования квазибаллистического диода на основе 6-периодной СР в режиме «разрыва» минизоны, который имеет рекордные предельные частоты работы (до 5.3 ТГц согласно экспериментальным данным и до 10 ТГц согласно теории).

3. Результаты экспериментальных и теоретических исследований распределения температуры в структурах диодов на основе СР позволившие зарегистрировать изменение отрицательной дифференциальной проводимости (до 3 раз) диодов в составе умножителя терагерцового сигнала.

4. Экспериментальные и теоретические результаты исследований уровня радиационной стойкости диодов на GaAs/AlAs сверхрешетках к гамма-нейтронному облучению, согласно которым ток снижается на 50 % при флюенсе нейтронов 10^{15} н/см^2 (расчет) и не менее $5\cdot 10^{14}\text{ н/см}^2$ и дозе гамма-излучения 10^6 рад (эксперимент).

Личный вклад автора

В работе по исследованию квазибаллистического транспорта электронов в терагерцовых диодах на основе GaAs/AlAs сверхрешеток вклад автора является определяющим с точки зрения постановки задачи, проведения измерений и расчетов, анализа полученных результатов. В работах по развитию экспериментального метода исследования параметров структур вклад автора является определяющим с точки зрения разработки и апробации методов. Все расчеты и экспериментальные исследования параметров структур до и после облучения, результаты которых представлены в диссертации, проведены автором. Облучение структур и приборов проводилось специалистами РФЯЦ ВНИИТФ в г. Снежинск. Исследуемые структуры изготавливались в НПП «Салют» (г. Нижний Новгород) и ИФМ РАН. Полупроводниковые структуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии в ФТИ РАН им. Иоффе (г. Санкт-Петербург). Изготовление диодов на основе СР выполнялось на кафедре квантовой радиофизики и электроники в ННГУ.

Публикации и апробация результатов

Основные результаты диссертации отражены в 48 публикациях, в том числе, в 15 статьях в реферируемых журналах, 29 тезисах и трудах научных конференций и семинаров: участник XVIII научной конференции по радиофизике; XXII и XXIII нижегородских сессий молодых ученых (естественнонаучные дисциплины); всероссийских научно-технических конференций «Стойкость-2011», «Стойкость-2012», «Стойкость-2013», «Стойкость-2014», «Стойкость-2016», XXIII, XXII, XXI, XX, XIX, XVII международных конференций «Нанозлектроника и наноэлектроника», всероссийской конференции «Радиоэлектронные средства получения, обработки и визуализации информации» (РСПОВИ-2014), III Международной научно-технической конференции «Современная элементная база, VI и VII Всероссийской конференции и школы молодых ученых и специалистов «Физические и физико-химические основы ионной имплантации».

Внедрение научных результатов

Работа выполнена в рамках базовой части Государственного задания, проект 0729-2020-0057.

Результаты и методики, полученные в работе, используются в НПП «Салют» и в филиале Федерального государственного унитарного предприятия "Российский федеральный ядерный центр - Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики" "Научно-исследовательский институт измерительных систем им. Ю.Е. Седакова".

Результаты диссертации использованы в учебном процессе (Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского) при подготовке учебных курсов

«Электроника», «Твердотельная электроника», «Электроника и схемотехника», «Полупроводниковая электроника» и «Спецлаборатории по физической электронике». Также результаты были использованы при подготовке лабораторного практикума по курсам «Электроника», «Твердотельная электроника», «Электроника и схемотехника», «Полупроводниковая электроника»; при подготовке методического пособия «Измерение импульсных вольт-амперных характеристик планарных диодов Ганна (Практикум)» (для студентов магистратуры радиофизического факультета ННГУ, обучающихся по направлению подготовки 03.04.03 «Радиофизика»).

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Общий объем диссертации составляет 153 страницы, включая 99 рисунков, 17 таблиц и список цитируемой литературы из 78 наименований.

Работа выполнена в рамках базовой части Государственного задания, проект 0729-2020-0057.

Глава 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

Данная глава посвящена обзору литературы. В параграфе 1.1 приведена общая информация по физике исследуемых приборов, тепловым и радиационным эффектам. Объектами для изучения были выбраны диоды на основе сверхрешеток и диоды Ганна, подробная информация о которых будет приведена ниже. Как сказано было ранее, в рамках данной работы будет проведено моделирование методом Монте-Карло и в квазигидродинамическом приближении, о них приведена информация в параграфе 1.2. Методы измерений параметров диодов и уровня радиационной стойкости исследуемых структур, известные из литературы и статей, освещены в параграфе 1.3. В п. 1.4 рассмотрена радиационная стойкость полевого транзистора, диода Шоттки, «объемного» диода Ганна и туннельного диода, известная из литературы.

1.1. Процессы транспорта электронов в структурах приборов

В данном разделе приведен обзор литературы по вопросам транспорта электронов в коротких структурах, перспективных для терагерцовых приборов. В п. 1.1.1 рассмотрены междолинные переходы, в п. 1.1.2 - эффект всплеска скорости, в п.1.1.3 – пролетные эффекты в исследуемых диодах [27, 28].

1.1.1. Междолинные переходы

Кристалл – это упорядоченная структура, имеющая для основных полупроводниковых материалов 6 или 8 пространственных осей симметрии. В каждом из этих направлений зависимость энергии электронов от волнового вектора $W(k)$ приближенно имеет параболический вид [27].

Основные типы полупроводников имеют два характерных вида кристаллической решетки: кристаллы со структурой цинковой обманки (GaAs, InP) и со структурой типа алмаза (Si, Ge) [28, 29]. Валентная зона в кристаллах со структурой цинковой обманки состоит из четырех подзон. Три из них вырождены в центре зоны $k=0$ (Γ – точка) и формируют верхний край валентной зоны, а четвертая подзона образует ее дно (не показана на рисунке 1.1.1.1.). Эти области значений k и W называют верхними энергетическими долинами, и обозначают буквами L и X. Нижнюю энергетическую долину, соответствующую дну зоны проводимости, называют Γ -долина. Междолинный переброс электрона из нижней Γ -долины в верхние L- и X-долины происходит, как только энергия электрона в Γ -долине достигает значений, близких к минимумам верхних долин. Энергия минимума L-долины относительно минимума Γ -долины составляет $W_{\Gamma L} \approx 0.3$ эВ, а X-долины – $W_{\Gamma X} \approx 0.4$ эВ [27].

В Γ -долине эффективная масса меньше, а подвижность электронов выше, чем в L и X. Междолинный переход происходит с участием оптических и акустических фононов с большим

волновым числом. Т.е. междолинный переброс из Γ -долины в боковые и обратно в GaAs может привести к насыщению дрейфовой скорости электронов Γ -долины. Для дальнейшего важно, что междолинные переходы являются основой для возникновения ганновской генерации, поэтому следует исследовать те структуры, где указанные процессы протекают максимально быстро, так что предельная частота работы диода будет выше.

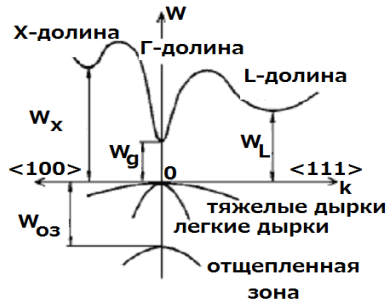


Рис.1.1.1.1. Структура энергетических зон GaAs [27]

1.1.2. Эффект всплеска скорости

Рассмотрим движение электрона в однородно легированном полупроводнике при полях выше 5 кВ/см, т.е. когда возникают междолинные переходы в GaAs. На отрезке времени t , короче времени между столкновениями τ_p , электрон приобретает скорость:

$$v_d = \frac{qEt}{m}, t < \tau_p \quad (1.1.2.1)$$

Эта скорость может оказаться значительно выше средней дрейфовой скорости электронов [27-29]. Поэтому после мгновенного включения разгоняющего электрического поля будет появляться первоначальный всплеск скорости на характерном интервале времени Δt , удовлетворяющем условию $\tau_p < \Delta t < \tau_w$, который затем затухает до величины стационарного значения. На этот процесс существенно проявляется эффект междолинного переброса электронов. На рисунке 1.1.2.1 приведены зависимости $v_d(t)$ для GaInAs, InP и GaAs, полученные в приближении времени релаксации, которое дало результаты, совпадающие с расчетами по методу Монте-Карло.

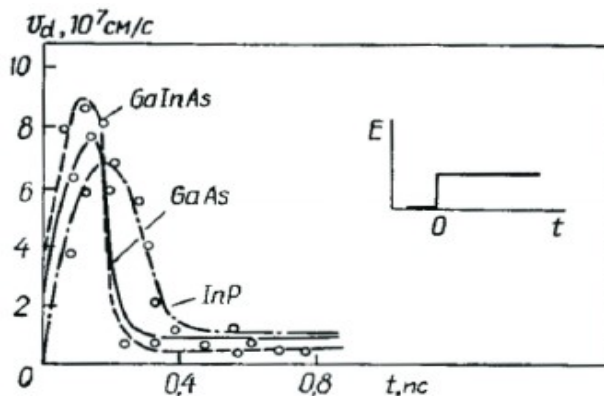


Рис. 1.1.2.1. Изменение дрейфовой скорости электронов во времени [28] после мгновенного включения электрического поля $E = 40$ кВ/см. Кривые соответствуют расчетам в приближении времени релаксации, точки – расчетам методом Монте-Карло

Экспериментально получены ВАХ образцов малой длины, обладающие участками отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС), соответствующими падающим участкам на зависимости скорости электронов от напряженности электрического поля [28]. Порядок величины времен релаксации $\tau_p \approx 10^{-13} \text{ с}$, $\tau_w \approx 10^{-12} \text{ с}$ обуславливает наличие ОДС образцов на СВЧ-частотах. Расчеты реальной части отрицательной дифференциальной подвижности для GaAs и InP показали, что в этих материалах она сохраняется до 100–300 ГГц. Указанное позволяет повышать предельные частоты работы в приборах. Поэтому важно изучать структуры в которых проявляются такие эффекты.

1.1.2.1. Всплеск дрейфовой скорости в коротких структурах

Всплеск дрейфовой скорости во времени оказывается относительно длительным [29], чтобы привести в субмикронных структурах к всплеску скорости по пространственной координате, распространяющемуся на всю их длину. В приборах этот эффект обеспечит повышение быстродействия и уменьшение задержки сигнала [15]. Средняя скорость, электронов определяется выражением

$$v_d(d) = d/t, \quad (1.1.2.1)$$

где d – толщина активной части структуры прибора, t – время (рисунок 1.3.) [28]. В структурах с длинами менее 0.1 мкм ожидается скорость до 10^8 см/с .

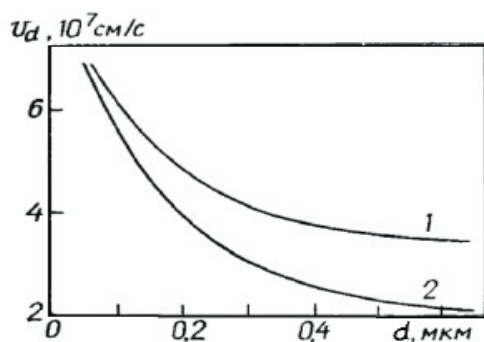


Рис. 1.1.2.1. Зависимости максимальных значений средней дрейфовой скорости от расстояния [28-29], рассчитанные методом Монте-Карло для GaAs для двух концентраций примеси: 1 – $N_d = 0 \text{ см}^{-3}$; 2 – $N_d = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $T_0 = 293 \text{ К}$

На рисунке 1.1.2.2 показана вычисленная методом Монте-Карло (с учетом диффузии, объемного заряда и других явлений, связанных с пространственной неоднородностью) зависимость всплеска дрейфовой скорости от координаты в структуре типа $n^+ - i - n^+$. Приложенный к подобной структуре потенциал будет падать не только на области i -типа проводимости, но в области n^+ проводимости. В противовес написанному в [28] нам в коротких т.е. нанометровых, приборах надо учитывать эти эффекты.

В итоге, всплеск скорости по пространственной координате в субмикронных структурах, обеспечивает повышение быстродействия. Значит, достижения терагерцового диапазона важно изучать короткие структуры.

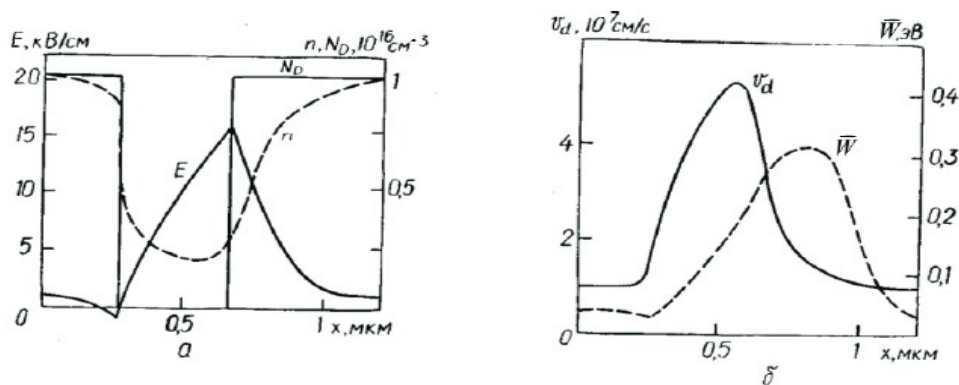


Рис. 1.1.2.2. Зависимости от координаты: а) электрического поля E , концентрации примесей N_d и электронов n ; б) дрейфовой скорости v_d и средней энергии $\bar{W}$ в n^+i-n^+ – структуре GaAs, рассчитанные методом Монте–Карло в условиях стационарности. Приложенное напряжение 0.5 В, $T_0=77$ К [28]

1.1.2.2. Инерционный пролет

В этом разделе будет рассмотрено движение электронов, ускоренных полем до высоких значений v_d только в самом начале своего движения, а затем по инерции пролетающих сквозь структуру [15, 28-29]. На рисунке 1.1.2.2.1 показаны зависимости дрейфовой скорости и средней энергии баллистически летящего электрона от времени в GaAs. Длина баллистического пролета может быть оценена при $T \ll \tau_p$

$$d_{\text{бал}} = v_0 T, \quad (1.3)$$

здесь v_0 – скорость электрона, соответствующая междолинной энергии W_{GL} , T – время разгона электрона до энергии W_{GL} . Величина $d_{\text{бал}}$ определяет среднюю скорость электронов на этом отрезке $v_d(d) = d_{\text{бал}} / t$. На рисунке 1.1.2.2.2 приведена зависимость v_d от расстояния x в GaAs при двух способах ускорения до баллистической скорости.

После воздействия коротким во времени импульсом поля $v_d(t)$ линейно уменьшается с длиной баллистического пролета, но начинает нарастать раньше, чем они попадают в область большого поля. Это происходит из-за того, что некоторые упруго рассеянные назад электроны попадают в область большого поля дважды [29] и ускоряются, имея уже некоторую начальную стартовую энергию.

Таким образом, в отличие от идеального эксперимента с резким изменением напряженности поля во времени, реализуемый на практике всплеск скорости в пространстве дает меньшее значение средней скорости [29]. Поэтому особый интерес будут представлять структуры, в которых возможен баллистический характер движения электронов, где максимальна скорость, а значит и быстродействие приборов.

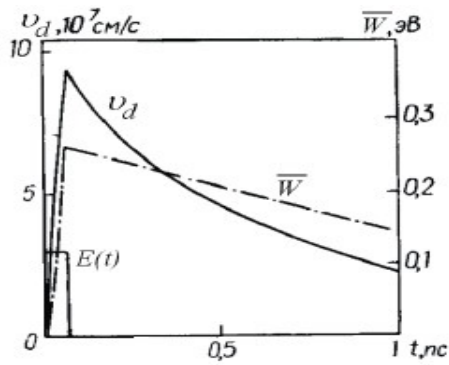


Рис. 1.1.2.2.1. Зависимость дрейфовой скорости и средней энергии баллистически летящего электрона от времени в GaAs ($N_d = 0 \text{ см}^{-3}$, $T_0 = 77\text{K}$) [28]. Амплитуда импульса приложенного электрического поля $E(t) = 70 \text{ кВ/см}$, продолжительность $\Delta t = 0.06 \text{ пс}$

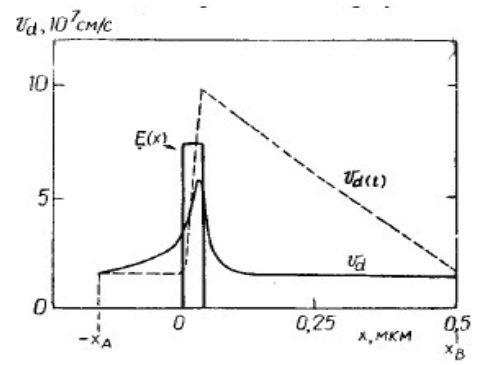


Рис. 1.1.2.2.2. Зависимости дрейфовой скорости электронов от расстояния в GaAs ($T_0 = 293\text{K}$) при ускорении до баллистической скорости с помощью импульса, короткого по времени (штриховая линия) и короткого в пространстве (сплошная линия) [28]. Амплитуда поля равна 70 кВ/см

1.1.3. Пролетные эффекты

Туннельный (ТД) и туннельно-резонансный диоды (ТРД), сверхрешетки (СР) объединяет схожесть физических процессов, принцип их работы основан на туннельном эффекте. Принцип действия диодов Ганна (п.1.1.3.1) основан на объемных свойствах однородного полупроводника и связан с междолинными переходами электронов. В сверхрешетках (п.1.1.3.4) возникают колебания тока (вызванные «блоховскими» осцилляциями), аналогичные колебаниям в диоде Ганна, с образованием доменов. В ТРД и СР физические процессы схожи, активная область туннельно-резонансного диода (п.1.1.3.3) состоит из двух потенциальных барьеров, между которыми расположена квантовая яма, содержащая один или несколько уровней для электронов (прозрачность квантовой системы «барьер-яма-барьер» носит резонансный характер). Из-за большей толщины туннельной области (примерно полторы длины волны электрона, по сравнению с половиной длины волны для туннельного диода) емкость ТРД в 2...3 раза меньше, чем у ТД (п.1.1.3.2), но больше чем у СР. Кроме того в СР больше ток, поэтому с радиотехнической точки зрения СР является более выгодной чем ТРД.

В связи с тем, что диоды Ганна, ТД и ТРД в целом хорошо исследованы, то большое количество существующей информации известное из литературы по указанным диодам можно использовать для сравнения, теоритического и экспериментального исследования диодов на основе сверхрешеток. Это позволит разработать физико-топологическую модель и методику проведения моделирования транспорта электронов в полупроводниковых структурах

терагерцовых диодов на основе СР с учетом переходных слоев структур, нагрева диодов и радиационного воздействия.

1.1.3.1. Домен Ганна

Диодом Ганна называют тип полупроводниковых диодов, использующихся для генерации и преобразования колебаний в СВЧ диапазоне. Конструктивно они представляет собой однородный полупроводник с омическими контактами (рисунок 1.1.3.1.1). Принцип действия диодов Ганна, в отличие от большинства полупроводниковых приборов, основан на объемных свойствах однородного полупроводника.

В 1963 году Джон Ганн исследовал вольт-амперные характеристики образцов GaAs и InP и обнаружил, что когда напряженность электрического поля E , возникающая при приложении к образцу длиной L напряжения U , определяемая как

$$E = U/L \quad (1.4)$$

превосходит критическую величину E_c (~ 3 кВ/см для GaAs), в цепи возникают спонтанные колебания тока (рисунок 1.1.3.1.2).

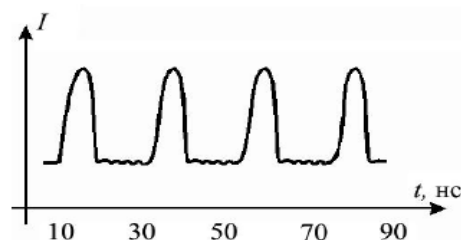
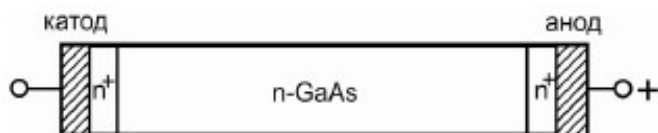


Рис. 1.1.3.1.1 Структура GaAs диода Ганна [27]. Система слоев n^+-Au реализует омический контакт

Рис. 1.1.3.1.2. Зависимость тока от времени для GaAs диода Ганна [27]

Частота этих колебаний примерно равнялась величине, обратной времени пролета носителей заряда через образец:

$$f = v_{df}/L, \quad (1.5)$$

где $v_{df} = 10^7$ см/с – скорость носителей заряда, L – длина образца.

Используя зондовые измерения распределения потенциала вдоль образца, Ганн установил, что при $E \geq E_p$ в образце формируется область сильного поля (домен) и движется от катода к аноду со скоростью 10^7 см/с. Когда домен формируется, ток падает, а при исчезновении домена, ток возрастает.

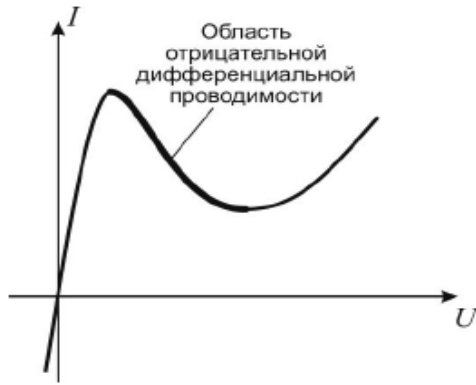


Рис. 1.1.3.1.3. Пример ВАХ N-типа [27]. Жирной линией показан участок отрицательной дифференциальной проводимости, т.е. область, где $\frac{dI}{dU} < 0$

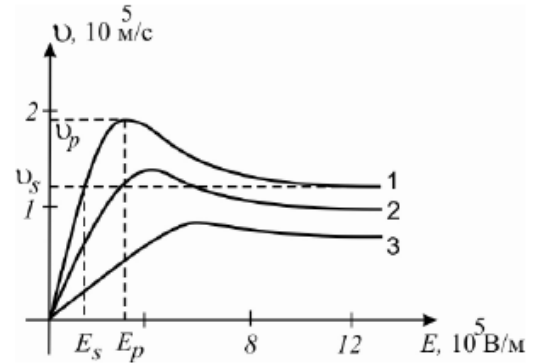


Рис. 1.1.3.1.4. Зависимость дрейфовой скорости электронов от напряженности электрического поля E в GaAs для различных значений подвижности μ : 1 - $0,85 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$; 2 - $0,42 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$; 3 - $0,14 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ [27]

В 1963г. Ридли предсказал, что домен появляется в полупроводниковом образце в случае, если на вольт-амперной характеристике имеется участок отрицательной дифференциальной проводимости N-типа (рисунок 1.1.3.1.3). Ридли, Уоткинс и Хилсум показали, что скорость носителей в GaAs и InP n-типа и в некоторых других полупроводниковых материалах должна уменьшаться с ростом электрического поля, когда напряженность поля превышает некоторое критическое значение (рисунок 1.1.3.1.4). Данный эффект объясняется междолинными переходами электронов.

Предельная частота генерации для GaAs диодов составляет около 150 ГГц и определяется минимально необходимым размером пролетной области, требующимся для формирования домена (критерий Кремера [27]). Обычно диод Ганна размещают в резонаторе, так что частотой колебаний можно управлять с помощью изменения его формы и размера. Генерируемая мощность выводится по волноводу, подключенному к резонатору.

Последние исследования показывают, что для диодов Ганна возможна работа на частотах до 1 ТГц, при условии планарной архитектуры устройства диода Ганна [30]. В [30] представлена экспериментальная реализация планарного диода Ганна на GaAs/AlGaAs (рисунок 1.1.3.1.5), с частотой генерации до 300 ГГц. На вольт-амперных характеристиках (рис. 1.1.3.1.6) хорошо виден участок отрицательной дифференциальной проводимости.

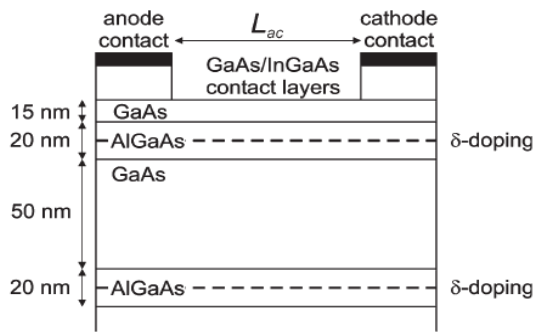


Рис. 1.1.3.1.5. Структура слоев планарного диода Ганна [30]

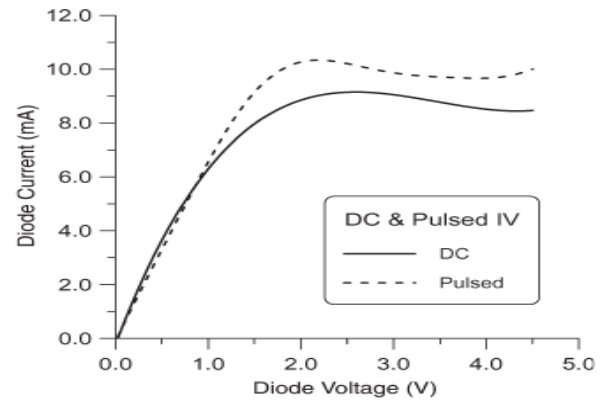


Рис.1.1.3.1.6. Вольт-амперные характеристики импульсные и на постоянном токе [30]

«Объемные» GaAs диоды Ганна, не позволяют добиться хорошей работы на частотах выше 100 ГГц. Двумерный электронный газ позволяет увеличить быстродействие таких диодов [6]. Следовательно, подобные структуры надо изучать, для чего необходимо построить физико-топологическую модель и провести моделирование и экспериментальные исследования их радиационной стойкости. Необходимо создать комплекс методов моделирования транспорта электронов в диодах с помощью аналитической и численных квазигидродинамической модели и модели на основе метода Монте-Карло.

1.1.3.2. Туннельный диод

Туннельный диод представляет собой сильно легированный p+-n+-переход с малой толщиной запирающего слоя. Первая статья о туннельном диоде (ТД) (называемом также диодом Эсаки) была опубликована в 1958 г [27]. В ней Лео Эсаки описал «аномальную» вольт-амперную характеристику, полученную в процессе изучения вырожденных германиевых p-n переходов при прямом смещении. В случае вырожденного полупроводника, когда концентрация примесей в областях с различными типами проводимости составляет 10^{18} - 10^{20} см⁻³, толщина запирающего слоя столь мала (≤ 10 нм), что становится возможным туннелирование носителей из одной области в другую «сквозь» барьер.

Типичная статическая вольт-амперная характеристика туннельного диода показана на рисунке 1.1.3.2.1. При приложении напряжения обратной полярности (отрицательный потенциал к p-области) ток монотонно возрастает. При приложении прямого смещения ток сначала увеличивается до максимального значения I_p при напряжении U_p , а затем уменьшается до минимального значения I_v при напряжении U_v . При напряжениях, больших, чем U_v , ток экспоненциально возрастает. Статическая характеристика складывается, в основном, из туннельного тока носителей между зонами и надбарьерного диффузионного тока (рис. 1.1.3.2.1).

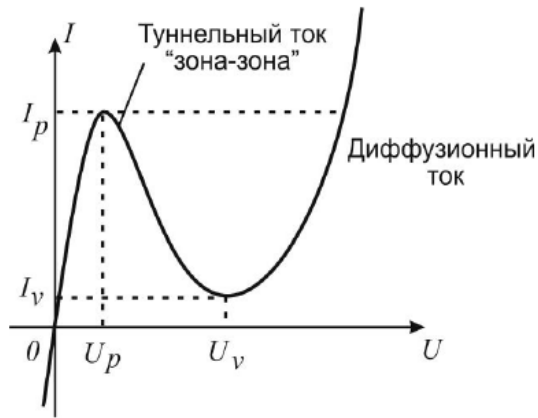


Рис. 1.1.3.2.1. Вольт-амперная характеристика туннельного диода [27]: I_p и U_p - пиковый ток и соответствующее напряжение; I_v и U_v - ток и напряжение в минимуме

Поскольку переход сильно легирован, электронно-дырочный газ в структуре является вырожденным. В условиях теплового равновесия уровень Ферми постоянен по всей структуре (рисунок 1.1.3.2.2б). Для простоты будем считать, что и с той, и с другой стороны p-n перехода выше уровня Ферми отсутствуют заполненные состояния, а ниже уровня Ферми отсутствуют свободные состояния. Таким образом, в отсутствие внешнего напряжения область, содержащая свободные электроны, и область, имеющая свободные уровни, не перекрываются по энергиям, т.е. туннельный ток в такой ситуации протекать не может.

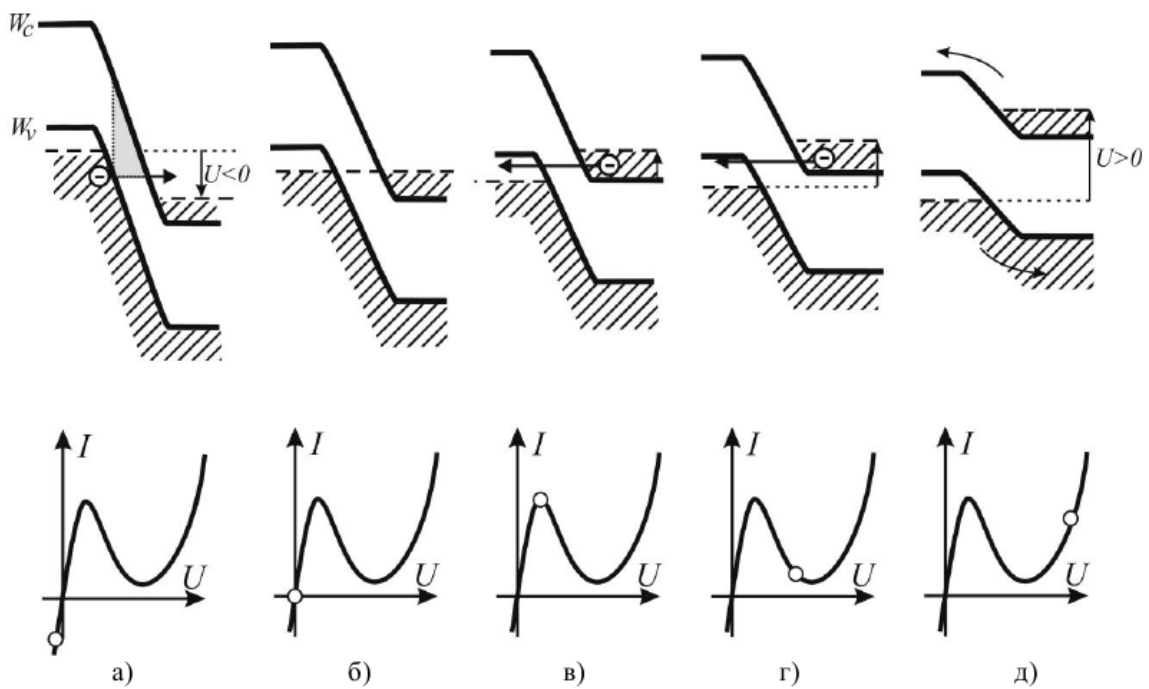


Рис. 1.1.3.2.2. Упрощенная зонная структура туннельного диода: а) - обратное смещение; б) термодинамическое равновесие; в) прямое смещение, при котором возникает пиковый ток; г) прямое смещение, при котором начинается «ток долины»; д) прямое смещение, при котором течет диффузионный ток [27]. Серым тоном выделен треугольник потенциального барьера, преодолеваемого электроном при туннелировании

При приложении внешнего смещения электроны могут туннелировать из валентной зоны в зону проводимости и наоборот (поэтому такой ток иногда называют током «зона – зона»). При этом носители преодолевают потенциальный барьер, который приближенно можно считать треугольным (рисунок 1.1.3.2.2а, треугольник серого тона). Следующие условия являются необходимыми для реализации процесса туннелирования:

- 1) наличие заполненных состояний с той стороны перехода, откуда электрон туннелирует;
- 2) наличие свободных уровней той же энергии с другой стороны перехода;
- 3) высота и ширина потенциального барьера должны быть достаточно малыми, чтобы существовала конечная вероятность туннелирования электрона сквозь барьер;
- 4) квазиимпульс в процессе туннелирования должен сохраняться.

На рисунке 1.1.3.2.2а показано туннелирование электрона из валентной зоны в зону проводимости при приложении обратного смещения. Соответствующие этому случаю ток и напряжение отмечены точкой на вольт-амперной характеристике. В случае небольшого прямого смещения существует область значений энергии, для которой имеются заполненные состояния с n-стороны и соответствующие свободные состояния с p-стороны. Когда заполненная и свободная области максимально перекрываются по энергиям, в структуре протекает наибольший ток (рисунок 1.1.3.2.2 в). При дальнейшем увеличении прямого смещения количество свободных уровней с p-стороны, имеющих ту же энергию, уменьшается (рисунок 1.1.3.2.2 г), а в запрещенной зоне состояний для электронов нет, т.е. переход туда невозможен. Если приложено прямое напряжение такой величины, что зоны «не перекрываются», т.е. дно зоны проводимости и вершина валентной зоны расположены на одном уровне, то в этом случае напротив заполненных состояний n-области лежат запрещенные состояния с p-области (наличием состояний в запрещенной зоне мы, для простоты, пренебрегаем). В этой точке туннелирование носителей прекращается. Однако, полный ток при этом нулю не равняется, поскольку присутствует еще и классическая компонента, обусловленная надбарьерными переходами электронов и дырок. В точке минимума этот ток мал, поскольку потенциальный барьер для носителей еще достаточно высок. При дальнейшем увеличении приложенного напряжения инжекционный ток будет экспоненциально расти (рисунок 1.1.3.2.2 д). Область ВАХ, расположенная между экстремумами тока, является областью отрицательного дифференциального сопротивления. Наличие данной области позволяет использовать туннельный диод для усиления и генерации СВЧ сигналов.

Основная эквивалентная схема туннельного диода (рисунок 1.1.3.2.3) состоит из четырех элементов: последовательной индуктивности L_s , последовательного сопротивления R_s , диодной

емкости C и отрицательного сопротивления диода $-R$. Последовательное сопротивление R_S включает сопротивление вывода, омических контактов и сопротивление кристалла.

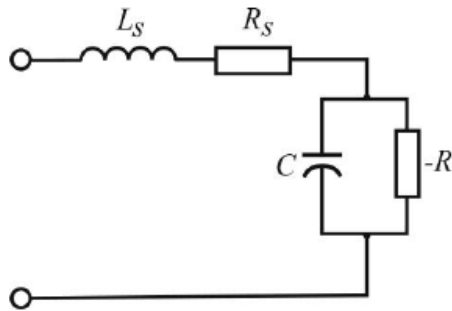


Рис. 1.1.3.2.3. Эквивалентная схема туннельного диода [31]

1.1.3.3. Туннельно-резонансный диод

Структура туннельно-резонансного диода (ТРД) и его зонные диаграммы в равновесном случае и при смещении показаны на рисунке 1.1.3.3.1 [28].

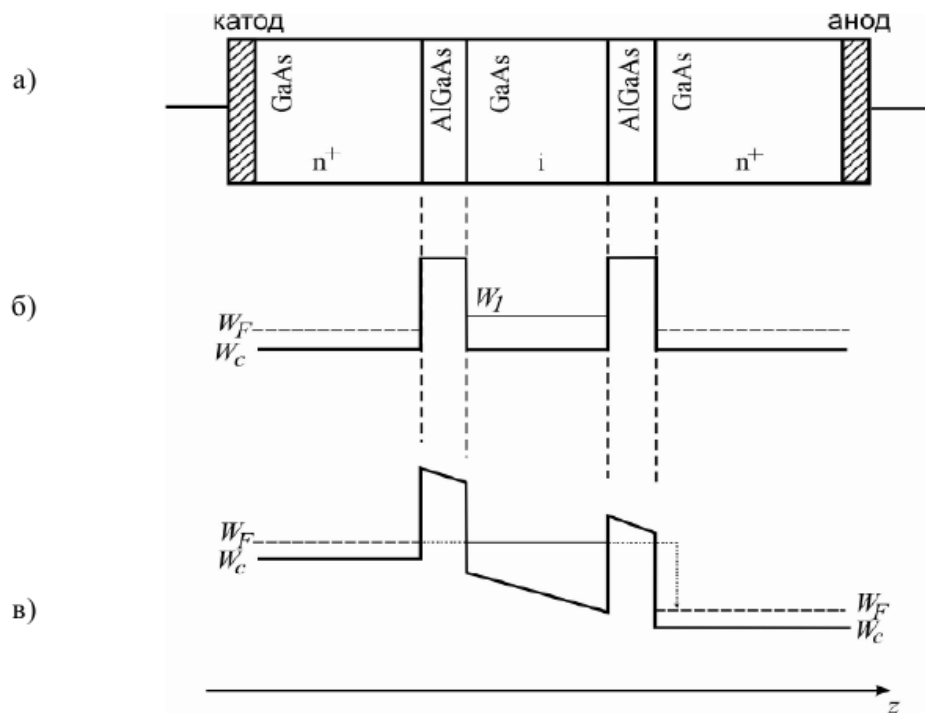


Рис. 1.1.3.3.1. Туннельно-резонансный диод на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs [28]: а) структура диода; б) профиль дна зоны проводимости в отсутствие смещения; в) профиль дна зоны проводимости при подаче внешнего напряжения

ТРД состоит из трех слоев узкозонного полупроводника (на рисунке – GaAs), разделенных двумя слоями широкозонного материала (AlGaAs). Примыкающие к контактам сильно легированные области слева и справа от барьеров представляют собой «резервуары носителей заряда». Эти слои легируются настолько сильно, что электронный газ в таких областях

становится вырожденным, а уровень Ферми лежит в зоне проводимости. Активная область диода состоит из двух потенциальных барьеров, между которыми расположена квантовая яма, содержащая один или несколько уровней для электронов (рис. 1.1.3.3.1 б). Прозрачность квантовой системы «барьер-яма-барьер» носит резонансный характер, откуда и берется название прибора. Если энергия налетающих носителей совпадает с энергией дискретного уровня в яме, то вероятность прохождения сквозь два барьера резко возрастает. Такая ситуация возникает при подаче напряжения на диод, когда квантовая яма опускается, как показано на рисунке 1.1.3.3.1 в и ток диода возрастает (см. рисунок 1.1.3.3.2 а). При напряжениях питания больше, чем высота барьера eU_0 , происходит надбарьерная термоэмиссия электронов и ток увеличивается экспоненциально, как и в случае обычного p-n - перехода.

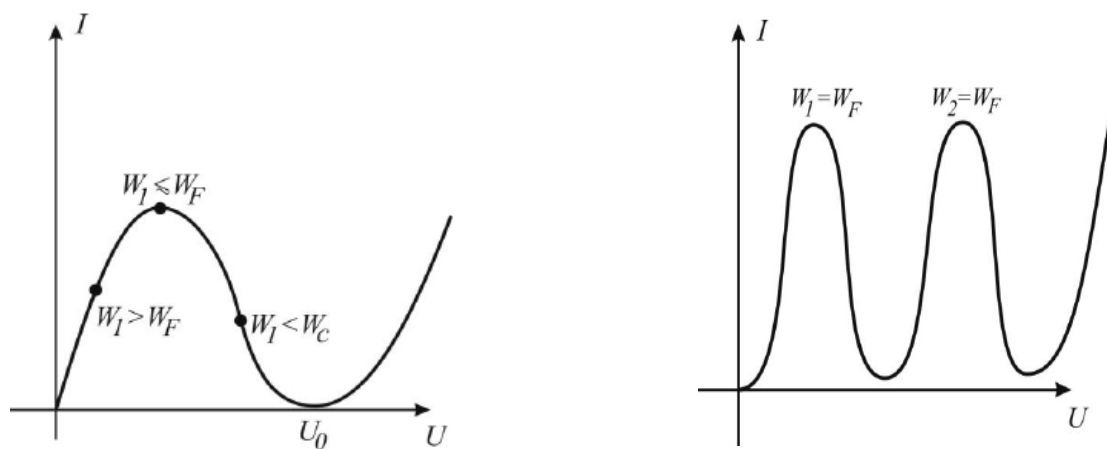


Рис. 1.1.3.3.2 а) ВАХ туннельно-резонансного диода с одним энергетическим уровнем в квантовой яме [28]; б) ВАХ туннельно-резонансного диода с несколькими энергетическими уровнями в квантовой яме [28]

Когда в яме существует несколько энергетических уровней, на вольт-амперной характеристике будет несколько резонансных пиков тока, каждый из которых соответствует своему уровню (см. рисунок 1.1.3.3.2 б). Если расстояние между соседними уровнями в яме меньше, чем расстояние от дна зоны проводимости до уровня Ферми в контактных слоях диода, то пики тока на ВАХ будут перекрываться, так как будет возможно одновременное туннелирование электронов через несколько уровней.

Эквивалентная схема ТРД аналогична обычному туннельному диоду, но из-за большей толщины туннельной области (примерно полторы длины волны электрона, по сравнению с половиной длины волны для туннельного диода) емкость ТРД в 2...3 раза меньше, чем у ТД. Последнее позволяет увеличить предельную частоту работы ТРД. В статье [32] была получена частоты работы ТДР до 1,46 ТГц.

1.1.3.4. Сверхрешетки

Сверхрешетками называют слоистые периодические структуры, образованные путем чередования тонких слоев полупроводников. На электроны, кроме обычного потенциала кристаллической решетки, действует дополнительный одномерный периодический потенциал сверхрешетки. Его период d меньше длины свободного пробега электронов, но значительно больше периода самой кристаллической решетки (1...10 нм). Таким образом, СР - периодическая система квантовых ям, разделенных узкими потенциальными барьерами, имеющими значительную туннельную прозрачность (рисунок 1.1.3.4.1).

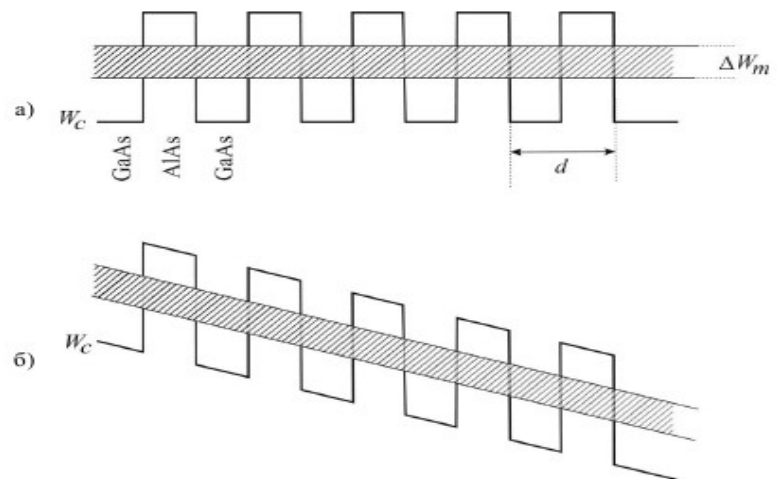
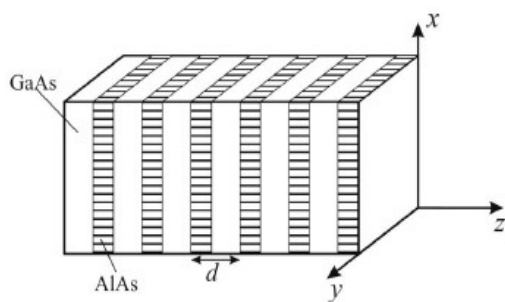


Рис. 1.1.3.4.1. Схематическая структура сверхрешетки GaAs/AlAs [33]. Z — продольная ось сверхрешетки, вдоль которой пропускают ток

Рис. 1.1.3.4.2. Зонная диаграмма сверхрешетки: а) в отсутствие внешнего напряжения; б) при подаче внешнего напряжения [33]. W_m — ширина минизоны

Поскольку потенциальные барьеры туннельнопрозрачны, энергетические уровни в квантовых ямах расщепляются и возникает одна или несколько разрешенных энергетических минизон (рисунок 1.1.3.4.2). При этом в плоскости, перпендикулярной оси сверхрешетки, носители ведут себя как свободные частицы с соответствующей эффективной массой. Таким образом, сверхрешетка является искусственным одномерным кристаллом. Ширина разрешенной минизоны может быть оценена по формуле $\Delta W_m \sim 1/d \approx 0.05 \dots 0.5$ эВ, т.е. на порядок меньше чем у объемного полупроводника [33].

При подаче на структуру внешнего напряжения минизона наклоняется (рис. 1.1.3.4.2 б) и в ней протекает ток электронов. При малых напряжениях носители двигаются вдоль дна минизоны, периодически рассеиваясь на фононах и ионах примесей, как и в обычных объемных полупроводниках. При больших напряжениях электрон испытывает колебания в пространстве,

отражаясь от потолка минизоны, происходят «блеховские» осцилляции. В результате дрейфовая скорость таких электронов будет ниже, чем в первом случае. Период «блеховских» осцилляций должен быть меньше времени свободного пробега электронов, иначе осцилляций не будет, а будет только рассеяние (рис. 1.1.3.4.3 а.). При выполнении условия в сверхрешетках возникают колебания тока, аналогичные колебаниям в диоде Ганна, с образованием доменов. Этот эффект в сверхрешетках ограничивает частоту колебаний на уровне предельных частот указанных диодов, т.е. порядка 200 ГГц. Типичная зависимость тока диода от приложенного напряжения приведена на рисунке 1.1.3.4.4 [9 - 11], где видно, что в структуре появляется область сильного поля (домен).

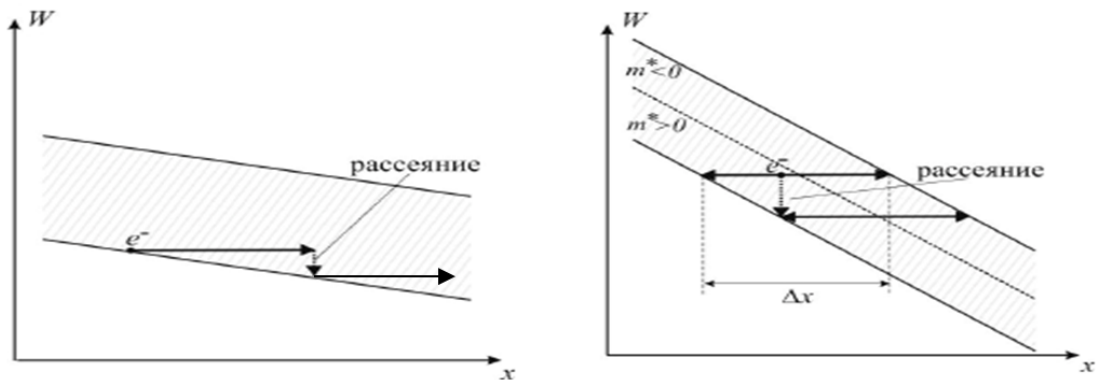


Рис. 1.1.3.4.3. Схема движения электронов в минизоне сверхрешетки: а) при малых напряжениях питания; б) при больших напряжениях питания. Пунктиром со стрелкой изображен процесс рассеяния, переводящий электрон на более низкий энергетический уровень [33]

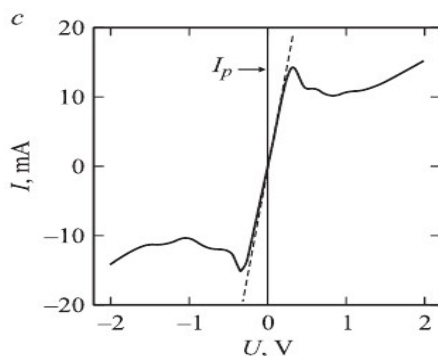


Рис. 1.1.3.4.4. Вольт-амперная характеристика планарного диода, выполненного на сверхрешетке, состоящей из 18 периодов с площадью активной области 5 мкм² [13]

Таким образом, из-за наличия доменообразования в сверхрешетках при больших полях сложно достичь высоких предельных частот, сравнимых с частотой «блеховских» осцилляций. Следовательно, за счет сокращения длины структур, как в данной работе, возможно увеличить предельные частоты генерации. Важно разработать физико-топологическую модель и методику проведения моделирования транспорта электронов в полупроводниковых структурах терагерцовых диодов. Необходимо обосновать эффективность функционирования диодов в

режиме «разрыва» минизоны в квазибаллистических диодах и провести сравнение особенностей транспорта электронов и механизма возникновения стабильных колебаний тока в диодах на основе сверхрешеток. «Разрыв» минизоны происходит в том случае, когда на один период сверхрешетки падает напряжение больше, чем отношение ширины минизоны СР к заряду электрона. Необходимо провести оптимизацию конструкции сверхрешеток и показать, какими параметрами определяется эффективность работы малопериодных сверхрешеток.

1.2. Методы моделирования

В [15, 16] был исследован транспорт в нанометровых GaAs структурах при радиационном воздействии, а в [17, 18] описан предел применимости локально-полевого и квазигидродинамического приближения при расчетно-экспериментальной оценке радиационной стойкости субмикронных полупроводниковых приборов. Моделирование транспорта электронов в условиях радиационного воздействия для терагерцовых диодов на основе СР ранее проведено не было. В [21] была разработана тепловая модель мощных полевых транзисторов, проведено моделирование тепловых полей в мощных InAlAs / InGaAs полевых транзисторах 0.1...0.3 ТГц диапазона частот. Моделирование тепловых полей для терагерцовых диодов на основе СР ранее проведено не было. В [26] представлено моделирование переноса электронов методом Монте-Карло в сверхрешетке $(\text{GaAs})_{12}/(\text{AlAs})_{12}$, но не были рассмотрены структуры с малым числом периодов. Поэтому необходимо было разработать комплекс методов моделирования транспорта электронов в диодах с учетом переходных слоев структур СР, нагрева диодов, и влияния радиационного воздействия.

В данном разделе рассмотрены математические модели известные из литературы, которые затем были развиты и использованы для разработки единого комплекса методов моделирования. В рамках данной работы проводилось моделирование транспорта электронов, как в диодах на основе сверхрешеток, так и в диодах Ганна, для сравнения исследуемых процессов.

1.2.1. Аналитические модели

В пункте 1.2.1.1 рассмотрен критерий Кремера для диода Ганна [28, 29], а в пункте 1.2.1.2 представлены выражения для аналитической оценки предельных частот и времени пролета [27-29]. Эта информация будет использована в главе 3 для определения параметров терагерцовых диодов, анализа и проверки результатов численных расчетов. Это позволило провести анализ процессов транспорта электронов в квазибаллистических диодах на основе сверхрешеток и создать комплекс методов моделирования транспорта электронов в диодах на основе сверхрешеток с учетом переходных слоев структур СР, нагрева диодов, и влияния радиационного воздействия.

1.2.1.1. Критерий Кремера в диоде Ганна

Согласно устоявшейся терминологии если критерий Кремера выполняется, то в образце возникает неустойчивость в виде движущегося домена, сопровождающаяся пульсациями протекающего через образец тока [29]. Критерий Кремера записывается следующим образом [29]:

$$nL > (nL)_I = \frac{3\varepsilon v_s}{e|\mu_d|}, \quad (1.2.1.1.1)$$

где n - концентрация, L - длина диода, μ_d - дифференциальная подвижность, v_s - скорость насыщения, ε - диэлектрическая проницаемость. Для GaAs имеем $\varepsilon = 1,14 \cdot 10^{-10}$ Ф/м, $|\mu_d| = 0,07$ м²/В·с, $v_s = 10^5$ м/с и $(nL)_I \approx 3 \cdot 10^{15}$ м⁻². Если величина параметра $(nL) \geq 10^{16}$ м⁻², то стабильный движущийся домен формируется, когда $E \geq E_p$ (E_p – поле всюду в диоде). При $(nL) \leq 10^{16}$ м⁻² напряженность порогового поля формирования домена E_t больше, чем E_p [27, 29]. Величина E_t зависит от параметра (nL) и формы зависимости $v(E)$.

Процесс формирования домена можно рассматривать как зарядку плоского конденсатора, где одной обкладкой является область, в которой электронов больше, чем доноров, а другой – соседняя область, где концентрация ионов доноров больше, чем электронов. Тогда время формирования домена $\tau_M = RC_{\text{домена}}$. Для увеличения быстродействия диодов необходимо уменьшать время формирования и пролета домена через диод. Это возможно в планарных структурах с двумерным электронным газом [30], что необходимо исследовать.

1.2.1.2. Аналитическая оценка предельных частот и времени пролета

Характеристики диодов зависят от времени пролета рабочей области носителями заряда, что определяет предельную частоту работы прибора. Время пролета

$$\tau = \frac{L}{\mu E_x} \approx \frac{L^2}{\mu U_{\text{си}}}, \quad (1.2.1.2.1)$$

где μ - подвижность электронов, а E – напряженность поля. При высоких полях, в приближении скорости насыщения v_s : $\tau = L/v_s$. Время пролета по величине сравнимо с временной постоянной RC , где R - сопротивление диода, а C – емкость диода. Тогда предельную частоту можно оценить по формуле [28] $f_p = 1/2\pi R_s C$.

1.2.2. Квазигидродинамическое приближение

В данном разделе рассмотрено квазигидродинамическое приближение, которое описывает транспорт электронов и состоит из уравнения баланса усредненных импульса $m v_d$ и энергии W [28, 29]. В главе 2 описаны особенности использованного приближения с учетом радиационного воздействия, которое представляет собой систему из уравнения Пуассона, непрерывности, баланса энергии и импульса носителей заряда, а также выражения для

плотности тока и потока энергии электронов. Это позволит создать комплекс методов моделирования транспорта электронов в диодах на основе 6-, 18-, 30-, 70- и 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток с помощью аналитической и численных квазигидродинамической модели и модели на основе метода Монте-Карло с учетом переходных слоев структур СР, нагрева диодов, и влияния радиационного воздействия.

Для качественной и наглядной оценки изменения дрейфовой скорости и средней энергии электронов в однородно легированном полупроводнике в сильных электрических полях применяются уравнения баланса усредненных импульса $m v_d$ и энергии W [28, 29] записанные в системе (1.2.2.1).

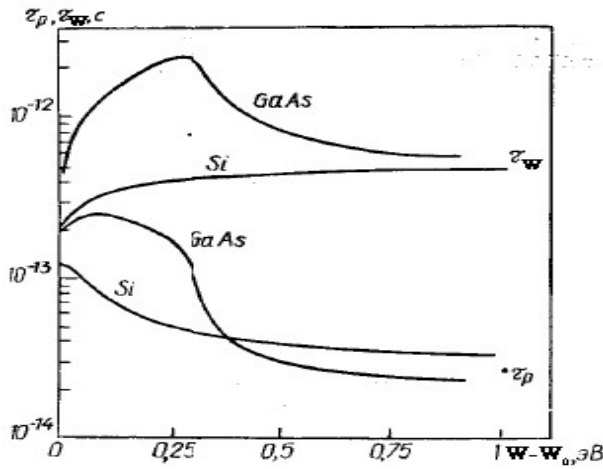


Рис.1.2.2.1. Расчетные зависимости времен релаксации импульса τ_p и энергии τ_w от разницы между средней и тепловой энергией электрона $W - W_0$ в Si и GaAs при $T_0=293$ К, $N_D=10^{17}$ см⁻³ [28]

$$\frac{d(m\bar{W})v_d}{dt} = -qE - \frac{m(\bar{W})v_d}{\tau_p(W)}; \quad \frac{d\bar{W}}{dt} = qE v_d - \frac{\bar{W} - W_0}{\tau_w(\bar{W})}; \quad (1.2.2.1)$$

где $W_0=3kT/2$ – средняя тепловая энергия электронов; v_d – средняя скорость, а τ_p и τ_w – времена релаксации энергии и импульса (рис. 1.2.2.1) соответственно.

1.2.2.1. Учет радиационного воздействия

Ниже в работе будут рассмотрены специальные планарные диоды Ганна, имеющие управляющий электрод, поэтому необходимо рассмотреть возможности определения радиационной стойкости полевых транзисторов, которые имеют сходную конструкцию.

В [34] приведены соотношения, связывающие ток стока, крутизну ВАХ полевых транзисторов Шоттки с электрофизическими параметрами структуры прибора

$$I_{c\max} = eN W a_0 v_m, \quad g_{\max} = W \left[4Ne\mu(\epsilon\epsilon_0)^2 v_m^2 / 3aL \right]^{1/3}, \quad (1.2.2.1.1)$$

где N – уровень легирования; W – ширина и L – длина канала; $\rho = (eN\mu)^{-1}$ – удельное сопротивление области канала и $C_k = 2\epsilon\epsilon_0 LW/a$ – ёмкость канала; a – толщина канала; ϵ –

диэлектрическая проницаемость; ϵ_0 – диэлектрическая постоянная; e – заряд электрона; μ – подвижность электронов. Удобно оценить эти параметры как до, так и после облучения нейтронами и выразить их через коэффициенты деградации концентрации носителей N и подвижности μ в канале. Тогда соотношения принимают следующий вид

$$I_{c\max}/I_{c\max 0} = N\mu_m/N_0\mu_{m0} = aF; \quad (1.2.2.1.2)$$

$$g_{\max}/g_{\max 0} = (\nu_m/\nu_{m0})^{2/3} (N\mu/N_0\mu_0)^{1/3} = ((1-aF)/(1-bF))^{1/3}; \quad (1.2.2.1.3)$$

Как показали экспериментальные исследования, выражения (1.2.2.1.1 – 1.2.2.1.3) правильно описывают деградацию диодов [34].

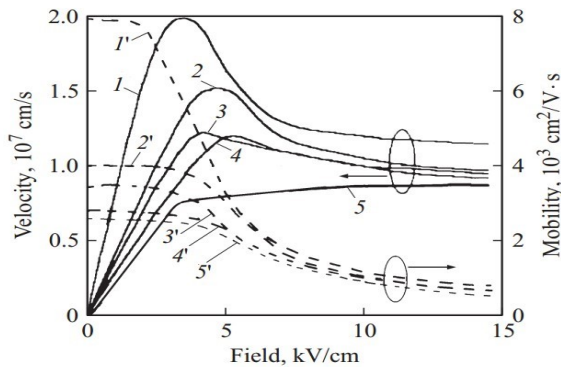


Рис. 1.2.2.1.1. Расчетные зависимости дрейфовой скорости [35] (1-5) и подвижности (1'-5') электронов в GaAs от напряженности электрического поля: без облучения – 1, 1' и 2, 2'; после облучения флюенсом нейтронов $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ – 3, 3' и 4, 4'. Концентрация легирующей примеси: 10^{15} см^{-3} – 1, 1' и 3, 3'; 10^{17} см^{-3} – 2, 2' и 3, 3'; 10^{18} см^{-3} – 5, 5'. Зависимости 5 после облучения флюенсами нейтронов до 10^{15} см^{-2} изменяются не значительно

Радиационное воздействие моделировалось путем уменьшения уровня легирования слоев структуры, а также учитывались изменения подвижности и скорости насыщения электронов, представленные на рисунке 1.2.2.1.1 [34]. Для учета радиационного влияния на динамику междолинных переходов в субмикронных приборах в [15, 17] в модель вводилась зависимость времен релаксации энергии и импульса электронов от флюенса нейтронного облучения, полученная ранее в [18] путем моделирования процессов переноса электронов в GaAs структурах методом Монте-Карло с учетом рассеяния электронов на радиационных дефектах различной структуры и размера. Таким образом, необходимо было создать комплекс методов моделирования транспорта электронов в диодах на основе сверхрешеток с помощью аналитической и численных квазигидродинамической модели с учетом переходных слоев структур СР и влияния радиационного воздействия.

1.2.3. Метод Монте-Карло

В данном разделе рассмотрен метод Монте-Карло известный из литературы, в главе 2 описаны особенности использованной в данной работе модели с учетом радиационного воздействия. Использование указанной модели позволило разработать физико-топологическую

модель и методику проведения моделирования транспорта электронов в полупроводниковых структурах терагерцовых диодов с учетом радиационного воздействия, а также провести сравнение особенностей транспорта электронов и механизма возникновения стабильных колебаний тока в диодах на основе сверхрешеток.

Электроны в полупроводниковых структурах во многих случаях могут рассматриваться как набор квазичастиц с заданным соотношением между энергией W и волновым вектором k . Функция распределения электронов $f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t)$ в области фазового пространства около точки с координатами $(\mathbf{k}, \mathbf{r})$, может изменяться в результате рассеяния и перемещения электронов в пространстве. Кинетическое уравнение для функции распределения f имеет вид [35]

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla_{\mathbf{r}} f + \mathbf{k} \nabla_{\mathbf{k}} f = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c. \quad (1.2.3.1)$$

Член в правой части уравнения обусловлен столкновениями, которые можно описать через вероятности перехода из начального состояния в конечное в координатно-импульсном пространстве [36]

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c = \int \{ f(\mathbf{k}') [1 - f(\mathbf{k})] P(\mathbf{k}', \mathbf{k}) - f(\mathbf{k}) [1 - f(\mathbf{k}')] P(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \} dV_{\mathbf{k}'}, \quad (1.2.3.2)$$

где интегрирование ведется по зоне Бриллюэна.

Здесь $P(\mathbf{k}, \mathbf{k}') dV_{\mathbf{k}'} dt$ – вероятность перехода из состояния $\mathbf{k}$ в состояние $\mathbf{k}'$ в объеме $dV_{\mathbf{k}'}$ за время от t до $t + dt$ при условии, что электрон находился первоначально в состоянии $\mathbf{k}$, а состояние $\mathbf{k}'$ – было пусто. Вычисление функции распределения носителей заряда по энергии позволяет определить плотность тока и дрейфовую скорость

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = \frac{e}{4\pi^3} \int \mathbf{v}(\mathbf{k}) f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t) dK, \quad v_d(\mathbf{r}, t) = \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)}{en(\mathbf{r}, t)}, \quad (1.2.3.3)$$

а также концентрацию и среднюю энергию

$$n(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi^3} \int f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t) dk, \quad \langle W(\mathbf{r}, t) \rangle = \int W(\mathbf{k}) f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t) dk / n(\mathbf{r}, t). \quad (1.2.3.4)$$

Время свободного пробега между актами рассеяния выбирается с помощью генерации случайного числа, затем рассматривается движение электрона в электрическом поле. Определяются набранные в поле скорость, энергия и новое положение электрона. Затем выбор процесса рассеяния проводится с помощью второго случайного числа и цикл повторяется заново. Последовательно рассчитывается движение ансамбля электронов в активной области прибора. Затем по 1.2.3.3-1.2.3.4 возможен расчет усредненных характеристик транспорта электронов и иных параметров приборов.

В данной работе моделирование методом Монте-Карло, дополненное выражениями для учета радиационного воздействия в исследуемых диодах (гл.2, п.1.2.3.1), позволило рассчитать

транспорт электронов в диодах на основе сверхрешеток – особенности использованной модели приведены в главе 2, а результаты расчетов представлены в главе 3.

1.2.3.1. Учет радиационного воздействия

Рассеяние свободных носителей заряда на заряженных точечных дефектах определяется по формуле Брукса-Херринга

$$\tau_p = \frac{2^{9/2} \pi X^{3/2} m^{1/2} (k_B T)^{3/2} \varepsilon^2}{N_i q^4 [\ln(1 + \beta^2) - \beta^2 / (1 + \beta^2)]}, \text{ где } \beta = 3,41 \cdot 10^9 \frac{T}{300} \left(\frac{m}{m_0} \right)^{1/2} \frac{\varepsilon^{1/2}}{n^{1/2}}, \quad (1.2.3.1.1)$$

где ε - статическая диэлектрическая проницаемость; N_i (см⁻³) – концентрация заряженных рассеивающих центров; n (см⁻³) – концентрация электронов; m_0 – масса свободного электрона; m – эффективная масса электрона; q – заряд электрона; $X = W / k_B T$; W – энергия электрона; k_B – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура. Захват носителей заряда ловушками учитывается путем изменения длины экранирования β^1 .

При рассеянии носителей на полностью непрозрачных для них включениях – скоплениях радиационных дефектов время релаксации τ_p определяется как [37]:

$$\tau_p = \frac{l_s}{v} = \frac{\sqrt{m}}{2\pi r_{ef}^2 N_{dr} (2W)^{1/2}}. \quad (1.2.3.1.2)$$

где N_{dr} - концентрация включений, l_s – длина свободного пробега, r_{ef} - эффективный радиус включений. Подвижность носителей, определяемая лишь одним механизмом рассеяния на непрозрачных включениях

$$\mu_{dr} = \frac{q \langle \tau_p \rangle}{m} = \frac{2q}{3\pi r_{ef}^2 N_{dr} (2\pi m k_B T)^{1/2}}. \quad (1.2.3.1.3)$$

Подвижность, определяемая только механизмом рассеяния на поврежденных областях, определяется с помощью соотношения [37]

$$\mu_{dr} = \frac{q}{m} \frac{\langle W \tau_p(W) \rangle}{\langle W \rangle}, \quad (1.2.3.1.4)$$

где $\langle W \tau_p(W) \rangle$ означает усреднение τ_p по всем носителям с «весом» W . Результирующая подвижность определяется как суперпозиция указанных выше парциальных подвижностей.

На рис. 1.2.3.1.1 и 1.2.3.1.2 представлены зависимости дрейфовой скорости, подвижности электронов от электрического поля и времени релаксации энергии и импульса от энергии.

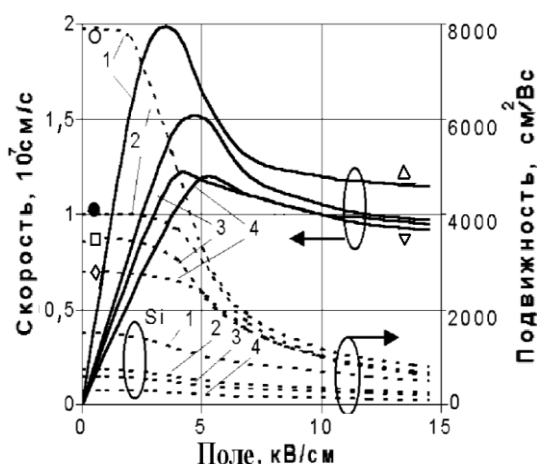


Рис. 1.2.3.1.1. Зависимости дрейфовой скорости (—) и подвижности (---) электронов в GaAs и Si от напряженности электрического поля [38]: без облучения – 1 и 2; после облучения флюенсом нейтронов 10^{15} см^{-2} – 3 и 4. Концентрация легирующей примеси: 10^{15} см^{-3} – 1 и 3; 10^{17} см^{-3} – 2 и 4. Экспериментальные данные – $\square, \Delta, \nabla, \circ, \bullet, \diamond$

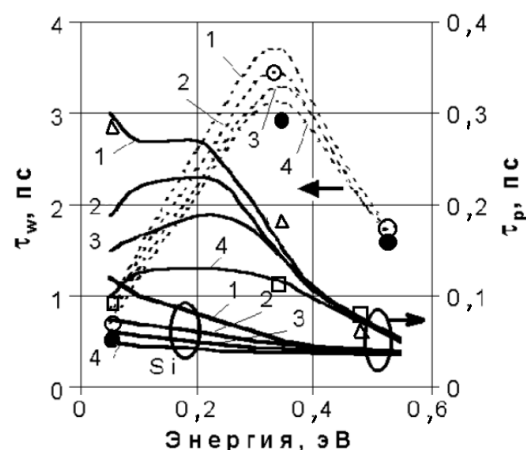


Рис. 1.2.3.1.2. Зависимости времени релаксации энергии τ_w (---) и импульса τ_p (—) электронов от средней энергии электронов в GaAs и Si: без облучения – 1 и 2; после облучения флюенсом нейтронов 10^{15} см^{-2} – 3 и 4. Концентрация легирующей примеси: 10^{15} см^{-3} – 1 и 3; 10^{17} см^{-3} – 2 и 4. Экспериментальные данные – $\square, \Delta, \circ, \bullet$ [39]

Указанные выражения позволяют учитывать радиационное воздействие при расчетах времен релаксации импульса и энергии электронов, их скорости и подвижности. В главе 2 будут приведены подробные выражения для учета точечных радиационных дефектов и их кластеров. Необходимо создать комплекс методов моделирования транспорта электронов в диодах на основе сверхрешеток с помощью аналитической и численной модели Монте-Карло с учетом переходных слоев структур СР и влияния радиационного воздействия.

1.3. Методы измерений

В данном разделе рассмотрены методы измерения характеристик исследуемых структур, а в главе 3 приведены особенности их использования в данной работе.

В [19, 20] теоретически и экспериментально исследована работа НЕМТ до и после радиационного воздействия, в [23] рассматривается стенд для измерения импульсных ВАХ полевых транзисторов, транзисторов с высокой подвижностью электронов (НЕМТ) и биполярных транзисторов. Возможности применения данной аппаратуры для измерения ВАХ терагерцовых приборов исследованы не были.

В [24] были исследованы импульсные ВАХ ТГц диодов Шоттки, но для диодов на основе СР аналогичные измерения ранее не проводились. В [25] были проведены измерения импульсных вольт-амперных характеристик AlGaIn / GaN НЕМТ транзисторов в зависимости от

геометрии, температуры (от 300 до 15 К) и условий эксплуатации. Для СР такие исследования ранее проведены не были.

Радиационное воздействие вводит в структуры дополнительные дефекты, которые существенно изменяют характеристики полупроводниковых приборов. Эти изменения необходимо учитывать при исследовании диодов. Тепловые факторы также накладывают на работу полупроводниковых приборов серьезные ограничения.

Экспериментальное исследование терагерцевых диодов на основе СР с учетом радиационного и теплового воздействия ранее проведено не было. Поэтому необходимо было провести измерения импульсных и статических вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик диодов в диапазоне температур, а также сравнить радиационную стойкость изучаемых диодов друг с другом, и с другими приборами известными из научной литературы. Для детального измерения вольт-амперных характеристик исследуемых диодов на основе СР необходимо было разработать специальный стенд для измерений импульсных ВАХ, который минимизирует нагрев структур и позволит проводить измерения до и после радиационного облучения.

В п. 1.3.1 рассмотрены способы измерения вольт-фарадных характеристик и определения профиля легирования, а в п. 1.3.2 рассмотрено влияние нагрева на работу диодов и приведены способы измерения статических и импульсных вольт-амперных характеристик.

1.3.1. Измерение вольт-фарадных характеристик и определение профиля легирования

Стандартный метод определения профиля легирования в эпитаксиальных слоях основан на снятии вольт-фарадных характеристик барьера Шоттки. Обычно формируют два контакта Шоттки, площади которых отличаются на несколько порядков. Возникают две емкости, последовательно соединенные не обеднённой частью активного слоя (рисунок 1.3.1.1), суммарная емкость определяется емкостью меньшего (измерительного) контакта. Соотношение между профилем легирования и вольт-фарадной характеристикой может быть найдено следующим образом [29]

$$N_D(W) = \frac{C^3}{q\epsilon S^2 dC/dU}, \quad (1.3.1.1)$$

где S – площадь барьера Шоттки, C – дифференциальная емкость. С учетом краевой емкости барьера Шоттки C_s полученный результат может быть уточнен

$$W = W_m \left(1 - \frac{W_m C_s}{\epsilon S}\right)^{-1}, \quad (1.3.1.2)$$

$$N_D(W) = N_{Dm}(W) \left(1 + \frac{WC_s}{\epsilon S}\right)^{-3}, \quad (1.3.1.3)$$

здесь W_m и N_{Dm} – измеряемые величины, а W и N_D – расчетные величины с учетом краевой емкости. При прямом напряжении смещения данный метод менее точен, так как через барьер Шоттки течет прямой ток. Другое ограничение этого метода связано с последовательным сопротивлением обедненного участка образца, которое становится особенно существенным, когда обедненная область достигает подложки.

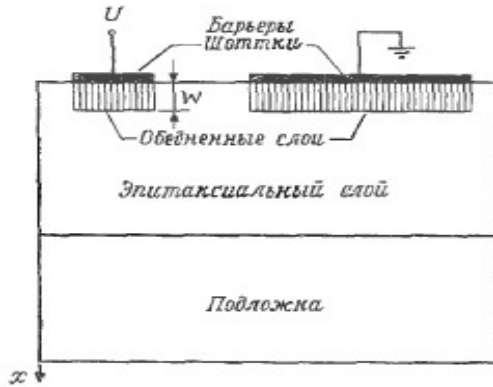


Рис. 1.3.1.1. Барьеры Шоттки и возникшие под ними обедненные слои. Профиль легирования может быть найден с помощью измерения межконтактной емкости как функции приложенного напряжения [29]. Такая схема избавляет от необходимости изготовления омического контакта на нижней стороне подложки

Описанный метод определения профиля легирования из вольт-фарадных характеристик позволяет быстро и довольно точно получать результат. Результаты подобных измерений использовались в работе, как начальные в компьютерных расчетах. Необходимо разработать специальный стенд, позволяющий проводить измерения вольт-фарадных характеристик полупроводниковых гетероструктур до и после радиационного облучения в диапазоне температур от $-160\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $+160\text{ }^{\circ}\text{C}$.

1.3.2. Нагрев диодов и измерение импульсных вольт-амперных характеристик

Температура структуры определяет надежность работы полупроводникового прибора: чем выше температура структуры, тем сильнее и резче колебания температуры, тем ниже надежность работы полупроводникового прибора. Необходимо разработать тепловую модель исследуемого диода на основе сверхрешеток и провести измерения импульсных и статических вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик диодов в диапазоне температур. Это позволит оценить влияние нагрева на работу исследуемых диодов.

В п.1.3.2.1 рассмотрен расчет тепловых полей в структурах диодов с помощью тепловых сопротивлений и электрической схемы замещения.

По своей структуре исследуемые планарные диоды Ганна похожи на полевые транзисторы с двумерным электронным газом без затвора. В п.1.3.2.2 рассмотрен расчет нагрева структур с двумерным электронным газом известный из литературы. Приведены результаты численных расчетов распределения температуры в кристалле транзистора, который имеет бесконечное число секций. Описаны методы исследования и результаты измерения тепловых процессов для структур полевых транзисторов, в том числе с двумерным

электронным газом, информации о которых в литературе значительно больше. Данная информация в работе применялась для анализа сходных процессов в исследуемых диодах.

Необходимо теоретически и экспериментально провести исследование процессов транспорта электронов в диодах выполненных с помощью единой технологии на основе 6-, 18-, 30-, 70- и 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток с учетом нагрева структур протекающим током в импульсном и непрерывном режимах. В п. 1.3.2.3 рассмотрены методы измерений импульсной ВАХ позволяющие получить параметры приборов не измененные разогревом структуры протекающим током, известные из литературы. Отрицательная дифференциальная проводимость структур может быть обусловлена нагревом, в то время как для анализа высокочастотной (терагерцовой) ОДП важно исключить указанное паразитное влияние.

1.3.2.1. Расчет тепловых полей в структурах диодов

Кривые на рис 1.3.2.1.1 показывают, как изменяется интенсивность отказов полупроводниковых приборов с ростом температуры структуры: уже при температуре около 100 °С надежность работы приборов снижается в 5-10 раз по сравнению с надежностью при температуре 25 °С [40]. Если при этом прибор одновременно предельно используется по какому-либо электрическому параметру, то интенсивность отказов может возрасти в 100 раз и более.

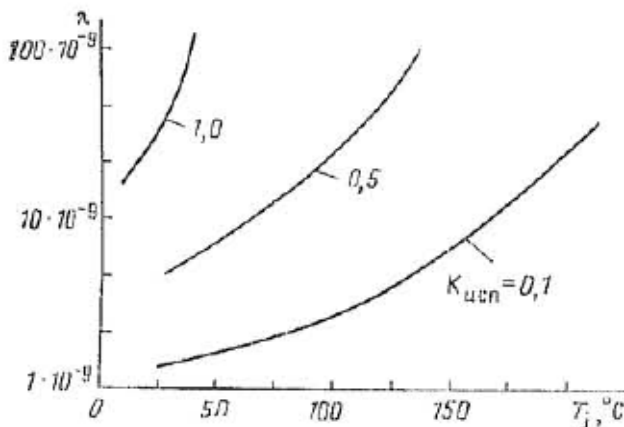


Рис. 1.3.2.1.1. Зависимости интенсивности отказов полупроводниковых приборов от температуры структуры [40]

Способность полупроводникового прибора кратковременно или длительно выдерживать воздействие повышенной температуры, а также резкие изменения температуры характеризуют его теплостойкостью. Нарушение теплостойкости определяют, как правило, по началу существенных необратимых изменений параметров – критериев годности приборов: температура структуры полупроводникового прибора при этом достигает своего максимально допустимого или предельного значения.

Теплообмен хорошо описывается законом Фурье:

$$Q = -\lambda \text{grad} T dS, \quad (1.3.2.1.1)$$

где λ – коэффициент теплопроводности, Q – тепловой поток, T – температура, S – площадь изотермической поверхности.

Процессы переноса тепловой энергии и переноса электрического заряда подобны. На основе электротепловой аналогии процесс теплообмена прибор-среда можно представить в виде электрической схемы замещения, при этом интегральным параметрам теплообмена Q , ΔT соответствуют электрические параметры I , $\Delta \varphi$. Мгновенная связь между тепловым потоком и перепадом температуры в электрической схеме замещения усредненно по некоторой области, ограниченной изотермическими поверхностями, моделируется тепловыми сопротивлениями θ , и определяется из уравнения Фурье:

$$\theta = l/\lambda S, \quad (1.3.2.1.2)$$

где l – характерный размер поверхности.

При определении тепловой модели системы полупроводниковый прибор – окружающая среда необходимо выделить изотермические поверхности моделируемой системы, т.е. дискретные уровни температурного поля. Каждая область, заключенная между изотермическими поверхностями, описывается своим тепловым сопротивлением и теплоемкостью. Мощность, выделяемая источником тепла – активным элементом полупроводникового прибора – в виде теплового потока P , частично отводится через тепловое сопротивление R_R , частично накапливается в теплоемкости R_C (рисунок 1.3.2.1.2, а). Трехзвенная тепловая модель системы полупроводниковый прибор – среда содержит три RC-звена: R_1C_1 – тепловое сопротивление и теплоемкость полупроводникового прибора; R_2C_2 – то же контакта корпус полупроводникового прибора – охладитель; R_3C_3 – то же системы охладитель – среда (рисунок 1.3.2.1.2, б).

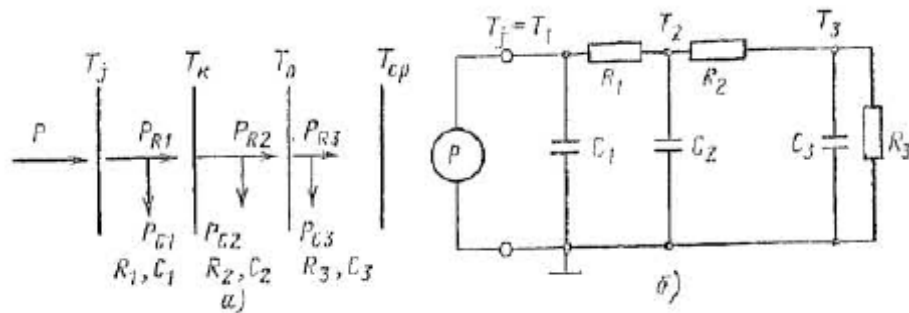


Рис. 1.3.2.1.2. Изотермические поверхности системы полупроводниковый прибор – окружающая среда (а) и тепловая модель этой системы в истинных параметрах (б) [40]

Используют также тепловую модель в приведенных параметрах по схеме замещения на рисунке 1.3.2.1.3. Она представляет собой преобразованную схему замещения (рис. 1.3.2.1.2, б)

(ее часто называют тепловой моделью в истинных параметрах) при условии сохранения значения входного сопротивления схемы, тогда искомая температура структуры имеет одинаковое значение в обеих моделях.

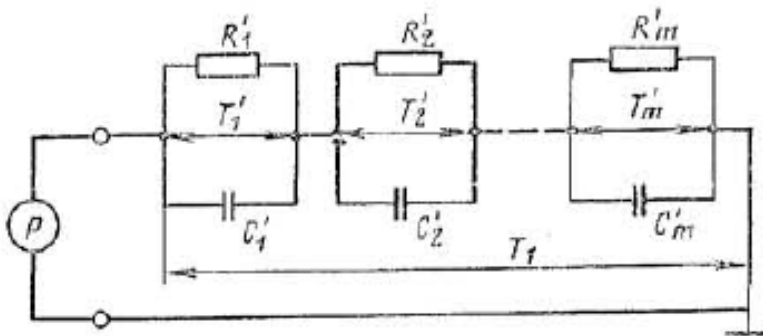


Рис. 1.3.2.1.3. Тепловая модель системы полупроводниковый прибор – среда в приведенных параметрах [40]

Применение для анализа тепловых режимов тепловой модели в приведенных параметрах может упростить определение параметров модели. При необходимости оценки температуры других изотермических поверхностей конструкции полупроводникового прибора (не только температуры структуры) используют формулы перехода от приведенных параметров к истинным [40].

Таким образом, RC – звенья тепловой модели характеризуют конечную область системы полупроводниковый прибор – среда, усредняя в этой области значения температур и теплофизических параметров. Число RC – звеньев в схеме замещения определяется заданной точностью расчета теплового режима, и оно тем больше, чем при меньших временах оценивается температура структуры. Естественно, что с ростом количества RC – звеньев вычислительные затраты увеличиваются.

1.3.2.2. Нагрев структур с двумерным электронным газом

Тепловые факторы накладывают на работу мощных приборов серьезные ограничения. В [29, 38] рассмотрены вопросы теоретического и экспериментально исследования тепловых режимов структур с двумерным электронным газом с учетом всех существующих мнений.

Рассмотрим бесконечно длинный плоский источник, имеющий размер $2d$, или, что эквивалентно, полуцилиндрическому источнику диаметром d , расположенного на бесконечной пластине толщиной c (рис 1.3.2.2.1).

Тепловое сопротивление для структуры на рисунке 1.3.2.2.1 определяется следующим выражением [37], если, как обычно бывает $d \ll c$:

$$\theta = (\pi k)^{-1} \ln \frac{8c}{\pi d}, \quad (1.3.2.2.1)$$

где k – коэффициент теплопроводности материала ($\text{Вт}/^\circ\text{С}\cdot\text{мм}$). Как видно из результатов расчета (рис. 1.3.2.2.2), наблюдается слабая логарифмическая зависимость теплового сопротивления от размеров источника тепла и толщины подложки.

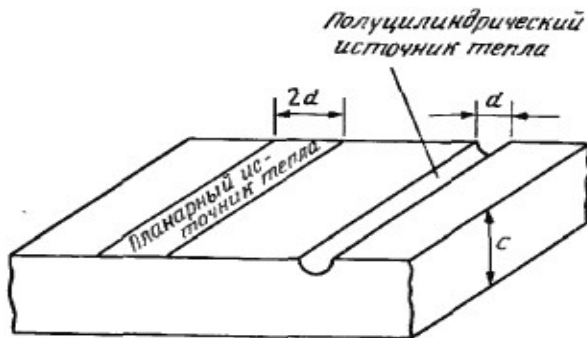


Рис. 1.3.2.2.1. Схема эквивалентного плоского и полуцилиндрического источников тепла на бесконечно длинном электрическом слое толщиной c [29]

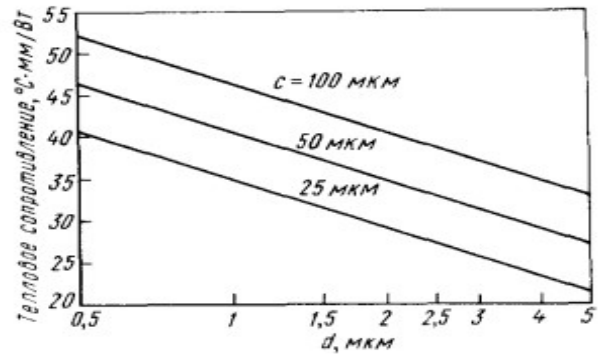


Рис. 1.3.2.2.2. Рассчитанные зависимости теплового сопротивления от размера источника тепла d для бесконечно длинной линии, представленной на рисунке 1.3.2.2.1 [29]

В [20] приведены результаты численных расчетов распределения температуры в кристалле транзистора, который имеет бесконечное число секций. Для анализа выделялся участок, соответствующий одной секции. Решение задачи [37] было получено по программе, разработанной авторами работы [41] и представлено на рис. 1.3.2.2.3.

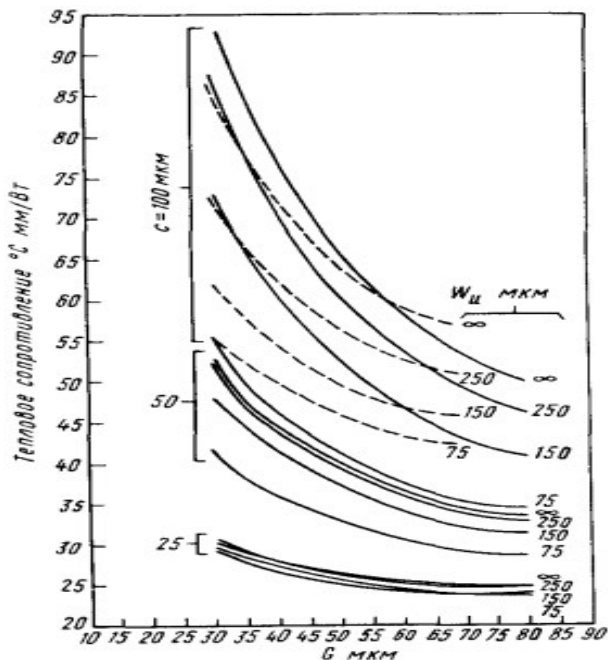


Рис. 1.3.2.2.3. Зависимости теплового сопротивления от расстояния затвор-затвор при различных значениях толщины подложки c и ширины зубца затвора для конструкции с прямым(—) и обратным(---) монтажом кристалла для $k=0,038 \text{ Вт}/(^\circ\text{С}\cdot\text{мм})$ [41]

В реальных транзисторах все линии имеют конечную длину, так что торцевое охлаждение может быть существенным и должно быть учтено [37]. Поэтому формула (1.3.2.2.1) работает

только в некотором приближении, ее результат не точен и не подходит для расчетов, которые будут проведены в следующих главах.

Необходимо создать комплекс методов моделирования транспорта электронов в диодах на основе свёрхрешеток с помощью аналитической и численных квазигидродинамической модели и модели на основе метода Монте-Карло с учетом переходных слоев структур СР и нагрева диодов.

1.3.2.3. Методы измерений импульсной ВАХ

Импульсные измерения позволяют получить параметры приборов, не измененные нагревом структуры протекающим током. Отрицательная дифференциальная проводимость структур может быть обусловлена разогревом, в то время как для анализа высокочастотной (терагерцовой) ОДП важно исключить указанное паразитное влияние. Поэтому следует рассмотреть методы импульсного измерения параметров полупроводниковых структур.

В [37] предложен метод импульсного измерения теплового сопротивления структуры на основе анализа импульсной ВАХ. Измерения начинаются с калибровки прямого напряжения затвора как функции температуры. При каждом значении температуры на выводы затвора и истока подается импульс тока в прямом направлении от источника постоянного тока (рис. 1.3.2.3.1, 1.3.2.3.2).

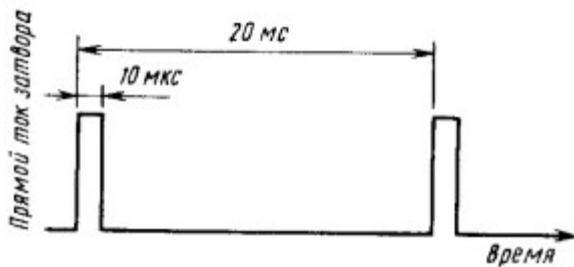


Рис. 1.3.2.3.1. Калибрующие импульсы тока затвора при измерениях теплового сопротивления [37]

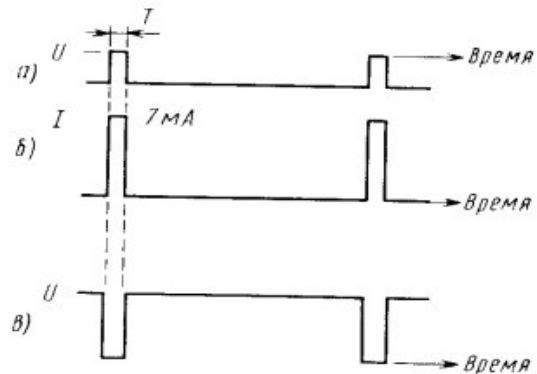


Рис. 1.3.2.3.2. Иллюстрация условий подачи напряжения смещения на электроды прибора при измерении теплового сопротивления, в течение периода измерений $T=10$ мкс напряжение на сток не подается: а, в – соответственно напряжение на затворе и стоке в рабочем режиме; б – ток затвора при прямом смещении [37]

После получения калибровочной зависимости на структуру подается напряжение смещения. Напряжение стока поддерживается постоянным (рис. 1.3.2.3.2), за исключением очень короткого отрезка времени, в течении которого измеряется прямое напряжение затвора, соответствующее прямому току затвора 7 мА (или другой заданной величине). На это время напряжение смещения на сток не подается, а подается напряжение смещения на затвор, обеспечивающее ток 7 мА. По значению полученного напряжения затвора определяется температура канала транзистора и тепловое сопротивление. В [42] родственный подход применялся для измерения импульсных ВАХ мощных ВЧ структур с двумерным электронным газом в изотермических условиях.

В диссертации импульсные измерения проводились похожим образом – схема измерений и их результаты будут обсуждены в главе 3. Важно теоретически и экспериментально провести исследование процессов транспорта электронов в диодах выполненных с помощью единой технологии на основе сверхрешеток с учетом нагрева структур протекающим током в импульсном и непрерывном режимах. Необходимо разработать специальный стенд для измерений импульсных ВАХ, который минимизирует нагрев структур, для детального измерения вольт-амперных характеристик исследуемых диодов на основе СР. Важно оценить температуру нагрева активной области диода.

1.3.3. Особенности измерений после радиационного воздействия

В данном разделе рассмотрены особенности измерений характеристик полупроводниковых приборов после радиационного воздействия. Воздействие радиационного излучения приводит к образованию дефектов и ионизации полупроводника. Необходимо сравнить радиационную стойкость изучаемых диодов друг с другом, а также с другими приборами известными из научной литературы. Радиационные дефекты условно можно разделить на точечные (вакансия и атом в междоузлии), комплексы дефектов (например, вакансия – атом примеси) и кластеры радиационных дефектов (КРД), т.е. скопления точечных дефектов и их комплексов, образующиеся при воздействии быстрых нейтронов, космических протонов и более тяжелых частиц.

В условиях радиационного воздействия уменьшение размеров структур приводит к принципиальным изменениям физики работы приборов, связанных с тем, что [43]: 1) характерные пространственные масштабы изменения электрического поля сопоставимы с длинами релаксации энергии и импульса электронов и длиной свободного пробега электронов; 2) характерные размеры рабочих областей приборов сравнимы с расстоянием между КРД; 3) характерные размеры рабочих областей приборов сопоставимы с размерами КРД; 4) ионизирующее излучение разогревает электронный газ, который не успевает остывать за

времена пролета рабочей области приборов; 5) при облучении нейтронами происходит перестройка протонированных изолирующих областей ИС, что сказывается на процессах протекания тока и фоточувствительности; 6) взаимодействие ионизирующих излучений (особенно лазерных) имеет особенности при взаимодействии с нанометровыми металлическими объектами; 7) радиационные технологические процессы (например, геттерирование) существенно изменяют электрофизические характеристики полупроводника, что заметным образом сказывается на процессах формирования радиационных дефектов в субмикронных приборах; 8) электроны, разогнанные до энергий 0,5...1 эВ большими электрическими полями (~ 100 кВ/см) в субмикронных приборах, могут проникать между субкластерами радиационных дефектов (СКРД) внутри КРД, что принципиально меняет подход к моделированию радиационной стойкости приборов.

Основными типами (первичных и вторичных структурных) дефектов в материалах при облучении быстрыми нейтронами являются [43]: 1) пары Френкеля с широким набором расстояний, разделяющих вакансию и междоузельный атом; 2) области разупорядочения, размер которых может достигать 30—50 нм и более; 3) сложные дефекты, являющиеся следствием взаимодействия вакансий и междоузельных атомов между собой и с атомами исходных химических примесей (ярким примером могут служить дивакансии в различных зарядовых состояниях, А- и Е-центры в облученном кремнии и ряд центров в германии и арсениде галлия); 4) тепловые клинья и пики смещения, проявляющиеся при больших интегральных потоках быстрых нейтронов;

5) дислокации, если их исходная плотность в кристалле $\geq 10^2$ см⁻². Из-за высокой проникающей способности быстрых нейтронов в веществах со средним атомным весом распределение указанных дефектов по объему кристалла является равномерным. Кроме того, при облучении тепловыми нейтронами в материалах могут возникать химические примеси вследствие ядерных превращений.

При взаимодействии с веществом протоны [43] теряют свою кинетическую энергию за счет упругого рассеяния на атомах и ядрах вещества и неупругого взаимодействия с ядрами и электронными оболочками атомов. При упругом взаимодействии атомы облучаемого вещества увеличивают свою кинетическую энергию при достаточно большой полученной энергии и становятся источником вторичных дефектов смещения и ионизации в веществе. При неупругом рассеянии протонов протекают ядерные реакции, в результате которых образуются «звезды» из нейтральных и заряженных частиц, а также возникают электромагнитные излучения.

При взаимодействии с веществом энергия электронов расходуется главным образом на неупругое рассеяние на атомах, что вызывает их ионизацию. Наряду с этим определяющим

процессом имеется некоторая возможность упругого рассеяния, связанного с кулоновским взаимодействием электрона с ядром атома. Этот процесс может приводить к смещению атомов в междоузлия.

При прохождении γ -квантов через вещество наряду с определяющим процессом ионизации материала может происходить смещение атомов при упругих столкновениях комптоновских электронов с атомами вещества. Взаимодействие γ -квантов с веществом в интервале энергий $E = 0\text{—}10$ МэВ осуществляется за счет трех механизмов: фотоэффекта, эффекта Комптона и эффекта образования пар.

В силу особенностей энергетической зонной структуры полупроводниковых кристаллов их электрофизические свойства особенно сильно изменяются при воздействии излучений (рис. 1.3.3.1, 1.3.3.2). Основными электрофизическими характеристиками полупроводниковых материалов, определяющими электрические параметры полупроводниковых приборов, являются: концентрация носителей заряда, подвижность, время жизни носителей заряда и их диффузионная длина.

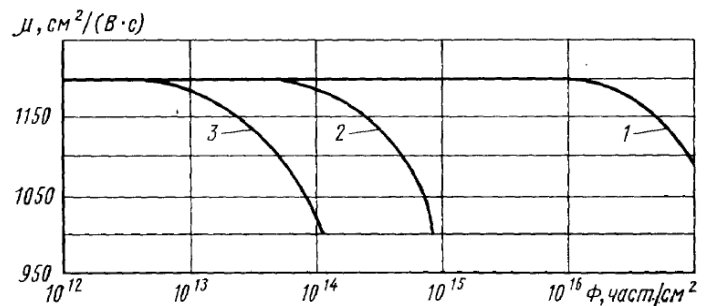
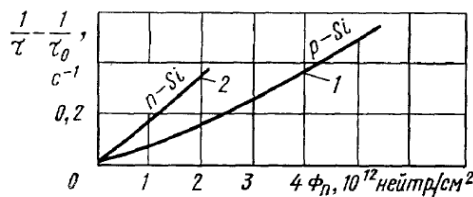


Рис. 1.3.3.1. Изменение времени жизни неосновных носителей тока в образцах кремния p- и n-типов в процессе облучения нейтронами: 1 – электронами 10 МэВ; 2 – быстрыми нейтронами [43]
 Рис. 1.3.3.2. Зависимость подвижности электронов в зонном кремнии ($\rho_0 = 3$ Ом·см) от потока облучения при $T=300$ К: 1 – γ -квантами; 2 – электронами 10 МэВ; 3 – быстрыми нейтронами [43]

Характер возникающих радиационных нарушений в полупроводниковом материале и их влияние на основные свойства облучаемых кристаллов определяются, помимо структуры решетки, природой и энергией бомбардирующих частиц. Если энергия, передаваемая атому решетки налетающей частицей, незначительно превышает пороговую энергию E_d , то следует ожидать в основном образования простых изолированных дефектов типа пар Френкеля (вакансий и междоузельных атомов) и сложных комплексов «простой дефект + химическая

примесь». Когда же эта энергия достаточно велика ($E_a \gg E_d$), то первично смещенный атом способен создать целый каскад вторичных, третичных и т. д. смещений. Ряд экспериментов, действительно, показывает, что при облучении полупроводниковых материалов быстрыми нейтронами и тяжелыми заряженными частицами высоких энергий наряду с изолированными дефектами, которые в основном создаются электронами с энергией до 10 МэВ и γ -квантами, могут образовываться скопления простых дефектов в ограниченном объеме кристалла, называемые «областями разупорядочения». Для большинства полупроводниковых диодов (за исключением туннельных) характерна значительная чувствительность к излучениям высоких энергий. При облучении кремниевого диода любыми частицами и γ -квантами с достаточно высокой энергией всегда происходит деградация его вентильных свойств, т. е. уменьшение прямой и увеличение обратной проводимости (рис. 1.3.3.3, 1.3.3.4).

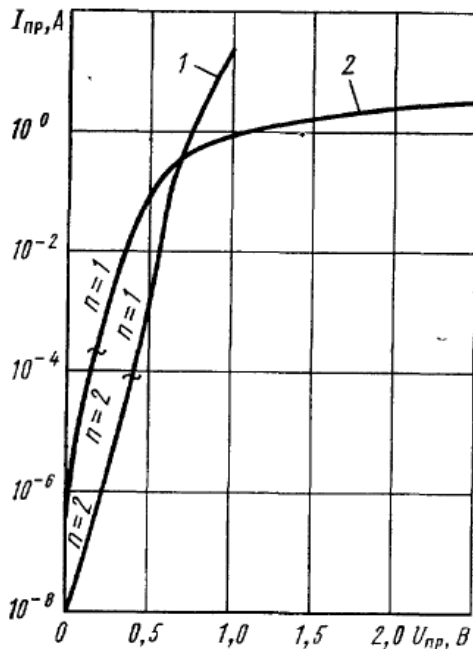


Рис. 1.3.3.3. Прямая вольт-амперная характеристика кремниевого диода в широком диапазоне прямых токов при облучении потоками [43]: 1) $\Phi = 0$; 2) $\Phi = 4.4 \cdot 10^{14}$ нейтр/см²

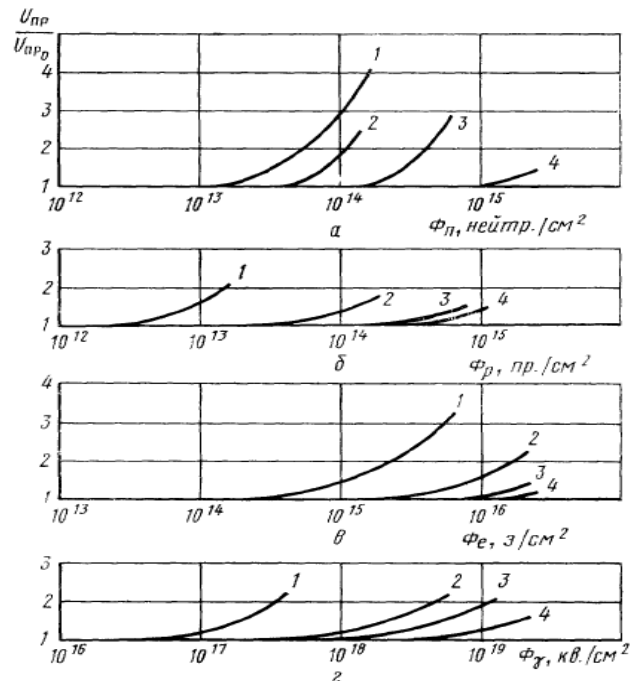


Рис. 1.3.3.4. Эквивалентность воздействия различных излучений на прямую ветвь ВАХ кремниевых выпрямительных и импульсных диодов при облучении реакторными нейтронами (а), протонами с энергией 22.5 МэВ (б), электронами с энергией 2.5 МэВ (в) и γ -квантами Co^{60} (г) [43]: 1, 2 – выпрямительные диоды; 3, 4 – импульсные диоды

Скорость деградации зависит от большого количества факторов, важнейшими из которых являются ширина базовой области диода ω , ее удельное сопротивление ρ_b и значение прямого тока $I_{пр}$. Существенное влияние на деградацию диода оказывают также такие факторы, как энергия излучения, температура диода, соотношение концентраций легирующих примесей в различных областях диодной структуры и их градиенты.

Арсенид галлия — перспективный полупроводник, принадлежащий к бинарным соединениям типа $A^{III}B^V$. Он обладает прямой зонной структурой со сравнительно широкой запрещенной зоной и применяется при изготовлении излучающих туннельных и лазерных диодов, солнечных элементов и диодов Ганна. Радиационные нарушения в GaAs изучены менее, чем в кремнии, в частности из-за трудности идентификации экспериментальных результатов. Только точечных дефектов в нем может быть создано восемь типов [44] так как в GaAs две подрешетки.

При облучении в арсениде галлия образуются дефекты с мелкими и глубокими акцепторными и донорными уровнями. На основании исследований подвижности носителей заряда и отжига облученных образцов считается, что мелкие уровни в запрещенной зоне принадлежат точечным дефектам. При облучении GaAs нейтронами, протонами или высокоэнергетическими электронами возможно образование скоплений дефектов [44], представляющих собой металлические фазы с удельным сопротивлением около 10^{-4} Ом·см.

При больших интегральных потоках быстрых нейтронов металлические включения могут занимать до 10^{-3} объема кристалла, однако полупроводниковые свойства его при этом сохраняются. Радиационные дефекты в GaAs обладают высокой температуроустойчивостью, их отжиг протекает при температурах выше 490 К.

Экспериментальные результаты показывают, что под действием жестких излучений возникают как донорные, так и акцепторные центры, принимающие эффективное участие в захвате носителей заряда (НЗ). По мере возрастания концентрации радиационных дефектов до значений превосходящих исходные концентрации примесей, равновесная концентрация НЗ и связанное с ней положение уровня Ферми приближаются к предельным значениям, определяемым системой энергетических уровней радиационных нарушений. При всех начальных концентрациях носителей заряда (рис. 1.3.3.5) число свободных электронов в зоне проводимости экспоненциально убывает с ростом дозы облучения.

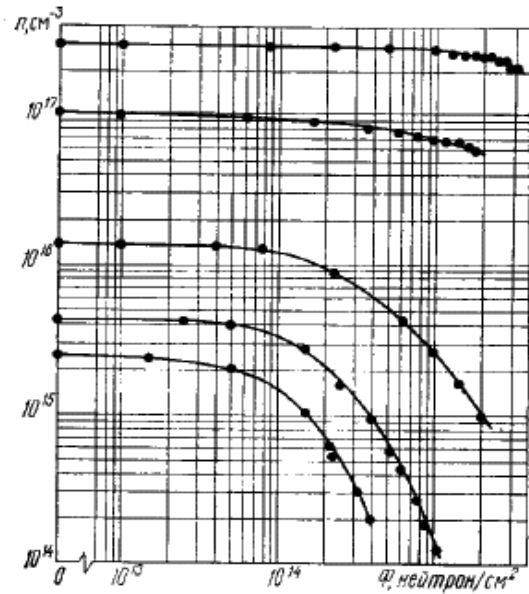


Рис. 1.3.3.5. Изменение концентрации электронов в легированных кристаллах n-GaAs [44] с различной исходной концентрацией НЗ в зависимости от интегрального потока быстрых нейтронов

Экспериментальные кривые достаточно хорошо описываются выражением

$$n = n_0 \exp(-K_n \Phi), \quad (1.3.3.1)$$

где K_n — коэффициент радиационного повреждения концентрации НЗ, зависящий от исходной концентрации n_0 .

Изменение подвижности НЗ при облучении кристаллов арсенида галлия обусловлено в основном увеличением сечения рассеяния центров, связанным с уменьшением концентрации НЗ и с увеличением размеров областей пространственного заряда, и увеличением концентрации рассеивающих центров радиационного происхождения. Оба процесса, как правило, протекают одновременно и ведут к снижению подвижности НЗ в GaAs. Видно (рис. 1.3.3.6), что при облучении реакторными нейтронами и электронами с энергией 55 МэВ холловская подвижность НЗ в n-GaAs заметно снижается [44].

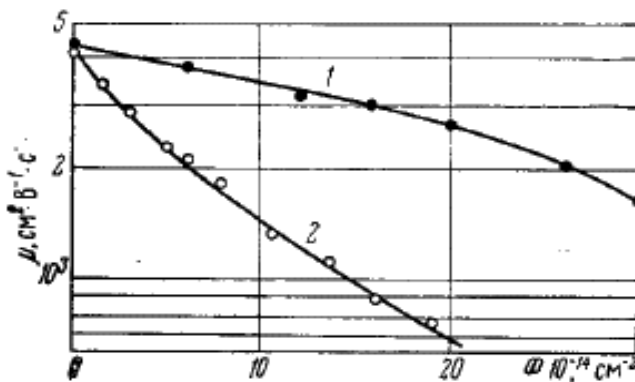


Рис. 1.3.3.6. Влияние облучения быстрыми нейтронами с $E = 25$ МэВ (1) и реакторными нейтронами (2) на холловскую подвижность НЗ в арсениде галлия n-типа [44]

При не слишком больших интегральных потоках облучения изменение подвижности НЗ в GaAs описывается выражением

$$\frac{\mu}{\mu_0} = (1 + K_\mu \Phi)^{-1}, \quad (1.3.3.2)$$

где K_μ — радиационный коэффициент изменения подвижности НЗ, зависящий от вида и энергии бомбардирующих частиц от начальной концентрации НЗ.

Изучение влияния облучения на свойства арсенида галлия показало, что наиболее чувствительно к облучению время жизни неосновных НЗ. Практически полное подавление люминесценции, а значит, резкое снижение времени жизни неравновесных НЗ в облученном GaAs [44] наблюдаются при таких интегральных потоках облучения, при которых изменения концентрации и подвижности НЗ только начинают проявляться.

В связи с тем, что в результате радиационного воздействия происходят сильные изменения ВАХ, важно анализировать результаты измерений в зависимости от радиационного воздействия и температуры. Необходимо было теоретически и экспериментально рассмотреть влияние радиационного воздействия на диоды на основе сверхрешеток. Необходимо было разработать специальный стенд, позволяющий проводить измерения импульсных вольт-амперных характеристик полупроводниковых диодов до и после радиационного облучения в диапазоне температур.

1.4. Радиационная стойкость

Исследование радиационной стойкости полупроводниковых приборов является важным звеном проектирования специальных радиоэлектронных систем. Предполагается, что источниками быстрых нейтронов (~ 1 МэВ) могут являться ядерный взрыв или ядерные реакторы. При попадании быстрого нейтрона в ядро атома решетки полупроводника выбивается первичный атом отдачи, приводящий к каскаду смещений до 1000 вторичных атомов. Структура каскада смещенных атомов подобна виноградной грозди [19, 20, 34, 45], причем в роли «виноградин» выступают плотные скопления радиационных дефектов. Спустя характерное время стабилизации радиационных дефектов (от единиц фемтосекунд до единиц пикосекунд и более) формируются стабильные кластеры радиационных дефектов (30 - 300 нм), состоящие из плотных субкластеров дефектов (5 - 30 нм). Рассеяние на таких субкластерах мешает движению электронов и ухудшает характеристики прибора [19, 20, 45]. До сих пор основные процессы формирования кластера радиационных дефектов при нейтронном облучении детально экспериментально не исследованы, так как длительность указанного процесса 10^1 - 10^4 фс, что соответствует частотам 0.1-100 ТГц. Решение указанной задачи позволит лучше понять процессы, протекающие в современных СВЧ приборах, использующихся в военной и специальной технике.

С точки зрения практического применения аналогами исследуемых диодов на основе СР являются диоды Шоттки и диоды Ганна, чья радиационная стойкость известна из литературы

[29, 43, 44, 46]. Диод Ганна является аналогом с точки зрения генерации СВЧ сигналов, а диод Шоттки с точки зрения умножения. Однако предельные частоты функционирования указанных диодов лежат в диапазоне ниже 1 ТГц, что не позволяет их использовать для исследования процессов формирования кластеров радиационных дефектов.

В традиционных «объемных» диодах Ганна [43, 46] при достижении порогового значения поля в структуре формируется область сильного поля (домен), который движется от катода к аноду со скоростью $\sim 10^7$ см/с. Когда домен формируется, ток падает, а при исчезновении домена, ток возрастает. Механизм возникновения отрицательной дифференциальной проводимости на вольт-амперной характеристике связан с междолинными переходами, и домен формируется в течение 3-5 времен свободного пробега при междолинном рассеянии. Радиационное воздействие сильно влияет на работу таких диодов, так как радиационные дефекты снижают концентрацию и подвижность электронов, что приводит к катастрофическому уменьшению выходной мощности диодов Ганна уже при флюенсах нейтронного излучения $\sim 10^{13}$ н/см².

Последние исследования [A1] показывают, что для диодов Ганна возможна работа на частотах до 0.5 ТГц, при условии планарной архитектуры устройства диода Ганна и использования свойств двумерного электронного газа для увеличения быстродействия. В [A1] было показано, что структуры с двумерным газом дают на порядок большую радиационную стойкость за счет большей концентрации электронов по сравнению с «объемными» диодами Ганна. Это объясняется тем, что необходимо большее количество радиационных дефектов, чтобы существенно изменить концентрацию электронов за счет их захвата на ловушки.

В исследуемых в данной работе диодах на основе СР процесс формирования отрицательной дифференциальной проводимости принципиально иной, он связан с отражением электронов от потолка энергетической минизоны и «блоховскими» осцилляциями. Длина активной области исследуемых диодов по размеру сравнима с кластером радиационных дефектов. Таким образом, транспорт электронов после радиационного воздействия будет связан с проводимостью между субкластерами дефектов [47].

В [15, 17] для учета радиационного влияния на динамику междолинных переходов в субмикронных приборах в модель вводилась зависимость времен релаксации энергии и импульса электронов от флюенса нейтронного облучения, полученная ранее в [18] путем моделирования процессов переноса электронов в GaAs структурах методом Монте-Карло с учетом рассеяния электронов на радиационных дефектах различной структуры и размера. В [19, 20] теоретически и экспериментально исследована работа НЕМТ до и после радиационного воздействия. В [22] был проведен анализ процессов формирования и стабилизации кластера

радиационных дефектов при попадании быстрого нейтрона в область пространственного заряда полупроводникового диода. Исследование радиационного воздействия теоретически и экспериментально для терагерцевых диодов на основе СР проведено не было.

Обычно, уровень радиационной стойкости – это уровень радиационного воздействия, при котором происходят отклонения параметров прибора за пределы указанные в техническом задании. Процент изменения параметров определяется требованиями к устройству, в котором используется диод. В данной работе, критерием для определения уровня радиационной стойкости являлось снижение тока после радиационного воздействия на 50%.

В п. 1.4.1 приведен обзор литературы по стойкости структур с двумерным электронным газом (НЕМТ), по которым имеется больше информации в отличие от планарных диодов Ганна (исследуемые диоды Ганна являются планарными, и похожи на полевые транзисторы только без затвора). Затем эта информация сопоставлена со стойкостью объемных диодов Ганна (п.1.4.2) и туннельных диодов (п.1.4.3). Данных по стойкости СВЧ диодов на основе сверхрешеток в литературе практически нет.

1.4.1. Полевые транзисторы и диоды Шоттки

В данном разделе кратко будут рассмотрены эффекты в НЕМТ, который является ближайшим аналогом исследуемого планарного диода Ганна (полевой транзистор без затвора). В отличие от планарных диодов Ганна, радиационная стойкость НЕМТ хорошо исследована и известна из литературы. Сначала рассмотрим краткую информацию относительно радиационной стойкости полевых транзисторов (ПТ) с р-п-переходом и с затвором Шоттки, и в конце сравним с транзистором с двумерным электронным газом.

Порог отказа полевых транзисторов в оптимизированной приборной структуре при увеличении уровня легирования канала до 10^{18} см^{-3} ожидается в диапазоне доз нейтронов 10^{15} - 10^{16} н/см^2 (рис. 1.4.1.1, 1.4.1.2). Все данные приведенные ниже для ПТ с р-п-переходом аналогичны и для дискретных ПТ с затвором Шоттки до доз 10^{15} н/см^2 (при больших дозах наблюдается расхождение). Приборы с более высоким уровнем легирования канала ($\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$) более устойчивы к действию радиации. Поэтому логично предположить, что транзисторы с двумерным электронным газом, имеющие большую концентрацию являются более радиационно-стойкими. Рассмотрим некоторые известные о них данные из статей.

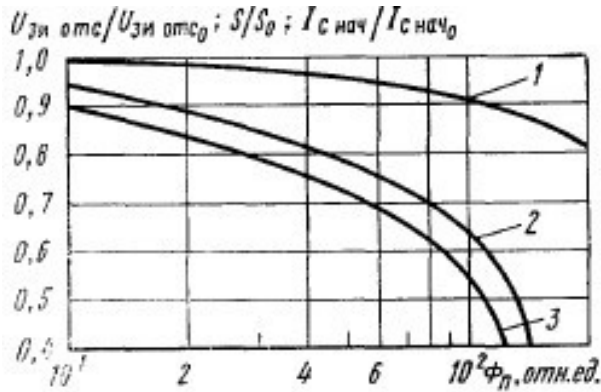


Рис. 1.4.1.1. Зависимость напряжения отсечки (1), крутизны (2) и начального тока стока (3) полевых транзисторов от интегрально потока быстрых нейтронов [43]

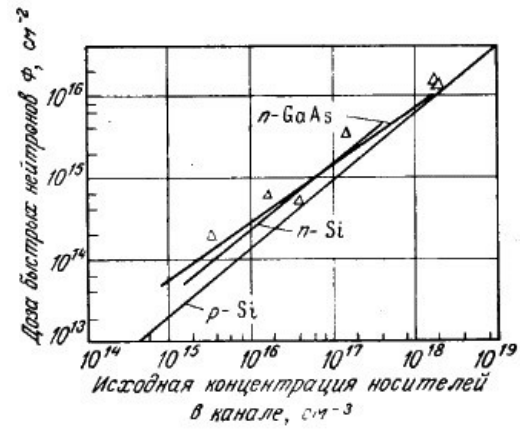


Рис. 1.4.1.2. Зависимость дозы быстрых нейтронов, требуемой для уменьшения максимальной крутизны ПТ с р-п-переходом на 20%, от концентрации носителей в канале [43]

В работе [48] получено, что после облучения AlGaIn/GaN HEMT γ -лучами дозой 3 Мрад, ток насыщения I_{dsat} и максимальная проводимость g_{mmax} уменьшились на 6% и 5% соответственно, а пороговое напряжение V_{th} почти не изменилось. Из рис. 1.4.1.3, можно увидеть, что при более высоких напряжениях на затворе изменения I_{dsat} становятся значительными. Поверхностная утечка между затвором и истоком усиливалась значительно из-за создания электроотрицательных поверхностных зарядов.

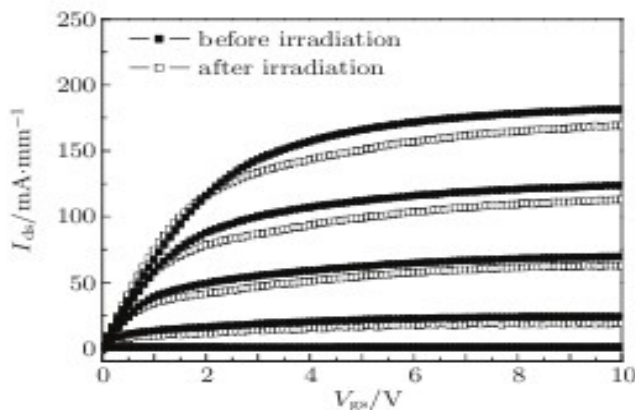


Рис. 1.4.1.3. Зависимость тока стока I_{ds} от напряжения стока V_{ds} HEMT до и после облучения γ -лучами дозой 3 Мрад (Si). Значение V_{gs} в диапазоне - 1...2 В, с шагом 0.5 В [48]

В [49] были измерены характеристики по постоянному току до и после облучения (общая доза от 500 крад (SiO₂) до 8 Мрад (SiO₂)) для AlGaIn/GaN структуры с двумерным электронным газом. Сдвиг порогового напряжения до и после 8 Мрад (SiO₂), был мал (несколько мВ). Похожие структуры облучали протонами с энергией 1,8 МэВ до флюенса $1 \cdot 10^{14}$ см⁻², при комнатной температуре (рис. 1.4.1.4).

Наблюдалось малое изменение (рис. 1.4.1.4) прямого тока затвора. Положительный сдвиг напряжения отсечки (рис. 1.4.1.4) с увеличением флюенса указывает на появление ловушек подобных акцепторам.

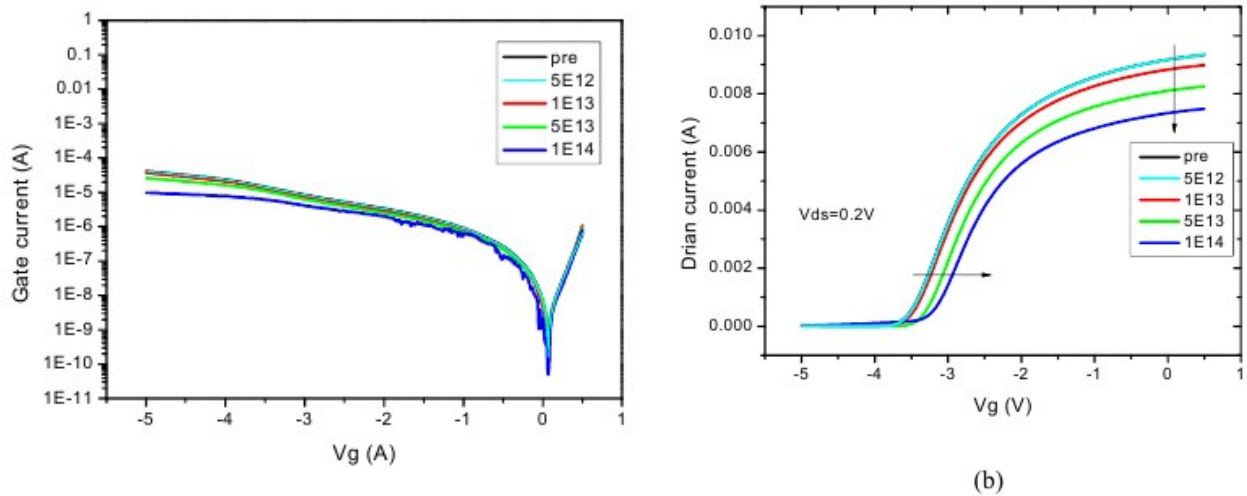


Рис. 1.4.1.4. Зависимость тока затвора I_g (а) и тока стока I_d (б) от напряжения затвора V_g после воздействия протонами с энергией 1.8 МэВ. Измерения проводились при напряжении исток-сток $V_{ds}=0.2$ В [49]

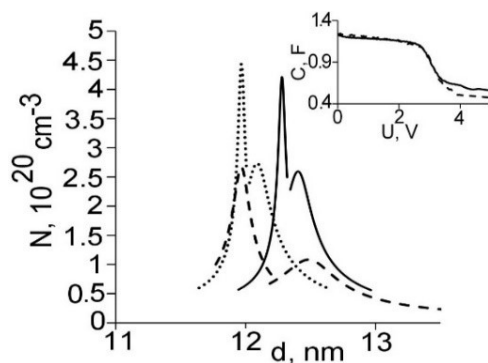


Рис. 1.4.1.5. Профиль распределения электронов в AlGaIn/GaN HEMT до (—) и после (---) облучения нейтронами и аналитический расчет сдвига профиля при уменьшении эффективной площади проводящего канала, связанный с влиянием кластеров дефектов (·····). Исследуемая структура облучалась нейтронами флюенсом $0.4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$

В [A2] выявлено смещение профиля распределения электронов после облучения для AlGaIn/GaN гетероструктур и транзисторов на их основе. (рис. 1.4.1.5). Подобный сдвиг профиля наблюдался так же в [20]. Получено, что расстояние между кластерами в GaN порядка 100 нм. Размеры субкластера были рассчитаны с помощью программы Trim и составили 3-6 нм.

Выше уже было сказано, что приборы с более высоким уровнем легирования канала ($\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ и выше), более устойчивы к действию радиации. HEMT имеют большую радиационную стойкость по сравнению с обычными полевыми транзисторами на p-n-переходе или затворе Шоттки, так как обладают большей концентрацией в канале.

Поэтому логично предположить, что и планарные диоды Ганна на основе структур с двумерным электронным газом будут более радиационно-стойкими, чем их объемные аналоги. Это предположение проверялось в рамках проведения диссертационной работы. Теоретически и экспериментально рассмотрено влияние радиационного воздействия на исследуемые диоды, разработан специальный стенд, позволяющий проводить измерения импульсных вольт-амперных характеристик полупроводниковых диодов до и после радиационного облучения, проведено сравнение радиационной стойкости исследуемых диодов друг с другом, а также с другими приборами известными из научной литературы.

1.4.2. Диод Ганна (объемный)

В традиционных «объемных» диодах Ганна [43, 45] при достижении порогового значения поля в структуре формируется область сильного поля (домен), который движется от катода к аноду со скоростью $\sim 10^7$ см/с. Когда домен формируется, ток падает, а при исчезновении домена, ток возрастает. Механизм возникновения отрицательной дифференциальной проводимости на вольт-амперной характеристике связан с междолинными переходами (п.1.1.1), и домен формируется в течение 3-5 времен свободного пробега при междолинном рассеянии. Радиационное воздействие сильно влияет на работу таких диодов, так как радиационные дефекты снижают концентрацию и подвижность электронов, что приводит к катастрофическому уменьшению выходной мощности диодов Ганна уже при флюенсах нейтронного излучения $\sim 10^{13}$ н/см².

Рабочая частота объемных GaAs диодов Ганна достигает до 10^{11} Гц и ограничивается их геометрическими размерами [44]. При воздействии различных видов облучения на диод Ганна [50] обнаружены следующие характерные особенности изменений рабочих параметров: а) начиная с определенного флюенса сопротивление прибора R увеличивалось по экспоненциальному закону; б) отношение тока максимума J_p к току минимума J_0 ВАХ уменьшалось пропорционально изменению $\mu(\Phi)$; в) в зависимости от исходного значения n_0L (L – длина активной области) мощность $P_{свч}(\Phi)$ сразу уменьшалась или возрастала, достигая максимума, а затем падала.

Из рис. 1.4.2.1 видно, что мощность генерации диода Ганна остается неизменной вплоть до интегральных потоков быстрых нейтронов 10^{13} см⁻². При воздействии на диоды нестационарного ионизирующего излучения [50] обнаружено как временное нарушение функционирования, так и необратимый выход приборов из строя.

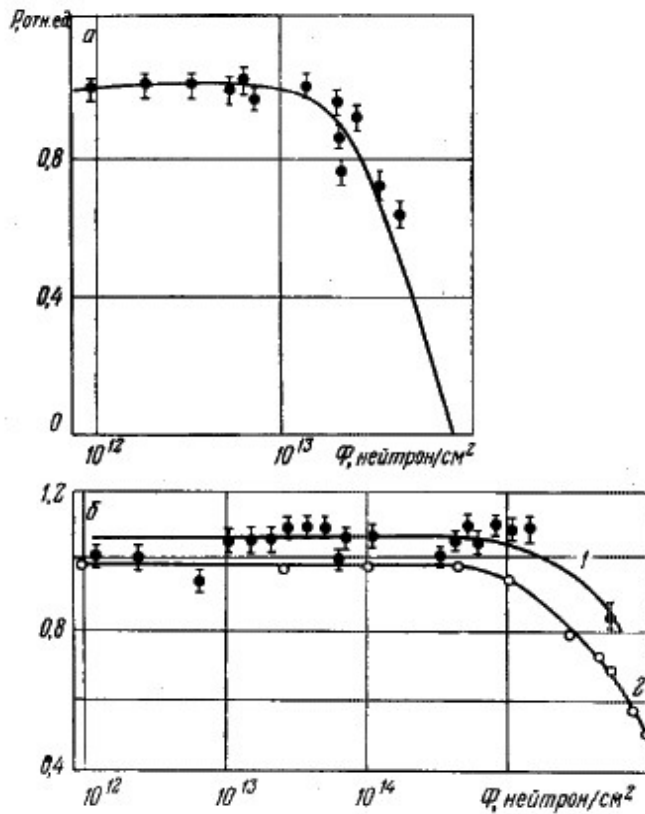


Рис. 1.4.2.1. Изменение СВЧ-мощности генерации диодов Ганна X -диапазона – а и генераторов IMPATT (1) TRAPATT (2) – б при облучении быстрыми нейтронами [44]. При потоке $4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ мощность генерации уменьшается на 3 дБ, а при потоке $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ падает до нуля. На снижение мощности генерации ганновских диодов в импульсном режиме влияют также радиационные ловушки с временем релаксации ~ 3 мкс. Заполнение ловушек, обусловленное наличием сильного поля в движущихся доменах, происходит в течение некоторого времени после подачи импульса напряжения. После его окончания ловушки освобождаются

В работе [39] показано, что интенсивное, γ -излучение ($t=25$ нс) способно вызвать лавинный пробой в усилительных импульсных диодах трехсантиметрового диапазона.

Для генераторных диодов с длиной $L=10$ мкм СВЧ генерация не обнаруживалась после облучения флюенсами γ -квантов $(8...9) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, быстрых реакторных нейтронов ($\approx 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$), что совпадает с расчетными оценками [50]. Для повышения радиационной стойкости диодов необходимо увеличивать исходный уровень легирования материала мелкой донорной примесью, обеспечивая $nL \gg 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

В [50] обнаружено, что при $\Phi \geq 1 \cdot 10^{14} \text{ нейтрон/см}^2$ экспериментально обнаружено увеличение частоты генерации и уменьшение $P_{\text{СВЧ}}$, подвижность уменьшалась на 14%, а R увеличивалась на 75%. Структуры с двумерным газом дают большую радиационную стойкость за счет большей концентрации электронов по сравнению с «объемными» диодами Ганна. Это объясняется тем, что необходимо больше радиационных дефектов, чтобы существенно изменить концентрацию за счет захвата электронов на ловушки. Кроме того, двумерный газ имеет большую подвижность из-за подавления рассеяния на ионах примеси стенками ямы. Аналогичный эффект будет и для рассеяния на заряженных радиационных дефектах. Поэтому можно предположить, что и в планарных диодах Ганна с двумерным газом будет выше радиационная стойкость. Это важно, как с точки зрения их использования в качестве

детекторов радиационного излучения, так и для использования в перспективной технике СВЧ диапазона. Важно на основе серии измерений получить данные об изменении вольт-амперных характеристик диодов на основе сверхрешетки GaAs и планарных диодов Ганна до и после радиационного облучения в диапазоне флюенса нейтронного излучения 10^{12} – 10^{15} см⁻², рассчитать и экспериментально подтвердить уровни радиационной стойкости исследуемых диодов.

1.4.3. Туннельный диод

Необходимые условия работы туннельного перехода следующие [43]:

- 1) р—n-переход должен быть очень узким (порядка 10 нм);
- 2) полупроводник по обе стороны р—n-перехода должен быть вырожденным.

Как правило, эти условия выполняются при концентрации примесей в Ge, Si и GaAs 10^{19} — 10^{20} см⁻³. На вольт-амперной характеристике туннельного диода (рис. 1.4.3.1) различается 3 участка: туннельный ток (в области $0 — U_n$), избыточный ток (в области U_n – U_v) и ток надбарьерной инжекции (в области $U_{пр} > U_v$), где U_n , U_v — напряжение пика и напряжения впадины соответственно.

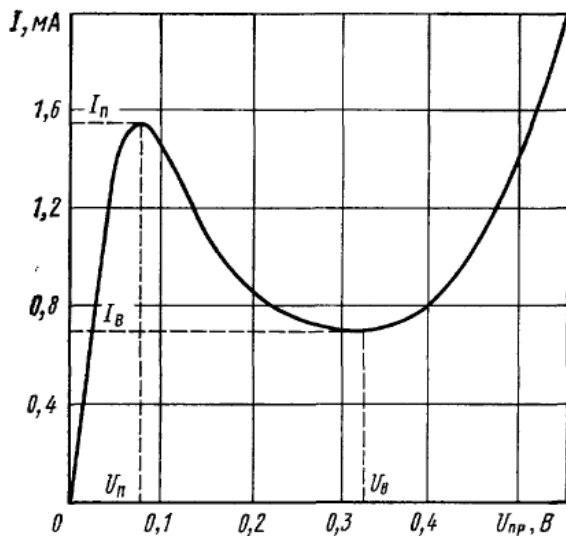


Рис. 1.4.3.1. Вольт-амперная характеристика туннельного диода [43]

Туннельный ток $I_{\text{тун}}$ пропорционален числу туннелирующих носителей, числу свободных состояний на другой стороне перехода и вероятности туннельного перехода [43, 51]:

$$I_{\text{тун}} = A_t N_t P_t, \quad (1.4.3.1)$$

где A_t — постоянная; N_t — эффективная плотность состояний, соответствующая условиям туннелирования; P_t — вероятность туннелирования.

Вольт-амперная характеристика туннельного диода может приближенно описываться следующим выражением [43, 52]:

$$I(U) = A_0 t + q U \exp(-U/U_t), \quad (1.4.3.2)$$

где A_{0t} и U_t — константы, не зависящие от напряжения и определяющиеся экспериментально.

В одной из ранних работ [43, 53] облучение электронами использовалось авторами для проверки механизма избыточного тока, заключающегося в туннелировании через уровни в запрещенной зоне. Исследовались туннельные переходы, изготовленные сплавлением алюминия с бором в n -Si с $N_D \leq 2,1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, облученные электронами с энергией 0,8 МэВ. Переходы облучались и исследовались при комнатной температуре, производилось измерение ВАХ в диапазоне смещений от 0 до 0,5 В.

На рис. 1.4.3.2 приведена зависимость тока туннельного диода при различных $U_{пр}$ от интегрального потока электронов Φ_e , а на рис. 1.4.3.3 показано изменение вольт-амперной характеристики диода при облучении электронами [43, 53]. Видно, что избыточный ток линейно возрастает с Φ_e . Пиковый ток I_n также возрастает при облучении (рис. 1.4.3.3). Данные [43, 54] показывают, что существенный вклад в избыточный ток дает туннелирование через уровни в запрещенной зоне.

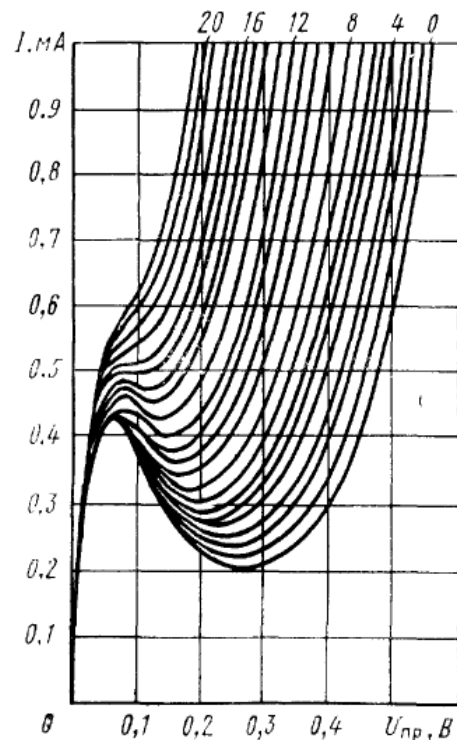
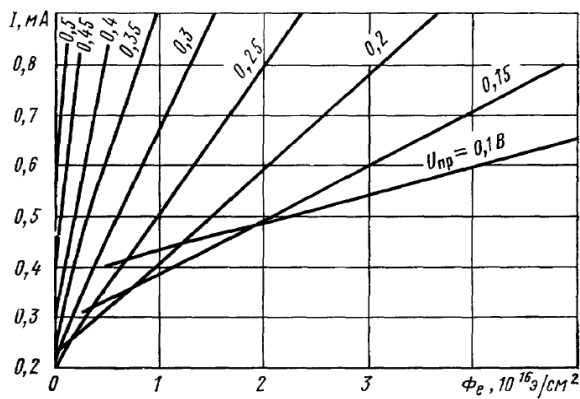


Рис. 1.4.3.3. Вольт-амперные характеристики туннельного диода, облученного через равные интервалы интегральным потоком электронов в диапазоне 0 - $3,7 \cdot 10^{16} \text{ э/см}^2$ (кривые 0—21) [43]: 0 - до облучения; 21 - потоком $\Phi_e = 3,7 \cdot 10^{16} \text{ э/см}^2$

Рис. 1.4.3.2. Влияние электронного облучения на ток кремниевого туннельного диода при различных напряжениях смещения $U_{пр}$ [43]

Авторы работ [43, 55-57] наблюдали структуру вольт-амперной характеристики в области избыточного тока при низкотемпературном облучении туннельных переходов на Si, Ge, GaAs. На основании полученных данных автором [57] предложена модель «шумового» тока.

В соответствии с этой моделью шумовой ток создается прямыми туннельными переходами электронов из глубоких уровней дефектов на n-стороне на свободные состояния в v-зоне на p-стороне либо в обратном направлении, если концентрация дефектов достаточно велика. Положения уровней оказались $E_c = 0,04$ эВ и $E_c = 0,42$ эВ при $U_{пр} = 0,33$ и $0,65$ В соответственно. Исследованные образцы были получены сплавлением алюминия и бора в n-Si с $p = 6 \cdot 10^{-4}$ Ом·см.

В работе [58] изучалось влияние облучения электронами с энергией 2 МэВ на туннельные диоды из Ge, Si и GaAs. Облучение производилось в интервале температур от 77 до 300 К. Кремниевые диоды изготавливались путем сплавления Al с B (концентрация B до 5 ат. %) в Si с $p = 5 \cdot 10^{-4}$ Ом·см. Для лучшего выявления структуры ВАХ образцы облучались до $\Phi_e \approx 10^{17} - 10^{18}$ э/см². Для анализа структуры использовалась модель шумового тока с тем отличием, что авторы считали края зон размытыми из-за сильного легирования, а уровень Ферми совпадающим по обе стороны перехода с уровнем химической примеси. В кремниевых диодах было обнаружено три шумовых тока при напряжениях 0,35, 0,63 и 0,9 В. На основании приведенного выше предположения с этими $U_{пр}$ были связаны уровни $E_c = +0,27$ эВ, $E_c = 0,4$ эВ и $E_c = 0,16$ эВ. При $U_{пр} = 10 - 1,2$ В наблюдалось уменьшение тока с ростом Φ_e , что связывалось с удалением основных носителей и падением инжекционной составляющей тока. Пиковое напряжение с ростом Φ_e не изменялось.

При облучении электронами особо сильное изменение происходит в минимуме ВАХ туннельного диода, происходит спрямление характеристики, участок ОДП сглаживается и пропадает. Спрямление характеристики связано с появлением туннельного тока через дополнительные энергетические уровни, возникающие в запрещенной зоне при облучении. При флюенсе $5 \cdot 10^{15}$ э/см² прямой ток туннельного диода увеличивается 2,25 раз.

Порог отказа полевых транзисторов в оптимизированной приборной структуре при увеличении уровня легирования канала до 10^{18} см⁻³ находится в диапазоне доз нейтронов $10^{15} - 10^{16}$ н/см². Приборы с более высоким уровнем легирования канала ($\sim 10^{17}$ см⁻³), такие как НЕМТ более устойчивы к действию радиации. Поэтому логично предположить, что планарные диоды Ганна на основе структур с двумерным электронным газом и диоды на основе СР будут более радиационно-стойкими, чем их объемные аналоги (для объемных диодов Ганна при потоке $4 \cdot 10^{13}$ см⁻² мощность генерации начинает уменьшаться, а при потоке $1 \cdot 10^{14}$ см⁻² падает до нуля). Данных по радиационной стойкости диодов на основе сверхрешеток в литературе практически

нет. Поэтому необходимо было теоретически и экспериментально рассмотреть влияние радиационного воздействия на диоды на основе сверхрешеток, провести сравнение радиационной стойкости изучаемых диодов друг с другом, а также с другими приборами известными из научной литературы.

Выводы к главе 1

1. Основными объектами исследований были выбраны короткие структуры диодов, в которых проявляется эффект всплеска скорости, позволяющий достигать *терагерцовых* частот работы. Особый интерес будут представлять структуры, где возможен квазибаллистический характер движения электронов, что позволяет дополнительно повысить быстродействие. Такие эффекты реализуются в коротких структурах на основе сверхрешеток. Необходимо разработать физико-топологическую модель и методику проведения моделирования транспорта электронов в полупроводниковых структурах терагерцовых диодов с учетом переходных слоев структур, нагрева диодов и радиационного воздействия. Также для сравнения рассматривались планарные диоды Ганна.

2. Анализ литературных данных по возможностям квазигидродинамического приближения и метода Монте-Карло для расчета транспорта электронов в изучаемых структурах показал, что они подходят для исследования транспорта электронов в терагерцовых диодах с учетом радиационного воздействия. Указанные методы необходимо дополнить соответствующими граничными и начальными условиями, определяемыми конструкцией исследуемых диодов, а также подробными выражениями для учета радиации.

3. Анализ методов измерения импульсных ВАХ показал, что их необходимо использовать для исследования процессов транспорта электронов в диодах выполненных с помощью единой технологии на основе 6-, 18-, 30-, 70- и 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток с учетом нагрева структур протекающим током в импульсном и непрерывном режимах. Метод определения профиля легирования из вольт-фарадных характеристик удобно использовать для определения стартовых параметров структур при проведении компьютерных расчетов. Удобно проводить измерения ВФХ исследуемых планарных диодов Ганна для уточнения уровней легирования в слоях полупроводниковых структур, которые затем могут быть использованы для проверки корректности получаемых экспериментальных значений при разработке стенда для измерений импульсных ВАХ.

4. Транзисторы с двумерным электронным газом НЕМТ имеют высокую радиационную стойкость по сравнению с обычными полевыми транзисторами на p-n-переходе или затворе Шоттки, так как обладают большей концентрацией электронов в канале. Это позволяет предположить, что планарные диоды Ганна и диоды на основе СР, которые имеют высокий

уровень легирования электронов в слоях, также обладают высоким уровнем радиационной стойкости. В связи с этим, необходимо теоретически и экспериментально рассмотреть влияние радиационного воздействия на диоды на основе 6-, 18-, 30-, 70- и 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток и определить уровень их радиационной стойкости.

Глава 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Ранее, в главе 1 (п.1.2), были рассмотрены математические модели известные из литературы, используемые для моделирования транспорта электронов полупроводниковых приборов. Были приведены аналитические (критерий Кремера в диоде Ганна, оценка предельных частот и времени пролета носителями заряда активной области диодов), и численные (квазигидродинамическое приближение и метод Монте-Карло). Для увеличения быстродействия необходимо уменьшать время формирования и пролета домена через диод. Если критерий Кремера выполняется, то в образце возникает неустойчивость в виде движущегося домена, сопровождающаяся пульсациями протекающего через образец ток. Моделирование методом Монте-Карло позволяет рассчитать транспорт электронов в исследуемых диодах, а квазигидродинамическое приближение необходимо для качественной и наглядной оценки изменения дрейфовой скорости и средней энергии электронов.

Таким образом, важной является разработка физико-топологической модели и методики проведения моделирования транспорта электронов в полупроводниковых структурах терагерцовых диодов. Необходимо создать единый комплекс методов моделирования транспорта электронов в диодах на основе 6-, 18-, 30-, 70- и 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток с помощью аналитической и численных квазигидродинамической модели и модели на основе метода Монте-Карло с учетом переходных слоев структур СР, нагрева диодов, и влияния радиационного воздействия.

С точки зрения практической значимости разработка физико-топологической модели и методика проведения моделирования транспорта электронов в полупроводниковых структурах терагерцовых диодов необходима для проведения сравнения особенностей транспорта электронов и механизма возникновения стабильных колебаний тока в диодах на основе 6-, 18-, 30-, 70- и 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток. Это позволило сопоставить значения паразитных сопротивлений приконтактных областей диодов, и определить величину удельного падения напряжения на одном периоде сверхрешетки для всех особых точек на вольт-амперных характеристиках диодов. Также результаты расчетов позволили улучшить и апробировать специальный стенд, позволяющий проводить измерения характеристик полупроводниковых структур.

В п.2.1 рассмотрены объекты исследования, а в п. 2.2 рассмотрены математические модели используемые для расчета транспорта электронов исследуемых полупроводниковых структур.

2.1. Объекты исследования

В главе 1, был описан принцип работы таких приборов как диоды Ганна (рис. 1.1.3.1.5), диоды на основе СР (рис. 1.1.3.4), туннельный (рис. 1.1.3.2) и туннельно-резонансный диоды (рис. 1.1.3.3.1). В данном параграфе описаны объекты исследования данной работы - планарный диод Ганна (п.2.1.1) и диоды на основе сверхрешетки (п.2.1.2).

2.1.1. Планарный диод Ганна

Ранее, в главе 1, была приведена теория работы «объемного» диода Ганна [27], а также особенности структуры слоев и принципы работы планарных диодов Ганна известные из литературы [30]. Исследуемые в настоящей работе диоды Ганна были также планарными, но отличались по конструкции и составу слоев (табл.2.1) от описанных ранее в главе 1.

Принцип действия диодов Ганна, основан на объемных свойствах однородного полупроводника и связан с междолинными переходами электронов (глава 1, п.1.1.3.1). В сверхрешетках возникают колебания тока (вызванные «блоховскими» осцилляциями), аналогичные колебаниям в диоде Ганна, с образованием доменов (рис. 1.1.3.4). Поэтому, в связи с тем, что диоды Ганна в целом хорошо исследованы, то большое количество существующей информации известное из литературы [27, 43] по указанным диодам можно использовать для сравнения и отработки методики теоритического и экспериментального исследования диодов на основе сверхрешеток. Это позволило разработать физико-топологическую модель и методику проведения моделирования транспорта электронов в полупроводниковых структурах терагерцовых диодов на основе СР с учетом переходных слоев структур, нагрева диодов и радиационного воздействия.

Для изготовления диодов Ганна в настоящей работе использована планарная структура на основе дельта-легированных слоев. Такой объект является довольно неудобным для исследования. Дело в том, что в дельта-легированных слоях заселенными оказываются всегда несколько размерно квантованных подзон [29]. При этом подвижности электронов в таких системах оказываются низкими, что связано с тем, что двумерный газ свободных электронов и легирующая примесь пространственно не разделены между собой [59, 60]. Напротив, в больших полях, соответствующих проявлению эффекта Ганна, электроны переходят в верхние энергетические долины GaAs, т.е. набирают энергию больше междолинного зазора, равного 0.3 эВ. Такая энергия позволяет им выйти из квантовой ямы, созданной дельта-легированным слоем, так как ее глубина, как правило, не более 0.2 эВ [29]. Аналогичный эффект может также наблюдаться и в транзисторах с двумерным электронным газом, реализованным в более сложных полупроводниковых структурах, созданных, например, с использованием слоев InGaAs [61]. Однако, в отличие от транзисторов, исследуемых в [61], где выход электронов из

ямы являлся паразитным эффектом, в случае рассматриваемого в данной работе диода Ганна, указанный эффект является полезным, так как в низколегированных слоях электроны могут легче переходить в верхние энергетические долины, поэтому величина отрицательной дифференциальной проводимости такой системы будет велика, а эффект Ганна можно эффективно использовать для создания генераторных диодов. Следует отметить, что указанное свойство дельта-легированных слоев изучено слабо.

На рис. 2.1.1.1 приведена микрофотография исследуемого диода Ганна. На подложке имеется большое число диодов, с разной шириной зазоров: 2, 4, 8, 12, 16 мкм. А также видны вспомогательные объекты, используемые для анализа электрофизических характеристик структуры. Металлический слой для формирования контактов диода изготавливался непосредственно в процессе роста полупроводниковой структуры методом газовой эпитаксии на лицевой поверхности полупроводниковой структуры. Контакты диода формировались с помощью литографии. На рис. 2.1.1.2 приведено схематичное изображение конструкции диодов.

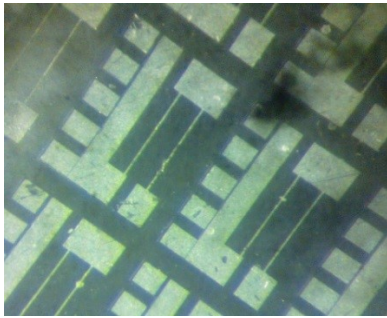


Рис. 2.1.1.1. Микрофотография исследуемых планарных диодов Ганна [A1]

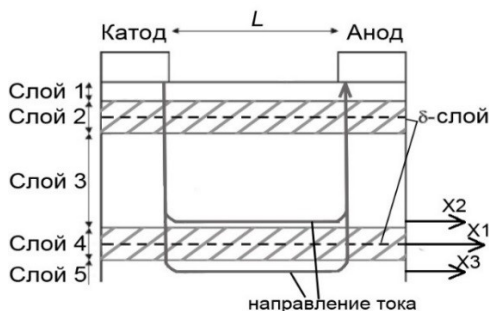


Рис. 2.1.1.2. Структура исследуемого планарного диода Ганна [A1]. Верхний дельта легированный слой необходим для компенсации заряда возникающего на поверхности кристалла из-за контакта с атмосферой. Этот слой не принимает участия в работе прибора, так как является обедненным. Рабочей областью является слой № 4 и области слоев 3 и 5 прилегающие к нему. Стрелкой показано направление электрического тока в структуре – большая часть тока протекает по границе слоев 4-3 и 4-5, т.е. там, где много электронов и высокая их подвижность из-за малого рассеяния на ионах доноров δ -слоя

В таблице 2.1.1.1 указаны концентрация в активном слое и типы исследованных образцов. Характер тока в контактах был туннельным, т.е. электроны инжектировались из металла в полупроводник через область тонкого потенциального барьера, сформированного дельта-легированным слоем, расположенным на расстоянии около 3 нм от слоя металла на поверхности образца.

Таблица 2.1.1.1. Состав и параметры слоев исследуемых планарных диодов Ганна [A1]

	Структура 1	Структура 2	Структура 3 (предложена в [30])
Слой 1	GaAs, $n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, 3 нм	GaAs $n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, 3 нм	GaAs, контактный
Слой 2	GaAs δ -слой: 10^{13} см^{-2}	GaAs δ -слой: $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$	AlGaAs, δ -слой: $8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$
Слой 3	GaAs, $n \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, 50 нм	GaAs, $n \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, 50 нм	GaAs $n \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, 50 нм
Слой 4	GaAs δ -слой: 10^{13} см^{-2}	GaAs δ -слой: $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$	AlGaAs, δ -слой: $8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$
Слой 5	GaAs, $n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, 200 нм	GaAs, $n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, 200 нм	GaAs $n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, 200 нм
Слой 6	Полуизолирующая подложка	Полуизолирующая подложка	Полуизолирующая подложка

Измерения проводились на двух типах структур, которые в дальнейшем в работе будем называть как Структура 1 и Структура 2. Вторая от первой отличалась концентрацией доноров в активном слое, что позволяет добиться меньших токов (порядка 20-50 мА) во второй структуре. Структура 3 исследовалась только теоретически.

Особенностью полупроводниковой Структуры 3 является наличие слоя широкозонного материала GaAlAs (слои 2 и 4), который содержал δ -слой ионов доноров. В структурах 1 и 2 материал этих слоев заменен на GaAs, а дельта-слой ионов доноров оставлен без изменений. Это существенно упростило технологию изготовления структуры, но позволило провести анализ преимуществ планарных диодов Ганна, в том числе и их радиационной стойкости.

Как описано в [30] электроны в Структуре 3 перемещаются от анода к катоду в латеральном направлении по слою нелегированного GaAs (слои 3 и 5), прилегающего к GaAlAs (слой 4) как сверху, так и снизу. Указанная особенность позволяет повысить подвижность и среднюю дрейфовую скорость электронов, так как паразитное рассеяние электронов на ионах доноров отсутствует. Это приводит к увеличению предельной частоты генерации планарного диода Ганна. Такой механизм увеличения скорости электронов известен и применяется в полевых транзисторах типа НЕМТ для повышения предельной частоты усиления. Отметим,

что слой 2 оказывается обедненным носителями заряда, так как компенсирует заряд естественного окисла, возникающего на поверхности полупроводниковой структуры диода между анодом и катодом.

В изготовленных структурах электроны протекали как по слою квантовой ямы, образованной δ -слоем (слой 4 на рисунке 1), так и вблизи ее границы в слоях 3 и 5 (оси X2 и X3 на рисунке 2.1.1.2). Однако в силу того что подвижность электронов в слое 4 была в 5-8 раз ниже, чем, в слоях 3 и 5, а концентрация электронов во столько же раз выше, то проводимость указанных слоев была сравнима со слоем 4. Таким образом, распределение тока по глубине структуры было похоже на аналогичное в [30], хотя использование широкозонного слоя 4 в [30] приводит к полному подавлению тока по слою 4, что положительно сказывается на свойствах диодов. В случае структур 1 и 2 указанные преимущества были реализованы лишь в некоторой степени. Как показано ниже (см. рисунок 6), при увеличении напряжения питания доля электронов, протекающих по дельта-слою, существенно снижалась, а по слоям 3 и 5 - значительно увеличивалась из-за разогрева электронного газа и выброса электронов из квантовой ямы в слое 4, что и позволяло наблюдать эффект Ганна. Указанное учитывалось при проведении экспериментальных исследований и последующего моделирования, что позволило предсказать поведение как структур 1 и 2, так и структуры 3 при радиационном облучении. Последняя исследовалась только теоретически. Следует отметить, что по третьей координате, т.е. в направлении «за рисунок» структуры были достаточно протяженными, так что их параметры в СВЧ и КВЧ диапазонах частот не измерялись.

Таким образом, рабочей областью является слой № 4 и области слоев 3 и 5 прилегающие к нему. Подвижность в исследуемом дельта-легированном слое 4 составляла от 700 до 1300 $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ в зависимости от уровня легирования, а в нелегированных слоях 3 и 5 около 7000 $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Стрелкой показано направление электрического тока в структуре – большая часть тока протекает по границе слоев 4-3 и 4-5, т.е. там, где много электронов и высока их подвижность из-за малого рассеяния на ионах доноров δ -слоя. Верхний дельта легированный слой необходим для компенсации заряда возникающего на поверхности кристалла из-за контакта с атмосферой. Этот слой не принимает участия в работе прибора, так как является обедненным.

Также проводилось моделирование ганновской генерации в планарных диодах с управляющим электродом для структур с двумерным газом и обычным (классическим) проводящим слоем полупроводника (рис. 2.1.1.3). В случае GaAs структур верхняя часть слоя 1 легировалась до уровня $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [62]. В случае использования структур на основе InGaAs металлические контакты располагались на специальном дельта-легированном слое, снижающем сопротивление контактов [A1]. Использовалась конструкция управляющего электрода на

основе барьера Шоттки, которая во всех случаях была такой, что позволяла надежно изолировать электрод и снизить его токи утечки до значений, сопоставимых с аналогичными в полевых транзисторах Шоттки и HEMT [19, 62]. В частности, использовалась технология подтравливания верхней части слоя 1, так чтобы основание управляющего электрода легло на нижнюю часть слоя 1 с относительно низкой проводимостью [63].

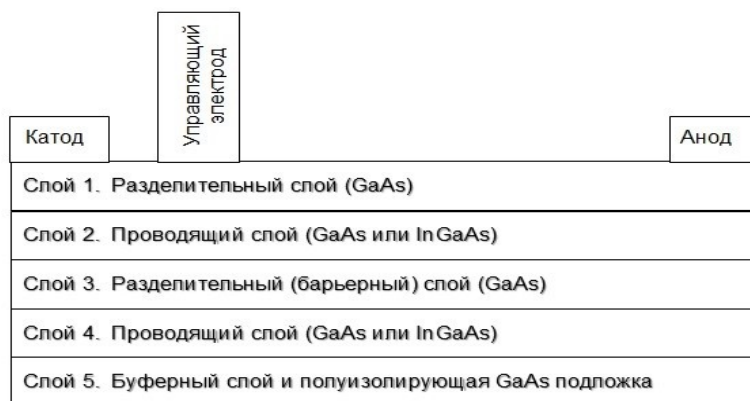


Рис. 2.1.1.3. Схематическое изображение исследуемых планарных диодов Ганна [A3]. Длина управляющего электрода 0.25 мкм

Исследовались несколько вариантов конструкции диодов. В диодах с одним каналом слои 3 и 4 не применялись, а квантовая яма формировалась с помощью слоя InGaAs толщиной 12 нм, либо отсутствовала, если использовался только легированный слой GaAs. В диодах с двумя каналами как классические, так и квантовые ямы формировались аналогично, а разделительный слой 3 из слаболегированного GaAs толщиной 20 нм позволял обмениваться носителями заряда между ямами. Концентрации электронов в указанных каналах составляли $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Кроме того, с целью оценки перспектив применения других материалов для изготовления планарных диодов Ганна исследовались GaN/AlGaN структуры с двумерным электронным газом (табл. 2.1.1.2). Фотографии исследуемых объектов на GaN/AlGaN структурах приведены на рисунке 2.4.

Таблица 2.1.1.2. Параметры исследуемой GaN/AlGaN структуры [A3]

Номер слоя	Толщина слоя, нм	Концентрация электронов, см^{-2}	Подвижность носителей, $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
AlGaN	25	—	1500
AlN	3	—	1500
GaN	20	$2.2 \cdot 10^{13}$	1500
Подложка	SiC		

Для изготовления диодов Ганна в настоящей работе использована планарная система на основе дельта-легированных слоев. Измерения проводились на двух типах структур, которые отличаются концентрацией доноров в активном слое, что позволяет добиться меньших токов (порядка 20-50 мА) во второй структуре. Проведено сравнение с планарными диодами Ганна известными из литературы [30]. Также проведено моделирование ганновской генерации в

планарных диодах с управляющим электродом для структур с двумерным газом и обычным (классическим) проводящим слоем полупроводника (рис. 2.1.1.3).

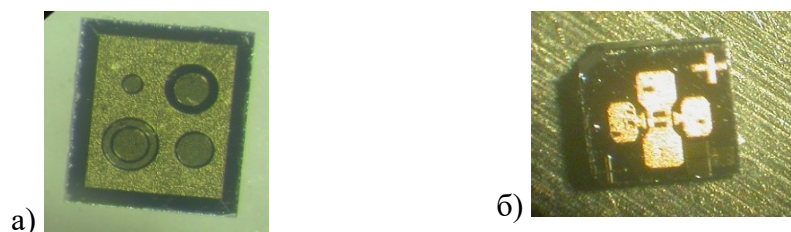


Рис. 2.1.1.4. Фотографии исследуемых структур [A1]: а) кольцевые диоды Шоттки для измерения параметров структуры; б) диоды Ганна с управляющими электродами

Необходимо разработать физико-топологическую модель и методику проведения моделирования транспорта электронов в полупроводниковых структурах терагерцовых диодов на основе СР с учетом переходных слоев структур, нагрева диодов и радиационного воздействия. Результаты теоретического и экспериментального исследования планарных диодов Ганна позволят проводить сравнение и отработку методики теоретического и экспериментального исследования диодов на основе сверхрешеток.

2.1.2. Диод на основе сверхрешетки

Ранее, в главе 1, была представлена конструкция и принципы работы диодов на основе сверхрешеток, известные из литературы [27-29, 31]. В данном параграфе описаны исследуемые структуры диодного типа, на основе 6-, 18-, 30-, 70- и 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток.

Для исследований, методом молекулярно-лучевой эпитаксии были изготовлены планарные диодные структуры на 6-, 18-, 30-, 70- и 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешетках с высоким уровнем легирования (табл.2.1.2.1).

Таблица 2.1.2.1. Параметры исследуемых диодов на основе СР [A4]

Количество периодов СР	6	18	30	70	120
Длина активной области диодов L , нм	37	111	186	435	746
Легирование активной области диода n , см ⁻³	10^{18}	10^{18}	10^{18}	$2 \cdot 10^{17}$	$1.4 \cdot 10^{17}$
Площадь контакта S , мкм ² (см. рис.1)	1	5	6	10	64
Кол-во монослоев СР*, GaAs x AlAs	18x4	18x4	18x4	14x3	14x3

Примечание * - для СР с 3 монослоями AlAs толщина барьера по данным рентгеноструктурных исследований составляла около 9-10 Å, с 4 монослоями 10-11 Å, так что параметры минизон в указанных сверхрешетках были сопоставимы и составляли 24-35 мэВ с учетом неоднородности изготовления барьерных слоев AlAs по поверхности полупроводниковой структуры [64]

С помощью фотолитографии, химического травления и электроосаждения металлов были изготовлены диоды с площадью активной области 1 мкм^2 (рис. 2.1.2.1). Для эффективного ввода электронов в СР на ее краях были сформированы переходные слои, состоящие из чередующихся слоев AlAs и GaAs с толщами 1х28, 2х24 и 3х21 монослоев [A5].

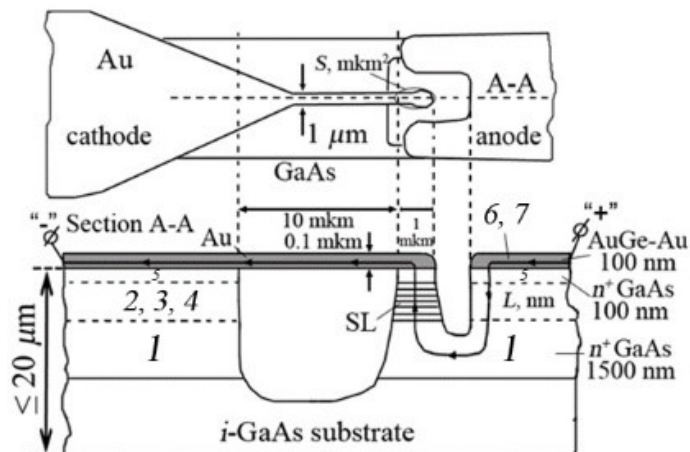


Рис. 2.1.2.1. Конструкция и эквивалентная схема исследуемых диодов [A4]. «SL» - рабочая область диода (длинной L) со сверхрешеткой, стрелками показано направление тока в диоде. S - площадь контакта

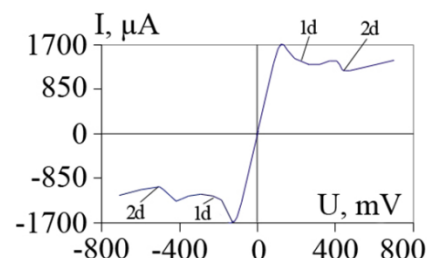


Рис. 2.1.2.2. Типичная вольт-амперная характеристика исследуемых диодов на основе СР (6 периодов) [A6]. 1d - первое «падение» тока, 2d - второе «падение» тока

На рис. 2.1.2.1 представлена конструкция исследуемых планарных структур: вид сверху (фото) и сбоку (разрез). Линией со стрелками на рисунке показан маршрут протекания тока в диоде: по металлическому контакту, через СР, и затем в другой металлический контакт. Важно, что диод разделен глубоко протравленной канавкой так, что весь основной ток, протекающий через СР, сосредоточен в одном месте, которое указано меткой: «SL» - это рабочая область диода. Другие области сверхрешетки имеют большие площади сечения и не оказывают существенного влияния на работу диода.

Итоговая исследуемая структура состояла из последовательно осажденных слоев [A6], изображенных на рис. 2.1.2.1 снизу вверх:

1. Нижний сильно легированный слой n^+ -GaAs с концентрацией донорной примеси $\sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (анод диода),
2. Нижний переходный градиентный слой, отделяющий активную область от сильнолегированного слоя, в виде гетероструктуры AlAs/GaAs с постепенным снижением толщины барьеров и повышением уровня легирования.

3. GaAs/AlAs сверхрешетка, состоящая из 6...120 периодов, каждый из которых состоит из 18 монослоев GaAs и 4 монослоев AlAs (табл. 2.1.2.1). Это активная область гетероструктуры.

4. Верхний переходный градиентный слой, отделяющий активную область от сильнолегированного слоя, в виде гетероструктуры AlAs/GaAs с постепенным уменьшением толщины барьеров и увеличением уровня легирования.

5. Верхний сильно легированный контактный слой n^+ -GaAs с концентрацией донорной примеси $\sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (катод диода);

6. Подконтактный слой InGaAs, в котором молярная доля InAs и концентрация донорной примеси линейно увеличиваются.

7. Контактный слой, состоящий из AuGe и Au. На этом слое сформированы анодный и катодный контакты диода.

На рис. 2.1.2.2 типичная вольт-амперная характеристика исследуемых диодов на основе СР (6 периодов) при комнатной температуре.

Наблюдаются два участка для каждой полярности напряжения: первый участок - омический линейный ток, второй - нелинейный ток. При нелинейном поведении ток демонстрирует отрицательную дифференциальную проводимость (ОДП), которая состоит из двух характерных шагов: первого «падения» тока ($1d$) и второго «падения» тока ($2d$). Видно, что значения соответствующего «падения» тока для прямого и обратного смещения различны.

В связи с вышеуказанным, с помощью фотолитографии, химического травления и электроосаждения металлов были изготовлены диоды на основе 6-, 18-, 30-, 70- и 120-периодных сверхрешеток GaAs/AlAs с площадью активной области 1 мкм^2 . Для эффективного ввода электронов в СР на ее краях были сформированы переходные слои, состоящие из чередующихся слоев AlAs и GaAs с толщинами 1x28, 2x24 и 3x21 монослоев [А7].

Необходимо разработать физико-топологическую модель и методику проведения моделирования транспорта электронов в полупроводниковых структурах терагерцовых диодов с учетом переходных слоев структур, нагрева диодов и радиационного воздействия, а также провести анализ процессов транспорта электронов в указанных квазибаллистических диодах.

2.2. Математическая модель

Ранее, в главе 1, были рассмотрены известные из литературы математические модели для расчета транспорта электронов в различных полупроводниковых структурах. В связи с поставленной задачей, является важной разработка физико-топологической модели и методики проведения моделирования транспорта электронов в полупроводниковых структурах терагерцовых диодов с учетом переходных слоев структур, нагрева диодов и радиационного

воздействия. Необходимо создать единый комплекс методов моделирования транспорта электронов в диодах на основе 6-, 18-, 30-, 70- и 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток с помощью аналитической и численных квазигидродинамической модели и модели на основе метода Монте-Карло с учетом переходных слоев структур СР, нагрева диодов, и влияния радиационного воздействия.

С точки зрения практической значимости разработка физико-топологической модели и методики проведения моделирования транспорта электронов в полупроводниковых структурах терагерцовых диодов необходима для проведения сравнения особенностей транспорта электронов и механизма возникновения стабильных колебаний тока в диодах на основе 6-, 18-, 30-, 70- и 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток. Это позволит сопоставить значения паразитных сопротивлений приконтактных областей диодов, и определить величину удельного падения напряжения на одном периоде сверхрешетки для всех особых точек на вольт-амперных характеристиках диодов. Также результаты расчетов позволят улучшить и апробировать специальный стенд, позволяющий проводить измерения характеристик полупроводниковых структур.

В связи с этим, необходимо рассмотреть модель Кронига-Пенни (п.2.2.1), метод Монте-Карло (п.2.2.3) и квазигидродинамическую модель (п.2.2.2).

2.2.1. Модель Кронига-Пенни

В данном параграфе рассмотрена модель Кронига-Пенни (рисунок 2.2.1.1), необходимая для расчета зонной диаграммы исследуемой структуры на основе СР. Это позволит исследовать (в главах 3 и 4) эффективность функционирования диодов в режиме «разрыва» минизоны в квазибаллистических диодах на основе сверхрешеток и провести оптимизацию конструкции сверхрешеток, исследовать влияние переходных областей СР, расположенными на ее краях.

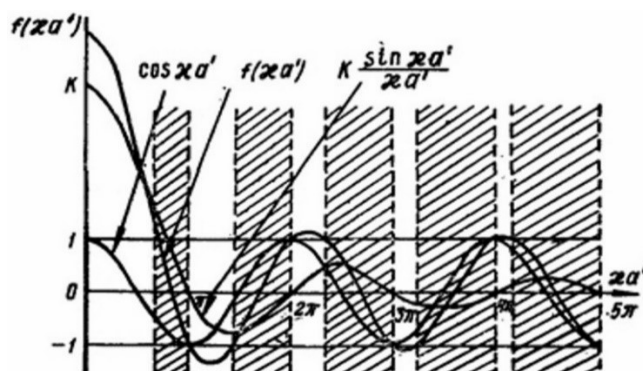
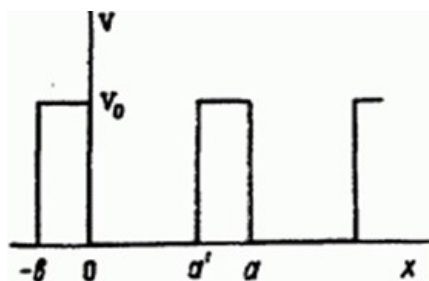


Рис. 2.2.1.1. Модель Кронига-Пенни [65]. Рис. 2.2.1.2. Зоны разрешенных значений ka' [65]
Бесконечная цепочка потенциальных ям (заштрихованы) значений ka' [65]
прямоугольной формы

Одномерная модель Кронига-Пенни – это бесконечная цепочка потенциальных ям прямоугольной формы, как показано на рисунке 2.2.1.1. Спектр разрешенных значений энергий электрона состоит не из отдельных уровней, как в изолированных атомах, а из широких зон.

Распишем волновые функции для трех областей цепочки:

$$\begin{cases} \psi_1(x) = Ce^{\lambda x} + De^{-\lambda x}, & -b \leq x \leq 0 \\ \psi_2(x) = Ae^{i\kappa x} + Be^{-i\kappa x}, & 0 \leq x \leq a \\ \psi_3(x) = C_1e^{\lambda x} + D_1e^{-\lambda x} = e^{i\varphi}(Ce^{\lambda(x-a)} + De^{-\lambda(x-a)}) = \\ = e^{i\varphi}\psi_1(x-a), & a' \leq x \leq a \end{cases}, \quad (2.2.1.1)$$

где $\lambda^2 = 2m(V_0 - E)/\hbar^2$, $\kappa^2 = 2mE/\hbar^2$, a' – ширина потенциальной ямы, V_0 – высота потенциальной ямы, b – ширина барьера, ψ_1, ψ_2, ψ_3 – волновые функции. Условия, вытекающие из непрерывности волновой функции и ее производной:

$$\psi_1(0) = \psi_2(0), \quad \psi_2(a') = \psi_3(a'), \quad (2.2.1.2)$$

$$\dot{\psi}_1(0) = \dot{\psi}_2(0), \quad \dot{\psi}_2(a') = \dot{\psi}_3(a') \quad (2.2.1.3)$$

В результате преобразований можно прийти к уравнению (2.2.1.4), решение которого может проиллюстрировать зоны разрешённых значений (рис. 2.2.1.2).

$$\frac{\lambda^2 - \kappa^2}{2\kappa\lambda} \sin(\kappa a) \operatorname{ch}(\lambda b) + \cos(\kappa a) \operatorname{ch}(\lambda b) = \cos \varphi \quad (2.2.1.4)$$

Если ширина потенциального барьера и проницаемость барьера $b \rightarrow 0, V_0 b = \text{const}$ соответственно, то уравнение (2.4) переходит в $K \frac{\sin(\kappa a')}{\kappa a'} + \cos(\kappa a') = \cos(\kappa a')$, где $K = \frac{mbV_0 a'}{\hbar^2}$, $k = \frac{\varphi}{a'}$. Если $V_0 \rightarrow 0, K \rightarrow 0$ то уравнение (2.2.1.4) переходит в $\cos(\kappa a') = \cos(\kappa a')$, т.е. $\kappa = k$, что соответствует случаю движения свободных электронов.

Результаты расчетов для диодов на основе сверхрешеток, полученные с помощью этой модели будут представлены в следующей главе 3. Предложенная модель позволяет рассчитать параметры квазибаллистических диодов на основе 6-, 18-, 30-, 70- и 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток и исследовать (в главах 3 и 4) эффективность функционирования диодов в режиме «разрыва» минизоны в квазибаллистических диодах на основе сверхрешеток и провести оптимизацию конструкции сверхрешеток, исследовать влияние переходных областей СР, расположенными на ее краях. Для этого использовалась оригинальная программа, написанная на основе модели Кронига-Пенни.

2.2.2. Квазигидродинамическое приближение

Рассмотрим математическую модель описывающую транспорт электронов, которая была использована при моделировании процессов в диоде Ганна, а также, частично, диодов на основе сверхрешетки. Ранее, в главе 1, было рассмотрено квазигидродинамическое приближение состоящее из уравнения баланса усредненных импульса $m\mathbf{v}_d$ и энергии W

известное из литературы. В данной главе описаны особенности использованного приближения с учетом радиационного воздействия, которое представляет собой систему из уравнения Пуассона, непрерывности, баланса энергии и импульса носителей заряда, а также выражения для плотности тока и потока энергии электронов. Это позволит создать комплекс методов моделирования транспорта электронов в диодах на основе 6-, 18-, 30-, 70- и 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток с помощью аналитической и численных квазигидродинамической модели и модели на основе метода Монте-Карло с учетом переходных слоев структур СР, нагрева диодов, и влияния радиационного воздействия. В п. 2.2.2.1 описаны граничные и начальные условия, а в п.2.2.2.2 рассмотрено влияние радиационного воздействия.

Основными уравнениями, определяющими транспорт носителей заряда, являются: уравнения Пуассона, непрерывности, баланса энергии и импульса носителей заряда, а также выражения для плотности тока и потока энергии электронов [17]:

$$\begin{aligned}\Delta V &= \frac{q}{\varepsilon_s \varepsilon_0} (n(F_n) - N_+(F_n) + N_-(F_n)); \\ \frac{dm(W)v(F_n)}{dt} &= -qE - \frac{m(W)}{\tau_p(F_n)} v(F_n); \quad \frac{\partial n(F_n)}{\partial t} = \frac{1}{q} (\nabla \cdot \mathbf{j}) + G - R; \quad \mathbf{E} = -\nabla V; \\ \frac{\partial (Wn(F_n))}{\partial t} &= (\nabla \cdot \mathbf{j}_W) + (\mathbf{j}_n, \mathbf{E}) - \frac{n(F_n)(W - W_0)}{\tau_W(F_n)}; \quad \mathbf{j}_t = \mathbf{j} + \varepsilon_s \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}; \\ \mathbf{j}_n &= -qn v(F_n) + q \nabla (D(F_n)n(F_n)); \quad \mathbf{j}_W = -n(F_n)W v(F_n) + \nabla (D(F_n)n(F_n)W),\end{aligned}\tag{2.2.2.1}$$

где V – потенциал; n – концентрация электронов; N_+ , N_- – концентрации положительно и отрицательно заряженных ионов (доноров, акцепторов, радиационных дефектов); $\mathbf{j}_n$, $\mathbf{j}_t$ – плотность электронного и полного тока; $\mathbf{j}_W$ – плотность потока энергии электронов; W , W_0 – неравновесная и равновесная энергия электрона соответственно; τ_w – время релаксации энергии; τ_p – время релаксации импульса; m – эффективная масса электрона; D – коэффициент диффузии электронов; v – дрейфовая скорость электронов; $\mathbf{E}$ – напряженность электрического поля; ε_s – диэлектрическая проницаемость; F_n – флюенс нейтронов; q – абсолютная величина заряда электрона; m – эффективная масса электронов; G – коэффициент генерации носителей заряда при воздействии излучения (учитывается только в момент действия ИИ); R – коэффициент рекомбинации (для униполярных приборов учитывается в момент и непосредственно после действия ИИ). В случае биполярных приборов или при моделировании функционирования прибора в момент радиационного воздействия в систему уравнений (2.2.2.1) необходимо добавить аналогичные уравнения для дырок.

В случае модельной задачи, когда задана зависимость электрического поля от координаты, движение носителей заряда описывается более простой по сравнению с (2.2.2.1) системой уравнений, состоящей лишь из уравнений баланса энергии и импульса.

Система уравнений, состоящая из уравнений баланса энергии и импульса, дополненная уравнением непрерывности, выражениями для потоков электронов и их энергии, а также уравнением Пуассона, позволяет наглядно представлять процесс движения носителей заряда в виде ламинарного движения заряженной жидкости. При этом корректно учитываются эффекты баллистического движения носителей заряда в коротких полупроводниковых структурах (например, эффект всплеска скорости).

2.2.2.1. Граничные и начальные условия

Моделируемая с помощью квазигидродинамической модели активная область исследуемых диодов имела прямоугольную форму, что позволяло пользоваться декартовой системой координат. В силу большой протяженности структуры по третьей координате использовалось двумерное приближение.

Распределение концентрации примеси по глубине задавалось в ячейках расчетной сетки, согласно экспериментальным данным вольт-фарадных измерений. Использовались граничные условия смешанного типа – на границах контактов (границах с n^+ -слоями) задавались значения потенциала, концентрации и энергии носителей. При этом значение потенциала могло быть как фиксированным, так и изменяться в произвольных пределах, соответствующих напряжениям питания структуры и их изменениям в условиях функционирования из-за влияния внешней схемы включения диодов. Величина концентрации задавалась равной концентрации на границе раздела активная область - контактный слой GaAs. Температура электронного газа на контактах задавалась равной комнатной. На остальных поверхностях расчетной области поддерживались нулевыми градиенты концентрации, потенциала и энергии так, что нулевыми были значения плотностей тока электронов и потока энергии электронного газа.

2.2.2.2. Учет радиационного воздействия

Основы теоретических представлений о процессе возникновения радиационных дефектов в материалах хорошо изучены и изложены в ряде статей, например [22]. Исходным положением теории радиационных нарушений в твердом теле является предположение об образовании первичных дефектов типа пары Френкеля в результате столкновения движущейся частицы с атомом вещества. Считается, что атом всегда смещается, если приобретаемая им энергия при рассеянии частиц больше пороговой энергии, которая лежит в пределах десятков электронвольт. Учитывая, что средняя энергия мгновенных нейтронов спектра деления составляет около 1 МэВ, а максимальная передаваемая атому энергия не превосходит $4/A$, где A

– атомный вес, лежит в пределах сотен килоэлектронвольт, то первичный атом отдачи способен создать целый каскад смещений, несмотря на то, что вероятность передачи большого количества энергии вторичному атому от первичного относительно невелика.

Количество первичных точечных дефектов, образующихся вдоль траектории движения атома отдачи, прямо пропорционально величине его линейных потерь энергии. Так как указанная величина возрастает на излете траектории, то основное дефектообразование происходит в конце пути смещенного атома. Таким образом, структура каскада смещений подобна виноградной грозди, причем в роли ягод выступают скопления радиационных дефектов.

Свободные носители заряда захватываются на глубокие уровни скоплений радиационных дефектов, в результате чего образуется потенциальный барьер для основных и потенциальная яма для неосновных носителей заряда, а само скопление дефектов «обрастает» областью пространственного заряда (ОПЗ), аналогично n-i-n и p-i-p структурам.

ОПЗ близко расположенных скоплений радиационных дефектов смыкаются, образуя единый барьер для основных носителей заряда с энергией порядка $1.5 \cdot k_B T$, где k_B – постоянная Больцмана, T – температура кристаллической решетки полупроводника – кластер радиационных дефектов (КРД). Для основных носителей заряда с энергией существенно больше $1.5 \cdot k_B T$ (но меньшей высоты барьера) кластер распадается на отдельные субкластеры (СКРД), между которыми возможно прохождение горячих электронов и дырок [43].

Функции распределений параметров КРД и СКРД – размеры ядер и расстояние между ними – определяются как энергетическим спектром нейтронного потока, так и самим облучаемым материалом. Можно выделить следующие предельные ситуации: плотный КРД – расстояния между СКРД таковы, что он является непрозрачным для основных носителей заряда с энергиями, меньшей высоты барьера и рыхлый КРД – расстояния между СКРД таковы, что он является прозрачным для горячих носителей заряда. Учитывая, что размер ОПЗ определяется уровнем легирования окружающего неповрежденного материала, то степень плотности КРД определяется также и этим параметром.

Транспорт горячих носителей заряда существенным образом определяет поведение полупроводниковых приборов при нейтронном воздействии. В случае прохождения горячих электронов между СКРД внутри рыхлого КРД в GaAs, возможно улучшение усилительных характеристик некоторых типов полевых транзисторов Шоттки с коротким каналом при нейтронном воздействии [A8]. В этой связи актуальным является определение параметров КРД и СКРД в перспективных материалах силовой СВЧ электроники, например GaN.

Важно при моделировании радиационного воздействия на полупроводниковые приборы уделить особое внимание явлению всплеска скорости, поскольку за характерное время, электрон может пролететь всю рабочую область прибора. При радиационном воздействии следует ожидать более существенного влияния радиационных дефектов на зависимость скорости от координаты при малых полях (порядка 10-20 кВ/см) или при полях, увеличивающихся плавно со скоростью 10 кВ/см за каждые 0.1 мкм.

Таким образом, при воздействии радиационного излучения следует особое внимание уделить расчету зависимостей $v_{dr}(E)$, $W(E)$, $m(E)$, $\tau_w(E)$ и $\tau_p(E)$ от флюенса нейтронного или протонного излучения.

Рассмотрим некоторые выражения для учета радиационного воздействия в модели. При практических расчетах удобно использовать универсальную формулу для аппроксимации изменения концентрации носителей заряда в полупроводниковом материале при облучении нейтронами [66]

$$n_F = n_o \exp\left(-\frac{n_o^a F_n}{n_o k}\right), \quad (2.2.2.2.1)$$

где для n-GaAs $a=0,2$; n-GaAs $k=300$.

Для описания концентрации и подвижности носителей в эпитаксиальных пленках n-GaAs после нейтронного облучения ($\langle E_n \rangle = 1$ МэВ) в [34] приведены соотношения

$$N_d = N_0 (1 - a F_n), \quad a = 7,2 * 10^4 N_0^{-0,77}, \quad (2.2.2.2.2)$$

$$\mu = \mu_0 (1 + b F_n)^{-1}, \quad b = 7,8 * 10^{-6} N_0^{-0,64}, \quad (2.2.2.2.3)$$

где N_0 - исходная концентрация примесных атомов.

При введении уровней радиационных дефектов в запрещенную зону увеличивается вероятность не прямой рекомбинации, описываемая через коэффициент радиационного изменения времени жизни K_r [66]

$$\Delta(1/\tau_r) = 1/\tau_{rf} - 1/\tau_r = K_r F_n, \quad (2.2.2.2.4)$$

где τ_r , τ_{rf} - время жизни носителей до и после облучения соответственно.

Скорость насыщения и времена релаксации учитывались согласно данным рис. 1.2.3.1.1 и 1.2.3.1.2.

2.2.3. Метод Монте-Карло

Ранее, в главе 1, был рассмотрен метод Монте-Карло известный из литературы, в данной главе описаны особенности использованной в данной работе модели. Для расчетов транспорта электронов в диоде на основе сверхрешетки использовался одночастичный метод Монте-Карло,

с учетом радиационного воздействия. В п.2.2.3.1 рассмотрен учет точечных дефектов, а в п. 2.2.3.2 учет кластеров радиационных дефектов в указанном методе. Использование указанной модели позволило разработать физико-топологическую модель и методику проведения моделирования транспорта электронов в полупроводниковых структурах терагерцовых диодов с учетом радиационного воздействия, а также провести сравнение особенностей транспорта электронов и механизма возникновения стабильных колебаний тока в диодах на основе сверхрешеток.

Стандартным методом численного решения уравнения Больцмана является метод Монте-Карло. Моделируется движение свободного электрона, прерываемое процессами рассеяния. Распределение времен, в течение которых электрон имеет ту или иную энергию W , воспроизводит функцию распределения носителей заряда по энергии $f(W)$.

Выбор времени свободного пробега между актами рассеяния осуществляется с помощью случайного числа r , генерируемого датчиком случайных чисел. Это время зависит от полной частоты рассеяния [30, 34] $\lambda(\mathbf{k}) = \sum_{i=1}^n \lambda_i(\mathbf{k})$, где $\lambda_i(\mathbf{k})$ - частота для i -го механизма рассеяния.

Частота $\lambda(\mathbf{k})$ является сложной функцией волнового вектора $\mathbf{k}$, что создает трудности при попытке воспроизвести распределение вероятностей процессов рассеяния с помощью датчика случайных чисел. Для преодоления этих трудностей в рассмотрение включается дополнительный фиктивный процесс «саморассеяния» [29, 33], который не изменяет волновой вектор. Частота «саморассеяния» $\lambda_0(\mathbf{k})$ выбирается таким образом, что $\lambda(\mathbf{k}) + \lambda_0(\mathbf{k}) = \Gamma$, где Γ - постоянная и $\lambda_0(\mathbf{k})$ - положительная величина. Время свободного пробега t_s связано со случайным числом r_1 , равномерно распределенным в интервале от 0 до 1, соотношением [67]:

$$t_s = -\frac{1}{\Gamma} \ln(r_1). \quad (2.2.3.1)$$

После выбора времени свободного пробега рассматривается движение электрона в электрическом поле $\mathbf{E}$ в течение времени свободного пробега t_s . Новый волновой вектор определяется как [29]:

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}_0 - q\mathbf{E}t_s/\hbar, \quad (2.2.3.2)$$

где $\mathbf{k}_0$ - начальный волновой вектор; $\hbar$ - постоянная Планка; E - напряженность электрического поля; q - заряд электрона.

Скорость электрона и ее проекции на соответствующие оси определяются согласно выражениям

$$\mathbf{v} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial W}{\partial \mathbf{k}};$$

$$v_x = \frac{\hbar k_x}{m_q(1+2\alpha_q W)}; \quad v_y = \frac{\hbar k_y}{m_q(1+2\alpha_q W)}; \quad v_z = \frac{\hbar k_z}{m_q(1+2\alpha_q W)}, \quad (2.2.3.3)$$

а новое положение частицы в конце свободного пробега

$$z = z_0 - \frac{W - W_0}{qE}; \quad x = x_0 + \frac{\hbar k_{0x} t_s}{m_q(2\alpha_q \langle W \rangle + 1)}; \quad y = y_0 + \frac{\hbar k_{0y} t_s}{m_q(2\alpha_q \langle W \rangle + 1)}, \quad (2.2.3.4)$$

где $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0, z_0)$ - первоначальное положение частицы; m_q - эффективная масса электрона в q -ой долине; $\langle W \rangle$ - средняя энергия электрона на длине свободного пробега; W_0 - начальная энергия электрона. Предполагается, что поле $\mathbf{E}$ направлено вдоль оси Oz .

После этапа свободного пробега выбор процесса рассеяния проводится с помощью второго случайного числа r_2 из равномерного распределения в интервале от 0 до 1 [67]. Процесс рассеяния с номером m выбирается, если

$$\sum_{i=1}^{m-1} \lambda_i(\mathbf{k}) < r_2 < \sum_{i=1}^m \lambda_i(\mathbf{k}). \quad (2.2.3.5)$$

Волновой вектор после рассеяния находился из соотношений [69]:

$$k'_z = k' \cos \theta, \quad k'_x = k' \sin \theta \cos \varphi, \quad k'_y = k' \sin \theta \sin \varphi, \quad (2.2.3.6)$$

где азимутальный угол φ считался равномерно распределенным в интервале $(0, 2\pi)$.

Относительная концентрация электронов в q -ой долине определяется соотношением $\delta n_q = t_q / t$, где t_q - полное время, которое электрон проводит q -ой долине, t - полное время движения электрона. Выражение для средней дрейфовой скорости $v_{dr,q}$ и средней энергии в долине q имеет вид [68]

$$v_{dr,q} = \frac{1}{\hbar K_q} \sum_j (W_f - W_i)_j, \quad W_q = \frac{1}{2t_q} \sum_j (W_i + W_f)_j t_{sj}, \quad (2.2.3.7)$$

где K_q - полная длина траектории электрона в направлении вектора напряженности электрического поля в долине q в k -пространстве, равная $K_q = qEt_q / \hbar$; $(W_i$ и $W_f)_j$ - энергии начального и конечного состояний для j -ого свободного пролета частицы; t_{sj} - продолжительность j -ого свободного пролета; t_q - полное время, которое электрон проводит в q -ой долине. Средняя скорость, энергия и эффективная масса вычисляются согласно [68]

$$v_{dr} = \sum_q v_{dr,q} \cdot \delta n_q; \quad \langle W \rangle = \sum_q W_q \cdot \delta n_q; \quad \langle m \rangle = \sum_q m_q \cdot \delta n_q. \quad (2.2.3.8)$$

Времена релаксации энергии и импульса частицы определяются как [69]

$$\tau_p = \frac{\langle m \rangle v_{dr}}{qE}; \quad \tau_w = \frac{(\langle W \rangle - W_0)}{qE v_{dr}}. \quad (2.2.3.9)$$

Продольный и поперечный коэффициенты диффузии задаются выражениями [28, 29]

$$D_{||} = \frac{\langle z^2 \rangle - (v_{dr} t)^2}{2t}; \quad D_{\perp} = \frac{\langle x^2 \rangle}{2t}, \quad (2.2.3.10)$$

где $\langle z^2 \rangle$ и $\langle x^2 \rangle$ - средние значения квадратов смещений в параллельном и перпендикулярном полю направлениях соответственно; v_{dr} - дрейфовая скорость.

При проведении расчетов методом Монте-Карло граничные условия задавались такими же, как и для квазигидродинамического приближения.

Результаты расчетов по модели на основе метода Монте-Карло, исследование процессов транспорта электронов в диодах на основе сверхрешеток с учетом точечных дефектов и кластеров радиационных дефектов будут представлены в главе 3. Использование указанной модели позволяет разработать физико-топологическую модель и методику проведения моделирования транспорта электронов в полупроводниковых структурах терагерцовых диодов с учетом радиационного воздействия, а также провести сравнение особенностей транспорта электронов и механизма возникновения стабильных колебаний тока в диодах на основе сверхрешеток. Предложенный комплекс методов на основе квазигидродинамической модели и метода Монте-Карло позволяет рассчитать параметры квазibalлистических диодов на основе 6-, 18-, 30-, 70- и 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток и объяснить их функционирование в терагерцовом диапазоне частот.

2.2.3.1. Учет точечных дефектов в методе Монте-Карло

При моделировании методом Монте-Карло в случае присутствия в материале заряженных точечных дефектов вводился дополнительный механизм рассеяния, в некотором смысле аналогичный рассеянию на ионах легирующей примеси. Для определения частоты рассеяния использовалось борновское приближение, в котором учитывалась зависимость экранирующего кулоновского потенциала от координаты [70]

$$U(r) = \frac{q}{\epsilon r} \exp(-\beta r), \quad (2.2.3.1.1)$$

где β - обратная длина дебаевского экранирования. Частота рассеяния на заряженных дефектах [33]

$$\lambda_i(k) = \frac{2\sqrt{2}\pi N_{pd} q^4 m^{*1/2}}{\epsilon^2 \hbar^2 \beta^2 n(N_{pd})} \frac{(1 + 2\alpha W)}{\gamma^{1/2}(W)}, \quad (2.2.3.1.2)$$

где $n(N_{pd})$ концентрация электронов, которая зависит от концентрации дефектов, являющихся центрами захвата.

2.2.3.2. Учет кластеров радиационных дефектов в методе Монте-Карло

Взаимодействие носителей заряда с субкластерами дефектов рассматривается как рассеяние на полностью непрозрачных включениях. В этом случае выражение для частоты рассеяния на субкластерах в j – той долине приобретает вид

$$\lambda_j(W) = v_j \Sigma_{dr}(W) N_{dr}, \quad (2.2.3.2.1)$$

где N_{dr} – концентрация субкластера; v_j – скорость электрона в j - той долине, $\Sigma_{dr}(W)$ сечение рассеяния на субкластере, зависящее от энергии электрона, причем средний радиус ядра СКРД вычислялся с использованием распределения СКРД по размерам [70].

Средняя концентрация субкластеров выбирается на основе экспериментальных данных [18] и согласуется с результатами измерений [69]

$$N_{dr} = 0,16...0,24 F_n, \quad (2.2.3.2.2)$$

где N_{dr} (см^{-3}) – концентрация СКРД; F_n (н/см^2) - флюенс нейтронов. При флюенсах $10^{14}...10^{16} \text{см}^{-2}$ концентрация кластеров составляет порядка $10^{13}...10^{15} \text{см}^{-3}$.

В качестве первого приближения при рассеянии на субкластерах радиационных дефектов можно рассматривать рассеяние носителей на полностью непрозрачных для них включениях [71]. В этом случае сечение рассеяния электронов

$$\Sigma_{dr} = 2\pi r_{ef}^2, \quad (2.2.3.2.3)$$

где r_{ef} - эффективный радиус включений; а Σ_{dr} - сечение рассеяния.

Длина свободного пробега носителей в отсутствие других механизмов рассеяния [71]

$$l_s = \frac{1}{\Sigma_{dr} N_{dr}} = \frac{1}{2\pi r_{ef}^2 N_{dr}}, \quad (2.2.3.2.4)$$

где N_{dr} - концентрация включений.

Тогда для времени релаксации τ_p получаем

$$\tau_p = \frac{l_s}{v} = \frac{\sqrt{m}}{2\pi r_{ef}^2 N_{dr} (2W)^{1/2}}. \quad (2.2.3.2.5)$$

2.2.4. Расчет тепловых полей в структурах диодов

Ранее, в главе 1, был рассмотрен нагрев структур с двумерным электронным газом и проведена оценка температурной стабильности статических и динамических параметров

полупроводниковых приборов. В данном параграфе описаны особенности разработанной модели для расчетов тепловых полей в структурах диодов на основе СР.

Для описания и расчета нагрева диодов протекающим током использовалась тепловая эквивалентная схема, представленная на рисунке 2.2.4.1, где указаны 4 тепловых сопротивления (S_0, S_1, S_2, S_3), соответствующие четырем областям в диоде. Тепловое сопротивление - способность тела (его поверхности или какого-либо слоя) препятствовать распространению теплового движения молекул. Тепловое сопротивление сложной системы исследуемого диода равно сумме тепловых сопротивлений её частей S_0, S_1, S_2, S_3 . Внешние границы области S_0 - это границы активной области, форма которой близка к цилиндру. Внешние границы областей S_1, S_2 показаны пунктиром: S_1 - четверть сферы, S_2 - половина сферы. Область S_3 (подложка) представляет собой параллелепипед, через который тепло отводилось к балочным выводам диода и далее в теплоотвод.

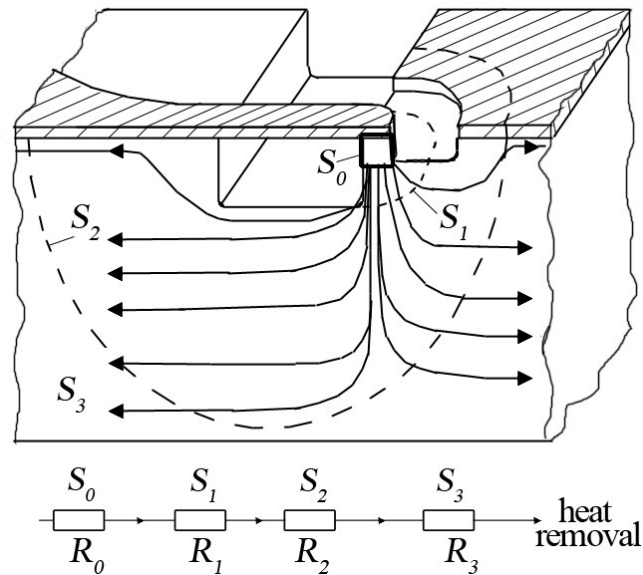


Рис. 2.2.4.1. Тепловая модель исследуемого диода [А9] на основе сверхрешетки (сечение А-А, см. рис. 2.1.2.1). Указаны 4 области диода: цилиндр S_0 , четверть сферы S_1 , половина сферы S_2 и параллелепипед S_3 , которые соответствуют четырем тепловым (R_0, R_1, R_2, R_3) сопротивлениям на эквивалентной схеме. Стрелками отмечено направление теплового потока, возникающего за счет выделения тепла при протекании электрического тока по областям $S_0 - S_3$. Затем тепло отводилось к балочным выводам диода и далее в теплоотвод

Коэффициент теплопроводности материала служит для количественной оценки способности материала (вещества) проводить тепло, и определяется:

$$\lambda = \frac{Wh}{S\Delta T}, \quad (2.2.4.1)$$

где h - толщина теплопроводящего слоя (м), W - рассеиваемая мощность (Вт), λ - коэффициент теплопроводности (Вт/м·К), S - площадь поверхности теплообмена (м²). Таким

образом, температура верхней поверхности пластины полупроводника (параллелепипед S_3) определялась как:

$$T_3 = T_4 + \frac{hW}{\lambda S}, \quad (2.2.4.2)$$

где T_4 – температура другой (нижней) поверхности полупроводника (°C). Температуры нагрева остальных областей рассчитывались в зависимости от площадей их поверхности.

В главе 3 будут приведены результаты расчета нагрева активной области исследуемых диодов на основе СР. Результаты расчетов позволят улучшить и апробировать специальный стенд, позволяющий проводить измерения характеристик полупроводниковых структур в диапазоне температур от -160 °C до +160 °C. В результате расчетов по предложенной модели впервые показано, что при работе квазибаллистических диодов на основе GaAs/AlAs сверхрешеток в составе умножителя терагерцового сигнала, величина рассеиваемой мощности накачки на диоде имеет величину 5–10 мВт, температура нагрева активной области диода составляет 100–200°C (глава 3), что значительно влияет на работу исследуемого диода.

Выводы к главе 2

1. Для проведения исследований выбраны диоды на основе GaAs/AlAs сверхрешетки (6...120 периодов). Для сравнения и отработки методики теоретического и экспериментального исследования диодов на основе сверхрешеток выбраны хорошо известные [27-29] планарные диоды Ганна, которые имеют схожий процесс доменообразования. Это позволило разработать физико-топологическую модель и методику проведения моделирования транспорта электронов в полупроводниковых структурах терагерцовых диодов на основе СР с учетом переходных слоев структур, нагрева диодов и радиационного воздействия.

2. Для расчетов параметров минизоны сверхрешетки было предложено использовать модель Кронига-Пенни. Это позволило исследовать (в главах 3 и 4) эффективность функционирования диодов в режиме «разрыва» минизоны в квазибаллистических диодах на основе сверхрешеток.

3. Предложена квазигидродинамическая модель, описывающая транспорт электронов в исследуемых диодах. Модель была дополнена граничными условиями и выражениями для учета радиационного воздействия, которые позволили определить уровни радиационной стойкости диодов. С помощью численной квазигидродинамической модели создан комплекс методов моделирования транспорта электронов в диодах на основе сверхрешеток с учетом радиационного воздействия. Результаты расчетов по модели на основе квазигидродинамического приближения, для расчетов транспорта электронов в диодах на основе сверхрешеток с учетом радиационного воздействия представлены в главе 3.

4. Предложена модель на основе метода Монте-Карло, для расчетов транспорта электронов в диодах на основе сверхрешеток. Был проведен учет точечных дефектов и кластеров радиационных дефектов, что позволило провести моделирование радиационной стойкости диодов. Результаты расчетов по модели на основе метода Монте-Карло, для расчетов транспорта электронов в диодах на основе сверхрешеток с учетом точечных дефектов и кластеров радиационных дефектов представлены в главе 3. С помощью численной модели на основе метода Монте-Карло с учетом влияния радиационного воздействия создан комплекс методов моделирования транспорта электронов в диодах на основе сверхрешеток.

5. Предложена модель для расчета тепловых полей в структурах диодов на основе СР. Результаты расчетов позволили улучшить и апробировать специальный стенд, позволяющий проводить измерения характеристик полупроводниковых структур в диапазоне температур от $-160\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $+160\text{ }^{\circ}\text{C}$. В главе 3 приведены результаты расчета нагрева активной области исследуемых диодов на основе СР.

Глава 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Ранее, в главе 1, были рассмотрены принципы и особенности работы диодов на основе СР, известные из литературы. В главе 3 рассматриваются результаты расчетов для исследуемых диодов на основе созданного комплекса методов моделирования транспорта электронов в диодах на 6-, 18-, 30-, 70- и 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешетках, с помощью аналитической и численных квазигидродинамической модели (п.3.2) и модели на основе метода Монте-Карло (п.3.3) с учетом переходных слоев структур СР, нагрева диодов (п.3.4), и влияния радиационного воздействия (п.3.5). Впервые теоретически рассмотрено влияние радиационного воздействия на исследуемые диоды. Проведено сравнение особенностей транспорта электронов и механизма возникновения стабильных колебаний тока в диодах на основе сверхрешеток. Сопоставлены значения паразитных сопротивлений приконтактных областей диодов, и определена величина удельного падения напряжения на одном периоде сверхрешетки для всех особых точек на вольт-амперных характеристиках диодов. Теоретически впервые было показано, что на частотах до 5.3 ТГц малопериодные (содержащие небольшое число периодов) сверхрешетки в составе гармонических смесителей проявляют существенные преимущества по сравнению с многопериодными, т. е. содержащими 50–100 и больше периодов. Впервые проведена оптимизация конструкции сверхрешеток и показано, что эффективность работы малопериодных сверхрешеток во многом определяется переходными областями, расположенными на ее краях СР. Исследование процесса «разрыва» минизоны показало, что диоды работающие с использованием режима «разрыва» минизоны имеют рекордные предельные частоты работы до 10 ТГц (теория).

3.1. Результаты расчетов на основе модели Кронига - Пенни

В п.3.1 рассматриваются результаты расчетов на основе модели Кронига-Пенни. Были рассчитаны положение и ширина минизоны СР в зависимости от количества монослоев, проведена оценка увеличения ширины минизоны в переходных слоях. Сопротивления и емкости активной области диода определены согласно эквивалентной схеме. Сопоставлены значения паразитных сопротивлений приконтактных областей диодов, и определена величина удельного падения напряжения на одном периоде сверхрешетки для всех особых точек на вольт-амперных характеристиках диодов. Проведена оптимизация конструкции сверхрешеток и показано, что эффективность работы малопериодных сверхрешеток во многом определяется переходными областями, расположенными на ее краях СР.

На рисунке 3.1.1 изображена конструкция короткой диодной структуры на основе СР, показаны зонная диаграмма минизоны с учетом переходных слоев, график концентрации доноров и напряженности электрического поля, формируемого в СР при подаче питания.

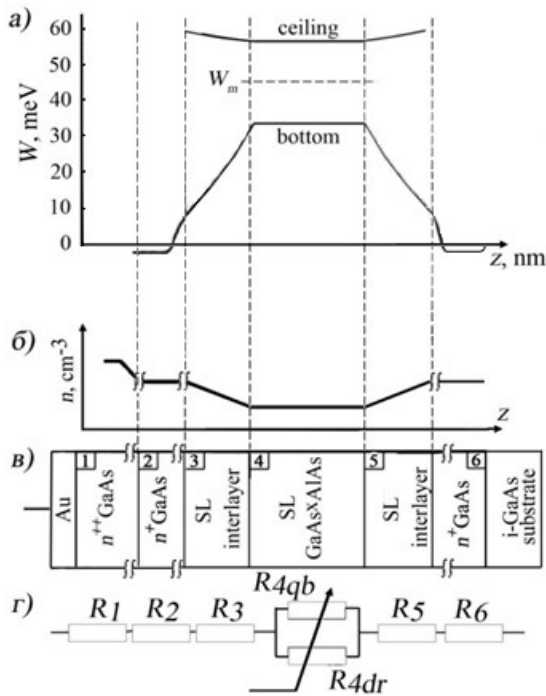


Рис. 3.1.1. Зонная диаграмма, состав слоев и эквивалентная схема исследуемых диодов на основе СР [A4]: а) зонная диаграмма минизоны с учетом переходных слоев, W_m - обозначение середины минизоны; б) концентрация доноров в сверхрешетке; в) описание слоев диодной структуры: 4 - активная область СР, 3 и 5 - переходные слои, состоящие из чередующихся слоев AlAs и GaAs с толщами 1x28, 2x24 и 3x21 монослоев указанных полупроводников; г) эквивалентная схема, R_1 - R_6 - сопротивления слоев, где R_{4qb} описывает квазибаллистическое движение, R_{4dr} - дрейфовое

Сопротивление рабочей области определяется двумя различными по физической природе потоками электронов - квазибаллистическими и дрейфовыми, поэтому на эквивалентной схеме указаны два сопротивления, величины которых по-разному зависят от напряжения.

На рисунке 3.1.2 показан результат расчета зависимости уровней энергии в планарных структурах на основе сверхрешеток от различного количества монослоев AlAs (от 2 до 6) при фиксированных 18 монослоях GaAs. На врезке рисунка 3.1.2 показан профиль потенциала одного периода СР.

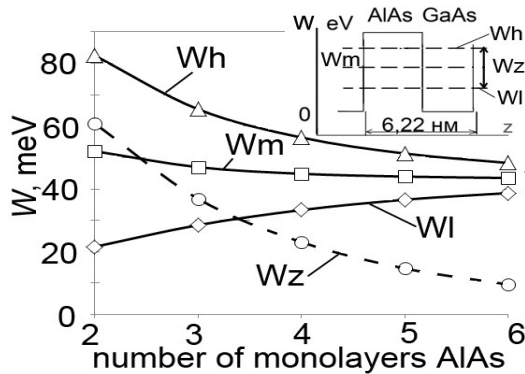


Рис. 3.1.2. Результаты расчета положения и ширины минизоны СР от количества монослоев AlAs при постоянном количестве монослоев GaAs равном 18 [A7]. W_h - потолок минизоны, W_m - середина минизоны, W_l - дно минизоны, $W_z = W_h - W_l$ - ширина минизоны. Расчет проведен с использованием оригинальной модели Кронига-Пенни

Данные рисунка 3.1.2 показывают, что положение и ширина минизоны СР существенно зависит от толщины слоев AlAs, что обуславливает значительные различия в количестве инжектируемых в СР электронов из контактов. Поэтому ток таких СР был существенно различным, что фиксировалось в эксперименте. Эта информация позволила калибровать метод расчета положения дна и потолка минизоны в переходных областях СР.

Ширина первой минизоны СР определялась с использованием модели Кронига – Пенни и составила 24 мэВ [13]. С помощью той же модели оценивалось увеличение ширины минизоны в переходных слоях. В ходе расчетов сопоставлялось положение соответствующего энергетического уровня в отдельной квантовой яме для каждого из переходных слоев с взаимно-согласованным положением верхней и нижней границы минизоны. Результаты расчетов приведены на рис. 3.1.1. На рис. 3.1.3 показан профиль потенциала одного периода СР.

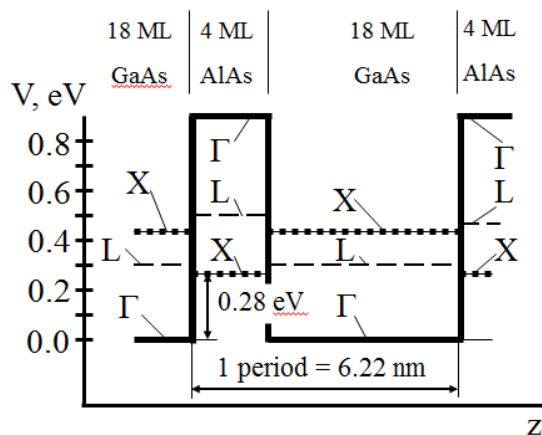


Рис. 3.1.3. Профиль потенциала одного периода сверхрешетки [А7]. Минизона образована туннельно-прозрачными AlAs(X) барьерами шириной в 4 монослоя и высотой 0.28 эВ и GaAs (Γ) квантовыми ямами шириной 18 монослоев

В ходе проведения расчетов полагалось, что значительное влияние на ВАХ оказывает изменение сопротивления R_4 , которое происходит за счет изменения характера движения электронов при взаимодействии с потолком минизоны СР, а также рассеяния. При коротких длинах СР в ней появляются квазибаллистические электроны, которые пролетают СР с минимальной потерей импульса в результате рассеяния. Это сказывается как на ВАХ, так и на высокочастотной проводимости коротких структур.

На рис. 3.1.4 представлена часть зонной диаграммы для активной области диода на основе GaAs/AlAs сверхрешетки, состоящей из 30 периодов, каждый из которых состоит из 18 монослоев GaAs и 4 монослоев AlAs. На врезке представлена зонная диаграмма для всей рабочей области, с учетом переходных слоев. В приближении плоского конденсатора была оценена емкость одного барьера, которая составила 40 фФ.

Было рассчитано сопротивление в яме и барьере при подаче внешнего напряжения на исследуемый диод. Сопротивление слоя формирующего квантовую яму оценивалось исходя из значения проводимости GaAs. Получено, что сопротивление барьеров много больше чем ям,

т.е. все падение приложенного напряжения приходится на барьеры. Наклон потенциала зонной диаграммы в сильнолегированных ямах незначителен, по сравнению с наклоном в барьерах с низкой концентрацией электронов (рис. 3.1.5). Исходя из сопротивления и емкости активной области диода, определённых согласно эквивалентной схеме, предельная частота работы: $1/(2\pi RC) \approx 3$ ТГц (общее сопротивление диода 40 Ом, суммарная емкость диода около 1 фФ). Данная оценка хорошо коррелирует с экспериментальными данными о предельных частотах терагерцовых детекторов и умножителей, построенных на таких диодах [A8].

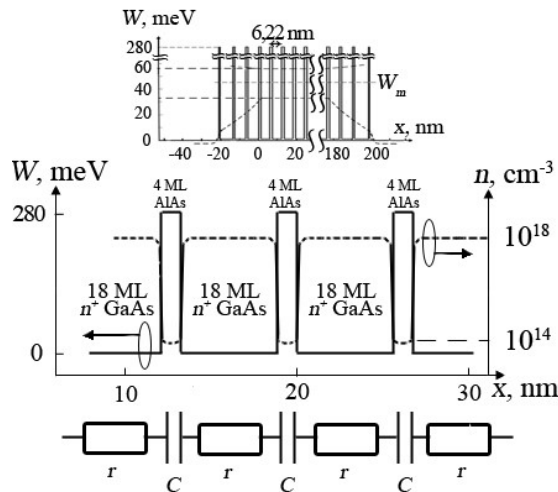


Рис. 3.1.4. Часть зонной диаграммы без внешнего напряжения для активной области диода на основе GaAs/AlAs сверхрешетки [A9], состоящей из 30 периодов, (каждый из которых состоит из 18 монослоев GaAs и 4 монослоев AlAs). Ниже представлена эквивалентная схема активной области, состоящая из последовательно включенных сопротивлений r и емкостей $C=40$ фФ. Сверху, на врезке представлена зонная диаграмма для всей активной области с учетом переходных слоев. Концентрация электронов $n(x)$ в слоях сверхрешетки на части зонной диаграммы показана пунктиром. W_m – положение середины минизоны

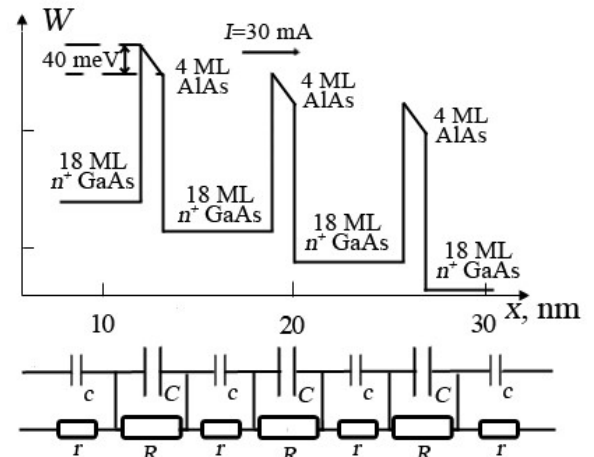


Рис. 3.1.5. Часть зонной диаграммы активной области диода на основе GaAs/AlAs сверхрешетки [A9] при подаче внешнего напряжения (с учетом, что наклон потенциала зонной диаграммы в сильнолегированных ямах незначителен, по сравнению с наклоном в барьерах с низкой концентрацией электронов). Ниже представлена эквивалентная схема активной области, состоящая из сопротивлений ($R=1.3$ Ом – сопротивление барьера, $r=0.18$ Ом – сопротивление ямы, $r \ll R$) и емкостей C, c

Моделирование ВАХ диодов с помощью подхода [44] показало, что приведенные выше аналитические оценки хорошо совпадают с результатами численных расчетов, поэтому

предложенная эквивалентная схема может быть использована и для обсуждения поведения диодов после радиационного облучения.

Были рассчитаны положение и ширина минизоны СР в зависимости от количества монослоев, сопоставлены значения паразитных сопротивлений приконтактных областей диодов, и определена величина удельного падения напряжения на одном периоде сверхрешетки для всех особых точек на вольт-амперных характеристиках диодов. Проведена оптимизация конструкции сверхрешеток и показано, что эффективность работы малопериодных сверхрешеток во многом определяется переходными областями, расположенными на ее краях СР. Сравнение полученных расчетных результатов с экспериментом будет представлено в главе 4.

3.2. Моделирование на основе квазигидродинамического приближения

Ранее, в главе 1, было рассмотрено квазигидродинамическое приближение известное из литературы, в главе 2 представлена модель на основе указанного приближения, используемая в рамках данной работы. В п.3.2 рассматриваются результаты расчетов полученные с помощью комплекса методов моделирования транспорта электронов в диодах на основе 6-, 18-, 30-, 70- и 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток с помощью аналитической и численной квазигидродинамической модели с учетом переходных слоев структур СР. Обоснована эффективность функционирования диодов в режиме «разрыва» минизоны вплоть до предельных частот работы диодов равных 5.3 ТГц (для 6-периодной СР). Получено, что при коротких длинах СР (30...45 нм) в ней появляются квазибаллистические электроны, которые пролетают СР с минимальной потерей импульса в результате рассеяния, для более длинных СР большую роль играет группировка электронов, схожая по своему принципу с группировкой в диодах Ганна. С помощью квазигидродинамической модели для различного соотношения монослоев в СР были рассчитаны средняя скорость, пороговое поле (поле при котором начинается участок отрицательной дифференциальной проводимости на ВАХ) и время пролета электроном исследуемой структуры. Видно, что чем меньше длина исследуемой СР, тем выше пороговое поле и скорость электрона, но меньше время пролета.

Для расчетов зависимости координаты от времени использовалась модель на основе квазигидродинамического приближения, описанная ранее в главе 2 и 1. Сначала проводилось пробное моделирование с использованием укороченной квазигидродинамической модели, состоящей из уравнений баланса энергии и импульса.

При расчетах, в квазигидродинамическом приближении (гл.2), предполагалось, что напряженность поля одинакова по всей СР и оценивалось среднее время пролета электронами рабочей области. Использовались параболические приближения для зависимостей энергий

нижней l и верхней h половин минизон от импульса. Эффективные массы $m_l > 0$ и $m_h < 0$ выбирались фиксированными. Это позволило снять противоречие, присущее гидродинамическим моделям, которые работают со средними значениями энергии и импульса электронов, что порождает расходимость указанных моделей для значений энергии близких к середине минизоны, когда масса электрона стремится к неопределенному (нулевому) значению.

Величины падающего напряжения и напряженности поля в сверхрешетке определялись на основе квазигидродинамической модели [A7]. Предполагалось, что электрическое поле однородно в латеральной плоскости, не изменяется во времени и приложено вдоль оси CP . В качестве основных механизмов рассеяния рассматривалось рассеяние на акустических фононах, полярных оптических фононах, атомах ионизированной примеси. Все параметры материала, необходимые для расчета частот рассеяния, выбирались такие же, как для объемного GaAs. Расчет проводился для комнатной температуры.

Оценивалось время пролета электронов сорта 1 и 2 через сверхрешетку. Особое внимание обращалось на долю квазибаллистических электронов и подсчет количества малоугловых рассеяний, а также определялась доля электронов, претерпевших существенное изменение траектории движения за счет рассеяния на оптических фононах. Последнее позволило доказать возможность квазибаллистического транспорта в коротких сверхрешетках и определить вклад электронов из ансамблей типа 1 и 2 в проводимость CP .

В ходе проведения расчетов полагалось, что значительное влияние на ВАХ оказывает изменение сопротивления R_4 , которое происходит за счет изменения характера движения электронов при взаимодействии с потолком минизоны CP , а также рассеяния. При коротких длинах CP в ней появляются квазибаллистические электроны, которые пролетают CP с минимальной потерей импульса в результате рассеяния. Это сказывается как на ВАХ, так и на высокочастотной проводимости коротких структур. На рис. 3.2.1 приведена качественная картина движения электронов в коротких CP , когда наблюдается как квазибаллистический сквозной пролет электронов через минизону, так и взаимодействие электронов с потолком минизоны. Цифрой 1 выделен ансамбль квазибаллистических электронов, а цифрой 2 – ансамбль электронов, которые отражаются от потолка минизоны или переходят на более низкие уровни, в ансамбль дрейфовых электронов. Результаты расчетов зависимости координаты электронов от времени показаны на рис. 3.2.2. На каждом из графиков хорошо виден участок переколебаний, что соответствует возникновению отражения от потолка минизоны. Уменьшение амплитуды колебаний показывает, что движение электронов после нескольких отражений усредняется, так что дальше ансамбль электронов движется в среднем «ламинарно».

Видно, что при изменении напряженности поля координата, при которой электроны «ударяются» о потолок минизоны первый раз, уменьшается. Таким образом, при напряженности поля около 12 кВ/см, в шестипериодной диодной структуре пропадают электроны типа 1, поэтому ток резко падает. Оценка показывает, что доля этих электронов составляет около 25 % от общего количества, поэтому снижение тока тоже происходит на указанную величину.

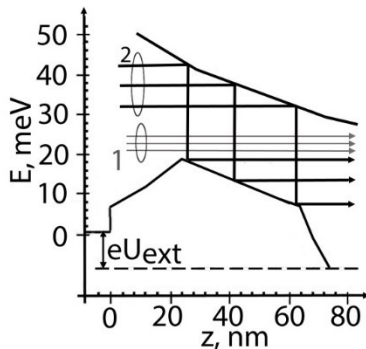


Рис. 3.2.1. Зонная диаграмма диодной структуры на основе СР (6 периодов) под напряжением [А7]. Показаны траектории двух сортов электронов: 1 — движущиеся квазибаллистически, т.е. испытывая только малоугловые упругие столкновения и 2 — претерпевающие рассеяния с потерей энергии и отражения от потолка минизоны

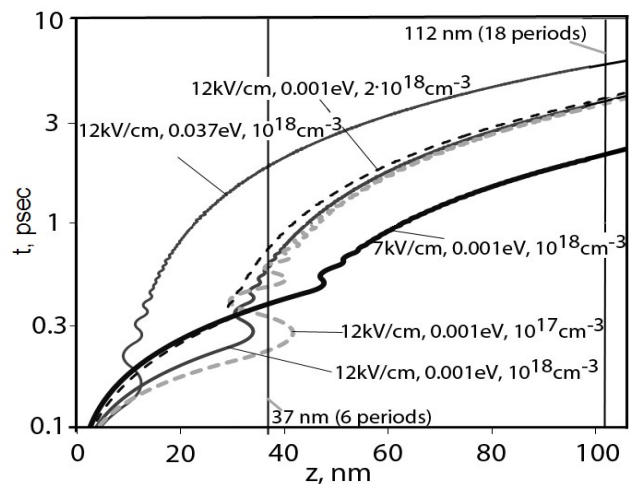


Рис. 3.2.2. Результат расчета зависимости координаты от времени в квазигидродинамическом приближении [А7]. Решались уравнения баланса энергии и импульса в заданном поле. Моделировалось движение усредненного электрона типа 1 (стартовая энергия 0.001 эВ) или типа 2 (стартовая энергия 0.037 эВ) в постоянном поле для различных концентраций легирующей примеси

При увеличении внешнего напряжения доля электронов типа 1 снижается, а электронов типа 2 увеличивается (рис. 3.2.3). Так как скорости у баллистических электронов выше, чем у дрейфующих, то небольшое увеличение напряжения на СР приводит к резкому снижению тока, из-за уменьшения ансамбля баллистических электронов, которые начинают отражаться потолком минизоны. Появление баллистических электронов в коротких СР, также приводит к образованию в ансамбле типа 1 терагерцовой динамической отрицательной проводимости на пролетных частотах [14, 30, 33].

Важно, что для более длинных СР, вероятность квазибаллистического движения падает, так что в 18-периодной СР его вклад в проводимость будет значительно меньше. В таких, и

более длинных СР, будет большую роль играть группировка электронов, схожая по своему принципу с группировкой в диодах Ганна [13]. Оценка критической длины СР, при которой еще сохраняется возможность группировки квазибаллистических электронов, при их скорости равной $2...5 \cdot 10^6$ см/с, показывает, что её длина составляет 30...45 нм. Таким образом, 6-периодная сверхрешетка имеет пограничный размер. В этой СР отсутствуют дополнительные слои, в которых осуществляется перенос сгруппированных электронов. Вместе с тем у такой структуры есть преимущество – наличие квазибаллистического характера движения электронов 1 сорта, что повышает эффективность ее работы на высоких частотах за счет меньшего времени пролета указанных электронов.

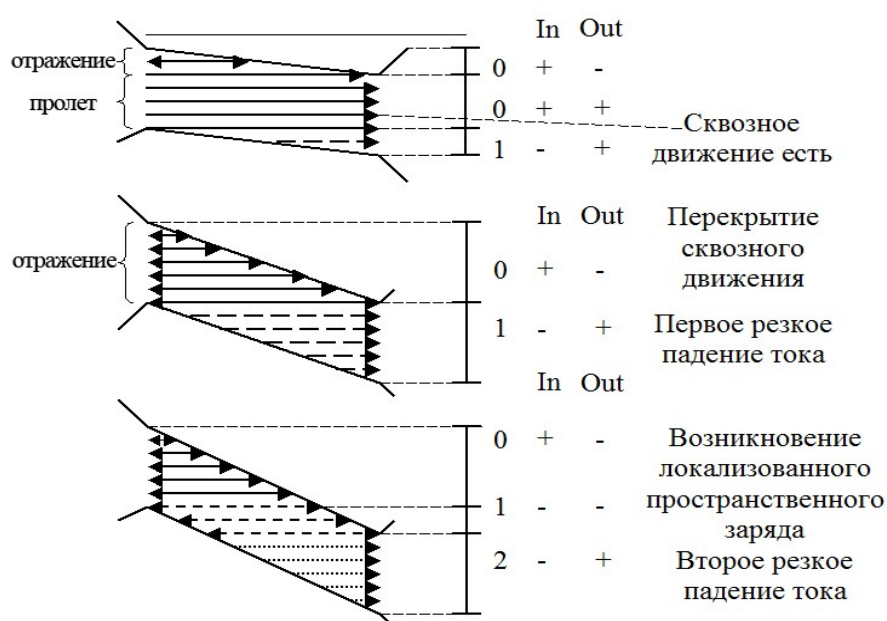


Рис. 3.2.3. Схема движения электронов в диодной гетероструктуре [А7]. Для различных внешних напряжений на зонной диаграмме выделены характерные процессы квазибаллистического транспорта электронов, прерываемого взаимодействием с потолком минизоны и рассеянием

С помощью квазигидродинамической модели для различного соотношения монослоев в СР были рассчитаны средняя скорость, пороговое поле (поле при котором начинается участок отрицательной дифференциальной проводимости на ВАХ) и время пролета электроном исследуемой структуры. Результаты расчета представлены в таблице 3.2.1. Видно, что чем меньше длина исследуемой СР, тем выше пороговое поле и скорость электрона, но меньше время пролета. Следовательно, необходимо уменьшать длины исследуемых СР, потому что это позволяет увеличивать предельную частоту работы исследуемых диодов.

Таблица 3.2.1. Средняя скорость, поле, время пролета электроном СР (18 периодов) [А5]. Данные получены из расчетов с помощью квазигидродинамической модели. Жирным шрифтом выделены значения соответствующие пороговому полю (поле, при котором начинается участок отрицательной дифференциальной проводимости на вольт-амперной характеристике)

		Число монослоев GaAs											
		14			16			18			20		
		Е, кВ/ см	t _{прол} , пс	<v>x 10 ⁷ см/с	Е, кВ/ см	t _{прол} , пс	<v>x 10 ⁷ см/с	Е, кВ/ см	t _{прол} , пс	<v>x 10 ⁷ см/с	Е, кВ/с м	t _{прол} , пс	<v>x 10 ⁷ см/с
Число монослоев AlAs	2	2	1.33	0.204	2	1.425	0.19	2	1.513	0.179	2	1.585	0.17
		8	0.43	0.638	8	0.45	0.60	8	0.469	0.578	8	0.493	0.55
		12	0.33	0.834	12	0.34	0.79	12	0.353	0.768	12	0.365	0.74
		20	0.24	1.144	20	0.24	1.13	20	0.253	1.071	20	0.265	1.02
		30	0.19	1.405	30	0.201	1.34	30	0.517	0.524	30	0.813	0.33
		40	0.17	1.604	40	0.625	0.43	40	1.041	0.26	40	1.437	0.18
		50	0.58	0.466	50	1.065	0.25	50	1.565	0.173	50	2.057	0.13
		60	1	0.268	60	1.505	0.18	60	2.133	0.127	60	2.705	0.1
		45	0.16	1.643	35	0.189	1.43	28	0.221	1.227	22	0.253	1.07
	4	2	1.9	0.142	2	2.009	0.13	2	2.105	0.128	2	2.161	0.12
		8	0.57	0.473	8	0.597	0.45	8	0.612	0.443	8	0.633	0.42
		12	0.42	0.644	12	0.437	0.62	12	0.453	0.598	12	0.416	0.65
		20	0.29	0.913	20	0.305	0.88	20	0.317	0.855	20	0.533	0.50
		30	0.23	1.16	30	0.565	0.48	30	0.889	0.305	30	1.221	0.22
		40	0.63	0.431	40	1.077	0.25	40	1.489	0.182	40	1.949	0.13
		50	1.11	0.243	50	1.629	0.16	50	2.097	0.129	50	2.693	0.1
		60	1.57	0.172	60	2.149	0.12	60	2.729	0.099	60	3.393	0.07
		30	0.23	1.16	26	0.265	1.02	22	0.305	0.889	18	0.361	0.75
	6	2	2.5	0.108	2	2.557	0.10	2	2.653	0.102	2	2.785	0.09
		8	0.72	0.376	8	0.733	0.36	8	0.757	0.358	8	0.785	0.34
		12	0.51	0.531	12	0.529	0.51	12	0.541	0.501	12	0.516	0.52
		20	0.35	0.763	20	0.316	0.85	20	0.525	0.524	20	0.757	0.35
		30	0.45	0.604	30	0.793	0.34	30	1.137	0.238	30	1.469	0.18
		40	0.99	0.274	40	1.465	0.18	40	1.817	0.149	40	2.269	0.11
		50	1.49	0.182	50	1.953	0.13	50	2.525	0.107	50	3.081	0.08
		60	2	0.135	60	2.537	0.10	60	3.313	0.081	60	3.909	0.06
		28	0.29	0.951	20	0.316	0.86	19	0.397	0.683	16	0.457	0.59

Предложенный комплекс методов на основе квазигидродинамической модели позволяет рассчитать параметры квазибаллистических диодов на основе 6-, 18-, 30-, 70- и 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток и объяснить их функционирования до 5.3 ТГц. Обоснована эффективность функционирования диодов в режиме «разрыва» минизоны в квазибаллистических диодах на основе 6-, 18-, 30-, 70- и 120-периодных GaAs/AlAs

сверхрешеток вплоть до предельных частот работы диодов равных 5.3 ТГц (для 6-периодной СР). Получено, что при коротких длинах СР (30...45 нм) в ней появляются квазибаллистические электроны, которые пролетают СР с минимальной потерей импульса в результате рассеяния, для более длинных СР большую роль играет группировка электронов, схожая по своему принципу с группировкой в диодах Ганна. Получено, что чем меньше длина исследуемой СР, тем выше пороговое поле и скорость электрона, но меньше время пролета. Сравнение полученных расчетных результатов с экспериментом будет представлено в главе 4.

3.3. Моделирование методом Монте-Карло

Ранее, в главе 1, был рассмотрен метод Монте-Карло известный из литературы, в главе 2 представлена модель на основе указанного метода, используемая в рамках данной работы. В п. 3.3 рассматриваются результаты полученные с помощью комплекса методов моделирования транспорта электронов в диодах на основе сверхрешеток с помощью аналитической и численной модели на основе метода Монте-Карло с учетом переходных слоев структур СР. Проведено сравнение особенностей транспорта электронов и механизма возникновения стабильных колебаний тока в диодах на основе 6-, 18-, 30-, 70- и 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток. Теоретически впервые было показано, что на частотах до 5.3 ТГц малопериодные (содержащие небольшое число периодов) сверхрешетки в составе гармонических смесителей проявляют существенные преимущества по сравнению с многопериодными, т. е. содержащими 50–100 и больше периодов. Получено, что среднее время пролета электронами области СР составляет от 10^2 до 10^3 фс. Важно, что для более длинных СР, вероятность квазибаллистического движения падает, и большую роль играет группировка электронов, схожая по своему принципу с группировкой в диодах Ганна. Это обосновывает возможность применения таких СР для преобразования сигналов на частотах до 8...12 ТГц. Результаты расчетов с использованием предложенного аналога критерия Кремера показывают, что для диодов с 3-4 периодными СР можно ожидать подавления доменообразования. Это открывает возможность проявления отрицательной дифференциальной проводимости и ТГц генерации связанной с пролетными эффектами без доменообразования.

В результате моделирования методом Монте-Карло (гл. 1 и 2) были получены зависимости, приведенные на рисунках 3.3.1-3.3.3. Были рассчитаны количество одновременно движущихся в СР электронов, доля баллистических и отраженных электронов, максимальная и средняя длина свободного пробега для разной напряжённости поля внутри СР и различных положений минизоны. Результаты расчетов приведены в табл. 3.3.1.

При моделировании переноса электронов с использованием метода Монте-Карло предполагалось, что все электроны расположены в нижней минизоне СР и вероятность

перехода электрона в рабочей области в более высоко лежащую минизону мала. Использовалось обычное соотношение для зависимости энергии электрона от волнового вектора. Особое внимание обращалось на определение доли квазibalлистических электронов и подсчет количества малоугловых рассеяний, а также определялась доля электронов, претерпевших существенное изменение траектории движения за счет рассеяния на оптических фононах. Последнее позволило установить роль квазibalлистического транспорта в коротких сверхрешетках и определить вклад указанных электронов в проводимость СР.

В ходе выполнения расчетов моделировалось движение электронов с учетом их прохождения через сверхрешетку или отражения в область инжектора, т.е. в левый контакт. Рассчитывались зависимости средней скорости, полной и поперечной энергии, а также концентрации электронов от координаты. Положение минизоны варьировалось и снова проводились расчеты величины электрического тока, которые затем сравнивались с экспериментом с целью калибровки модели. Последнее позволяло точнее определить вклад сопротивлений приконтактных областей, величину падения напряжения на сверхрешетке и напряженность поля в ней при заданном внешнем напряжении.

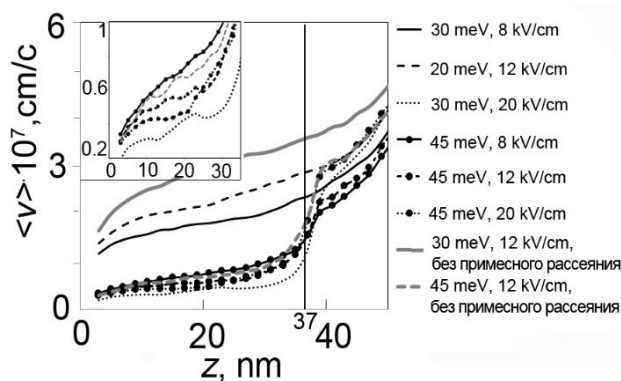


Рис. 3.3.1. Результаты расчетов для средней скорости от координаты в 6-периодной СР [А8]. На врезке та же зависимость - более крупно представлен начальный участок. В легенде указаны положение середины минизоны W_m и напряженность поля в сверхрешетке E_{SL} . Приведены также результаты модельных расчетов, когда рассеяние на примеси было отключено

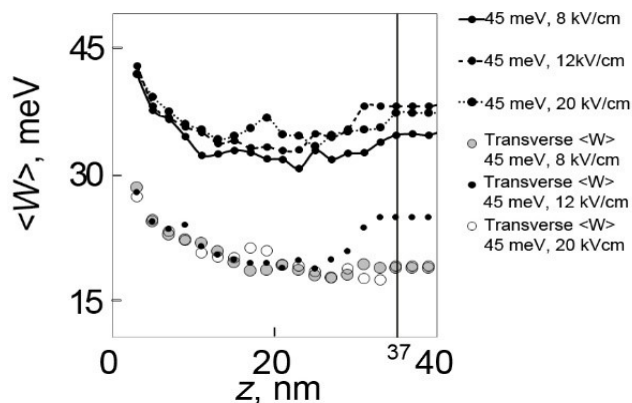


Рис. 3.3.2. Результаты расчетов для средней и средней поперечной энергий электронов от координаты в 6-периодной СР [А8]. В легенде указаны положение середины минизоны W_m и напряженность поля в сверхрешетке E_{SL}

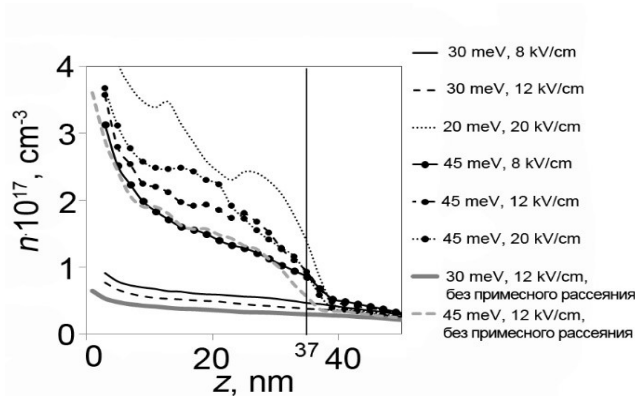


Рис. 3.3.3. Результаты расчетов зависимости концентрации электронов от координаты в 6-периодной СР [A8]. В легенде указаны положение середины минизоны W_m и напряженность поля в сверхрешетке E_{SL} . Приведены также результаты модельных расчетов, когда рассеяние на примеси было отключено

Приведенная на рисунке 3.3.1 зависимость средней скорости электронов от координаты имеет нарастающий характер, что связано с разгоном электронов в правой части сверхрешетки. Указанные электроны успевают набрать значительную скорость при энергии меньше потолка минизоны (гл.1, пункт 1.1.3), а затем вылетают из СР не успев отразиться от потолка минизоны. По данным зависимостям были рассчитаны средние времена пролета электронами области СР, которые составили от 10^2 до 10^3 фс.

На рисунке 3.3.2 видно, что полная средняя энергия электронов в 1.5 - 2 раза больше, чем поперечная, что свидетельствует о баллистическом характере движения электронов. В целом зависимость энергии от координаты медленно спадающая, что объясняется частичным выбросом электронов из 6-периодной СР в исходный (левый) контакт, а также потерей энергии на излучение оптических фононов и взаимодействием с потолком минизоны.

Зависимость концентрации электронов от координаты (рис. 3.3.3) рассчитана с учетом данных о величине прошедших и отраженных электронов, приведенных в таблицах 3.3.1 и 3.3.2. С одной стороны количества одновременно движущихся электронов достаточно для обоснования используемого в работе приближения. С другой стороны количество отраженных электронов для напряженностей поля 8 - 20 кВ/см близко, т.е. можно утверждать, что величина инжекции электронов в 6-периодную СР из левого контакта примерно постоянна, т.е. величина электрического тока определяется скоростью носителей заряда – чем выше напряженность поля тем ниже скорость и ток. Иными словами наблюдается отрицательная дифференциальная проводимость (гл.1, пункт 1.1.3.1.). Кроме того, зависимости скорости и концентрации электронов носят обратный характер, а их произведение постоянно, что свидетельствует о постоянстве тока в разном сечении СР в случае постоянного напряжения питания. Иными словами, модель адекватна – в стационарном состоянии нет накопления заряда, а плотность тока вдоль СР константа.

С целью анализа характера движения электронов в СР был проведен расчет доли баллистических, квазibalлистических и отраженных электронов для разных напряженностей электрического поля и положения минизоны в 6-периодной СР (табл. 3.3.4 и 3.3.5). Видно, что с увеличением напряженности поля растет количество отброшенных назад электронов, а доля баллистических электронов, падает. Важно, что для более длинных СР, вероятность квазibalлистического движения падает, и будет большую роль играть группировка электронов, схожая по своему принципу с группировкой в диодах Ганна. Другим важным следствием, вытекающим из данных таблицы 3.3.4 и рисунка 3.3.1, является тот факт, что рассеяние на примеси слабо сказывается на скорости электронов в сверхрешетках с малым числом периодов. Это важно для проведения оптимизации конструкции СР, так как паразитное сопротивление СР сказывается на эффективности ее работы. Иными словами, оптимальный уровень легирования должен определяться исходя из оптимальной концентрации электронов, а не их скорости.

Длина СР, при которой еще сохраняется возможность группировки квазibalлистических электронов, при их скорости равной $2 - 5 \cdot 10^6$ см/с, составляет 30 - 45 нм, что как раз соответствует 6-периодной структуре. Таким образом, наличие квазibalлистического характера движения электронов повышает эффективность работы СР на высоких частотах за счет меньшего времени пролета указанных электронов. По результатам видно, что больше всего таких электронов для напряженности поля 8 кВ/см, что соответствует максимуму тока на вольт-амперной характеристике. Затем небольшое увеличение напряжения на 6-периодной СР приводит к резкому снижению тока, из-за уменьшения ансамбля баллистических электронов, которые начинают отражаться потолком минизоны, что соответствует полям 12 и, в большей степени, 20 кВ/см.

Таблица 3.3.1. Количество одновременно движущихся электронов для разной напряженности поля и разного положения минизоны (модельный расчет) в 6-периодной СР [A8]. Соотношение слоев GaAs и AlAs 18х4

		Напряженность поля, кВ/см			
		2	8	12	20
Положение середины минизоны W_m , мЭВ	20	1320	8310	4960	10400
	30	1550	43800	16200	49300
	40	1780	9220	12900	52600
	45	1890	8650	13700	35400
	50	2060	8220	14400	16900

Таблица 3.3.2. Доля баллистических электронов (нм) для разной напряженности поля и положения середины минизоны $W_m=45$ мэВ в 6-периодной СР [А8]. Соотношение слоев GaAs и AlAs 18х4

		Напряженность поля, кВ/см			
		2	8	12	20
Количество рассеяний на оптических фононах	0	5	3	2	0
	1-2	22	15	9	6
	3-5	19	12	10	10
	5-10	6	7	8	9
	больше	0	1	0	0
	отброс	48	62	71	75

Таблица 3.3.3. Средняя длина свободного пробега (нм) для разной напряженности поля и разного положения минизоны (модельный расчет) в 6-периодной СР [А8]. Соотношение слоев GaAs и AlAs 18х4

		Напряженность поля, кВ/см			
		2	8	12	20
Положение середины минизоны W_m , мэВ	20	0.03	0.14	0.98	0.23
	30	0.215	0.242	0.34	0.123
	40	0.466	0.198	0.95	0.196
	45	0.24	0.165	1.84	0.275
	50	0.11	0.135	1.738	0.375

Анализ результатов расчета показывают, что характерное время пролета 6-периодной СР квазибаллистическими электронами составляет 10^2 до 10^3 фс в зависимости от напряженности поля в СР, что обосновывает возможность применения таких структур для преобразования сигналов на частотах до 8 - 12 ТГц. Предельная частота $f_p = 1/2\pi R_s C$, обусловленная влиянием паразитной емкости активной области диода C , и его последовательного сопротивления $R_s = R_1 + R_2 + R_3 + R_4 + R_5 + R_6$ (рис. 3.1.1) рассчитывалась по методике, предложенной в [72], и составила 4 ТГц для диодов с 18-периодной СР и 10 ТГц для 6-периодной. Дополнительные возможности повышения предельных частот связаны с уменьшением омического сопротивления контактов малой площади, а также с оптимизацией переходных слоев

гетероструктуры, которые могут выступать в роли инжектора баллистических электронов в рабочую область структуры.

Результаты моделирования показали, что одним из важных аспектов создания терагерцовых диодов на основе СР с малым числом периодов является определение оптимального положения и ширины минизоны СР. В силу малой длины сверхрешетки средняя скорость носителей заряда внутри СР зависит от энергии вбрасываемых электронов, что существенно сказывается на их быстродействии. С другой стороны, ширина и положение минизоны обуславливают количество вбрасываемых в СР электронов, что в совокупности с их скоростью определяет величину электрического тока и выходную мощность. В силу того, что при больших плотностях тока СР начинает нагреваться, экспериментально было показано, что при длине равной 6-ти периодам оптимальной является СР с соотношением монослоев GaAs и AlAs равным 18х4.

Для оптимизации конструкции СР проводилось моделирование транспорта электронов в СР, состоящих из 16, 18 или 20 слоев GaAs и 2, 4 или 6 слоев AlAs. Расчет параметров минизоны в СР и переходных слоях проводился на основе модели Кронига-Пенни (табл. 3.3.4) и сопоставления положения минизоны в бесконечной СР с положением уровней в отдельных квантовых ямах конечной глубины.

Таблица 3.3.4. Параметры моделируемых структур (6-периодная СР) [A5]

Соотношение количества монослоев GaAs и AlAs	W_m, мэВ	W_{mb}, мэВ	Длина СР, нм	Время пролета, пс	Нормированный ток
14x2	70.95	86.7	27.12	0.16	3.56
14x4	58.95	32.7	30.54	0.23	0.867
14x6	56.85	13.8	33.9	0.29	0.33
16x2	60.3	72	30.5	0.189	3.4761
16x4	51.2	27.3	33.9	0.265	0.943
16x6	49.5	11.4	37	0.316	0.3716
18x2	52	60.9	33.9	0.221	3.3934
18x4	44.85	23.1	37	0.305	1
18x6	43.5	9.6	40.68	0.397	0.4003
20x2	45.6	52.2	37	0.253	3.2723
20x4	39.8	20.1	40.68	0.361	1.0489
20x6	38.7	8.4	44	0.457	0.4272

С помощью функции Ферми-Дирака была рассчитана концентрация электронов и определена величина тока (табл. 3.3.4) для 6-периодной СР состоящей из 18 монослоев GaAs и 4 монослоев AlAs. Затем были рассчитаны токи для других соотношений количества монослоев GaAs и AlAs, представленных в таблице 3.3.4. Все значения представленные в столбце тока

нормированы на значение тока для СР состоящей из 18 монослоев GaAs и 4 монослоев AlAs. Значения энергий были взяты из расчетов по модели Кронига-Пенни.

В таблице 3.3.4 показаны параметры минизоны, использованные для расчета зависимости скорости, приведенной на рисунке 3.3.4. Также при расчетах было учтено изменение эффективной массы в СР. Видно, что параметры СР существенно влияют на скорость электронов, но как показали расчеты изменение параметров переходных слоев СР, влияет на скорость и концентрацию электронов в 1.5 - 2 раза сильнее.

В результате расчетов методом Монте-Карло была получена зависимость скорости от координаты в 6-периодной СР, которая приведена на рисунке 3.3.4. Видно, что чем выше середина минизоны и напряженность поля в сверхрешетке, тем выше средняя скорость электронов в исследуемой СР. Аналогичные расчеты были проведены и для других количеств монослоев GaAs и AlAs, которые указаны в таблице 3.3.4.

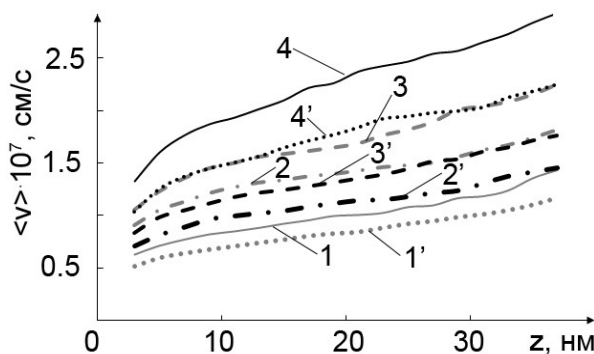


Рис. 3.3.4. Расчетная средняя скорость электронов [А5] в 6-периодной СР в зависимости от координаты при концентрации доноров 10^{18} см^{-3} для различного положения середины минизоны W_m и напряженности поля в сверхрешетке E_{SL} :

- 1) $W_m=52 \text{ мэВ}$, $E_{SL}=2 \text{ кВ/см}$; 1') $W_m=43.5 \text{ мэВ}$, $E_{SL}=2 \text{ кВ/см}$;
- 2) $W_m=52 \text{ мэВ}$, $E_{SL}=8 \text{ кВ/см}$; 2') $W_m=43.5 \text{ мэВ}$, $E_{SL}=8 \text{ кВ/см}$;
- 3) $W_m=52 \text{ мэВ}$, $E_{SL}=12 \text{ кВ/см}$; 3') $W_m=43.5 \text{ мэВ}$, $E_{SL}=12 \text{ кВ/см}$;
- 4) $W_m=52 \text{ мэВ}$, $E_{SL}=20 \text{ кВ/см}$; 4') $W_m=43.5 \text{ мэВ}$, $E_{SL}=20 \text{ кВ/см}$

На рис.3.3.5 представлена расчетная зависимость средней скорости электронов от напряженности электрического поля в активной области исследуемых диодов с учетом влияния переходных слоев. Полученные значения скоростей электронов меньше, чем рассчитанные ранее (рис.3.3.1-3.3.4) без учета переходных слоев. Это связано с тем, что для 6-периодной сверхрешетки толщина переходных слоев сравнима с самой СР, поэтому время пролета увеличилось, а скорость электронов упала из-за торможения в указанных слоях.

Сокращение количества периодов СР до 6-ти приводит к тому, что важным становится начальный участок движения, когда электроны инжектируются из контакта в активную область СР, где сосредоточено большое продольное поле. В этом случае квазибаллистический характер движения может распространяться на большую часть активной области СР, так что средняя скорость электронов может быть в 2-5 раз выше, чем в длинных СР [А5-А7]. Указанные результаты расчетов в данной работе подтверждаются расчетом скорости электронов в СР (6...120 периодов), полученными путем простейшего пересчета ВАХ диодов по формуле: $j = env$, где j - плотность тока, e - заряд электрона, n - концентрация электронов, а v - их скорость (рис. 3.3.5).

Для сравнения условий возникновения автогенерации было предложено использовать аналог критерия Кремера (п.1.2.1.1) [29]: $nL > (3\varepsilon v_s m^* / e^2 \tau_p)$, где n - концентрация электронов, L - длина диода, m^* - масса электрона, v_s - средняя скорость электронов, ε - диэлектрическая проницаемость, τ_p - время релаксации импульса, e - заряд электрона [13, 64]. Исключение из критерия Кремера подвижности и использование эффективной массы и времени релаксации импульса позволяют учесть квазибаллистический характер движения электронов с СР с малым числом периодов (см. скорость и время пролета СР в таблице 3.3.7). Конкретные значения времен релаксации вычислялись с помощью моделирования методом Монте-Карло [А5].

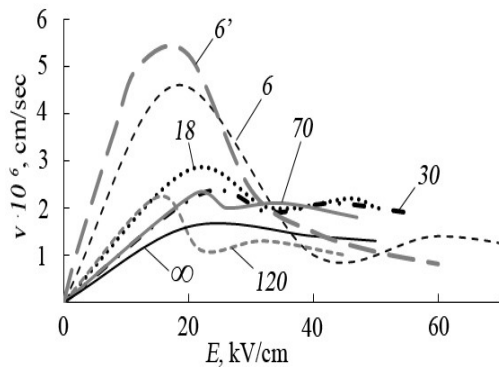


Рисунок 3.3.5. Расчетная зависимость средней скорости электронов от напряженности электрического поля в активной области исследуемых диодов с учетом переходных слоев: ∞ - расчетная зависимость [13] (расчет проводился в приближении бесконечной СР), 6' - расчет методом Монте-Карло (для 6-периодной СР) [А5], остальные линии - расчет из экспериментальных ВАХ. Цифрами на рисунке указано количество периодов СР в диодах

Результаты расчетов с использованием предложенного аналога критерия Кремера показывают, что с уменьшением количества периодов в СР диодов разница в правой и левой части приведенного неравенства снижается, так что для диодов с 6-ти периодной СР указанные выражения примерно совпадают, что недостаточно для возникновения стабильной генерации. Поэтому возникновение стабильной генерации в эксперименте наблюдается только при напряжениях второго максимума на ВАХ в 1.5-2 раза выше, чем у диодов с большим

количеством периодов в СР, где аналог критерия Кремера выполняется строго уже при напряжениях смещения, соответствующих первому максимуму.

При концентрации доноров и электронов $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в СР расстояние между ними составляет около 10 нм, что при длине СР в 6-ти периодном диоде равной 37 нм приводит к накоплению 3-5 электронов на всей длине СР. Таким образом, дипольный домен в таком диоде минимально возможный и близок к единичным монослоям электронов и доноров, которые представляют собой заряженные обкладки эквивалентного конденсатора, соответствующего дипольному домену.

В табл. 3.3.7 приведено сравнение режимов работы исследуемых диодов на основе СР, где 1 и 2 max – первый и второй максимумы тока на ВАХ (врезка рис. 4.3.3.3). Следует отметить, что характерное время пролета (таблица 3.3.7) 6-ти периодной СР составляет менее 1 пс, что позволяет говорить о возможности построения генераторов с частотами генерируемых сигналов 1 ТГц и выше. Моделирование показало, что при напряжениях смещения соответствующих 2 максимуму ВАХ формируется дипольный домен, у которого внутри домена поле велико, и, за счет образования области пространственного заряда, концентрация электронов, *а также и их скорость* близки к нулю. Вне домена – поле мало, концентрация электронов велика и им разрешено перемещаться по минизоне СР. При движении домена область с «замершими» электронами перемещается за счет диффузионного обмена электронами между областями большого и малого поля. Подобный механизм формирования домена значительно эффективнее с точки зрения построения ТГц генераторов, чем механизм отрицательной проводимости, определяемой столкновением электронов с потолком минизоны, так как наблюдаемые в эксперименте отрицательная дифференциальная проводимость, мощность ТГц сигнала и эффективность генератора в целом значительно выше, чем рассчитанные теоретически исходя из предположения, что «разрушения» («разрыва») минизон нет.

Важно отметить, что при дальнейшем сокращении числа периодов СР в диодах квазибаллистическая скорость электронов будет возрастать еще больше, что приведет к ограничению инжекции электронов из контакта. Как рост скорости, так и снижение концентрации электронов приведет к тому, что аналог критерия Кремера перестанет выполняться. Таким образом для диодов с 3-4 периодными СР можно ожидать подавления доменообразования. Это открывает возможность проявления отрицательной дифференциальной проводимости и ТГц генерации связанной с пролетными эффектами без доменообразования [73]. Последнее открывает возможности разработки ТГц генераторов на СР, связанных с наличием «блоховской» неустойчивости.

Таблица 3.3.7. Сравнение режимов работы исследуемых диодов [А4]. *1 max* и *2 max* – значения соответствующие максимальным значениям тока (врезка рис. 4.3.3.3). В последней строке приведен расчет с использованием аналога критерия Кремера

Параметр	Точка на ВАХ	Количество периодов СР				
Количество периодов СР	-	6	18	30	70	120
Ширина минизоны СР, мЭВ	-	25±3	25±3	25±3	25-35	25-35
Плотность тока	1 max, 10^5 А/см ²	1.7	2.8	3.2	0.48	0.31
	2 max, 10^5 А/см ²	1.4	2.2	2.17	0.4	0.188
	1max/2 max	1.21	1.27	1.47	1.2	1.65
Напряжение на одном периоде СР	1 max, мВ	11	12	14	13	10
	2 max, мВ	57	29	27	22	21
	1max/2 max	0.19	0.41	0.52	0.6	0.48
Время пролета СР	1 max, пс	0.7	4.1	5.9	18	33
	2 max, пс	2.7	5.1	8.6	20	56
	1max/2 max	0.52	0.8	0.69	0.9	0.58
Напряженность электрического поля	1 max, кВ/см	18	20	22	21	15
	2 max, кВ/см	60±20	46±5	43±3	35±2	32±2
	1max/2 max	0.194	0.434	0.512	0.6	0.469
Скорость электронов	1 max, 10^6 см/сек	4.6	2.8	2.2	2.4	2.23
	2 max, 10^6 см/сек	1.4	2.2	2.1	2.1	1.3
	1max/2 max	3.28	1.27	1.05	1.13	1.72
$nL / (3\epsilon v_s m^* / e^2 \tau_p)$	1 max	1.3 (0.9*)	8	11.2	7	9
	2 max	10	11	20	8	25

* - значение для скорости, вычисленной методом Монте-Карло

Итак, предложенный комплекс методов на основе метода Монте-Карло позволяет рассчитать параметры квазибаллистических диодов на основе 6-, 18-, 30-, 70- и 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток и объяснить их функционирование в терагерцовом диапазоне частот. Исследование процесса «разрыва» минизоны показало, что диоды работающие на основе режима «разрыва» минизоны имеют рекордные предельные частоты работы до 10 ТГц (теория). Проведено сравнение особенностей транспорта электронов и механизма возникновения стабильных колебаний тока в диодах. Получено, что средние времена пролета электронами области СР составляет от 10^2 до 10^3 фс. Важно, что для более длинных СР, вероятность квазибаллистического движения падает, и большую роль играет группировка электронов, схожая по своему принципу с группировкой в диодах Ганна. Это обосновывает возможность применения таких СР для преобразования сигналов на частотах до 8-12 ТГц. Результаты расчетов с использованием предложенного аналога критерия Кремера показывают, что для

диодов с 3-4 периодными СР можно ожидать подавления доменообразования. Это открывает возможность проявления отрицательной дифференциальной проводимости и ТГц генерации связанной с пролетными эффектами без доменообразования. Сравнение полученных расчетных результатов с экспериментом будет представлено в главе 4.

3.4. Результаты расчета распределения температуры в структурах диодов на основе сверхрешетки

Ранее, в главе 1, были рассмотрены известные из литературы результаты изменения параметров полупроводниковых приборов под воздействием нагрева. Влияние нагрева на диоды на основе СР ранее изучено не было.

В п.3.4 рассматриваются результаты расчета распределения температуры в структурах диодов полученные с использованием комплекса методов моделирования транспорта электронов в диодах на основе сверхрешеток с помощью аналитической и численных квазигидродинамической модели и модели на основе метода Монте-Карло с учетом переходных слоев структур СР и нагрева диодов. Разработана тепловая модель исследуемого диода на основе GaAs/AlAs СР и проведены расчеты величины распределения температуры диодов.

Для описания и расчета нагрева диодов протекающим током использовалась тепловая эквивалентная схема, представленная на рисунке 2.2.4.1 (глава 2), где указаны 4 тепловых сопротивления (S_0, S_1, S_2, S_3), соответствующие четырем областям в диоде. Внешние границы области S_0 - это границы активной области, форма которой близка к цилиндру. Внешние границы областей S_1, S_2 показаны пунктиром: S_1 - четверть сферы, S_2 - половина сферы. Область S_3 (подложка) представляет собой параллелепипед, через который тепло отводилось к балочным выводам диода и далее в теплоотвод, через который тепло отводилось к балочным выводам диода (золото) и далее в теплоотвод (латунь). В табл.3.4.1 представлена температура нагрева активной области диода S_0 в зависимости от количества периодов СР.

Таблица 3.4.1. Температура нагрева области S_0 в зависимости от количества периодов СР

Количество периодов СР	6	18	30	70	120
Длина СР с учетом переходных слоев, нм	71	145	220	469	780
Легирование активной области диода n , см ⁻³	10^{18}	10^{18}	10^{18}	$2 \cdot 10^{17}$	$1.4 \cdot 10^{17}$
Площадь контакта S , мкм ² (см. рис.1)	1	5	6	10	64
Кол-во монослоев СР, GaAs x AlAs	18x4	18x4	18x4	14x3	14x3
Рассеиваемая мощность W (определялась на линейном участке ВАХ), мВт	0.18...0.26	3...4	10...15	2.4	18
Температура нагрева СР, °C	25	70	150	45	100

По результатам расчета по тепловой модели были получено тепловое сопротивление каждой области (30-периодная СР), которое для области S_0 (цилиндр) составило $1.4 \cdot 10^3$ °C/Вт,

для S_1 (четверть сферы) - $12.7 \cdot 10^3$ °C/Вт, для S_2 (половина сферы) – $3.5 \cdot 10^3$ °C/Вт, для S_3 (параллелепипед) – $1.04 \cdot 10^3$ °C/Вт. Данные результаты получены для напряжения питания 2 В и тока диода 25 мА, которые использовались для процедуры отжига радиационных дефектов протекающим в диоде током (см. рис. 2.2.4.1). Температура нагрева области S_0 составляла 150–200 °C.

Итак, в результате расчетов по предложенной модели впервые показано, что при работе квазибаллистических диодов на основе 6-, 18-, 30-, 70- и 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток в составе умножителя терагерцового сигнала, когда величина рассеиваемой мощности накачки на диоде имеет величину 5–10 мВт, температура нагрева активной области диода составляет 100–200°C, что значительно влияет на работу исследуемого диода. Сравнение полученных расчетных результатов с экспериментом будет представлено в главе 4.

3.5. Расчет радиационной стойкости диодов на основе сверхрешетки

Ранее, в главе 1, были рассмотрены известные из литературы расчетные данные по радиационной стойкости полевых транзисторов, диодов Шоттки, объемных диодов Ганна и туннельных диодов. Данных по стойкости диодов на основе сверхрешеток в литературе практически нет. Впервые на основе созданного комплекса методов моделирования транспорта электронов с помощью аналитической и численных квазигидродинамической модели и модели на основе метода Монте-Карло с учетом влияния радиационного воздействия получены результаты расчета радиационной стойкости диодов на основе СР. Проведено сравнение радиационной стойкости изучаемых диодов друг с другом, а также с другими приборами известными из научной литературы. Проведен расчет размеров, концентрации и расстояний между кластерами радиационных дефектов [A10], получено, что при флюенсах облучения $\sim 10^{13}$ см⁻² величина амплитуды тока уменьшается примерно на 10%. Моделирование транспорта электронов в квазигидродинамическом приближении и методом Монте-Карло согласно модели [13] показало, что в диодах на основе 30-периодных СР радиационное воздействие сильно влияет на ту область активной части диода, где движется «блоховский» домен.

Возникающее при нейтронном облучении полупроводниковых материалов распределение субкластеров радиационных дефектов существенно различно для разных материалов и зависит от плотности и химического состава полупроводников. Эффект всплеска скорости чувствителен к наличию кластеров радиационных дефектов, при этом характерные длины, на которых указанный эффект проявляется как до, так и после облучения, составляют 10–100 нм, что сопоставимо с размером активных областей современных диодов. Рассеяние на радиационных дефектах снижает как установившуюся скорость, так и скорость всплеска электронов в полупроводниках на различную величину, что требует проведения

соответствующих расчетов при проектировании современных полупроводниковых приборов с нанометровыми рабочими областями.

Расчет структуры кластера радиационных дефектов (КРД) проводился с использованием метода Монте-Карло (глава 2) с помощью алгоритма SRIM [74]. Были получены характеристики каскадов смещений, усреднение и анализ которых позволяет найти статистические моменты функций распределения параметров кластеров и субкластеров радиационных дефектов (КРД и СКРД). Далее, исходя из полученных данных проводилось моделирование транспорта электронов в полупроводниковых приборах до и после нейтронного облучения в квазигидродинамическом приближении и методом Монте-Карло. Плотность тока электронов рассчитывалась с учетом рассеяния электронов на КРД в приближении потенциала Госсика. Также на частоты рассеяния электронов влиял нагрев полупроводниковой структуры протекающим током, который учитывался с помощью оригинального аналитического подхода.

При моделировании транспорта электронов в различных полупроводниковых материалах входными данными являлись зависимости времен релаксации импульса и энергии, эффективной массы от энергии (глава 2), известные из [15]. При моделировании транспорта после радиационного воздействия учитывалось, что в основном существенные изменения претерпит зависимость времени релаксации импульса от энергии.

Было учтено, что рассеяние на СКРД приводит к уменьшению времени релаксации импульса, подвижности и скорости электронов при энергии электронов менее 0.4 эВ [15]. Благодаря рандомизирующему характеру рассеяния на СКРД отраженные назад электроны тормозятся электрическим полем. Этот процесс до некоторой степени аналогичен сбросу энергии при генерации оптического фонона, что обуславливает слабую чувствительность времени релаксации энергии к флюенсу нейтронного облучения [44].

Наиболее сильные изменения времен релаксации проявятся на эффекте убегания, который обусловлен уменьшением рассеяния энергии электронов с ее ростом в диапазоне до 0.3 эВ (т.е. увеличением времени релаксации энергии в этом диапазоне). В результате этого эффекта даже при малых электрических полях, порядка 2 - 4 кВ/см, энергия электронов начинает расти до тех пор, пока не начнется междолинное рассеяние (п.1.1.1).

Кластеры радиационных дефектов образуются в активной области диода и согласно модели Госсика такой кластер, за счет наличия области пространственного заряда (ОПЗ) препятствует движению электрона (рис. 3.5.1). Соответственно ток будет протекать в области между субкластерами радиационных дефектов. Поскольку размеры диода в вертикальном направлении намного больше, чем размеры и расстояние между СКРД, то в диоде их убирается много. Такой тип транспорта электронов в сверхрешетках ранее не изучался.

С помощью известного алгоритма SRIM [44, 74] получено, что при попадании в ядро атома гетероструктуры одного быстрого нейтрона (1 МэВ), возникают атомы отдачи, которые формируют кластеры радиационных дефектов. Каждый кластер состоит из $10^2 - 10^4$ точечных дефектов, объединившихся в комплексы [43, 44, 74]. Количество кластеров дефектов зависит от уровня облучения и может составлять от единиц до 10^3 штук в активной области диода (рис. 3.5.1).

Был проведен расчет размеров, концентрации и расстояний между кластерами радиационных дефектов (табл. 3.5.1). Из результатов расчета видно, что при флюенсах облучения $\sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$ величина амплитуды тока уменьшается примерно на 10%.

Заметим, что концентрация точечных дефектов, генерируемых как нейтронным, так и гамма-облучением с флюенсами до 10^{14} см^{-2} и дозами до 10^5 рад составляет $10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что на порядок меньше, чем концентрация ионов доноров в исследуемых диодах. Указанное обуславливает слабое влияние точечных радиационных дефектов на работу как исследуемых сверхрешеток, так и других СВЧ полупроводниковых приборов (полевых транзисторов Шоттки, НЕМТ и др.) с высоким легированием активной области, что коррелирует с данными [44].

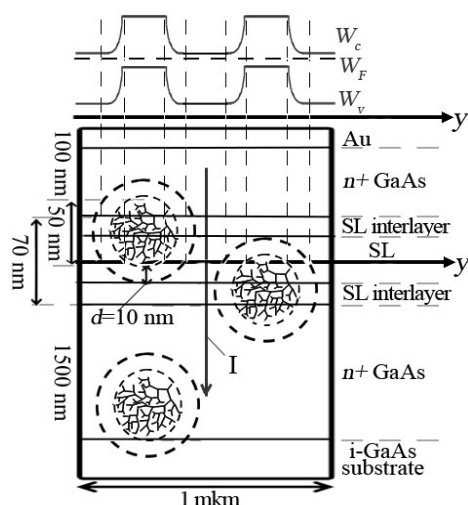


Рис. 3.5.1. Схематичное изображение кластеров радиационных дефектов в исследуемом диоде на основе 30-периодной сверхрешетки [A9], а также вид зонной диаграммы кластеров дефектов согласно хорошо известной модели Госсика [75]. Указана ширина области пространственного заряда вокруг кластеров радиационных дефектов $d=10 \text{ нм}$

Моделирование транспорта электронов в квазигидродинамическом приближении и методом Монте-Карло согласно модели [13] показало, что в диодах на основе 30-периодных СР радиационное воздействие сильно влияет на ту область активной части диода, где движется «блоховский» домен. При этом уменьшение амплитуды тока диодов практически совпадало с результатами оценки по данным таблицы 3.5.1 и хорошо коррелировало с экспериментальными данными. На этой основе был сделан вывод об адекватности аналитического подхода, предложенного в данной работе для описания изменения параметров диодов после гамма-нейтронного облучения.

Таблица 3.5.1. Размер, концентрация и расстояния между кластерами дефектов, а также доля поперечно площади диода, блокированной кластерами дефектов в зависимости от флюенса нейтронов в 30-периодных СР [А9]

Флюенс нейтронов, н/см ²	Концентрация СКРД, см ⁻³	Среднее количество кластеров в сверхрешетке (Среднее количество кластеров в активной области диода)	Расстояние между краями СКРД для горячих электронов, нм	Доля поперечной площади диода, блокированной кластерами радиационных дефектов, %
10 ¹²	2·10 ¹¹	0 (0)	1640	0 (0)
10 ¹³	2·10 ¹²	2 (8)	724	3 (10)
10 ¹⁴	2·10 ¹³	12 (30)	298	15 (41)
10 ¹⁵	2·10 ¹⁴	57 (142)	101	37 (90)
3·10 ¹⁵	6·10 ¹⁴	117 (292)	49	77 (100)
6·10 ¹⁵	1,2·10 ¹⁵	188 (470)	24	100 (100)*
6,5·10¹⁵ отказ	1,3·10¹⁵ отказ	200 (500) отказ	0 отказ	Кластеры касаются друг друга

Примечание * - на проекции изображения кластеров на плоскости поперечного сечения активной области диода нет зазоров между кластерами

Проведено сравнение радиационной стойкости изучаемых диодов друг с другом, а также с другими приборами известными из научной литературы. Рассчитан уровень радиационной стойкости к нейтронному облучению (~ 1 МэВ) диодов на основе симметричных GaAs/AlAs 30-периодных сверхрешеток, который составил 10¹⁵ н/см². Проведен расчет размеров, концентрации и расстояний между кластерами радиационных дефектов, получено, что при флюенсах облучения ~10¹³ см⁻² величина амплитуды тока уменьшается примерно на 10%. Сравнение полученных расчетных результатов с экспериментом будет представлено в главе 4.

3.6. Сравнение процессов генерации в диодах на основе СР с диодами Ганна

Ранее, в главе 1, были рассмотрены принципы работы и уровень радиационной стойкости «объемного» и планарного диодов Ганна известные из литературы. В главе 2, моделирование транспорта электронов в полупроводниковой структуре осуществлялось в двумерном приближении с помощью квазигидродинамической модели. Разработана физико-топологическая модель и методика проведения моделирования транспорта электронов в

полупроводниковых структурах диодов с учетом радиационного воздействия. Получено, что распределение концентрации электронов в домене Ганна после облучения изменяется – величина его становится меньше, а при уровнях облучения выше 10^{15} см^{-2} домен перестает образовываться. Полученные данные на основе сравнения с планарными диодами Ганна позволили создать комплекс методов моделирования транспорта электронов в диодах на основе сверхрешеток с помощью аналитической и численных квазигидродинамической модели и модели на основе метода Монте-Карло с учетом влияния радиационного воздействия.

3.6.1. Сравнение влияния радиационного воздействия на планарные диоды Ганна и диоды на основе СР

На рис.3.6.1 приведены результаты расчета зависимости подвижности электронов и их средней дрейфовой скорости от напряженности электрического поля, рассчитанных методом Монте-Карло [33]. Также показано, что результаты расчетов хорошо совпадают с экспериментом.

Сравнивались указанные зависимости для полупроводниковых слоев с различным уровнем легирования до и после нейтронного облучения. Как следует из графика при увеличении уровня легирования влияние радиационного облучения сказывается меньше. Это объясняется тем, что при воздействии радиации, будут формироваться комплексы дефектов с примесными атомами. Наличие радиационных дефектов приводит к увеличению частоты рассеяния электронов, поэтому их подвижность падает (рис. 3.6.1), а также уменьшается отрицательная дифференциальная проводимость диодов, так что снижается выходная мощность и КПД генераторов на основе указанных диодов [A11]. Этот вывод совпадает с данными о радиационной стойкости диодов Ганна традиционной (объемной) конструкции, приведенными в [67].

Поскольку величина электрического тока в диодах Ганна пропорциональна скорости электронов в структуре, то отрицательная дифференциальная проводимость диода (ОДП) возникает при таких напряжениях питания, когда напряженность поля в диоде соответствует области спада на зависимости средней дрейфовой скорости электронов от напряженности поля (рис. 3.6.1). Наклон кривых на указанном графике зависит от концентрации ионов доноров в полупроводнике. В случае 1, где подвижность велика и большая ОДП, концентрация электронов мала, поэтому нет носителей способных образовывать домен Ганна. Кривая 5 соответствует случаю большой концентрации электронов и доноров, но малой подвижности и отсутствию ОДП. Из-за большого количества столкновений с ионами доноров при движении, формирование домена Ганна подавляется. Таким образом кривая 3 дает максимальное значение отрицательной дифференциальной проводимости слоев GaAs, а соответствующая ей

концентрация электронов и доноров ($\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$) оптимальна для создания объемных диодов Ганна с высокими предельными частотами генерации ($\sim 100 \text{ ГГц}$) [29].

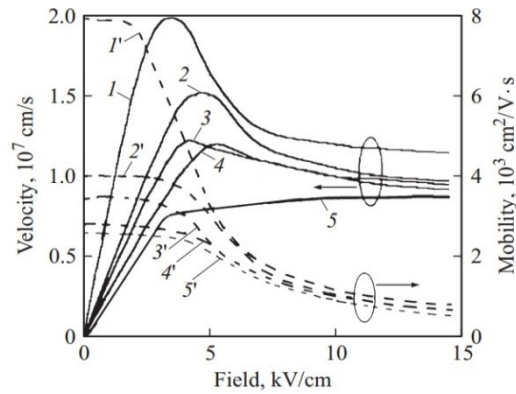


Рис. 3.6.1. Расчетные зависимости дрейфовой скорости (1-5) и подвижности (1'-5') электронов в GaAs от напряженности электрического поля [A1]: без облучения – 1, 1' и 2, 2'; после облучения флюенсом нейтронов $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ – 3, 3' и 4, 4'. Концентрация легирующей примеси: 10^{15} см^{-3} – 1, 1' и 3, 3'; 10^{17} см^{-3} – 2, 2' и 3, 3'; 10^{18} см^{-3} – 5, 5'. Зависимости 5 после облучения флюенсами нейтронов до 10^{15} см^{-2} изменяются не значительно

В планарных диодах Ганна наличие дельта-легированных слоев, создает высокую проводимость структуры, а транспорт электронов организуется вдоль границ полупроводниковой структуры в примыкающем слое с низкой концентрацией доноров. Параметры этого слоя соответствуют кривой 1 рисунка 3.6.1. Таким образом создаются условия, когда есть много электронов и отсутствуют рассеивающие электроны центры, препятствующие образованию домена Ганна [A12, A13]. Поэтому в таких диодах реализуется максимально возможная для GaAs отрицательная дифференциальная проводимость, связанная с междолинными переходами электронов. Соответственно КПД и предельные частоты генерации для таких приборов выше, что и доказывают данные [30].

В результате расчетов были получены одномерные графики концентрации электронов (рис.3.6.2) вдоль осей X1 и X2, указанных на рисунке (рис. 2.1.1.2), приближенно соответствовавших направлениям движения электронов в активной области структур и двумерные распределения потенциала, энергии электронов, плотности тока (рис.3.6.3) и модуля напряженности электрического поля (рис.3.6.4).

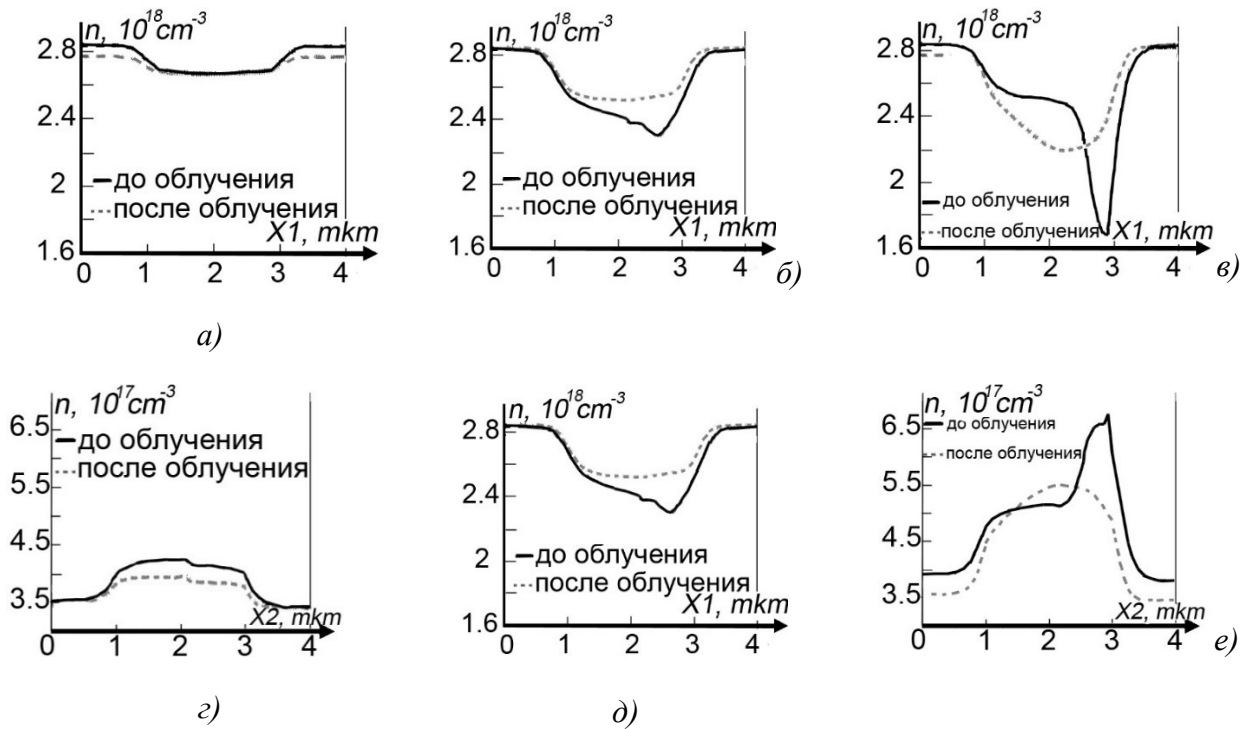


Рис. 3.6.2. Расчетная зависимость концентрации электронов в зависимости от продольной координаты вдоль оси X1 и X2 до и после облучения в структуре 2 [A1]. Напряжение на аноде: а, г - 0.7 В; б, д - 1.7 В; в, е - 2 В

Распределение концентрации электронов в домене Ганна после облучения изменяется – величина его становится меньше, а сам домен расплывается. При уровнях облучения выше 10^{15} см^{-2} домен перестает образовываться. Причиной уменьшения домена является подавление междолинных переходов (гл.1, пункт 1.1.1.) электронов вызванное увеличением их рассеяния на радиационных дефектах, что приводит к уменьшению средней энергии электронного газа и снижению вероятности рассеяния в верхние долины [A14].

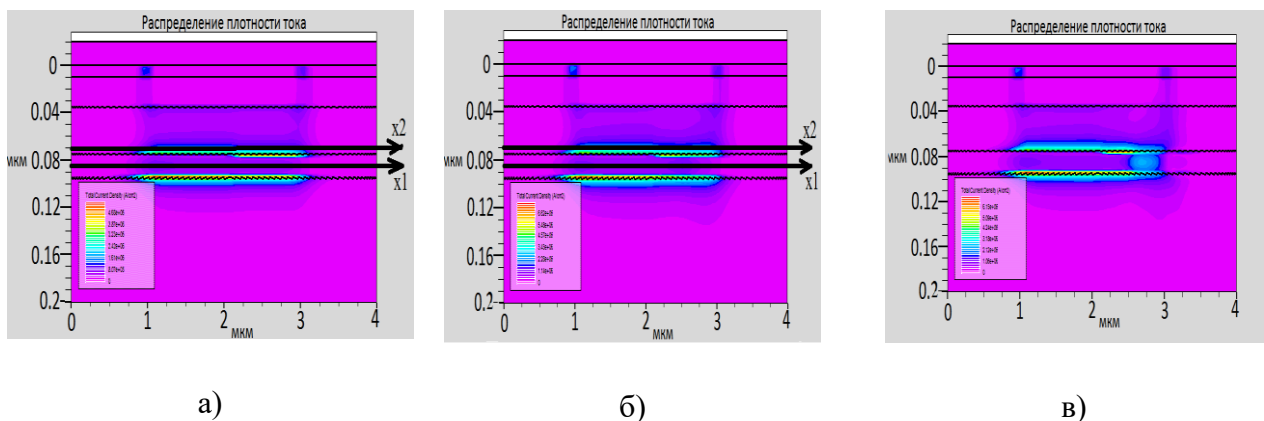


Рис. 3.6.3. Распределение плотности тока от координаты в исследуемом планарном диоде Ганна [A1]. Напряжение на стоке а) 0.7 В, б) 1.7 В, в) 2 В

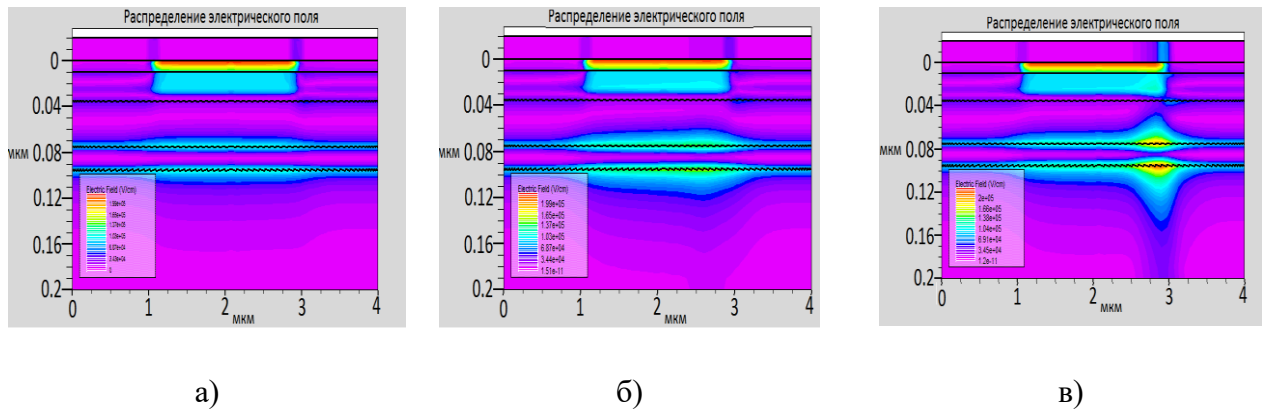


Рис. 3.6.4. Распределение электрического поля от координаты в исследуемом планарном диоде Ганна [A1]. Напряжение на стоке а) 0.7 В, б) 1.7 В, в) 2 В

Результаты расчетов показывают, что пороговое значение уровня нейтронного облучения, при котором значение генерируемой планарным диодом Ганна мощности уменьшается на 10 %, составляет $0.5\text{--}2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. В диодах на основе СР уже при флюенсах облучения $\sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$ величина амплитуды тока уменьшается примерно на 10%. При дальнейшем сокращении числа периодов СР в диодах квазибаллистическая скорость электронов будет возрастать еще больше, что приведет к ограничению инжекции электронов из контакта. Таким образом для диодов с 3-4 периодными СР можно ожидать подавления доменообразования. Последнее открывает возможности разработки ТГц-генераторов на СР, связанных с наличием «блоховской» неустойчивости. Моделирование транспорта электронов в квазигидродинамическом приближении и методом Монте-Карло согласно модели [13] показало, что в диодах на основе 30-периодных СР радиационное воздействие сильно влияет на ту область активной части диода, где движется «блоховский» домен.

В таблице 3.6.1 приведены результаты моделирования (гл.1, пункт 1.2.2.) влияния радиационного излучения быстрыми нейтронами спектра деления со средней энергией 1 МэВ на величину отрицательной дифференциальной проводимости планарных диодов Ганна с управляющим электродом для структур с двумерным газом и обычным (классическим) проводящим слоем полупроводника.

Влияние облучения быстрыми нейтронами спектра деления со средней энергией 1 МэВ учитывалось в модели путем изменения концентрации и скорости носителей заряда из-за введения точечных радиационных дефектов и их кластеров при нейтронном облучении [19, 20, 46, 49]. Кроме того, вводилось изменение времен релаксации энергии и импульса электронов согласно данным [19, 20, 46, 49], что позволяло детально учесть процессы нагрева электронного газа. Полученные в ходе расчетов изменения параметров высокочастотного сигнала, генерируемого диодами сравнивались с экспериментальными данными. Определялась

возможность компенсации изменения параметров сигнала путем изменения постоянных напряжений питания и управления. Абсолютные значения рассеиваемой мощности планарных диодов Ганна достигали 10 мВт, поэтому для расчетов их температуры использовалась информация о конструкции теплоотвода, а также данные импульсных измерений, позволившие определить температуру экспериментально. Рассчитанная температура рабочей области диодов учитывалась при проведении моделирования транспорта электронов.

Таблица 3.6.1. Изменение величины отрицательной дифференциальной проводимости планарных диодов Ганна (%) после нейтронного облучения с различным флюенсом [A1]. В скобках указаны возможности компенсации влияния радиационного облучения за счет изменения напряжения на управляющем электроде

Тип диода	$1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$	$2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$	$5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$
1 классическая яма	- 6 (0)	-15 (-7)	-35 (-15)
1 квантовая яма	- 5 (0)	-9 (0)	-23 (-10)
2 классических ямы	- 6 (0)	-12 (-4)	-17 (-5)
2 квантовых ямы	- 3 (0)	-6 (0)	-14 (0)

Таблица 3.6.2. Результаты расчетов изменения амплитуды генерируемого сигнала планарных диодов Ганна после нейтронного облучения [A1]

Тип диода	$1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$	$2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$	$5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$
1 классическая яма	- 15	- 39	- 90
1 квантовая яма	- 13	- 29	- 54
2 классических ямы	- 18	- 34	- 65
2 квантовых ямы	- 9	- 17	- 41

Пороговый флюенс составлял для всех типов диодов от 3 до $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, а скорость снижения указанного сопротивления была различна: диоды с квантовыми ямами меньше чувствовали радиационное облучение. Последнее объясняется меньшей чувствительностью скорости электронов в квантовых ямах к радиационному воздействию. Это коррелирует с данными работ [19, 20].

Путем изменения напряжения управления удавалось частично, или даже полностью компенсировать радиационное воздействие. Величина снижения ОДП с учетом компенсации

напряжением управления показана в таблице 3.6.1 в скобках. Следует отметить, что если установить исходное напряжение таким, чтобы ОДП было меньше максимального на 20 - 30 %, то после облучения возможна организация не только полной компенсации, но и увеличения значения ОДП выше исходного путем его выведения в максимальное значение. Это открывает возможности для разработки специальной технологии, позволяющей повысить радиационную стойкость генераторов на основе указанных диодов.

Наиболее стойкими планарными диодами Ганна являются приборы, имеющие две квантовые ямы (таблица 3.6.2). У них было зафиксировано в 2-3 раза большие пороговые значения уровней облучения, при которых уменьшение мощности выходного сигнала составляет 10 %. Это объясняется более высокими значениями концентрации электронов в проводящих слоях, так что при фиксированном уровне радиационных дефектов относительные изменения концентрации электронов меньше.

3.6.2. Сравнение результатов моделирования процесса генерации в исследуемых диодах

Проводилось моделирование ганновской генерации в планарных диодах Ганна с управляющим электродом для структур с двумерным газом и обычным (классическим) проводящим слоем полупроводника. В рамках одного теоретического подхода сопоставлялись вольт-амперные и СВЧ характеристики диодов с управляющим электродом, имеющие один (два) классических канала или канал на основе одной (двух) квантовых ям. Параметры контактных сопротивлений учитывались аналитически, так что вычисление напряженности электрического поля в активной области структуры становилось корректным [A1]. Последнее позволяло адекватно сопоставлять результаты расчетов и экспериментов.

После сопоставления результатов расчета статических и импульсных вольт-амперных характеристик с экспериментальными данными и настройки модели удовлетворительным образом, проводилось моделирование процессов генерации в исследуемых диодах. При этом соответствие результатов моделирования и экспериментальных данных для случая одиночного классического и квантового каналов с погрешностью не хуже 15 % позволяло говорить об адекватности моделирования и для случая двух квантовых каналов.

Как видно из рисунка 3.6.5, отрицательная дифференциальная проводимость планарных диодов Ганна существенно зависит от типа ямы и их количества. Квантовые ямы выигрывали за счет больших (в 1.2 - 1.5 раза) подвижности и средней скорости электронов. Кроме того, увеличение количества ям также дает выигрыш в повышении отрицательной дифференциальной проводимости.

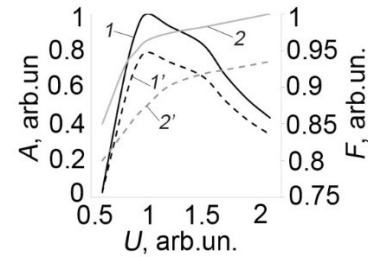
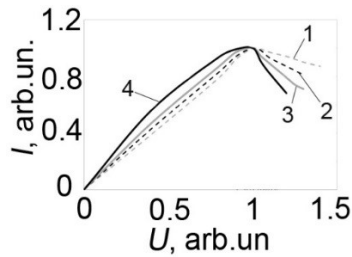


Рис. 3.6.5. Расчетные ВАХ диодов: Рис. 3.6.6. Зависимость амплитуды $A(I, I')$ и нормированные на значение тока и частоты генерации $F(2, 2')$ от напряжения в максимуме [A3]: 1 – 1 питания до $(I, 2)$ и после $(I', 2')$ нейтронного классическая яма, 2 – 1 квантовая яма, 3 – 2 облучения спектра деления с флюенсом классические ямы, 4 – 2 квантовые ямы $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ планарных диодов Ганна [A3]

Важным результатом была демонстрация возможностей управления величиной ганновской ОДП путем изменения напряжения на управляющем электроде. При увеличении отрицательного потенциала величина ОДП снижалась до нуля и вид ВАХ становился аналогичным характеристике полевого транзистора Шоттки. При подаче положительного потенциала на управляющий электрод величина ОДП также падала, что объясняется отпиранием барьера Шоттки и, соответственно, резким увеличением тока управляющего электрода. Изменение толщины слоя 1 структуры, а также уровня легирования слоев 2 и 4 позволяло смещать значение напряжения управляющего электрода, соответствующего максимуму значения ОДП, что коррелирует с данными [62].

Эффективность электронной перестройки частоты при изменении напряжения на аноде составляла 1 - 2 ГГц/В, а при изменении напряжения на управляющем электроде 0.3 - 1 ГГц/В. Максимальная мощность сигнала достигала 10 мВт на 1 мм ширины затвора для диодов с двумя квантовыми ямами, а наименьшая мощность реализовывалась в диоде с одной классической ямой – 1.5 мВт/мм. Эти данные коррелируют с результатами экспериментальных исследований параметров СВЧ сигнала, генерируемого диодом Ганна с классическим каналом [62].

Мощность генерируемого сигнала для диодов на основе СР составляет от 1 мкВт (6 периодов) до 400 - 900 мкВт (120 периодов), что меньше чем у диодов Ганна. Для диодов на основе СР наблюдалась перестройка частоты до +100 МГц при увеличении напряжения смещения на СР от второго максимума до прекращения генерации (до 0.5В выше второго максимума).

Проведенное в данной работе сравнение режимов работы диодов показывает: при увеличении напряжения смещения выше второго максимума на ВАХ среднее напряжение на СР таково, что на одном периоде падает напряжение выше, чем отношение ширины минизоны к

заряду электрона. Это приводит к «разрушению» («разрыву») минизоны. В таких условиях движение электронов в СР затруднено, что существенно определяет величину отрицательной дифференциальной проводимости СР. Моделирование показало, что при напряжениях смещения, соответствующих второму максимуму ВАХ, формируется дипольный домен, внутри которого поле велико, и за счет образования области пространственного заряда концентрация электронов, а также и их скорость близки к нулю. Вне домена поле мало, концентрация электронов велика и им разрешено перемещаться по минизоне СР. При движении домена область с «замершими» электронами перемещается за счет диффузионного обмена электронами между областями большого и малого поля. Таким образом, квазибаллистическое движение в совокупности с «разрушением» («разрывом») минизоны дает значительно большую отрицательную дифференциальную проводимость, чем ОДП, которая определяется только междолинными переходами электронов (как у диодов Ганна). При дальнейшем сокращении числа периодов СР аналог критерия Кремера перестанет выполняться, и для диодов с (3–4)-периодными СР можно ожидать подавления доменообразования, что открывает возможности построения генераторов на основе «блоховских» осцилляций.

3.6.3. Сравнение предельных частот работы исследуемых диодов

Предельные частоты генерации диодов Ганна определялись длиной пролетной области (п.1.2.1.2) в соответствии с теорией классических диодов Ганна (гл.1, пункт 1.1.3.1) для длин больших 1 мкм, а при снижении длины пролета до 0.5 мкм и менее наблюдалось расхождение с классической теорией, связанное с влиянием эффекта всплеска скорости (гл.1, 1.1.2) [19, 30]. Расчеты показали, что предельная частота генерации 350 ГГц будет соответствовать диоду с двумя квантовыми ямами и длиной пролетной области 300 нм. Этот результат коррелирует с данными работы [30].

Характерное время пролета (таблица 3.2.3.7) 6-ти периодной СР составляет менее 1 пс, что позволяет говорить о возможности построения генераторов с частотами генерируемых сигналов 1 ТГц и выше, что больше чем у диодов Ганна. Диод на основе сверхрешетки имеет преимущество при использовании гармоник выше 3-ей в диапазоне частот умноженного сигнала 0.1-1 ТГц. В тоже время экспериментально полученное значение эффективности генератора на 6-ти периодной СР на порядок меньше (глава 4), чем эффективность генераторов на СР с большим числом периодов. Это может объясняться тем, что в генераторе реализуется режим с задержкой доменообразования на каждом периоде колебаний. Такой режим генерации известен для диодов Ганна и характеризуется возможностью значительной перестройки по частоте, но малой эффективностью генератора по сравнению с пролетным режимом генерации.

При коротких длинах СР (30-45 нм) в ней появляются квазибаллистические электроны, которые пролетают СР с минимальной потерей импульса в результате рассеяния, для более длинных СР большую роль играет группировка электронов, схожая по своему принципу с группировкой в диодах Ганна. Получено, что чем меньше длина исследуемой СР, тем выше пороговое поле и скорость электрона, но меньше время пролета.

Выводы к главе 3

1. Проведена оптимизация конструкции сверхрешеток и показано, что эффективность работы малопериодных сверхрешеток во многом определяется переходными областями, расположенными на ее краях. Получено, что положение и ширина минизоны СР существенно зависят от толщины слоев AlAs, что дает различия в количестве инжектируемых в СР электронов из контактов, а значит и различный ток. Эта информация позволила калибровать метод расчета положения дна и потолка минизоны в переходных областях СР. Были рассчитаны положение и ширина минизоны СР в зависимости от количества монослоев, сопоставлены значения паразитных сопротивлений приконтактных областей диодов, и определена величина удельного падения напряжения на одном периоде сверхрешетки для всех особых точек на вольт-амперных характеристиках диодов. Теоретически получено, что предельная частота работы диодов на основе СР: $1/(2\pi RC) \approx 3$ ТГц (общее сопротивление диода 40 Ом, суммарная емкость диода около 1 фФ).

2. Предложенный комплекс методов на основе квазигидродинамической модели и метода Монте-Карло позволил рассчитать параметры квазибаллистических диодов на основе 6-, 18-, 30-, 70- и 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток и объяснить их функционирование до 5.3 ТГц. Получено, что средние времена пролета электронами области СР составляют от 10^2 до 10^3 фс.

3. Исследование процесса «разрыва» минизоны показало, что диоды работающие на основе режима «разрыва» минизоны имеют рекордные предельные частоты работы до 10 ТГц (теория). Появление баллистических электронов в коротких СР, приводит к образованию терагерцовой динамической отрицательной проводимости на пролетных частотах, что повышает предельные частоты функционирования диодов по сравнению с более длинными структурами диодов. Результаты расчетов с использованием предложенного аналога критерия Кремера показали, что для диодов с 3-4 периодными СР можно ожидать подавления доменообразования. Это открывает возможность проявления отрицательной дифференциальной проводимости и ТГц генерации связанной с пролетными эффектами без доменообразования.

4. Получено, что при коротких длинах СР (30-45 нм) в ней появляются квазибаллистические электроны, которые пролетают СР с минимальной потерей импульса в

результате рассеяния, для более длинных СР большую роль играет группировка электронов, схожая по своему принципу с группировкой в диодах Ганна. Получено, что чем меньше длина исследуемой СР, тем выше пороговое поле и скорость электронов, но меньше время пролета. Это обосновывает возможность применения таких СР для преобразования сигналов на частотах до 8-12 ТГц.

5. Разработана тепловая модель исследуемого диода на GaAs/AlAs сверхрешетках. В результате расчетов по предложенной модели впервые показано, что при работе квазибаллистических диодов на основе 6-, 18-, 30-, 70- и 120-периодных сверхрешеток GaAs/AlAs в составе умножителя терагерцового сигнала, когда величина рассеиваемой мощности накачки на диоде имеет величину 5–10 мВт, температура нагрева активной области диода составляет 100–200°C, что значительно влияет на работу исследуемого диода.

6. Проведено сравнение радиационной стойкости изучаемых диодов друг с другом, а также с другими приборами известными из научной литературы. Рассчитан уровень радиационной стойкости к нейтронному облучению (~ 1 МэВ) диодов на основе симметричных GaAs/AlAs 30-периодных сверхрешеток, который составил 10^{15} н/см². Величина максимального тока после радиационного воздействия с флюенсом 10^{13} н/см² снизилась на 10%. Моделирование транспорта электронов в квазигидродинамическом приближении и методом Монте-Карло согласно модели [13] показало, что в диодах на основе 30-периодных СР радиационное воздействие сильно влияет на ту область активной части диода, где движется «блоховский» домен.

Глава 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ СРАВНЕНИЕ С РАСЧЕТОМ

В главе 1, были рассмотрены принципы работы исследуемых диодов, а также методы измерений параметров полупроводниковых диодов. Впервые экспериментально проведено исследование процессов транспорта электронов в диодах выполненных с помощью единой технологии на основе 6-, 18-, 30-, 70- и 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток с учетом нагрева структур протекающим током в импульсном и непрерывном режимах. В п.4.1 рассмотрена установка для импульсных измерений вольт-амперных характеристик (ВАХ). Для детального измерения вольт-амперных характеристик исследуемых диодов на основе СР был разработан специальный стенд для измерений импульсных ВАХ, который минимизирует нагрев структур. Для сравнения с диодами на основе СР, в п.4.2 рассмотрена экспериментальная установка для измерений вольт-фарадных характеристик структур с двумерным электронным газом.

В п.4.3 представлены результаты экспериментальных исследований структур с двумерным электронным газом (п.4.3.1), планарных диодов Ганна (4.3.2), диодов на основе СР (п.4.3.3). Проведены измерения импульсных и статических вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик диодов в диапазоне температур от -160 °С до +160 °С. Наблюдались ступеньки на вольт-амперной характеристике диодов на основе СР измерений импульсных и статических вольт-амперных характеристик с нагревом и без, которые были сопоставлены с характерными параметрами реализуемыми диодами при их функционировании в ТГц измерительном стенде.

В п. 4.4 рассмотрено сравнение результатов измерений и расчетов. В п.4.4.1 приведено сопоставление результатов расчетов и экспериментов с учетом их погрешности, в п.4.4.2 рассмотрено сравнение процесса транспорта электронов и формирования домена в планарном диоде Ганна и сверхрешетках, в п.4.4.3 - сравнение уровней радиационной стойкости планарных диодов Ганна и сверхрешеток, в п.4.4.4 - сравнение параметров диодов при повышенных температурах.

4.1. Установка для импульсных измерений ВАХ

В главе 1 описывались методы измерения сопротивления и методика импульсных измерений известные из литературы. В этом разделе представлен разработанный специальный стенд для измерений импульсных ВАХ, который минимизирует нагрев структур. Стенд позволяет проводить измерения импульсных вольт-амперных характеристик полупроводниковых диодов до и после радиационного облучения в диапазоне температур от -

160 °C до +160 °C. Методика измерений импульсных ВАХ и стенд отработывались на планарных диодах Ганна, структура и концентрация которых хорошо исследована с помощью вольт-фарадных измерений (п.4.2). Затем эта методика применялась для диодов на основе СР.

На рис.4.1.1 и 4.2.1 показаны фотография и блок-схема импульсной экспериментальной установки. На образец с генератора подавался гауссообразный импульс напряжения, осциллографом регистрировались падение напряжения на диоде и токоизмерительном резисторе, пропорциональное току диода.



Рис.4.1.1 Фотография

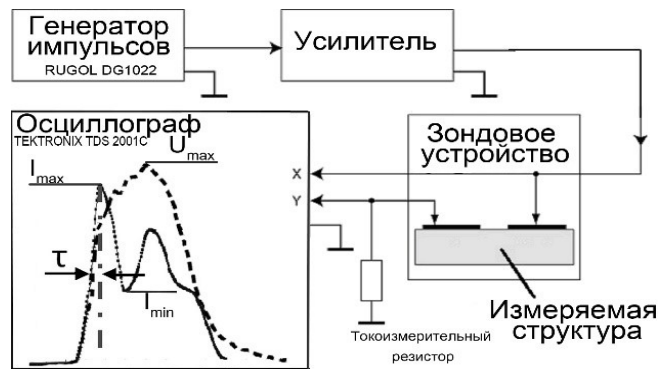


Рис.4.1.2. Блок схема экспериментальной установки [А1]

экспериментальной установки [А1]

Для получения необходимых значений амплитуды импульсов тока разработан согласующий усилитель, выходной каскад которого выполнен на составном транзисторе по схеме с общим коллектором. Это позволило получать импульсы тока амплитудой до 1 А. С целью уменьшения длины сигнальной линии усилительный модуль расположен в непосредственной близости от образца и использованы подстроечные элементы в виде согласующих RC цепочек специальной конструкции, что позволило компенсировать паразитные ёмкости схемы и обеспечить фронт импульса тока длительностью не более 5 нс. Таким образом, фиксируя для одинаковых времен значения напряжения и тока с осциллограмм получались вольт-амперные характеристики исследуемых структур.

На рисунке 4.1.2 видно, что из-за наличия отрицательной дифференциальной зависимости на ВАХ диода при подаче колоколообразного импульса напряжения на диод, импульс тока имеет характерный двугорбый вид. Зависимость импульса тока от времени соответствующая переднему и заднему фронтам импульса напряжения отличаются. Это связано с нагревом диода (гл.1, пункт 1.3.2). Преимущество импульсных измерений в том, что за время $t \sim 10-20$ нс, соответствующее фронту импульса напряжения диод не успевает нагреться и первый максимум тока (рис.4.1.2) соответствует не нагретому диоду, а второй – нагретому. За время порядка 50 нс (длительность импульса подаваемого напряжения на диод) нагрев

становится значительным, и второй максимум отличается от первого. Таким образом установка позволяет проводить анализ влияния нагрева диода на его ВАХ. На рис. 4.1.3 показана блок-схема проведения измерений.

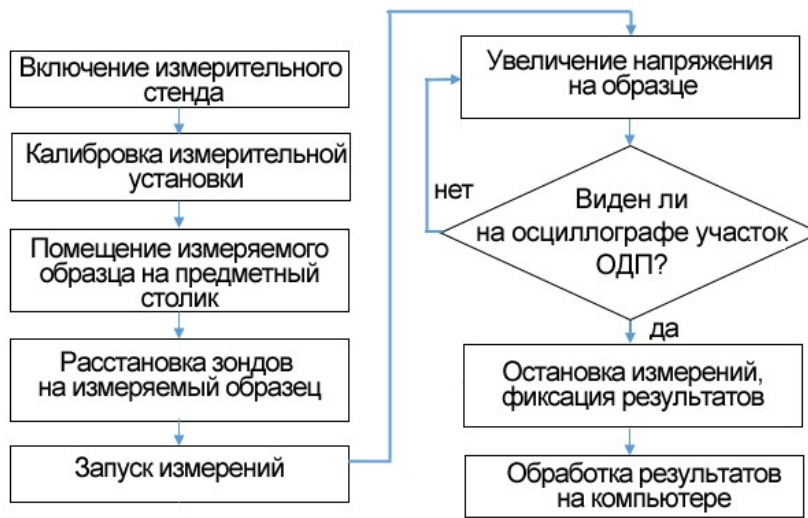


Рис. 4.1.3. Блок-схема измерений импульсных вольт-амперных характеристик [А1]

Создан специальный стенд, позволяющий проводить измерения импульсных вольт-амперных характеристик полупроводниковых диодов до и после радиационного облучения в диапазоне температур от -160°C до $+160^{\circ}\text{C}$. Результаты измерений приведены в п.4.3.

4.2. Установка для измерений ВФХ

Ранее, в главе 1, были приведены методы измерений вольт-фарадных характеристик (ВФХ) и определения профиля легирования известные из литературы. В этом разделе представлена установка, на которой проводились измерения в рамках данной работы.

На рисунке 4.2.1 приведена схема установки. Для исследований структур использовался измерительный стенд, состоящий из измерителя иммитанса Е7-20 и снабженного микроскопом зондового устройства, позволяющего подключать к измерителю бескорпусные образцы диодов.

Для снижения влияния наводок, проникающих в измерительный прибор из сети питания, стенд был оснащен оригинальным сетевым фильтром. Для предотвращения влияния атмосферных электромагнитных наводок зондовая система закрывалась со всех сторон специальным экраном со съемной крышкой для установки исследуемых образцов.

Приведена блок-схема проведения измерений ВФХ при комнатной и отрицательной температуре (рис.4.2.2). Шаг по напряжению смещения составлял 0.04 В , амплитуда измерительного сигнала 0.1 В . Для каждого значения напряжения смещения производилось по 30 измерений емкости, результаты которых затем усреднялись.

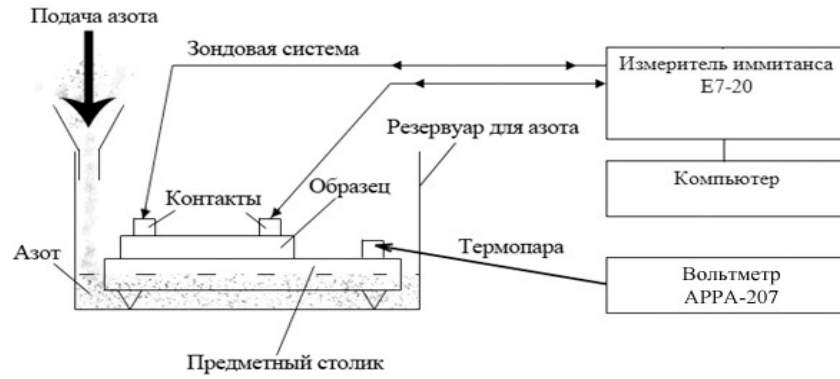


Рис. 4.2.1. Измерительная схема. Данные с измерителя иммитанса Е7-20 передавались на компьютер, где происходила обработка результатов [А2]



Рис. 4.2.2. Блок-схема проведения измерений ВФХ при комнатной температуре и при отрицательной температуре [А2]

Были проведены измерения при низких температурах. Это достигалось помещением структуры в жидкий азот. Предметный столик, на котором располагался образец был опущен в резервуар, куда специальным образом была организована подача азота (рис.4.2.1). При помощи

термопары происходил контроль температуры предметного столика, а, следовательно, и самого образца.

Создан специальный стенд, позволяющий проводить измерения вольт-фарадных характеристик диодов полупроводниковых диодов в диапазоне температур от $-160\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $+160\text{ }^{\circ}\text{C}$. Результаты экспериментальных исследований будут приведены в п.4.3.

4.3. Результаты экспериментальных исследований

4.3.1. Исследование структур с двумерным электронным газом

В этом разделе приведены результаты измерений вольт-фарадных характеристик структур с двумерным электронным газом при комнатной и отрицательных температурах (в азоте). Эти данные были необходимы для проверки корректности получаемых экспериментальных значений при разработке стенда для измерений импульсных ВАХ (п.4.1).

На рисунке 4.3.1.1 приведена ВФХ исследуемой структуры при комнатной температуре и для температуры $-70\text{ }^{\circ}\text{C}$. Анализировались как зависимости емкости, так и проводимости структур от частоты измерительного сигнала.

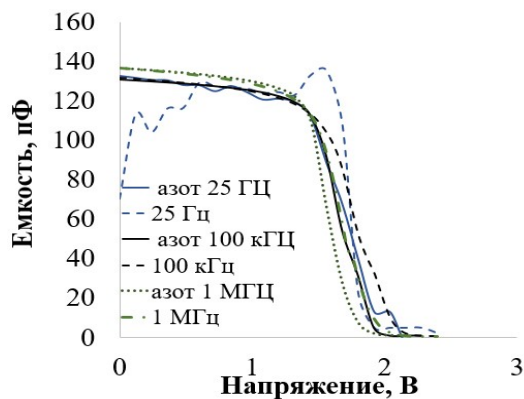


Рис. 4.3.1.1. Зависимость емкости от напряжения структур с двумерным электронным газом для разных частот сигнала при комнатной и отрицательной температуре $-70\text{ }^{\circ}\text{C}$ [A2]

Также были получены зависимости проводимости от частоты для различных напряжений постоянного смещения. Результат эксперимента представлен на рис. 4.3.1.2. На рис. 4.3.1.3 показана зависимость отношения проводимости к частоте измерительного сигнала от частоты. Такой метод анализа данных называется методом проводимости, и подробно рассмотрен в [27].

Использование данного метода обосновано тогда, когда при измерениях наибольшее отличие значений емкости на разных частотах существенно меньше, чем амплитуды пиков проводимости. График зависимости G/ω проходит через максимум при той частоте с которой связано характерное время перезарядки ловушек, связанных с технологическими дефектами, обычно сосредоточенными на границах раздела полупроводниковых слоев структуры. Наличие

экстремума на графиках (рис. 4.3.1.3) показывает, что метод позволил обнаружить наличие технологических дефектов в слое, где расположен двумерный газ.

Был рассчитан профиль легирования для измеренных структур, который представлен на рисунке 4.3.1.4. Расчет был осуществлён методом, описанным в главе 1 в пункте 1.3.1. Для этого сначала снимались вольт-фарадные характеристики (рис. 4.3.1.1), а затем по представленным в главе 1 формулам (1.3.1.1-1.3.1.3) рассчитывался профиль легирования.

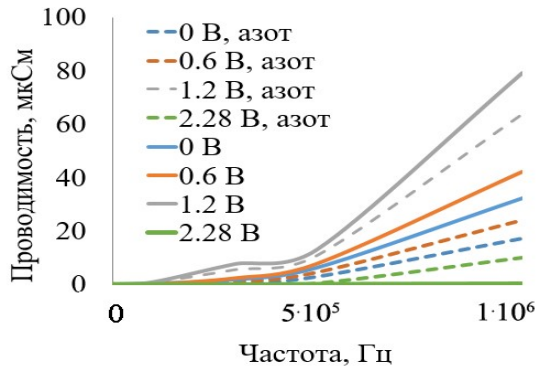


Рис. 4.3.1.2. Зависимость проводимости от частоты структур с двумерным электронным газом при разных напряжениях при комнатной и отрицательной (-60...-90 °C) температурах [A2]

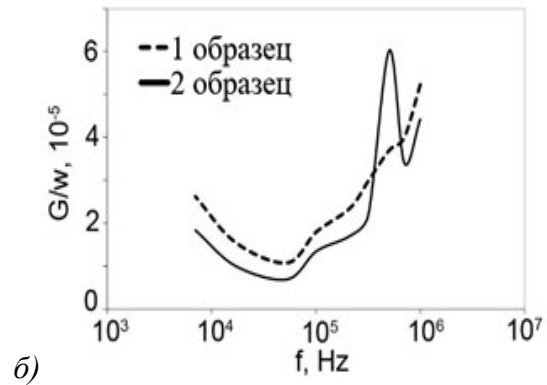
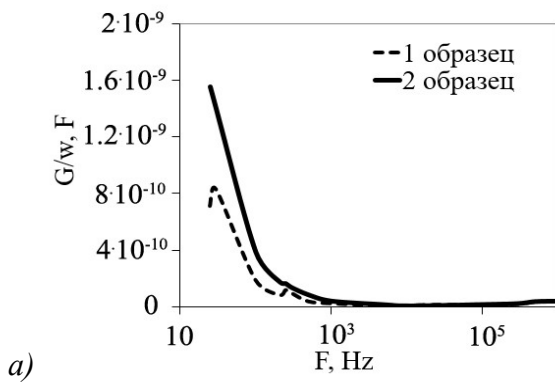


Рис. 4.3.1.3. Зависимость отношения проводимости к частоте от частоты структур с двумерным электронным газом [A2] для: а) измерений с азотом, б) комнатной температуры

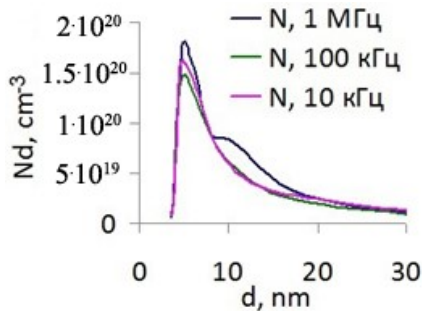


Рис. 4.3.1.4. Профиль легирования Quater MIET для исследуемой структуры [A2]

Получены результаты измерений вольт-фарадных характеристик структур с двумерным электронным газом при комнатной и отрицательных температурах (в азоте). Был рассчитан профиль легирования для измеренных структур. Анализ структур, позволяет предположить, что возможно создание перспективных планарных диодов Ганна на GaN.

4.3.2. Планарные диоды Ганна

Ранее, в главе 1, были рассмотрены принципы работы планарных диодов Ганна, и методы измерений статических и импульсных вольт-амперных характеристик диодов. В данном разделе приведены результаты измерений импульсных и статических ВАХ для планарных диодов Ганна. Полученные результаты были использованы для сравнения процесса транспорта электронов с диодами на основе СР, а также отработки стенда для измерения импульсных ВАХ.

При проведении экспериментального исследования электрических характеристик планарных диодов Ганна проводился поиск области отрицательной дифференциальной проводимости на вольт-амперной характеристике. Наличие таких областей дает основание для проведения дальнейших исследований по проектированию СВЧ диодов и изготовлению генераторов на их основе. Важно то, что механизм, приводящий к отрицательной дифференциальной проводимости, должен быть быстрым. Если характерное время возникновения отрицательно дифференциальной проводимости (гл.1, пункт 1.1.3.1) при подаче питания составляет 1 пс, то возможно достижение частоты генерации около 300 ГГц. Отрицательная дифференциальная проводимость, связанная с нагревом структуры, характеризуется большими временами стабилизации и поэтому будет давать небольшие частоты генерации порядка единиц МГц, что нам не интересно. Поэтому было необходимо экспериментально доказать, что в рассматриваемых структурах отрицательная дифференциальная проводимость (ОДП) вызвана междолинными переходами электронов.

Зависимости импульсов тока и напряжения исследуемых структур показаны на рис. 4.3.2.1 и 4.3.2.2. Видно, что зависимость импульса тока от времени, соответствующая переднему и заднему фронтам импульса напряжения, отличаются. Это связано с нагревом диода. Оценим нагрев структуры за время $t = 10$ нс. Используя известную формулу для количества теплоты $Q = cm\Delta T$, также зная, что $Q = Pt = Ult$, где P - средняя мощность (U , I - значения напряжения и тока соответственно на полувысоте импульса), t – длительность фронта импульса напряжения, c - теплоемкость арсенида галлия, m - масса области где протекает ток, ΔT - искомая температура нагрева диода, получим

$$\Delta T = \frac{Ult}{cm} \approx 33^\circ\text{C} \quad (4.3.2.1)$$

При таких изменениях температуры параметры материалов не должны изменяться существенно. Для структуры № 1 нагрев составлял 145 °С. Провал в верхней части импульса тока соответствует возникновению отрицательной дифференциальной проводимости, которая чувствительна к температуре структуры. Иными словами, структура № 2 лучше, чем № 1, так как больше подходит для умножения и генерации сигнала.

Далее исследовалась реакция импульсных вольт-амперных характеристик диодов до и после облучения нейтронами со средними энергиями 1 и 14 МэВ и флюенсами $4.1 \cdot 10^{14}$ и $1.4 \cdot 10^{14}$ см⁻² соответственно. Флюенсы облучения были подобраны так, что концентрация радиационных дефектов приблизительно совпадала. Однако размеры кластеров радиационных дефектов, создаваемых нейтронами с энергиями 14 МэВ, были по размеру в несколько раз больше – 100-200 нм против 20-40 нм для нейтронов со средней энергией 1 МэВ. Размеры кластеров дефектов измерялись ранее экспериментально [72] и оценивались расчетным путем согласно алгоритму TRIM [17], а транспорт электронов в GaAs с кластерами дефектов моделировался методом Монте-Карло.

Результаты измерений ВАХ приведены на рисунке 4.3.2.3, а сравнение поведения диодов с различными зазорами между контактами до и после облучения обобщено в таблице 4.3.2.1. Наблюдался как нормальный, т.е. известный из литературы [43] характер поведения ВАХ диодов, когда сопротивление после облучения увеличивалось, так и аномальный характер, когда сопротивление диодов снижалось (параметры структур, с точки зрения перспективности изготовления СВЧ диодов Ганна, улучшались). Полученные данные в целом согласуются с результатами исследований радиационной стойкости δ -легированных слоев GaAs, проведенными в [59] для ионного облучения.

Аномальное поведение структур, соответствующее снижению сопротивления после облучения, противоречит данным компьютерного моделирования. Скорее всего указанное объясняется изменением контактного сопротивления металл – полупроводник, а также влиянием облучения нейтронами с энергией 14 МэВ на характер протекания тока между контактами и слоем № 4. Поскольку снижение сопротивления зафиксировано только для нейтронов с большей энергией и только для структур с большим уровнем легирования слоя 4, то возможно облучение привело к формированию проводящих каналов между контактами и слоем № 4. Обращает на себя внимание тот факт, что кластеры радиационных дефектов, формируемые нейтронами с энергией 14 МэВ, имели размер превышающий расстояние между контактом и слоем № 4, а кластеры, формируемые нейтронами с энергией 1 МэВ, были в несколько раз меньше.

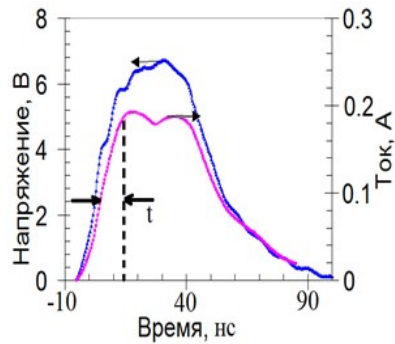


Рис. 4.3.2.1. Результат измерений зависимости напряжения и тока планарного диода Ганна [A1] от времени (виды импульсов) для Структуры 1, где t -время от начала импульса до первого максимума тока. Стрелками указано к каким осям относятся импульсы

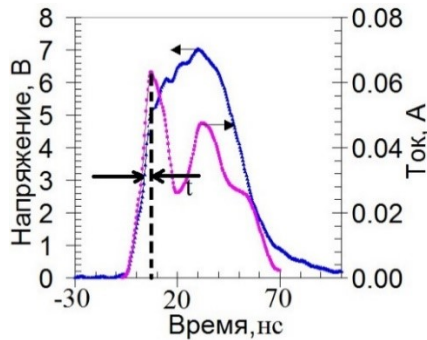


Рис. 4.3.2.2. Результат измерений зависимости напряжения и тока планарного диода Ганна [A1] от времени (виды импульсов) для Структуры 2, где t -время от начала импульса до первого максимума тока. Стрелками указано к каким осям относятся импульсы

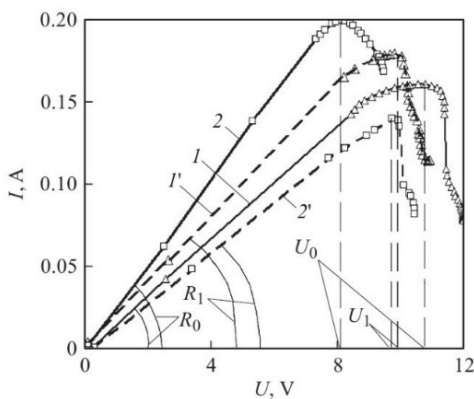


Рис. 4.3.2.3. Вид импульсных вольт-амперных характеристик планарных диодов Ганна на структурах 1 (1, 1') и 2 (2, 2') до (1, 2) и после (1', 2') облучения нейтронами со средней энергией 14 МэВ [A1]. Обозначения: U_0 и U_1 – напряжения соответствующие максимальным токам диодов до и после облучения, R_0 и R_1 – сопротивления диодов на начальном участке ВАХ до и после облучения соответственно

Расчет, проведенный для GaAs/GaAlAs структуры показал, что в целом процессы формирования домена Ганна подобны, приведенным на рис. 4.3.2.3, но наличие потенциального барьера гетероперехода повышает эффективность формирования домена Ганна. Последнее объясняется тем, что ток в слое 4 структуры не протекает, поэтому рассеяние на ионах доноров в δ -слое минимизировано. В связи с этим радиационная стойкость GaAs/GaAlAs структуры выше в 1.5-2.5 раза.

Сопоставление измеренного и рассчитанного уровня радиационной стойкости диодов с литературными данными показывает, что уровень стойкости планарных диодов Ганна на 1-2 порядка больше, чем для объемных диодов Ганна классической конструкции [30, 34].

Полученные результаты говорят о перспективности применения планарных диодов Ганна в аппаратуре специального назначения.

Таблица 4.3.2.1. Относительные изменения сопротивления планарных диодов Ганна на начальном участке ВАХ и напряжения, соответствующего максимуму тока на ВАХ, при облучении нейтронами со средней энергией 1 и 14 МэВ [А1]. Обозначения U_0 , U_1 , R_0 , R_1 – указаны на рисунке 5. Приведены усредненные данные по трем диодам для каждого значения. Знак «минус» соответствует увеличению параметра

Средняя энергия нейтронов, МэВ / Флюенс нейтронов, см ⁻²	Параметры диодов	1 структура			2 структура		
		2 мкм	4 мкм	8 мкм	2 мкм	4 мкм	8 мкм
1 / 4.1·10 ¹⁴	($R_0 - R_1$)/ R_0 , %	- 10	- 9	- 7	- 19	- 15	- 19
	($U_0 - U_1$)/ U_0 , %	- 9	- 6	- 20	- 6	- 5	- 15
14 / 1.4·10 ¹⁴	($R_0 - R_1$)/ R_0 , %	35	60	68	- 20	- 15	- 18
	($U_0 - U_1$)/ U_0 , %	4	- 1	18	- 7	- 2	- 9

Далее исследовались планарные диоды Ганна с управляющим электродом (рис.2.1.1.3). Важным результатом экспериментов и расчетов была демонстрация возможностей управления величиной ганновской ОДП путем изменения напряжения на управляющем электроде. При увеличении отрицательного потенциала величина ОДП снижалась до нуля и вид ВАХ становился аналогичным характеристике полевого транзистора Шоттки. При подаче положительного потенциала на управляющий электрод величина ОДП также падала, что объясняется отпиранием барьера Шоттки и, соответственно, резким увеличением тока управляющего электрода. Изменение толщины слоя 1 структуры, а также уровня легирования слоев 2 и 4 позволяло смещать значение напряжения управляющего электрода, соответствующего максимуму значения ОДП.

Как следует из результатов расчетов и экспериментов, благодаря наличию у диодов дополнительного управляющего электрода возможна коррекция частоты генерируемого сигнала, которая изменяется из-за облучения за счет повышения частоты рассеяния на радиационных дефектах и снижения скорости электронов. Результаты показывают, что возможна полная компенсация как ухода частоты генерации, так и амплитуды выходного

сигнала диодов с двумя квантовыми ямами при флюенсах облучения менее $1.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Для других диодов аналогичное значение флюенса колеблется от 0.8 до $1.4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$.

При больших флюенсах возможна лишь частичная компенсация, либо полная компенсация одного из указанных параметров в ущерб сопряженному для другого. Поскольку речь идет об управлении параметрами выходного сигнала генератора за счет изменения постоянных напряжений управления и питания, то схемотехническая реализация цепочек указанного смещения, в том числе и автосмещения, позволит создавать МИС по более простому технологическому маршруту, чем в случае использования классических транзисторных генераторов.

Итак, на основе серии измерений получены данные об изменении вольт-амперных характеристик планарных диодов Ганна до и после радиационного облучения в диапазоне флюенса нейтронного излучения $10^{12} - 10^{15} \text{ см}^{-2}$ (данные использованы для проведения численного моделирования работы диодов при радиационном воздействии). Сопоставление измеренного и рассчитанного уровня радиационной стойкости диодов с литературными данными показывает, что уровень стойкости планарных диодов Ганна на *1-2 порядка больше*, чем для объемных диодов Ганна классической конструкции [30, 34]. Полученные результаты говорят о перспективности применения планарных диодов Ганна в аппаратуре специального назначения. Важным результатом экспериментов и расчетов была демонстрация возможностей управления величиной ганновской ОДП путем изменения напряжения на управляющем электроде.

4.3.3. Диоды на основе сверхрешеток

Ранее, в главе 1, были рассмотрены методы измерения статических и импульсных вольт-амперных характеристик и результаты для различных полупроводниковых диодов. В данном разделе впервые теоретически и экспериментально проведено исследование процессов транспорта электронов в диодах выполненных с помощью единой технологии на основе 6-, 18-, 30-, 70- и 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток с учетом нагрева структур протекающим током в импульсном и непрерывном режимах. Проведены измерения импульсных и статических вольт-амперных характеристик диодов в диапазоне температур. Наблюдались ступеньки на вольт-амперной характеристике измерений импульсных и статических вольт-амперных характеристик с нагревом и без, которые были сопоставлены с характерными параметрами реализуемыми диодами при их функционировании в ТГц измерительном стенде.

4.3.3.1. Вольт-амперные характеристики диодов на основе сверхрешеток

На рисунке 4.3.3.1 приведено сравнение экспериментальной и расчетной вольт-амперных характеристик, отмечены расчетные точки и приведены соответствующие им

напряженности электрических полей, реализующихся в СР (6 и 18 периодов) с учетом падения напряжения на сопротивлениях контактов.

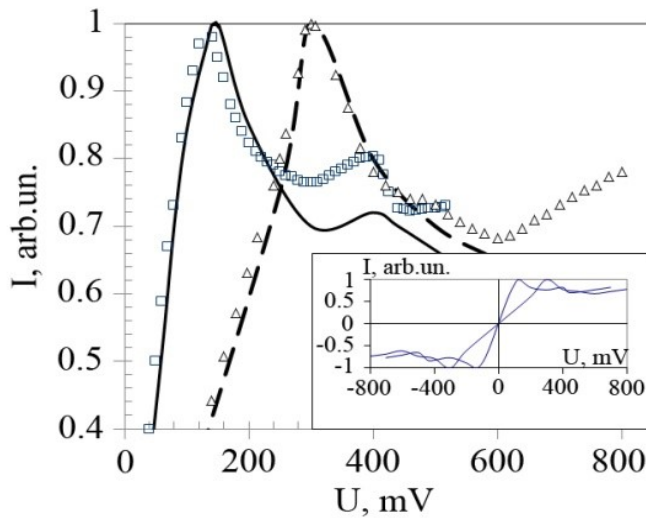


Рис. 4.3.3.1. Сравнение расчетной (—) и экспериментальной ($\square$, Δ) прямых ветвей статических вольт-амперных характеристик диодных структур для 6-периодной ($\square$) и 18-периодной (Δ) сверхрешеток [A8]. Характеристики нормированы на значение тока в максимуме. Плотность тока в обеих СР приближенно одинакова.

Наблюдается отличие в форме зависимости на участках ОДП, связанное с квазибаллистическим характером движения электронов в 6-периодной СР. На врезке приведен полный вид ВАХ указанных диодных структур

В ходе вычислений получено, что соответствие величины тока достигается при скоростях $1-9 \cdot 10^6$ см/с которые реализуются при положении минизоны $W_m = 45$ мэВ для СР с соотношением монослоев GaAs и AlAs равным 18×4 . Иными словами положение минизоны рассчитано правильно. Это подтверждает модельный расчет – при смещении минизоны скорости электронов существенно увеличиваются из-за изменения энергии вбрасываемых электронов во входной области СР. Это приводит к иному значению величины тока. Ни то, ни другое не соответствует экспериментальным данным, а также данным [13] о характерных скоростях электронов в сверхрешетках рассматриваемого типа.

Вид экспериментальных импульсных ВАХ диодных структур приведен на рис. 4.3.3.2. Были исследованы 18- и 6-периодные СР. Схема импульсного измерительного стенда была рассмотрена подробно ранее. Использовалось два типа входного сигнала: прямоугольный импульс (длительность импульса составляла 50 нс-50 мкс, период – 100 мкс) и пила (период сигнала составлял 2 мкс-100 мс). При использовании прямоугольных импульсов, за счет низкой (1/2000) скважности, удавалось избежать нагрева исследуемых структур. В случае пилообразного сигнала осуществлялась плавная регулировка температуры образца.

Благодаря специальной калибровке задержки импульсов в сигнальных линиях измерительного стенда удалось минимизировать искажения получаемой ВАХ. Результаты

измерений позволили точнее калибровать компьютерную модель, чем это было сделано в [А8], что позволило провести оптимизацию конструкции диодов.

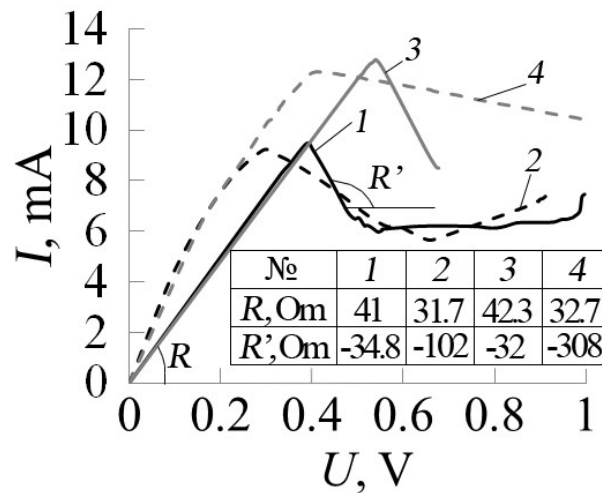


Рис. 4.3.3.2. ВАХ исследуемых структур диодов на основе СР (6 и 18 периодов) [А5]. 1,2 – результаты измерений 6-периодных СР, 3,4 – результаты измерений 18-периодных СР. 1, 3 – вид зависимости прямоугольного импульса длительностью 50 нс (скважность 1/2000), 2,4 – пила. (Период следования измерительных импульсов: 1, 3 – 100 мкс; 2,4 – 100 мс.) На врезке представлены результаты расчета сопротивления для разных участков вольт-амперной характеристики (ВАХ), где в первой строке указан номер (№) кривой, R – сопротивление начального участка ВАХ, R' – сопротивление участка отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) на ВАХ

Из результатов эксперимента видно, что использование прямоугольного импульса низкой скважности действительно уменьшает влияние нагрева, когда использование пилообразного импульса увеличивает влияние нагрева. Причем нагрев влияет не только на начальный участок вольт-амперной характеристики, но и на участок отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП), наклон которого важно знать точно. Также на врезке (рис.3) представлены результаты расчета сопротивления для разных участков вольт-амперной характеристики (ВАХ) [А5]. Видно, что сопротивление участка ОДП для кривых 1, 3 (на входе прямоугольный импульс) намного меньше чем для кривых 2, 4 (на входе пилообразный сигнал).

На рис. 4.3.3.3 сопоставлены экспериментальные ВАХ диодов на основе 6-, 18-, 30-, 70-, 120-периодных СР [А4]. Так как диоды имели различную площадь и количество периодов активной области СР, то для проведения корректного сравнения, ВАХ нормировали на значения напряжений и токов в максимуме. Из рис. 4.3.3.3 видно, что у всех ВАХ для диодов с разным количеством периодов, наблюдаются 1-ый и 2-ой экстремумы.

Очевидно, что чем меньше количество периодов СР в активной области диода, тем сильнее влияет сопротивление приконтактных областей диодов на вид ВАХ.

Благодаря подобию СР с разным количеством периодов удалось рассчитать параметры 6-периодной СР, определить сопротивление 1 периода и переходных слоев. Структура диода разбивалась на части: параметры СР рассчитывались методом Монте-Карло, а переходные слои рассчитывались аналитически (за счет учета доли баллистических электронов для разной напряженности поля и положения середины минизоны). Также они определялись экспериментально на основе сопоставления сопротивления 1-го периода и диода в целом.

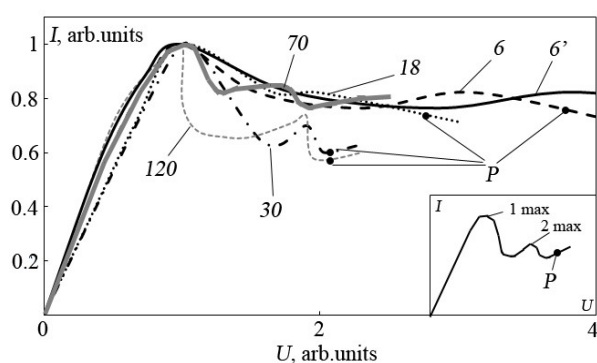


Рисунок 4.3.3.3. Сравнение экспериментальных вольт-амперных характеристик диодов на основе СР для разного количества периодов [А4]. Цифрами на рисунке указано количество периодов СР в диодах. 6* – расчетная ВАХ для диодов на основе СР с 6-ю периодами без влияния сопротивлений контактов.

‘Р’ – рабочая точка по напряжению смещения для которой наблюдалась устойчивая генерация ТГц сигнала. На врезке показана схема вольт-амперной характеристики для исследуемых диодов, указаны первый (1 max) и второй (2 max) максимумы тока

Это дало возможность для каждого экспериментального диода определять сопротивление контактов, включая их металлизацию, контактное сопротивление, сопротивление растекания и т.д. [А4]. Учитывая, что величина сопротивления контактов не зависит от приложенного напряжения, так как напряженность электрического поля в контактах мала, была получена возможность определения падения напряжения на активной области СР для любого внешнего напряжения смещения. Последнее позволило определять среднюю напряженность поля в СР при различных напряжениях смещения [А4].

Ранее в работе [13] была предложена модель контактов диодов и показано наличие разброса контактного сопротивления. Подход предложенный в данной работе, позволил минимизировать погрешность определения сопротивления активной области СР для конкретных исследуемых образцов диодов. Было получено, что для 18-периодной СР соотношение сопротивлений активной области СР и контактов составляет примерно три к одному, для СР с большим числом периодов сопротивлением контактов вообще можно

пренебречь. Наоборот, для 6-ти периодной СР указанные сопротивления примерно равны, что требует обязательного уточнения сопротивления конкретного образца СР при обработке результатов измерений.

В результате использования описанного выше подхода сопоставление ВАХ диодов было проведено достаточно корректно. На рисунке 4.3.3.3 видно, что второй максимум для 6-периодной СР в 3-4 раза больше по напряжению, чем первый, в то время как для остальных диодов только в 1.5-2 раза, несмотря на то, что конструкции диодов подобны. Учет влияния сопротивления контактов приводит к еще большему сдвигу ВАХ вправо.

Сравнение исследуемых диодов показало, что второй максимум на вольт-амперной характеристике всех диодов, кроме диода на 6-периодной СР, соответствует такому напряжению на диоде, когда падение напряжения на одном периоде СР становится больше, чем отношение ширины минизоны СР к заряду электрона. У 6-периодного диода напряжение второго максимума в 1.5-2 раза выше. Это было объяснено ранее в главе 3 с использованием предложенного в данной работе аналога критерия Кремера.

4.3.3.2. Сравнение процесса транспорта электронов и формирования домена в диоде Ганна и сверхрешетках

В начале проведем сравнение процессов квазибаллистического движения электронов, предшествующим формированию домена. Ранее было сказано (гл.1), что в полупроводниковых структурах с длинами менее 0.1 мкм в GaAs структурах ожидается скорость электронов до 10^8 см/с.

Действительно в исследуемых диодах Ганна (с управляющим электродом и длиной 200-300 нм) такая скорость была получена путем расчетов и подтверждена исходя из анализа вольт-амперных характеристик. Однако для диодов на сверхрешетках, несмотря на их малую длину (37 нм) была получена скорость не более $5 \cdot 10^6$ см/с как теоретически, так и экспериментально. Это объясняется ограничением баллистического движения из-за удара электронов о потолок минизоны. Тем не менее, в исследованных коротких сверхрешетках, скорость значительно выше, чем в длинных, что, как и в диодах Ганна, позволяет утверждать о положительном влиянии эффекта всплеска скорости на характеристики диодов. В диодах Ганна с длинами 2-16 мкм такое влияние не наблюдается, как и предсказывает теория работы таких приборов, приведенная в гл.1.

В исследуемых структурах кроме пролетных эффектов, присутствуют еще и квантовые эффекты. В исследуемых сверхрешетках это происходит из-за системы квантовых ям, причем движение электронов осуществляется поперек плоскостей ям в энергетической минизоне сверхрешетки. В исследуемом диоде Ганна также имеется квантовая яма (гл.2, 2.1.1.

рис.2.1.1.2), но движение электронов происходит вдоль ямы. Указанные особенности движения дополнительно сказываются на эффекте всплеска скорости и требуют в дальнейшем более детального рассмотрения.

Как было указано ранее в обзоре литературы начиная с некоторых значений полей в «объемном» диоде Ганна зарождается домен рядом с катодом и движется к аноду. Когда домен формируется, ток падает, а при исчезновении домена, ток возрастает. Исследуемый в работе диод Ганна имел планарную структуру, как в [30] и процесс формирования домена отличался от теории (гл.1). В планарном диоде Ганна домен поперечный. Электроны из дельта-слоя легированной области инжектируются в верхний и нижний слаболегированные слои и образуют там ток проводимости. Таким образом поле в домене направлено перпендикулярно по отношению к направлению движения электронов. Это уменьшает размеры домена и позволяет уменьшить расстояние от анода до катода несколько больше, чем в объемном диоде Ганна. Расчеты показали, что предельная частота генерации 350 ГГц будет соответствовать диоду с двумя квантовыми ямами и длиной пролетной области 300 нм. Этот результат коррелирует с данными работы [30].

В малых электрических полях дрейфовая скорость электронов в сверхрешетках велика, а в больших она уменьшается из-за наличия «блуждающих» осцилляций. Поэтому в сверхрешетках возникают колебания тока, аналогичные колебаниям в диоде Ганна, с образованием доменов. В [13, 14] предельные частоты для диодов на сверхрешетках составили 0.4-1,5 ТГц. Расчет в рамках данной работы показал, что характерное время пролета 6-периодной СР квазибаллистическими электронами составляет 10^2 до 10^3 фс в зависимости от напряженности поля в СР, следовательно, предельные частоты генерации исследуемых структур 8-12 ТГц (гл.4). Таким образом благодаря иному механизму формирования отрицательной дифференциальной проводимости, диоды на основе сверхрешеток более перспективны, чем планарные диоды Ганна.

4.3.3.3. Параметры и характеристики диодов в режиме автогенерации и умножения

Изготовленные диодные структуры исследовались [A7] в гармонических смесителях диапазона частот 0.2-5.3 ТГц (рис. 4.3.3.3.1). Этот эксперимент не проводился в рамках данной работы, но был использован для калибровки модели Монте-Карло, использованной для проведения расчетов в главе 3. Также приведенные на рисунке результаты сопоставлялись с результатами модельных расчетов, проведенных в данной работе.

Гармонические смесители были использованы в установке прецизионной терагерцовой спектроскопии, в которой в качестве источника была использована частотная гребенка, возбуждаемая фемтосекундными лазерными импульсами [77], а также газовый и квантово-

каскадный лазеры. Были определены потери преобразования по второй (300 ГГц, 12 дБ) и четвертой (450 ГГц, 20 дБ) гармоникам гетеродина на лампе обратной волны. Потери преобразования сопоставлялись для смесителей, выполненных на планарных диодных структурах, содержащих сверхрешетки с 18 и 6 периодами.

Результаты измерений показали, что мощность гетеродина для структур с шестью периодами оказалось меньше на 3-5 дБ [A7], что согласуется с меньшими пороговыми напряжениями для ВАХ указанных структур по сравнению со структурами с восемнадцатью периодами рис. 4.3.3.3.1.

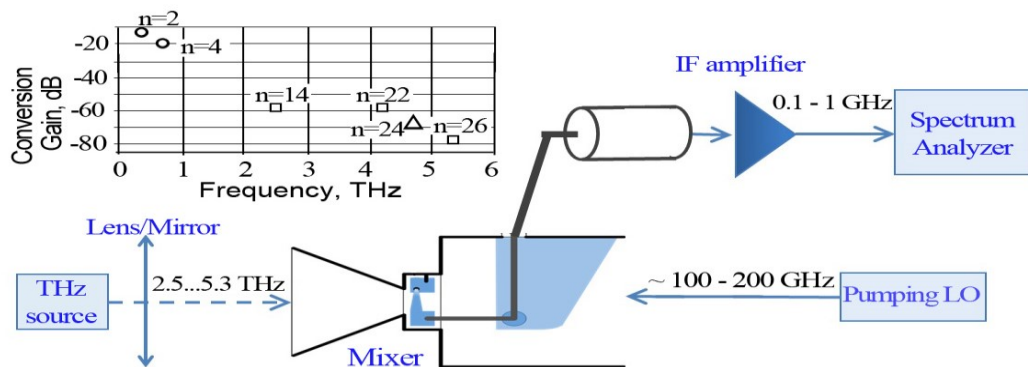


Рис. 4.3.3.3.1. Схема преобразования сигнала в гетеродинном приемнике с гармоническим смесителем на основе исследуемого диода на основе СР (6 и 18 периодов) [A7]. На врезке представлена зависимость коэффициента преобразования от частоты сигнала для диодной структуры на 6-периодной сверхрешетке. Указанная зависимость измерялась с использованием нескольких источников терагерцового сигнала: частотной гребенки, возбуждаемой фемтосекундным лазером ($n=2,4$); газового лазера на CH_3OH ($n=14, 22, 26$); и квантово-каскадного лазера ($n=24$). Цифры (2,4,...26) на врезке указывают номера используемых гармоник гармонического смесителя с накачкой от гетеродина на частоте 0.1 – 0.2 ТГц

Заметная разница в преобразовательных свойствах изготовленных структур была замечена при их использовании в системах фазовой стабилизации частоты квантово-каскадных лазеров на частотах выше 3.4 ТГц. Так использование структур с 18 периодами для стабилизации квантово-каскадного лазера 4.76 ТГц оказалось невозможным из-за больших потерь преобразования. Структуры с шестью периодами имели потери преобразования на 20 дБ меньше и были успешно применены для стабилизации частоты указанного лазера [78].

В протяженных структурах (18 периодов) наблюдалась генерация микроволновой мощности на частоте порядка 100 ГГц. При напряжении смещения - 0.6 В уровень излучаемой мощности составлял 25 мкВт с эффективностью 8-10 процентов. Эти структуры ранее

исследовались в схемах умножителей с выходными частотами вплоть до 8 ТГц [14]. Аналогичные исследования, проведенные со структурами с шестью периодами, позволяют расширить частотный диапазон таких устройств до 10-12 ТГц.

Для проведения ТГц измерений диоды размещались в волноводной камере. Частота и мощность генерируемого ТГц сигнала определялась при помощи Фурье-спектрометра с приемником на криогенном болометре [14]. При нулевом постоянном напряжении смещения ТГц генерация отсутствовала. При постоянных напряжениях смещения в диапазоне между первым и вторым максимумами на ВАХ диодов регистрировалась шумовая генерация. Максимум мощности стабильных колебаний наблюдался при выборе рабочей точки больше второго максимума ВАХ. Частоты и мощности наблюдаемых стабильных колебаний представлены в таблице 4.3.3.3.1.

Таблица 4.3.3.3.1. Параметры диодов в режиме автогенерации и характеристики генерируемого сигнала [A4]

Кол-во периодов СР	6	18	30	70	120
Ток в рабочей точке (см. рис.3), мА	1.2-1.3	10 - 12	12 – 13	5.6 – 6	12 – 13
Напряжение в рабочей точке (см. рис.3), мВ	0.5-0.6	0.7-0.9	1.5 – 1.7	2 – 2.2	2.4 – 2.6
Частота генерации F , ГГц	200-250	70-120	50-100	70-100	30-70
Период колебаний, пс	4-5	8-14	10-20	10-14	14-33
Мощность генерируемого сигнала P , мВт	≤ 1	20-30	50-200	200-400	400-900
Эффективность генератора, %	≤ 0.1	1	1	1	1-2

Следует также отметить, что характерное время пролета (таблица 3.3.7 – глава 3) 6-ти периодной СР составляет менее 1 пс, что позволяет говорить о возможности построения генераторов с частотами генерируемых сигналов 1 ТГц и выше. В тоже время экспериментально полученное значение эффективности генератора на 6-ти периодной СР на порядок меньше (таблица 4.3.3.3.1), чем эффективность генераторов на СР с большим числом периодов. Это может объясняться тем, что в генераторе реализуется режим с задержкой доменообразования на каждом периоде колебаний. Такой режим генерации известен для диодов

Ганна и характеризуется возможностью значительной перестройки по частоте, но малой эффективностью генератора по сравнению с пролетным режимом генерации. Последнее позволяет надеяться на повышение эффективности и частоты генерируемого сигнала для генератора на 6-ти периодной СР за счет оптимизации резонатора.

В описанном выше эксперименте с помощью наблюдения ТГц генерации было показано, что увеличение напряжения смещения переводит шумовую генерацию в стабильную с шириной линии генерации по уровню 3 дБ порядка 10 МГц. Наблюдалась перестройка частоты до +100 МГц при увеличении напряжения смещения на СР от второго максимума до прекращения генерации (до 0.5 В выше второго максимума). Проведенное в данной работе сравнение режимов работы диодов показывает, что при увеличении напряжения смещения выше второго максимума на ВАХ среднее напряжение на СР таково, что на одном периоде падает напряжение выше, чем отношение ширины минизоны к заряду электрона. Это приводит к «разрушению» («разрыву») минизоны. В таких условиях движение электронов в СР затруднено, что существенно влияет на величину отрицательной дифференциальной проводимости СР.

4.3.3.4. Исследование влияния радиационного воздействия на диоды

Для исследования влияния нейтронного облучения на диоды на основе СР в качестве основного источника использовался импульсный ядерный реактор, а в качестве дополнительного - источник гамма-квантов (табл. 4.3.3.4.1). Так как ядерный реактор дает не только нейтронное, но и сопутствующее ему гамма-излучение, то необходимо было сопоставить влияние указанных типов излучения и отделить влияние нейтронного излучения от гамма-. Это делалось путем использования дополнительного источника и сопоставления результатов экспериментов по гамма- и гамма-нейтронному облучению. Отметим, что гамма-облучение не формирует кластеры радиационных дефектов в полупроводниках, а генерирует только точечные дефекты за счет процессов фотоэффекта и эффекта Комптона [43].

При проведении эксперимента были измерены импульсные вольт-амперные характеристики (ВАХ) диодов на основе 30-ти периодной сверхрешетки. Сначала импульсные ВАХ диодов измерялись до облучения. Потом диоды облучались гамма-нейтронным и гамма - облучением. После снижения наведенной радиоактивности в течении двух месяцев, ВАХ измерялись еще раз, в тех же лабораторных условиях и на той же измерительной установке.

Важно отметить, что обычно, уровень радиационной стойкости – это уровень радиационного воздействия, при котором происходят отклонения параметров прибора за пределы указанные в техническом задании. Процент изменения параметров определяется требованиями к устройству, в котором используется диод. В данной работе, критерием для

определения уровня радиационной стойкости являлось снижение тока после радиационного воздействия на 50%.

Табл. 4.3.3.4.1. Статистика образцов на основе 30-периодных СР подверженных радиационному воздействию [А9]

Параметры облучения	Флюенс нейтронов, н/см ²	Доза гамма квантов, рад	Количество образцов
Импульсный ядерный реактор, длительность импульса $\tau_{imp}=1$ мс, средняя энергия нейтронов 1 МэВ, колоколообразный энергетический спектр. Импульсное гамма-излучение ядерного реактора, средняя энергия гамма-квантов 1 МэВ	$2 \cdot 10^{12}$	$\sim 10^4$	5
	10^{13}	$\sim 10^5$	5
	10^{14}	$\sim 10^6$	5
Статическое гамма-излучение (рентгеновская трубка), средняя энергия гамма-квантов 1 МэВ	-	$\sim 10^4$	5
	-	$\sim 10^5$	5
	-	$\sim 10^6$	5
	-	$\sim 10^7$	5

Схема импульсного измерительного стенда была рассмотрена подробно в главе 2. Короткий передний фронт позволял регистрировать на осциллографе ВАХ холодной сверхрешетки. Измерения проводились с накоплением результатов по 100 импульсам. За счет низкой (1/2000) скважности, удавалось избежать даже слабого нагрева исследуемых структур. Отжиг радиационных дефектов с помощью их нагрева протекающим током проводился в течении 5 минут при значении напряжения подаваемого на диод равного 2 В и тока диодов около 25 мА.

На рис. 4.3.3.4.2 представлена типичная вольт-амперная характеристика диодов на основе 30-периодных СР до и после гамма- и гамма-нейтронного облучения, а также после дополнительного отжига протекающим током. Отмечены характерные параметры ВАХ, которые для удобства сравнения сведены в таблице 4.3.3.4.1. Для отрицательных напряжений смещения ВАХ диодов подобна приведенным на рисунке 4.3.3.4.2.

Из рисунка 4.3.3.4.2 видно, что амплитуда тока снизилась на 10% в результате возникновения субкластеров радиационных дефектов, что согласуется с результатами расчетов. Однако использованная в данной работе математическая модель не смогла предсказать неожиданные изменения ВАХ при низких напряжениях. Возникло пороговое напряжение «отпирания» диода U' . Указанное изменение ВАХ диодов скорее всего связано с изменением

свойств омических контактов в сторону увеличения их барьерных свойств. В исследованных ранее приборах, например, в полевых транзисторах Шоттки и НЕМТ такого эффекта не наблюдалось. Оказалось, что изменения свойств диода под воздействием излучения гораздо сильнее происходит в области низких напряжений, а не в рабочей области.

По всей видимости возникновение барьерных свойств контакта металл-полупроводник при малых напряжениях связано с аккумуляцией точечных дефектов на поверхности контактов, что привело к подавлению проводящих свойств эвтектики AuGe-Au [29]. С одной стороны, такое поведение контактов обсуждалось в литературе - характеристики границы металл-полупроводник подвержены некоторому изменению как при гамма-, так и при нейтронном облучении, но для омических контактов это редкость, чаще это наблюдается для барьерных контактов Шоттки [43].

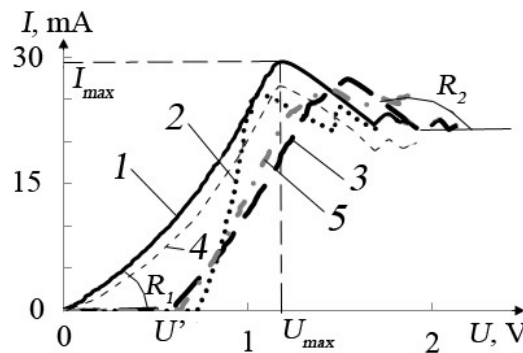


Рис. 4.3.3.4.2. Типичная вольт-амперная характеристика (ВАХ) исследуемых диодов [А9] на основе 30-периодной сверхрешетки до и после радиационного воздействия: 1 — до радиационного воздействия; 2 — после радиационного воздействия гамма-нейтронным облучением с флюенсом 10^{13} н/см² и дозой гамма-квантов 10^5 рад; 3 — после радиационного воздействия гамма-нейтронным облучением с флюенсом 10^{13} н/см² и дозой гамма-квантов 10^5 рад и отжига; 4 — после радиационного воздействия (расчет) гамма-нейтронным облучением с флюенсом 10^{13} н/см² и дозой гамма-квантов 10^5 рад; 5 - после радиационного воздействия дозой гамма-квантов 10^5 рад. Для гамма-облучения с уровнями 10^6 и 10^7 рад кривые ВАХ имеют вид аналогичный приведенной. Отмечены характерные параметры диодов: I_{max} , U_{max} — ток и напряжение, соответствующие максимуму; U' — пороговое напряжение при котором появляется заметный ток (после радиационного воздействия); R_1 — дифференциальное сопротивление начального участка вольт-амперной характеристики; R_2 — дифференциальное сопротивление участка отрицательной дифференциальной проводимости вольт-амперной характеристики

Отметим несколько важных результатов. Эксперимент показал слабую зависимость изменений тока диодов от величины дозы, а в некоторых случаях при увеличении дозы

облучения влияние радиации уменьшалось. Поскольку изменения параметров диодов за исключением возникновения порогового напряжения не значительные, то скорее всего это статистический разброс свойств диодов. Возникновение порогового напряжения «отпираия» диода, связанное с изменением свойств его контактов, не приводит к катастрофическому отказу диодов – область отрицательной дифференциальной проводимости на ВАХ диодов сохраняется, т.е. функционально диод после облучения работоспособен и может использоваться в радиационно-стойких детекторах и умножителях терагерцового диапазона частот.

Анализируя результаты эксперимента после отжига радиационных дефектов в диодах из-за нагрева протекающим током видно, что участок отрицательной дифференциальной проводимости и наклон начального участка ВАХ восстановились. Величина тока в максимуме уменьшилась на 2-5%, что не существенно. Порог отпираия диодов по напряжению остался, хотя несколько уменьшился на 0.1 - 0.3 В.

Моделирование показало (гл.3), что в целом существенного изменения высокочастотных параметров диодов не происходит вплоть до флюенсов нейтронного облучения 10^{15} см^{-2} . Из-за наличия областей между кластерами радиационных дефектов, где электроны могут двигаться беспрепятственно от катода к аноду диода все основные процессы формирования отрицательной дифференциальной проводимости остаются неизменными. Значения параметров эквивалентной схемы практически не меняются, так что характерная предельная частота диодов изменяется незначительно. При флюенсах облучения более 10^{15} см^{-2} кластеры радиационных дефектов блокируют весь поток электронов и диод откажет.

В таблице 4.3.3.4.1 представлены изменения параметров диодов после облучения нейтронами и гамма-квантами, где в скобках указаны расчетные данные. Математическая модель не учитывала влияние гамма-квантов, поэтому в таблице в скобках указаны нули. На сопротивление участка отрицательной дифференциальной проводимости R_2 влияют только те кластеры радиационных дефектов, которые попали в сверхрешетку, а на сопротивление начального участка ВАХ R_1 все кластеры, попавшие в активную область диода. Поэтому изменение сопротивления R_2 меньше, чем R_1 .

На рис. 4.3.3.4.3 приведен экспериментальный и расчетный график зависимости тока исследуемых диодов от флюенса нейтронов. Расчет сравнивался с расчетом на основе формул [34]. Видна большая разница между двумя расчетами, что показывает некорректность использования формул (2.2.2.2.1) для оценки радиационной стойкости исследуемых диодов на основе СР. Это связано с тем, что дефекты не точечные, а кластер радиационных дефектов больше чем размер активной области диода, поэтому объемными концентрациями (как доноров, так и дефектов) пользоваться можно только для грубых оценок.

Таблица 4.3.3.4.1. Изменение параметров диодов на основе 30-периодных СР после облучения нейтронами и гамма-квантами ($\langle W \rangle = 1$ МэВ) [А9]. В скобках указаны расчетные данные. Характерные параметры диодов: I_{max} , U_{max} – ток и напряжение соответствующие максимуму; U' – пороговое напряжение при котором появляется заметный ток (после радиационного воздействия); R_1 – дифференциальное сопротивление начального участка вольт-амперной характеристики; R_2 – дифференциальное сопротивление участка отрицательной дифференциальной проводимости вольт-амперной характеристики

		Без нейтронного облучения, Доза гамма квантов, рад			Флюенс нейтронов, н/см ² Доза гамма квантов, рад		
		10 ⁵	10 ⁶	10 ⁷	2·10 ¹² , 10 ⁴	10 ¹³ , 10 ⁵	10 ¹⁴ , 10 ⁶
Параметры диодов	I_{max} , %	-18 (0)	-13 (0)	-6 (0)	-6 (-0.3)	-10 (-3)	-14 (-10)
	U_{max} , %	3 (0)	5 (0)	19 (0)	45 (0)	27 (0)	32 (0)
	R_1 , %	-14 (0)	-32 (0)	-15 (0)	34 (-0.3)	20 (-3)	4 (-10)
	R_2 , %	-	-21 (0)	-	-37 (-0.15)	-24 (-1)	-5 (-4)
	U' , В	0.6	0.5	0.25	0.39	0.71	0.77

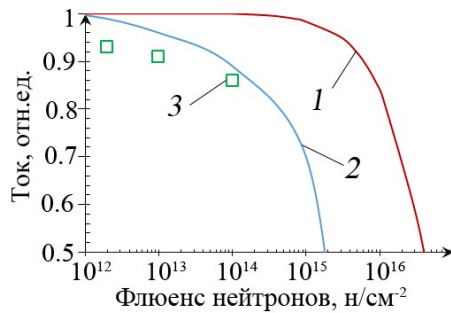


Рис. 4.3.3.4.3. Ток в исследуемых диодах на основе СР в зависимости от флюенса нейтронного облучения: 1 – расчет из [34], 2 – расчет методом Монте-Карло, 3 – эксперимент

Было проведено сравнение экспериментальной и расчетной радиационной стойкости исследуемых диодов с другими известными из литературы приборами, такими как СВЧ полевые транзисторы типа НЕМТ и диоды Ганна (табл. 4.3.3.4.2). Также расчет с помощью метода Монте-Карло сравнивался с расчетом на основе формул из [34] опирающихся на значение концентрации примесных атомов в диодах. Расчет показал, что использование формул из [34] для исследуемого диода не корректно. Это связано с тем, что в данном случае нельзя считать дефекты точечными, так как размер кластера радиационных дефектов сравним с

размером активной области исследуемого диода, поэтому объемными концентрациями (как доноров, так и дефектов) пользоваться можно только для грубых оценок.

Влияние облучения гамма-квантами и нейтронами на работу исследованных планарных диодов Ганна подобно друг другу, при этом, в исследованных интервалах воздействия, нет зависимости от величин дозы и флюенса облучения, а в некоторых случаях с увеличением дозы оказывает меньшее влияние. Скорее всего, это статистический разброс, поэтому можно считать, что влияние облучения незначительно и функционально диод остается работоспособен.

Таблица 4.3.3.4.2. Сравнение уровней радиационной стойкости к нейтронному облучению (н/см^2) исследуемых диодов с другими СВЧ диодами и транзисторами [А9]

		Процент изменения тока прибора		
		10%	30%	50%
Диоды на основе сверхрешеток	Расчет	$0.1-0.3 \cdot 10^{14}$	$0.8-1 \cdot 10^{15}$	$0.5-2 \cdot 10^{15}$
	Эксперимент	$0.1 \cdot 10^{14}$	-	-
НЕМТ (эксперимент) [43, 44]		$1-3 \cdot 10^{14}$	$1-3 \cdot 10^{14}$	$1-2 \cdot 10^{15}$
Диоды Ганна (эксперимент)		$0.1-0.3 \cdot 10^{14}$	$0.1-0.3 \cdot 10^{14}$	$0.2-1 \cdot 10^{14}$

Для диодов на основе сверхрешетки величина максимального тока после радиационного воздействия с флюенсом 10^{13} н/см^2 и дозой гамма-квантов 10^5 рад снизилась на 10%. После отжига протекающим током участок отрицательной дифференциальной проводимости и наклон начального участка ВАХ частично восстановились. Величина тока в максимуме уменьшилась на 2-3%, что не существенно. Порог по напряжению уменьшился на 0.1 - 0.3 В. Параметры элементов эквивалентной схемы диода на основе сверхрешетки после радиационного воздействия при флюенсах нейтронного облучения меньше, чем 10^{15} см^{-2} меняются незначительно, поэтому предельная частота работы исследуемого диода при таком облучении остается примерно равной 3 ТГц. При флюенсах нейтронного облучения больших чем 10^{15} см^{-2} могут наблюдаться значительные изменения параметров исследуемых диодов. Экспериментально и теоретически получено, что уровень радиационной стойкости исследуемых диодов на основе сверхрешеток сравним или даже выше, по сравнению с аналогичными уровнями других СВЧ приборов известных из литературы.

На рисунке 4.3.3.4.4 приведено сопоставление уровней стойкости для исследуемых диодов на основе сверхрешеток, планарных диодов Ганна, диодов Шоттки, НЕМТ и других полупроводниковых приборов известных из литературы. Хорошо видно, что благодаря

высокому уровню легирования сверхрешеток их уровень радиационной стойкости на 1-2 порядка превосходит аналогичный для объемных диодов Ганна. Это объясняется тем, что концентрация дефектов, существенно влияющая на захват электронов на ловушки, пропорциональна концентрации электронов проводимости. Поэтому и уровень стойкости сопоставляемых приборов пропорционален концентрации электронов в активной области.

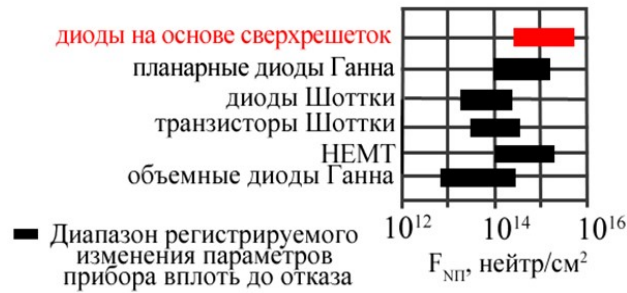


Рис. 4.3.3.4.4. Сравнительные данные по стойкости полупроводниковых приборов по флюенсу быстрых нейтронов. Левая граница диапазона соответствует изменению параметров на 25 %, правая – 95 %

Как показано в [22], исследованные диоды, особенно диоды на основе сверхрешеток, подходят для создания детекторов радиационного излучения с фемтосекундным разрешением. Последнее делает их весьма перспективными для исследования фундаментальных процессов взаимодействия радиационного излучения с полупроводниковыми кристаллами в фемтосекундном диапазоне времен. Высокий уровень радиационной стойкости исследуемых диодов позволит их использовать в качестве детекторов радиационного излучения и проводить измерения параметров физических процессов взаимодействия излучения с веществом с характерным разрешением 10^2 - 10^4 фемтосекунд.

Для диодов Ганна сопоставление с экспериментом показало, что погрешность расчета ВАХ (рис.3.6.5) для диодов с одной классической и квантовой ямами не превышают 15 %. Сопоставление результатов расчета амплитуды и частоты генерации СВЧ сигнала с экспериментальными данными, полученными для диодов с одной классической и квантовой ямами показало, что погрешность расчетов 15 - 25 % и носит систематический характер. После калибровки модели удалось снизить погрешность до 5 - 15 %.

Таким образом математические модели, применяемые в данном исследовании, подходили для анализа процессов в диодах. Квазигидродинамика применялась как для расчетов процессов транспорта электронов в диодах Ганна, так и в диодах на основе сверхрешеток, а метод Монте-Карло больше использовался для диодов на основе СР. Поскольку квазигидродинамическое приближение хорошо работает до длин диодов порядка

100 нм, а при меньших длинах ошибка расчетов увеличивается, то погрешность расчетов СР этим методом была больше, чем для диодов Ганна, что коррелирует с данными [17]. Поэтому при проведении моделирования СР расчеты в квазигидродинамическом приближении использовались для сравнения, а основные расчеты проводились методом Монте-Карло.

Далее сравним методы измерений, использованные в рамках данной работы с известными из литературы. Ранее в главе 1 была представлена информация о методе электрических измерений температуры в транзисторах. Данный метод позволяет определить температуру канала структуры с двумерным электронным газом и тепловое сопротивление. Прежде всего он включает в себя калибровку прямого напряжения затвора транзистора, как функции от температуры. В этом смысле метод импульсных измерений удобнее, так как позволяет получить вольт-амперные характеристики, в которых сразу исключено влияние нагрева структур. Для электрических измерений в [38] использованы длительности импульсов 1-10 мкс, а для импульсных измерений, проведенных в рамках данной работы – 10-50 нс, что позволило избежать нагрева. Еще одним преимуществом является то, что используемый в данной работе метод импульсных измерений позволял получать на экране осциллографа импульсы тока и напряжения от времени, на которых легко было найти участок отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП). Таким образом можно было быстро определить структуры с большим ОДП, т.е. предложенный в работе метод удобен для экспресс отбраковки годных диодов из большой партии изготовленных.

Использованный в 4.4.1 метод анализа качества полупроводниковых структур с двумерным электронным газом позволит в будущем проводить входной контроль полупроводниковых структур с целью отбраковки некачественных исходных структур. Последнее важно при изготовлении диодов с высокими (терагерцовыми) предельными частотами функционирования, так как технологические дефекты снижают скорость носителей заряда за счет рассеяния, что будет сказываться на предельных параметрах диодов. Аналогичный метод анализа наличия дефектов может быть в будущем применен и для исследований влияния радиационного облучения на структуры.

Выводы к главе 4

1. Предложенная в работе установка для измерения импульсных вольт-амперных характеристик позволила провести анализ влияния нагрева структуры диодов на формирование отрицательной дифференциальной проводимости на ВАХ диодов и различать низкочастотные (тепловые) и высокочастотные (междолинные переходы) процессы влияющие на ОДП. Установка для измерения вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик при комнатной и отрицательных температурах позволила проводить измерения в диапазоне температур, в

котором функционируют приборы в радиоэлектронных приборах СВЧ диапазона. Преимущество установки в возможности измерений бескорпусных структур и диодов с помощью зондового устройства.

2. Результаты вольт-фарадных измерений параметров структур с двумерным электронным газом, позволили рассчитать их профиль легирования, а примененный метод проводимости позволил обнаружить наличие технологических дефектов в слое с двумерным газом. Последнее важно для анализа параметров транспорта электронов, обуславливающих предельные частоты планарных диодов Ганна.

3. Получен уровень радиационной стойкости к нейтронному облучению (~ 1 МэВ) диодов на основе симметричных GaAs/AlAs 30-периодных сверхрешеток, при котором ток снижается в 2 раза. Согласно расчету он составляет 10^{15} н/см², согласно эксперименту – не менее 10^{14} н/см². Экспериментально показано, что величина максимального тока после радиационного воздействия с флюенсом 10^{13} н/см² и дозой γ -квантов 10^5 рад снижается на 10%. Получено, что уровень стойкости планарных диодов Ганна на *1-2 порядка больше*, чем для объемных диодов Ганна классической конструкции [27, 29], что говорит о перспективности применения планарных диодов Ганна в аппаратуре специального назначения.

4. Предложенный комплекс методов на основе квазигидродинамической модели и метода Монте-Карло позволил рассчитать параметры квазибаллистических диодов на основе 6-, 18-, 30-, 70- и 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток и объяснить их функционирование в терагерцовом диапазоне частот. Сравнение экспериментальной и расчетной вольт-амперных характеристик для диодов на основе сверхрешеток подтвердило, что положение минизоны рассчитано правильно. Исследования, проведенные для структур с шестью периодами показали, что применение коротких структур в диодах на основе сверхрешеток позволяют расширить частотный диапазон таких устройств до 10 ТГц.

5. Исследование процесса «разрыва» минизоны показало, что диоды работающие на основе режима «разрыва» минизоны имеют рекордные предельные частоты работы до 5.3 ТГц (эксперимент) и до 10 ТГц (теория).

6. В результате расчетов по предложенной модели и экспериментов впервые показано, что при работе квазибаллистических диодов на основе 6-, 18-, 30-, 70- и 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток в составе умножителя терагерцового сигнала, когда величина рассеиваемой мощности накачки на диоде имеет величину 5–10 мВт, температура нагрева активной области диода составила 100–200°C, что значительно влияет на работу исследуемого диода.

7. Сравнение процесса транспорта электронов и формирования домена в диоде Ганна и сверхрешетках показало, что благодаря иному механизму формирования отрицательной дифференциальной проводимости, диоды на основе сверхрешеток более перспективны (выше предельные частоты), чем планарные диоды Ганна.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты работы можно свести к следующим:

1. Впервые предложен метод моделирования транспорта электронов в GaAs/AlAs СР диодах с помощью комплекса аналитической и численных моделей в квазигидродинамическом приближении и на основе метода Монте-Карло с учетом сопротивления переходных слоев сверхрешеток, их нагрева протекающим током, влияния гамма-нейтронного облучения.

Практически значимо, что разработана компьютерная программа для проведения моделирования транспорта электронов в GaAs/AlAs сверхрешетках терагерцовых диодов. Получены сравнительные характеристики диодов на основе 6-, 18-, 30-, 70- и 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток: паразитные сопротивления контактов ($2 \cdot 10^{-7}$ Ом·см²) и переходных областей сверхрешеток ($1.67 \cdot 10^{-8}$ Ом·см²), удельного падения напряжения на одном периоде сверхрешетки для второго экстремума (для диода на основе 6-периодной СР превышает отношение ширины минизоны к заряду электрона).

Предложен комплекс методов на основе квазигидродинамического приближения и метода Монте-Карло для расчета параметров СР диодов, позволяющий учитывать сопротивление переходных слоев СР, нагрев диодов протекающим током и влияние радиационного воздействия. Таким образом положение №1 выносимое на защиту доказано.

2. Впервые теоретически и экспериментально установлена эффективность функционирования диодов в режиме «разрыва» минизоны в диодах на основе 6-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток вплоть до предельных частот работы диодов равных 5.3 ТГц. Проведенное в данной работе сравнение режимов работы диодов показывает, что при увеличении напряжения смещения выше второго максимума на ВАХ среднее напряжение на СР таково, что на одном периоде падает напряжение выше, чем отношение ширины минизоны к заряду электрона. Это приводит к «разрушению» («разрыву») минизоны.

Практически значимо, что теоретически и экспериментально было показано, что диоды на основе малопериодных (≤ 6) СР, обладают рекордной частотой автогенерации 200-250 ГГц. Исходя из сопротивления и емкости активной области диода, определённых согласно эквивалентной схеме, предельная частота работы: $1/(2\pi RC) \approx 3$ ТГц. Впервые проведена оптимизация конструкции сверхрешеток и показано, что эффективность работы малопериодных сверхрешеток во многом определяется переходными областями, расположенными на краях СР. Ширина минизоны СР составила 24 мэВ. Предложена модель функционирования квазибаллистического диода на основе 6-периодной СР в режиме «разрыва» минизоны, который имеет рекордные предельные частоты работы (до 5.3 ТГц согласно экспериментальным данным и до 10 ТГц согласно теории). Таким образом положение №2

выносимое на защиту доказано.

3. Впервые теоретически и экспериментально проведен анализ процессов транспорта электронов в диодах на основе GaAs/AlAs сверхрешеток с учетом нагрева структур протекающим током в импульсном и непрерывном режимах.

Практически значимо, что разработан стенд для измерений импульсных ВАХ в диапазоне температур от $-160\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $+160\text{ }^{\circ}\text{C}$, с помощью которого, измерены параметры первого и второго экстремумов на ВАХ диодов на основе СР и проведено их сопоставление с характерными параметрами, реализуемыми при работе диодов в ТГц измерительном стенде, что позволило исследовать работу диодов в режиме «разрыва» минизоны.

Результаты экспериментальных и теоретических исследований распределения температуры в структурах диодов на основе СР позволили зарегистрировать изменение отрицательной дифференциальной проводимости (до 3 раз) диодов в составе умножителя терагерцового сигнала. Таким образом положение №3 выносимое на защиту доказано.

4. Впервые теоретически и экспериментально рассмотрено влияние гамма-нейтронного облучения на диоды на основе GaAs/AlAs сверхрешеток.

Практически значимо, что определены уровни радиационной стойкости к гамма- и гамма-нейтронному облучению диодов на GaAs/AlAs сверхрешетках (до 10^{15} см^{-2} , 10^7 рад) и планарных GaAs диодов Ганна (до 10^{14} см^{-2} , 10^6 рад). Показано, что возникновение порогового напряжения «отпираания» диода, связанное с изменением свойств его контактов, не приводит к катастрофическому отказу диодов – область отрицательной дифференциальной проводимости на ВАХ диодов сохраняется, т.е. функционально диод после облучения работоспособен и может использоваться в радиационно-стойких детекторах и умножителях терагерцового диапазона частот. Проведено сравнение радиационной стойкости изучаемых диодов друг с другом, а также с другими приборами известными из научной литературы.

Экспериментальные и теоретические результаты исследований уровня радиационной стойкости диодов на GaAs/AlAs сверхрешетках к гамма-нейтронному облучению показали, что ток снижается на 50 % при флюенсе нейтронов 10^{15} н/см^2 (расчет) и не менее $5\cdot 10^{14}\text{ н/см}^2$ и дозе гамма-излучения 10^6 рад (эксперимент). Положение №4 выносимое на защиту доказано.

Цель работы - построение физико-топологических моделей и проведение экспериментальных исследований транспорта электронов в терагерцовых диодах на основе GaAs/AlAs сверхрешеток с учетом гамма- и гамма-нейтронного воздействия достигнута.

Работа выполнена в рамках базовой части Государственного задания, проект 0729-2020-0057.

СПИСОК ОСНОВНЫХ ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

A1. Оболенская Е.С., Чурин А.Ю., Оболенский С.В., Мурель А.В., Шашкин В.И. Радиационная стойкость планарных диодов Ганна с дельта-легированным слоем // Физика и техника полупроводников, т. 49, вып. 11, с. 1507 - 1515, 2015. (Obolenskaya E. S., Churin A. Yu., Obolensky S. V., Murel A. V., Shashkin V. I. On the radiation resistance of planar Gunn diodes with δ -doped layers // Semiconductors, v. 49, p. 1459–1467, 2015.)

A2. Оболенская Е.С., Тарасова Е.А., Хананова А.В., Оболенский С.В., Земляков В.Е., Егоркин В.И., Неженцев А.В., Сахаров А.В., Цацульников А.Ф., Лундин В.В., Заварин Е.Е., Медведев Г.В. Теоретические и экспериментальные исследования вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик HEMT структур и полевых транзисторов. Физика и техника полупроводников, т.50, вып.12, с.1599-1604, 2016. (Obolenskaya E.S., Tarasova E.A., Khananova A. V., Obolenskii S.V., Zemlyakov V.E., Egorkin V. I., Nezhentsev A. V., Sakharov A. V., Tsatsulynikov A. F., Lundin V. V., Zavarin E. E., Medvedev G. V. Theoretical and Experimental Studies of the Current–Voltage and Capacitance–Voltage of HEMT Structures and Field-Effect Transistors // Semiconductors, v. 50, № 12, p. 1599–1604, 2016.)

A3. Оболенская Е.С., Тарасова Е.А., Чурин А.Ю., Оболенский С.В., Козлов В.А. Исследование генерации СВЧ сигналов в планарном диоде Ганна с учетом радиационного облучения // Физика и техника полупроводников, т. 50, вып. 12, с. 1605-1609, 2016. (Obolenskaya E. S., Tarasova E. A., Churin A. Yu., Obolensky S. V., Kozlov V. A. Microwave-Signal Generation in a Planar Gunn Diode with Radiation Exposure Taken into Account // Semiconductors, v. 50, № 12, p. 1579–1583, 2016.)

A4. Оболенская Е.С., Иванов А.С., Павельев Д.Г., Козлов В.А., Васильев А.П. Сравнение особенностей транспорта электронов и субтерагерцовой генерации в диодах на основе 6-, 18-, 30-, 70- и 120-периодных сверхрешеток GaAs/AlAs // Физика и техника полупроводников, т. 53, вып. 9, с. 1218 - 1223, 2019. (Obolenskaya E. S., Ivanov A. S., Pavelyev D. G., Kozlov V. A., Vasilev A. P. Comparison of the Features of Electron Transport and Subterahertz Generation in Diodes Based on 6-, 18-, 70-, and 120-Period GaAs/AlAs Superlattices // Semiconductors, v. 53, № 9, p. 1192 – 1197, 2019.)

A5. Оболенская Е.С., Павельев Д.Г., Васильев А.П., Козлов В.А., Оболенский С.В., Устинов В.М. Оптимизация параметров сверхрешетки для диодов терагерцового диапазона частот // Физика и техника полупроводников, т. 51, вып. 11, с. 1493 - 1497, 2017. (Pavelyev D. G., Vasilev A. P., Kozlov V. A., Obolenskaya E. S., Obolensky S. V., Ustinov V. M. Optimization of the Superlattice Parameters for THz Diodes // Semiconductors, v. 51, № 11, p. 1439–1443, 2017.)

A6. Obolenskaya E. S., Pavelyev D.G., Kozlov V. A., Obolensky S.V., Ustinov V.M., Vasilev A.P. Increase of self-oscillation and transformation frequencies in THz diodes // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology, v. 8, № 2, p. 231 - 236, 2018.

A7. Е.С. Оболенская, Д.Г. Павельев, А.П. Васильев, В.А. Козлов, Ю.И. Кошуринов, С.В. Оболенский, В.М. Устинов. Диодные гетероструктуры для приборов терагерцового диапазона частот // Журнал Радиоэлектроники, № 1, 2016, с. 1-14.

A8. Оболенская Е.С., Павельев Д.Г., Васильев А.П., Козлов В.А., Кошуринов Ю.И., Оболенский С.В., Устинов В.М. Моделирование транспорта электронов в малопериодных GaAs/AlAs сверхрешетках для терагерцового диапазона частот // Физика и техника полупроводников, т. 50, вып. 11, с.1548 - 1553, 2016. (Pavelyev D. G., Vasilev A. P., Kozlov V. A., Koschurinov Yu. I., Obolenskaya E. S., Obolensky S. V., Ustinov V. M. Simulation of Electron Transport in GaAs/AlAs Superlattices with a Small Number of Periods for the THz Frequency Range // Semiconductors, v. 50, № 11, p. 1526–1531, 2016.)

A9. Оболенская Е.С, Павельев Д.Г., Васильев А.П., Козлов В.А. Радиационная стойкость терагерцовых диодов на основе GaAs/AlAs сверхрешеток // Физика и техника полупроводников, т. 52, вып. 11, с. 1337 – 1345, 2018. (Pavelyev D. G., Vasilev A. P., Kozlov V. A., Obolenskaya E. S. Radiation Resistance of Terahertz Diodes Based on GaAs/AlAs Superlattices // Semiconductors, v. 52, № 11, p. 1448–1456, 2018.)

A10. Оболенская Е.С., Забавичев И.Ю., Потехин А.А., Пузанов А.С., Козлов В.А., Оболенский С.В. Транспорт горячих носителей заряда в Si, GaAs, InGaAs и GaN субмикронных полупроводниковых структурах с нанометровыми кластерами радиационных дефектов // Физика и техника полупроводников, т. 51, вып. 11, с. 1489 – 1492, 2017. (Obolenskaya E. S., Zabavichev I. Yu., Potekhin A. A., Puzanov A. S., Obolensky S. V., Kozlov V. A. Transport of Hot Charge Carriers in Si, GaAs, InGaAs, and GaN Submicrometer Semiconductor Structures with Nanometer-Scale Clusters of Radiation-Induced Defects // Semiconductors, v. 51, № 11, p. 1435–1438, 2017.)

A11. Оболенская Е.С., Потехин А.А., Забавичев И.Ю., Васин А.А., Тарасова Е.А., Хананова А.А., Линев А.В., Иванов А.Б., Пузанов А.С., Оболенский С.В. Применение физико-топологического моделирования для анализа радиационной стойкости серийных полупроводниковых приборов. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру, № 4, 2018, с. 10-17.

A12. Оболенская Е.С., Чурин А.Ю., Оболенский С.В., Мурель А.В., Шашкин В.И. Радиационная стойкость планарных диодов Ганна. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру, № 2, 2015, с. 33-36.

A13. Оболенская Е.С., Оболенский С.В., Тарасова Е.А. Особенности анализа вольт-фарадных характеристик транзисторов Шоттки при оценке уровня радиационной стойкости. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру, № 4, 2012, с. 9-11.

A14. Оболенская Е.С., Венедиктов М.М., Киселев В.К., Оболенский С.В. Оценка воздействия ионизирующих излучений на электронные компоненты по результатам испытаний ограниченных выборок. Журнал радиоэлектроники, № 1, 2017, с. 1-17.

A15. Оболенская Е.С., Оболенский С.В., Тарасова Е.А. Тепловая модель мощных полевых транзисторов. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру, № 4, 2012, с. 12-14.

СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Glyavin M.Yu., Luchinin A. G., Golubiatnikov G.Yu. Generation of 1.5-kW, 1-THz Coherent Radiation from a Gyrotron with a Pulsed Magnetic Field // *Physical Review Letter*, 2008, v.100, 015101.
2. Кулипанов Г.Н. Лазеры на свободных электронах: новый этап развития // *Наука в Сибири*, 2010, № 50 с. 2785.
3. Carr G. L., Michael C. Martin, Wayne R. McKinney, Jordan K., George R. Neil, Williams G. P. High-power terahertz radiation from relativistic electrons // *Nature*, 2002, v.420, p. 6912.
4. Mathis Y.-L., Gasharova B., Moss D. Terahertz Radiation at ANKA, the New Synchrotron Light Source in Karlsruhe // *Journal of Biological Physics*, 2003, v. 29, p. 313—318.
5. Carr G.L., Martin M.C., Mckinney W.R., Jordan K., Neil G.R., Williams G.P. Very High Power THz Radiation Sources // *Journal of Biological Physics*, 2003, v. 29, p. 319—325.
6. R. Köhler, Alessandro Tredicucci, Fabio Beltram, Harvey E. Beere, Edmund H. Linfield, A. Giles Davies, David A. Ritchie, Rita C. Iotti, Fausto Rossi. Terahertz semiconductor-heterostructure laser// *Nature*, 2002, v. 417, p. 156—159.
7. Alekseev E., Pavlidis D. GaN Gunn diodes for THz signal generation // *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, 2000, v. 3, p. 1905-1908.
8. Masashi Tachiki, Shouta Fukuya, Tomio Koyama. Mechanism of Terahertz Electromagnetic Wave Emission from Intrinsic Josephson Junctions // *Physical Review Letters*, 2009, v.102 № 12, 127002.
9. Ahid S. Hajo, Oktay Yilmazoglu, Franko Kueppers, Armin Dadgar, Thomas Kusserow. Reliable GaN-based THz Gunn diodes with side-contact and field-plate technologies // *IEEE Access*, 2020, v.8, p. 84116 -84122.
10. Bishop W.L., Marazita S. M., Wood P. A. D., Crowe T. W. A Novel Structure and Fabrication Process for Sub-Quarter-Micron THz Diodes // *Seventh International Symposium on Space Terahertz Technology*, March 12-14, University of Virginia, Charlottesville, 1996, p.511 – 524.
11. Feiginov M. Frequency Limitations of Resonant-Tunnelling Diodes in Sub-THz and THz Oscillators and Detectors // *Journal of infrared, millimeter and terahertz waves*, 2019, v.40, p.365-394.
12. Johanna Hanning. HBV diodes for THz applications. Design of a heterostructure barrier varactor frequency tripler for a 630 GHz output: thesis for the degree of Master of Science in Wireless and Photonics Engineering, Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden, 2011.
13. Павельев Д.Г., Демарина Н.В., Кошуринов Ю.И., Васильев А.П., Семенова Е.С., Жуков А.Е., Устинов В.М. Характеристики планарных диодов терагерцового диапазона частот, на

основе сильно легированных GaAs/AlAs-сверхрешеток // Физика и техника полупроводников, 2004, т. 38, вып.9, с.1141-1146.

14. Павельев Д.Г., Кошуринов Ю.И., Иванов А.С., Панин А.Н., Вакс В.Л., Гавриленко В.И., Антонов А.В., Устинов В.М., Жуков А.Е. Экспериментальное исследование умножителей частоты на полупроводниковых сверхрешетках в терагерцовом диапазоне частот // Физика и техника полупроводников, 2012, т. 46, вып.1, с. 125-129.

15. Демарина Н.В., Оболенский С.В. Электронный транспорт в нанометровых GaAs структурах при радиационном воздействии // Журнал технической физики, 2002, № 1, с. 66-71.

16. Волкова Е.В., Оболенский С.В. Экспериментальное исследование структуры кластеров радиационных дефектов в GaAs с помощью квазибаллистических электронов // Физика и химия обработки материалов, 2005, №3, с.29.

17. С.В. Оболенский. Предел применимости локально-полевого и квазигидродинамического приближения при расчетно-экспериментальной оценке радиационной стойкости субмикронных полупроводниковых приборов. // Изв. ВУЗов: Электроника, 2003, №6, с.31-68.

18. Оболенский С.В. Моделирование структуры кластера радиационных дефектов в полупроводниках при нейтронном облучении // Известия ВУЗов: Электроника, 2003, №4, с.49-55.

19. Тарасова Е.А., Демидова Д.С., Оболенский С.В., Фефелов А.Г., Дюков Д.И. Моделирование мощных НЕМТ при облучении квантами высоких энергий // Физика и техника полупроводников, 2012, т. 46, вып. 12, с.1587 - 1592.

20. Тарасова Е.А., Хананова А.В., Оболенский С.В., Земляков В.Е., Свешников Ю.Н., Егоркин В.И., Иванов В.А., Медведев Г.В., Смотрин Д.С. Исследование распределения электронов в GaN и GaAs структурах после гамма-нейтронного облучения // Физика и техника полупроводников, 2016, т. 50, вып. 3, с. 331-338.

21. Тарасова Е.А., Оболенский С.В. Моделирование тепловых полей в мощных InAlAs / InGaAs полевых транзисторах 0.1...0.3 ТГц диапазона частот // Вестник ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 2011, № 5, с.348–353.

22. Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А., Волкова Е.В., Павельев Д.Г. Высокочастотное детектирование процессов формирования и стабилизации кластера радиационных дефектов в полупроводниковых структурах. // Физика и техника полупроводников, 2015, т. 49, вып.12, с.1585-1592.

23. Charles P Baylis, Dunleavy L.P. Performing and analyzing pulsed current-voltage measurements // High Frequency Electronics, 2004, p.64-69.

24. Subash Khanal, Tero Kiuru, Juha Mallat, Antti V. Räisänen, Tapani Närhi. New verification routine for pulsed I–V and transient current measurement setup applied to a THz Schottky diode // Proceedings of the 43rd European Microwave Conference, 2013, Nuremberg, Germany, p.1279-1282.
25. Laurent T., Sharma R., Torres J., Nouvel P., Blin S., Palermo C., Varani L., Cordier Y., Chmielowska M., Faurie J.-P., Beaumont B. Measurement of Pulsed Current–Voltage Characteristics of AlGaIn/GaN HEMTs from Room Temperature to 15 K // Acta Physica Polonica A, 2011, vol.119, p.196-198.
26. Warren G.J., Brand S., Abram R.A., Kelsall R.W. Simulation of electron transport in a (GaAs)₁₂/(AlAs)₁₂ superlattice // Semiconductor Science and Technology, 1991, v. 6, № 8, p. 784-789.
27. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов. – М.: Энергия, 1973.
28. Пожела Ю. Физика быстродействующих транзисторов. - Вильнюс: Мокслас, 1989.
29. Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия. – М.: Мир, 1991.
30. Khalid A., Pilgrim N.J., Dunn G.M., M. C. Holland, C. R. Stanley, I. G. Thayne, and D. R. S. Cumming. A Planar Gunn Diode Operating Above 100 GHz. // Electron Device Letters, 2007, v. 28, № 10, p.849-851.
31. Гаман В.И. Физика полупроводниковых приборов. - Томск, Изд. Томского университета, 1989.
32. Feiginov M., Hidetoshi Kanaya, Safumi Suzuki, Masahiro Asada. Operation of resonant-tunneling diodes with strong back injection from the collector at frequencies up to 1.46 THz // Appl. Phys. Lett., 2014, v. 104, №.24, p. 243509-243509-4.
33. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. - М.: Наука, 1977.
34. Зулиг Р. Радиационные эффекты в ИС на GaAs // Арсенид галлия в микроэлектронике / Под ред. Айнспрука Н., Уиссмана У. - М.: Мир, 1988.
35. Ансельм А.И. Введение в теорию полупроводников. - М.: Наука, 1978.
36. Коноплева Р.Ф., Остроумов В.Н. Взаимодействие заряженных частиц высоких энергий с германием и кремнием. - М.: Атомиздат, 1975.
37. Пожела Ю. Диффузия горячих электронов. – Вильнюс: Мокслас, 1981.
38. Полевые транзисторы на арсениде галлия. / Под ред. Ди Лоренцо Д.В., Канделуола Д.Д. - М.: Радио и связь, 1988.
39. Оболенский С.В. Определение электрофизических констант GaAs при радиационном воздействии // «Разработка радиационно-стойких полупроводниковых систем связи и прецизионных измерений с использованием шумового анализа»: Труды II международного совещания, Н.Новгород, 12-13 апреля 2002, - Н.Новгород: ННГУ. - 2002. - С. 146-155.

40. Н.М. Тугов, В.А. Глебов, Н.А. Чарыков. Полупроводниковые приборы. - М: Энергоатомиздат, 1990.
41. Ballantyne, J.M., ed. Proceedings of the N.S.F. Workshop on Opportunities for Microstructure Science, Engineering and Technology // Ithaca: Cornell Univ. Press, New York, 1979.
42. Poornakarthik Nakkala. Pulsed I-V and RF characterization and modeling of AlGaIn HEMTs and Graphene FETs: thesis for the degree of Doctor of Science, Universiter de Limoges, 2015.
43. Ладыгин Е.А. Действие проникающей радиации на изделия электронной техники. - М.: Сов.радио, 1980.
44. Коршунов Ф.П., Гатальский Г.В., Иванов Г.М. Радиационные эффекты в полупроводниковых приборах. - Минск. Наука и техника, 1978.
45. Оболенский С.В. Моделирование структуры кластера радиационных дефектов в полупроводниках при нейтронном облучении // Известия вузов: Электроника, 2002, № 6, с. 67-71.
46. Оболенский С.В., Демарина Н.В. Моделирование радиационной стойкости диода Ганна // Наука производству, 1998, № 12, с. 12-16.
47. В.Т. Громов, М.А. Китаев, Е.В. Киселева, В.А. Козлов, С.В. Оболенский, В.П. Шукайло. Формирование квантовых отверстий при нейтронном облучении квазибаллистического полевого транзистора // Микроэлектроника, 2005, т. 34, № 6. с. 424-430.
48. Chen Chao, Tian Ben-Lang, Liu Xing-Zhao, Dai Li-Ping, Deng Xin-Wu, Chen Yuan-Fu. The effects of ^{60}Co γ -ray irradiation on the DC characteristics of enhancement-mode AlGaIn/GaN high-electron-mobility transistors // Chinese Physics B, 2012, v. 21, №7, p.078503-1 – 078503-3.
49. Jin Chen. Radiation response and reliability of AlGaIn/GaN HEMTs: thesis for the degree of Master of science, Nashville, Tennessee, 2013.
50. Громов Д.В. Теоретический анализ и экспериментальное исследование функционирования сверхвысокочастотных интегральных схем на арсениде галлия при воздействии радиационных и электромагнитных излучений: Дис. д.т.н., Москва, 2001 г.
51. Esaki L. New phenomena in narrow germanium p—n junction // Physical Review, 1958, v. 109, p. 603.
52. Серебренников. П. С. Взаимодействие протонов с энергией 660 МэВ с легкими ядрами: Канд. дис., ЛПИ им. М. И. Калинина, 1959.
53. Chynoweth A. G., Feldman W, Logan R. A. Excess tunnel current in silicon Esaki junctions // Physical Review, 1961, v. 121, № 3, p.684.
54. Aukerman L. W., Millea M. F. Band-filling current in heavily doped GaAs diodes // Journal of Applied Physics, 1965, v. 36, № 8, p. 2585.

55. Sah C. T. Observation of indirect tunneling via impurity states in narrow silicon junctions // Bulletin of the American Physical Society, 1960, v. 5, № 7.
56. Longo T. A. On the nature of the maximum and minimum currents in germanium tunnel diodes // Bulletin of the American Physical Society, 1960, v. 5, № 3.
57. Claassen R. S. Excess and hump current in Esaki diodes // Bulletin of the American Physical Society, 1960, v. 5, № 6.
58. Pierce C. B., Sander H. H., Kantz A. D. Radiation induced hump structure in the I—V characteristics of Esaki diodes // Journal of Applied Physics, 1962, v. 33, № 10.
59. Danilov I., deSouza J.P., Boudinov H., Murel A.V., Daniltsev V.M., Shashkin V.I. Electrical isolation of a silicon delta-doped layer in GaAs by ion irradiation // Applied Physics Letters, 1999, v. 75, №13, p. 1917-1919.
60. Германенко А.В., Миньков Г.М., Негашев С.А., Рут О.Е., Хрыкин О.И., Шашкин В.И., Данильцев В.М. Характеризация δ -легированных слоёв GaAs с использованием сильных магнитных полей // В сб.: Матер. совещ. «Нанопотоника», Нижний Новгород, 2000, с. 78-79.
61. Lukashin V.M., Pashkovskiy A.B., Zhuravlev K.S., Toropov A.I., Lapin V.G., Golant E.I., Kapralova A.A. Peculiarities of electron transport in pHEMT on donor-acceptor doping heterostructures // 23rd International Crimean Conference Microwave & Telecommunication Technology, Sevastopol, 2013, с. 122.
62. Оболенский С.В., Китаев М.А. Исследование процессов генерации в баллистическом полевом транзисторе // Микроэлектроника, 2001, № 1, с. 10-15.
63. Дюков Д.И., Баев А.В., Качемцев А.Н. Проектирование радиационно-стойких GaAs транзисторов, МИС и модулей СВЧ // Материалы XV отраслевого координационного семинара по СВЧ технике, Нижний Новгород, Россия, 2007, с. 82-86.
64. Schomburg E., Brandl S., Renk K.F., Ledentsov N.N., Ustinov V.M., Zhukov A.E., Kovsh A.R., Egorov A.Yu., Kyutt R.N., Volovik B.V., Kop'ev P.S., Alferov Zh.I., Rosenauer A., Litvinov D., Gerthsen D., Pavel'ev D.G., Koschurinov Y.I. Miniband transport in a semiconductor superlattice with submonolayer barriers // Physics Letters A, 1999, v.262 (4–5), p. 396-401.
65. Грибковский В. П. Теория поглощения и испускания света в полупроводниках. - Минск, «Наука и техника», 1975.
66. Агаханян Т.М., Аствацатурьян Е.Р., Скоробогатов П.К. Радиационные эффекты в интегральных микросхемах. - М.: Энергоатомиздат, 1989.
67. Хокни Р., Иствуд Дж. Численное моделирование методом частиц. - М.: Мир, 1987.
68. Reiser M. On the stability of finite difference schemes in transient semiconductor problems // Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 1973, № 2, p. 65-68.

69. Кладько В.П., Пляцко В.П. О влиянии легирующей примеси на процесс формирования разупорядоченных областей в GaAs при облучении быстрыми нейтронами // Физика и техника полупроводников, 1998, № 3, с. 261-265.
70. Винецкий В.Л., Холодарь Г.А. Радиационная физика полупроводников. - Киев: Наукова думка, 1979.
71. Коноплева Р.Ф., Остроумов В.Н.. Взаимодействие заряженных частиц высоких энергий с германием и кремнием. - М., Атомиздат, 1975.
72. S.V. Obolensky, A.V. Murel, N.V. Vostokov and V.I. Shashkin. Simulation of the Electron Transport in a Mott Diode by the Monte Carlo Method // IEEE Transactions on Electron Devices, 2011, v. 58, № 8, p.2507-2510.
73. Тагер А.С., Вальд-Перлов В.М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. - М., Сов. радио, 1968.
74. J.P. Biersak. Computer simulations of sputtering. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res., 1987, v.27, № 1, p. 21-36.
75. Gossik B.R. Disordered region in semiconductors bombarded by fast neutron // J.Appl. Phys., 1954, № 9, p. 1214-1218.
76. Shashkin V. I., Danil'tsev V. M., Demidov E. V., Murel A. V., Shuleshova I. Yu. GaAs FET with a sub-surface delta-doped channel // 22nd International Crimean Conference "Microwave & Telecommunication Technology", Sevastopol, Crimea, 2012, с. 733.
77. Pavelyev D.G., Skryl A.S., Bakunov M.I. High-resolution broadband terahertz spectroscopy via electronic heterodyne detection of photonicallу generated terahertz frequency comb // Opt. Lett, 2014, v. 39, № 19, p. 5669-5672.
78. Skryl A.S., Pavelyev D.G., Tretyakov M.Y., Bakunov M.I. High-resolution terahertz spectroscopy with single tunable frequency comb // Optics Express, 2014, v. 22, № 26, p. 32276-32281.