Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук

На правах рукописи

Ячменев Александр Эдуардович

ФИЗИКО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ФОРМИРОВАНИЯ СИСТЕМ ПРОВОДЯЩИХ НАНОНИТЕЙ ИЗ АТОМОВ ОЛОВА

05.27.01 – твердотельная электроника, радиоэлектронные компоненты, микрои наноэлектроника, приборы на квантовых эффектах

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

Член-корреспондент РАН, Доктор физико-математических наук В. И. Рыжий

Москва, 2016

Автор:

СОДЕРЖАНИЕ

Список используемых сокращений	4
Введение	5
1. Актуальность темы	5
2. Цель и задачи работы	6
3. Научная новизна работы	7
4. Практическая значимость работы	7
5. Основные положения, выносимые на защиту	9
6. Достоверность научных положений, результатов и выводов	9
7. Личный вклад соискателя	10
8. Объем и структура работы	10
9. Апробация работы	10
10. Публикации по теме диссертации	11
11. Список опубликованных работ по теме диссертации в журналах,	
вошедших в перечень ВАК	11
12. Список опубликованных работ по теме диссертации в	
других печатных изданиях	12
Глава 1. Обзор научно-технической литературы	14
1.1 Литографические методы	15
1.2 Формирование НН на фасетированных и вицинальных поверхностях.	17
1.3 Эпитаксиальное выращивание вертикальных нанонитей	29
1.4 Выводы по первой главе	40
Глава 2. Технологическое оборудование и методы исследования	41
2.1 Молекулярно-лучевая эпитаксия	41
2.1.1 Схема установки МЛЭ Riber 32 Р	50
2.2 Дифракция быстрых электронов на отражение	53
2.3 Измерение эффекта Холла	56
2.4 Спектроскопия фотолюминесценции	61
2.5 Выводы по второй главе	62

Глава 3. Создание потенциального рельефа при дельта-легировании	
оловом слоев GaAs/AlGaAs	62
3.1 Теоретическое исследование возможности декорирования	
оловом краев террас вицинальной поверхности	62
3.2 Калибровка молекулярного источника олова	72
3.3 Подготовка и выглаживание поверхности кристалла GaAs	
перед декорированием краев террас атомами олова	76
3.4 Декорирование краев террас вицинальной поверхности	
атомами олова	85
3.5 Заращивание высаженных атомов олова	90
3.6 Гомоэпитаксиальные структуры с нанонитями из атомов олова,	
встроенные в кристалл GaAs	90
3.7 PHEMT AlGaAs/InGaAs структуры с профилем легирования	
в виде нанонитей из атомов олова	93
3.8 Выводы по третьей главе	96
Глава 4. Теоретические и экспериментальные исследования	97
4.1 Измерения эффекта Холла	97
4.2 Измерения вольт-амперных характеристик	99
4.3 Исследование токовой нестабильности ВАХ	102
4.4 Спектроскопия фотолюминесценции	106
4.5 Расчет зонной структуры гомоэпитаксиальных образцов	107
4.6 Характеристики полевых транзисторов на основе	
эпитаксиальных наноструктур, содержащих нанонити из атомов олова	114
4.7 Выводы по четвертой главе	117
Выводы	118
Заключение	120
Список литературы	121

Список используемых сокращений

ГС – гетероструктура

НН – нанонити

HEMT (High Electron Mobility Transistor) – транзистор с высокой подвижностью электронов

PHEMT (Pseudomorphic High Electron Mobility Transistor) -

псевдоморфный транзистор с высокой подвижностью электронов

BEP (Beam equivalent pressure) – давление, эквивалентное потоку

HEB (Hot-electron bolometer) – болометр на горячих электронах

СР – сверхрешетка

ДЭГ – двумерный электронный газ

ФЛ – фотолюминесценция

ДБЭО – дифракция быстрых электронов на отражение

МЛЭ – молекулярно-лучевая эпитаксия

МИС – монолитная интегральная схема

ВП – вицинальная поверхность

ЗР – зеркальный рефлекс

КЯ – квантовая яма

СВЧ – сверхвысокая частота

РЭМ – растровая электронная микроскопия

ПЭМ – просвечивающая электронная микроскопия

АСМ – атомно-силовая микроскопия

 $\Pi O\Phi$ – полярные оптические фононы

ВАХ – вольт-амперная характеристика

ОДС – отрицательное дифференциальное сопротивление

ТГц – терагерцовый

введение

1. Актуальность темы

Одним из главных направлений современной науки является создание и изучение свойств наноматериалов. Основными объектами исследования все в большей степени становятся не массивные кристаллы, а тонкие пленки, многослойные тонкопленочные системы, проводящие нанонити и кристаллиты, имеющие наноразмеры (квантовые точки). В таких системах существенно меняется большинство электронных свойств – возникают новые квантоворазмерные эффекты.

Настоящая работа посвящена созданию и изучению электрических свойств нового нанообъекта – системы проводящих нанонитей, расположенных в одной плоскости и состоящих из атомов олова, встроенных в матричный кристалл GaAs. Такая система нанонитей может быть получена в результате декорирования краев атомных террас вицинальной поверхности арсенида галлия атомами олова при дельта-легировании и последующего гомоэпитаксиального заращивания образовавшихся при декорировании атомных цепочек олова.

Образующаяся структура будет представлять собой дельта-легированный слой, в котором атомы олова распределены в плоскости дельта - слоя не однородно, а преимущественно цепочками вдоль краев террас. Притяжение, возникающее между ионизированными атомами цепочки атомов мелкой донорной примеси (которой является олово в арсениде галлия) и электронами способствует локализации электронов вблизи цепочки. Если расстояние между атомами олова в цепочке будет существенно меньше, а расстояние между цепочками атомов существенно больше Боровского радиуса (10 нм для мелкой донорной примеси в арсениде галлия), то волновые функции основных состояний электронов вдоль цепочки будут сильно перекрываться, а между цепочками – нет. Более протяженные в пространстве волновые функции возбужденных состояний могут при этом перекрываться и вдоль, и поперек цепочек. Возникнет совокупность одномерных электронных квантовых

состояний вдоль цепочек и расположенных выше по энергии двумерных состояний, то есть произойдет отщепление уровня одномерного размерного квантования от основного уровня двумерных электронов дельта - легированного слоя.

Степень и характер перекрытия волновых функций будут зависеть от концентрации атомов олова на единицу длины нанонити, которое определяется концентрацией дельта – легирования, и расстояния между нанонитями, которое определяется углом разориентации вицинальной грани относительно сингулярной грани GaAs.

2. Цель и задачи работы

Целью работы являлось создание на основе вицинальных подложек GaAs с разориентацией $0,3^{\circ}$ гомоэпитаксиальных наноструктур, содержащих HH из атомов Sn, встроенные в кристалл GaAs, а также гетероэпитаксиальных PHEMT (Pseudomorphic High Electron Mobility Transistor) структур AlGaAs/InGaAs с профилем δ -легирования в виде HH из атомов Sn.

Для достижения поставленной цели решены следующие задачи:

1. Определены ключевые этапы и разработана технология роста методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) гомо- и гетероэпитаксиальных наноструктур, содержащих НН из атомов олова;

2. Исследованы электрофизические свойства (концентрация и подвижность двумерных электронов) гомо и гетероэпитаксиальных образцов наноструктур с НН из атомов олова с эффекта Холла;

3. Измерены вольт-амперные характеристики (ВАХ) гомо и гетероэпитаксиальных образцов наноструктур с НН из атомов олова и исследованы особенности токовой нестабильности в гомоэпитаксиальных образцах;

4. Исследованы оптические свойства гетероэпитаксиальных AlGaAs/InGaAs РНЕМТ образцов наноструктур с НН из атомов олова с помощью измерений спектроскопии фотолюминесценции;

5. Разработан и исследован полевой транзистор на основе изготовленной AlGaAs/InGaAs PHEMT наноструктуры с профилем δ-легирования в виде HH из атомов олова.

6. Проведено численное моделирование зонной структуры гомоэпитаксиального образца с НН из атомов олова для оценки возможности использования его для изготовления болометра на горячих электронах;

7. Проведен анализ и обобщение полученных теоретических и экспериментальных данных.

3. Научная новизна работы

1. Впервые определена совокупность оптимальных параметров МЛЭ роста, позволяющая расположить атомы Sn преимущественно вдоль краев террас с сохранением расположения во время заращивания как для гомо-, так и гетероструктур;

2. Впервые изготовлена PHEMT наноструктура AlGaAs/InGaAs на вицинальной подложке GaAs с профилем δ-легирования в виде HH из атомов Sn и исследованы ее электрофизические и оптические свойства;

3. Впервые обнаружена анизотропия тока насыщения при протекании тока вдоль и поперек НН из атомов олова для PHEMT наноструктуры AlGaAs/InGaAs;

4. Впервые изготовлен полевой транзистор на основе РНЕМТ наногетероструктуры AlGaAs/InGaAs с профилем δ-легирования в виде НН из атомов олова и измерены его СВЧ характеристики;

5. Впервые проведены исследования колебаний тока в реальном масштабе времени в зависимости от тянущего напряжения и светового воздействия при протекании тока перпендикулярно НН из атомов олова в гомоэпитаксиальных структурах.

6. Впервые проведен расчет зонной структуры гомоэпитаксиальных образцов с НН из атомов олова и сделана оценка применимости таких структур для изготовления болометра на горячих электронах;

4. Научная и практическая значимость работы

Полученные результаты диссертационной работы расширяют известные ранее представления об электронном транспорте и структурных особенностях эпитаксиальных структур, содержащих НН, а также описывают свойства новой предложенной конструкции структур на основе PHEMT AlGaAs/InGaAs с профилем легирования в виде HH из атомов олова.

Практическая ценность работы связана с тем, что полученные и исследованные РНЕМТ наногетероструктуры с профилем легирования в виде НН из атомов олова могут применяться в качестве базового материала компонентной базы СВЧ электроники для создания полевых транзисторов и монолитных интегральных схем (МИС) СВЧ диапазона благодаря превосходящим параметрам электронного транспорта по сравнению с приборами, изготовленными на базе традиционных PHEMT AlGaAs/InGaAs структур. Таким образом, результаты данной диссертационной работы позволяют увеличить быстродействие СВЧ приборов на основе такого типа структур. В данной работе определены оптимальные условия для декорирования краев террас вицинальной поверхности GaAs атомами Sn, разработана технология изготовления и экспериментально созданы эпитаксиальные структуры с профилем б-легирования в виде НН из атомов Sn, которые могут успешно использоваться в качестве основы для создания полевых СВЧ транзисторов и МИС на их основе для миллиметрового диапазона волн. Были продемонстрированы результаты длин измерений полевого транзистора, показавшего параметры на уровне лучших PHEMT AlGaAs/InGaAs на подложке GaAs: значения MSG (Maximum Stable Gain) на 10 ГГц составили 17,7 дБ при протекании тока вдоль краев вицинальных террас и 15,5 дБ поперек; F_{max} = 150 ГГц для продольного направления и 117 ГГц перпендикулярно краям террас.

Изменение угла разориентации подложки позволяет задавать размер террас, а, следовательно, расстояние между НН и вместе с вариацией уровня легирования дает возможность управлять степенью локализации носителей в потенциальной яме и перекрытия волновых функций в отдельных НН. Эта дополнительная степень свободы может быть полезна для инженерии эпитаксиальных наноструктур с требуемым коэффициентом анизотропии проводимости, что открывает возможность для использования таких структур в оптоэлектронных приложениях, например, таких, как болометр на горячих электронах. Проведенный расчет зонной гомоэпитаксиальной структуры со встроенными в кристалл GaAs НН также

потверждает возможность изготовления приборов данного типа на основе такой структуры.

Результаты диссертационной работы были использованы при выполнении научно-исследовательской работы «Поисковые исследования по разработке методов формирования упорядоченных массивов кристаллографических наноструктур на основе олова для наноэлектроники» в ИСВЧПЭ РАН (2011-2013 гг.). Также зарегистрирован патент на изобретение № 2520538 "Наноразмерная структура с квазиодномерными проводящими нитями олова в решетке GaAs".

5. Основные положения, выносимые на защиту

- Определенная совокупность параметров процесса МЛЭ, при которых происходит декорирование краев террас вицинальной поверхности подложки GaAs с разориетацией 0,3° и размером террасы 500 Å, приводящее к формированию НН;
- Обнаруженная анизотропия тока насыщения при протекании тока в ортогональных направлениях вдоль и поперек НН с коэффициентом анизотропии k_a = I_∥/I_⊥, составляющим ~ 1,2 для гомоэпитаксиальных образцов на подложке GaAs с разориентацией 0,3° и ~ 2,5 для образцов PHEMT AlGaAs/InGaAs на подложке GaAs с разориентацией 0,3°;
- 3. Обнаруженные осцилляции тока при его протекании перпендикулярно НН из атомов олова в гомоэпитаксиальных структурах на подложке GaAs с разориентацией 0,3°, возникающие при напряженности тянущего поля > 10 кВ/см, частота и амплитуда которых зависит от величины тянущего напряжения и светового воздействия.

6. Достоверность научных положений, результатов и выводов

Достоверность научных результатов обусловлена применением современных и общепризнанных экспериментальных методов: МЛЭ, дифракции быстрых электронов в геометрии «на отражение» (ДБЭО), спектроскопии также эффекта BAX фотолюминесценции, а измерениями Холла, И высокочастотных характеристик и т.д. Полученные в работе результаты и выводы не противоречат ранее известным данным, неоднократно апробированы на международных и российских конференциях и научных семинарах.

<u>7. Личный вклад соискателя</u>

Соискатель принимал активное участие на всех стадиях работы. Им был выполнен анализ имеющихся литературных (отечественных и зарубежных) данных по теме диссертационной работы, а также основная часть расчетных и экспериментальных работ: расчет параметров эпитаксиального роста; комплекс работ по определению оптимальных параметров роста и экспериментальному получению наноструктур методом МЛЭ; интерпретация картин ДБЭО во время роста; измерение эффекта Холла и ВАХ, а также обработка их результатов; анализ спектров фотолюминесценции, а также обработка измерений параметров полевых транзисторов. Расчет зонных структур, проведение измерений спектроскопии фотолюминесценции, изготовление полевых транзисторов И измерение PHEMT высокочастотных характеристик проводились также при его непосредственном участии.

8. Объем и структура работы

Диссертация состоит из введения, четырех основных глав, заключения и списка цитируемой литературы. Общий объем работы 132 страницы машинописного текста, 43 рисунка, 6 таблиц. Список литературы содержит 113 наименований.

9. Апробация работы

Основные результаты работы докладывались на 1-ой и 2-ой Научнопрактической конференции по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ- электроники «Мокеровские чтения» (Москва, 2011 и 2012 гг.); 2-ой международной научно-технической конференции «технологии микро- и наноэлектроники в микро- и наносистемной технике» (Москва, 2011 г.); XIV Национальной конференции по росту кристаллов (Москва, 2010 г.); 60-й и 63-й Научно-техническая конференция МИРЭА (Москва, 2011 и 2014 г.).

10. Публикации по теме диссертации

По теме диссертации опубликованы 14 работ в научных журналах и сборниках трудов международных и российских конференций, в том числе 8 работ в реферируемых журналах из перечня ВАК министерства образования и науки РФ, 6 в трудах конференций, получен 1 патент на изобретение.

<u>11. Список опубликованных работ по теме диссертации в журналах,</u> вошедших в перечень ВАК

1. R A Khabibullin, A E Yachmenev, D V Lavrukhin, D S Ponomarev, A S Bugayev and P P Maltsev. Pseudomorphic HEMT with Sn nanowires on a vicinal GaAs substrate // Semiconductor Science and Technology, 2015, 30, 085009.

2. Р.А. Хабибуллин, А.Э. Ячменев, Д. В. Лаврухин, Д.С. Пономарев, А.С. Бугаев, П.П. Мальцев Электронный транспорт и оптические свойства структур с нанонитями из атомов олова на вицинальных подложках GaAs // Физика и техника полупроводников, 2016, том 50, вып.2, стр. 185-190.

3. Р. Р. Галиев, А. Э. Ячменев, А. С. Бугаев, Г. Б. Галиев, Ю. В. Федоров, Е. А. Климов, Р. А. Хабибуллин, Д. С. Пономарев, П. П. Мальцев Перспективные материалы электронно-компонентной базы для создания детекторов и генераторов ТГц диапазона частот (0.5–10 ТГц) // Известия РАН. Серия физическая, 2016, том 80, № 4, с. 523–525.

4. А.П. Сеничкин, А.С. Бугаев, А.Э. Ячменев, Клочков А.Н. Патент на изобретение № 2520538 "Наноразмерная структура с квазиодномерными проводящими нитями олова в решетке GaAs" зарегистрирован 27.06.2014.

5. А.П. Сеничкин, А.С. Бугаев, А.Э. Ячменев Оптические и электрофизические свойства РНЕМТ наногетероструктур с профилем легирования в виде нанонитей из атомов олова // Нано- и микросистемная техника, 2015, № 1, Стр.27-32.

6. А.П. Сеничкин, А.С. Бугаев, А.Э. Ячменев Оптимизация технологии получения pHEMT структур на подложках GaAs с профилем легирования в виде

нанонитей из атомов олова // Нано- и микросистемная техника, 2014, № 5, Стр.15-17.

7. А.П. Сеничкин, А.С. Бугаев, А.Э. Ячменев Исследование токовой нестабильности в образцах, содержащих нанонити из атомов олова, встроенных в кристалл арсенида галлия // Нано- и микросистемная техника, 2014, № 3, Стр.32-34.

8. А.П. Сеничкин, А.С. Бугаев, А.Э. Ячменев Особенности вольт-амперных характеристик системы нанонитей из атомов олова, встроенных в кристалл арсенида галлия // Нано- и микросистемная техника, 2012, № 11, Стр.52-54.

9. А.П. Сеничкин, А.С. Бугаев, А.Э. Ячменев Вольт-амперные характеристики системы нанонитей из атомов олова, встроенных в кристалл арсенида галлия // Нано- и микросистемная техника, 2011, № 12, Стр.11-12.

<u>12. Список опубликованных работ по теме диссертации в других печатных</u> <u>изданиях</u>

10. А.П. Сеничкин, А.С. Бугаев, А.Э. Ячменев Изучение декорирования оловом краев террас вицинальной поверхности арсенида галлия методом дифракции быстрых электронов «на отражение» // Тезисы докладов XIV Национальной конференции по росту кристаллов – 2010

11. А.П. Сеничкин, А.С. Бугаев, А.Э. Ячменев Получение методом молекулярно-лучевой эпитаксии квазиодномерных цепочек атомов ОЛОВА, встроенных в кристалл арсенида галлия // Сборник тезисов 1-ой Научно-практической конференции по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники «Мокеровские чтения», 2011 год.

12. А.П. Сеничкин, А.С. Бугаев, А.Э. Ячменев Особенности электронного транспорта в кристаллах GaAs, содержащих нанонити из атомов олова // Сборник тезисов 2-ой Научно-практической конференции по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники «Мокеровские чтения», 2012 год.

13. А.П. Сеничкин, А.С. Бугаев, А.Э. Ячменев Особенности электронного транспорта в кристаллах GaAs, содержащих нанонити из атомов олова // Сборник тезисов 60-й Научно-техническая конференция МИРЭА, 2011 год.

14. А.П. Сеничкин, А.С. Бугаев, А.Э. Ячменев Разработка технологии получения рНЕМТ структур на вицинальных подложках GaAs, содержащих нанонити из атомов олова // Сборник тезисов 63-й Научно-техническая конференция МИРЭА, 2014 год

15. А.П. Сеничкин, А.С. Бугаев, А.Э. Ячменев Вольт-амперные характеристики системы нанонитей из атомов олова, встроенных в кристалл арсенида // Сборник тезисов 2-й международной научно-технической конференции «Технологии микро- и наноэлектроники в микро- и наносистемной технике», 2011 год.

ГЛАВА 1. ОБЗОР НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Как правило, исходными для получения НН обычно являются тонкие слои, в которых свободное движение носителей ограничено в одном направлении – структуры с двумерным электронным газом. Такие двумерные структуры реализуются относительно просто, например, в МДП (металлдиэлектрик-полупроводник) структурах, гетероструктурах (ГС) и в так называемых δ-легированных слоях. Для изучения эффектов размерного квантования чаще используются ГС и δ-слои [1,2]

ГС представляет собой контакты между полупроводниками с различной шириной запрещенной зоны. На таком контакте края энергетических зон испытывают скачки, ограничивающие движение носителей и играющие роль стенок квантовой ямы (КЯ). Концентрация носителей в канале ГС определяется разрывами зон на гетерогранице и уровнями легирования составляющих гетеропары.

Другим типом двумерных систем, которые могут быть использованы для создания НН являются структуры с б-легированными слоями [3]. Так обозначают слои в полупроводниковых структурах, где легирующая примесь сконцентрирована в очень узком слое, в идеале составляющем лишь один монослой. Название б-слой в данном случае связано с тем, что профиль распределения легирующей примеси напоминает δ-функцию Дирака.

Технология МЛЭ позволяет в идеале получить структуры, где легирующая примесь сосредоточена в монослое, так как формирование δ-слоя идёт при остановке эпитаксиального роста. В таких структурах, с предельно распределением профиля легирования, неоднородным носители, возникающие при ионизации примесей, удерживаются их зарядом вблизи плоскости слоя. При этом в плоскости слоя электроны ведут себя как свободные и их волновые функции являются плоскими волнами. В то же время В направлении перпендикулярном слою существует неоднородный

электростатический потенциал, носящий характер потенциальной ямы для электронов, в которой существуют дискретные квантовые уровни.

1.1 Литографические методы

Для получения НН может быть использована субмикронная литография, где в качестве исходной структуры служит структура с двумерным газом. В такой структуре с помощью литографических методов движение электронов ограничивают ещё в одном направлении. Наиболее простым способом является создание узкой полоски с помощью литографических методов. При этом можно сделать структуру, вытравливая узкую полоску (рис. 1.1 (а)) или образуя узкую щель (рис. 1.1 (б)) в покрытой металлом поверхности полупроводника. Нанесённый металл должен создавать с полупроводником контакт Шоттки, в этом случае появляется возможность управления шириной НН и концентрацией носителей.

металл



Рис. 1.1. - НН, сформированные на гетероструктуре с помощью субмикронной литографии вытравливанием узкой полоски (а) или создания щели в затворе Шоттки (б). Из [1].



Рис. 1.2. - Одномерная структура (НН) на основе гетероструктуры с узкой канавкой. *a*_o - толщина GaAs в плоской части, *a* - толщина GaAs в канавке. Из [1].

Ширину НН можно регулировать в достаточно широком диапазоне. Для этого могут быть использованы ультрафиолетовая, рентгеновская и электроннолучевая литографии. При этом минимальные размеры ширин линий определяются типом используемой литографии и составляют: ~0,15 мкм, 30 нм, 3÷20 нм для указанных методов соответственно [1].

Ещё одним методом создания НН является способ создания V- канавок [4]. При эпитаксиальном росте тонкого слоя GaAs на подложке, в которой предварительно вытравлены V-канавки, а затем слоя AlGaAs, толщина GaAs в канавке окажется больше, чем в остальной части (рис. 1.2). И при не очень высокой концентрации носители заряда будут стремиться локализоваться на квантовых уровнях канавки, так как внутри канавки размерно-квантовые уровни расположены ниже, чем в остальной части GaAs.

Эти рассмотренные методы обладают, наряду с простотой и ясностью, всеми недостатками, присущими методам литографии и последующего травления. К таким недостаткам можно отнести: а) неоднородности формы, сопровождающие процесс травления всегда, но более критичные в данной ситуации; б) дефекты, вносимые в границу раздела во время травления.

1.2 Формирование НН на фасетированных и вицинальных поверхностях

Фасетированные поверхности кристалла представляют собой образование микроскопически упорядоченных "холмов" и "канавок" [5] на поверхности, которые имеют определённый период повторяемости. На образуется система наклонных к исходной поверхности поверхности кристаллических граней. Причиной спонтанного фасетирования плоской поверхности кристалла является ориентационная зависимость поверхностной свободной энергии. Если плоская поверхность имеет большую удельную поверхностную энергию, то она спонтанно трансформируется в структуру "холмов" и "канавок". Это уменьшает полную свободную энергию поверхности, несмотря на увеличение её площади. Важным моментом является возможность прямого использования фасетированных поверхностей для получения упорядоченных массивов НН. Это осуществляется в том случае, когда рост материала 2, осаждаемого на поверхность материала 1 "канавках". Изучению происходит В этой возможности посвящено теоретическое исследование возможных структур гетероэпитаксиальной системы, которая образуется при нанесении материала 2 на фасетированную поверхность материала 1 [6]. Экспериментально фасетирование наблюдалось для поверхностей, вицинальных к (001) на GaAs [7, 8], на AlAs [7], на поверхностях (311) GaAs и AlAs [9], на поверхности (775) GaAs [10]. Вицинальная поверхность – это поверхность, расположенная под небольшим углом к кристаллической поверхности с малыми индексами Миллера. Такая поверхность является атомно-гладкой и в равновесных условиях состоит из террас, образованных поверхностями с малыми индексами Миллера и разделённых эквидистанционными моноатомными ступеньками. Соседние террасы могут разделяться равными ступеньками высотой в несколько моноатомных слоёв из-за так называемого эффекта "складывания" ступеней (step-bunching). Такие ступени и террасы наблюдались на вицинальных поверхностях при разориентации подложек GaAs (100), (111)A, (111)B (110) и

т.д. на небольшие углы [11-15]. Высота ступеней на таких поверхностях может достигать до 5÷15 монослоёв. Обычно ступени имеют оптимальный период распространения по одному из направлений вдоль поверхности, а по другому направлению ступени отсутствуют.

На рис. 1.3 представлены возможные гетероэпитаксиальные структуры, образующиеся при осаждении материала 2 на фасетированную поверхность материала 1. Для таких ситуаций в [6] были рассмотрены возможные морфологии гетерофазной системы, представленные на рис. 1.3 и было выполнено сравнение энергий.



Рис. 1.3. - Из [6]. Возможные гетероэпитаксиальные структуры на фасетированной поверхности. 1 – материал подложки, 2 – выращенный материал, а) – однородное покрытие, б) – система изолированных "толстых" кластеров, в) – система "тонких" кластеров, г) – система при большой величине покрытия.

Сравнение энергий для нескольких различных типов гетероэпитаксиальных структур, выполненное в [6], позволяет сделать следующее заключение. Выбор между двумя возможными режимами роста определяется тем, смачивает или не смачивает осаждаемый материал 2 фасетированную поверхность подложки 1. Если смачивает, то возникает однородное покрытие периодически фасетированной подложки (рис. 1.3 а). Примером служит AlAs, осаждаемый на периодически фасетированную вицинальную поверхность GaAs (001), разориентированную на 3° в направлении [1-10] [7]. Если осаждаемый материал не смачивает подложку, то изолированные кластеры осаждаемого материала образуются в "канавках" фасетированной поверхности (рис. 1.3 б). Такая ситуация реализуется при GaAs осаждении вицинальную AlAs (001),на поверхность разориентированную на 3° в направлении [1-10] [7, 8], а также при осаждении GaAs/AlAs (311) и AlAs/GaAs (311) [9-11].

B случае неоднородного кластерного покрытия периодическое фасетирование поверхности восстанавливается после осаждения нескольких "холмы" монослоёв. Тогда на поверхности осаждаемого материала образуются над "канавками" подложки и наоборот, и возникает непрерывный слой модулированной толщины (рис. 1.3 г). Таким образом, формирование кластеров даёт возможность прямого получения изолированных НН.

Рассмотрим результаты исследований образцов, выращенных с помощью эпитаксиальных методов, в которых реализованы полупроводниковые системы, содержащие НН.

В [15] изучена структура поверхности несингулярных (331), (311), (211) и (210) GaAs и сингулярных (110) и (111) GaAs поверхностей во время МЛЭ роста. С помощью метода ДБЭ было прямо обнаружено формирование периодически расположенных макроступенек с протяжённостью и высотой в нанометровой области. Несингулярные плоскости разрываются В конфигурации сингулярной поверхности, в то время как сингулярная поверхность трансформируется В вицинальную поверхность. Такая поверхностная структура представляет уникальную возможность прямого синтезирования структур с НН и "квантовыми точками". Авторы [15] подтвердили это исследованием с помощью ДБЭ и фотолюминесценции

электронных свойств многослойной структуры GaAs/AlAs с периодом 48Å/ 50Å.

Авторам [16 ÷ 18] удалось вырастить структуру с НН, используя модуляцию толщины слоя на краях больших ступеней. Для такой структуры была использована вицинальная поверхность подложки (110) GaAs, разориентированная на 3° в направлении (111)А. Во время роста пяти периодов сверхрешётки GaAs (30 нм) / Al_{0.5}Ga_{0.5}As (30 нм) на поверхности были сформированы высокие ступеньки, и при углах ступенек образовались области с низким содержанием Al (рис. 1.4). После этого выращивалась простая квантовая яма Al_{0.5}Ga_{0.5}As (30 нм) / GaAs(t) / Al_{0.5}Ga_{0.5}As (30 нм). Оказалось, что толщина GaAs на краю ступеньки больше чем на террасах Исследования (модуляция толщины). С помощью просвечивающей электронной микроскопии показали, что толщина на краю ступеньки в 1,5÷2 раза больше, чем на террасах, а ширина квантовых нитей ~ 1,5÷20 нм. С исследований фотолюминесценции помощью методом И катодолюминесценции на образцах с разными толщинами ямы GaAs (3,2 и 1 нм) авторы показали возникновение НН в данной структуре.



Рис. 1.4. - Схематическое изображение GaAs структуры с HH.

На рис. 1.5 показано расположение атомов на вицинальной поверхности (111) А GaAs, возникающей при разориентации подложек (111) А GaAs в

направлении [100] и [$\overline{2}$ 11]. Видно, что каждая ступенька содержит плоскости (100) и (111)В, а террасы состоят из плоскостей (111)А.

В [19, 20] показано, что, используя такие подложки, с помощью парогазовой эпитаксии металлоорганических соединений (MOVPE) удалось вырастить структуры, содержащие высокие ступеньки и отчётливые террасы большой протяженностью. Снимки, полученные с помощью сканирующего электронного атомно-силового микроскопа, И показывают строгую зависимость поверхности, состоящей из ступенек и террас, от направления ориентации, температуры роста и соотношения потоков мышьяка и галлия. Высокие ступеньки с большой протяженностью (несколько микрон) формируются при использовании подложек (111)А, разориентированных в направлении $[\bar{2}11]$ на углы от 1° до 6°. Оказалось что, высота ступенек испытывает насыщение при температуре роста выше ~580°С и не зависит от значения угла разориентации, когда $1^{\circ} < \alpha < 6^{\circ}$. На рис. 1.6 приведены данные о высоте ступенек в зависимости от α и температуры роста.



Рис. 1.5. - Расположение атомов на (111)А вицинальной поверхности, возникающей при разориентации в направлении а) [100] и б) [-211]. Каждая ступенька состоит из плоскостей (100) и (111)В.



Рис. 1.6. - Зависимость высоты ступенек от температуры роста (из [20]).

Улучшение поверхности с точки зрения образования чёткой вицинальной поверхности с шириной террас ~300 нм и с высотой ступенек ~15 нм наблюдалось при использовании в качестве источника мышьяка As₂ [21]. Молекулярный пучок As₂ получается разложением поликристаллического GaAs в области температур от 860°C до 890°C с использованием обычных ячеек Кнудсена.

О влиянии на морфологию поверхности в случае использования для МЛЭ роста подложек GaAs и с ориентацией (111)В при использовании разных источников мышьяка As₂ или As₄ сообщается в [22]. Здесь исследована

морфология поверхности AlGaAs в зависимости от состава мольной доли AlAs, температуры роста и использования As₂ или As₄. Показана сильная зависимость состояния поверхности от указанных параметров.

В [23] рассмотрена одна из первых структур, полученных методом МЛЭ, которой продемонстрирована анизотропия транспортных С помощью характеристик, а именно, подвижности µ. Структура выращена методом МЛЭ на разориентированной в направлении (110) на угол $\alpha = 1^{\circ}$ подложке GaAs с ориентацией (100)И состоит ИЗ модулированно-легированной гетероструктуры n-AlGaAs/GaAs, в которую встроена периодическая сетка из AlAs в область канала. Осаждение такой сетки возможно при использовании указанной подложки, где на поверхности имеется периодически расположенные террасы И ступеньки, а также применении модифицированного процесса МЛЭ (migration enhanced epitaxy) во время осаждения 0,5 монослоя GaAs, когда формируется сетка. Причем AlAs при этом осаждается с края ступенек роста на половину ширины террасы.

В [24] сообщается о структуре, которая показывает большую (около 100) анизотропию проводимости. Эта структура представляет собой селективно легированную гетероструктуру AlGaAs/GaAs, которая выращена на разориентированной на 2° в направлении [100] подложке (111)В GaAs. На поверхности образца наблюдались квазипериодичные и апериодичные мультиатомные ступеньки со средним пространственным расположением ~20 нм. Отношение проводимостей параллельно (σ |) и перпендикулярно (σ_{\perp}) ступенькам достигает 100 при температуре 18 К.

В более поздней работе этих же авторов [25] исследовано влияние соотношения потоков мышьяка и галлия у (у=P_{As}/P_{Ga}, где P_{As} и P_{Ga} парциальные давления мышьяка и галлия в зоне роста установки МЛЭ) на коэффициент [24] анизотропии проводимостей аналогичных на $\gamma = 130$ гетероструктурах. Обнаружено, большом значении что при изображение вицинальной поверхности, полученное с помощью атомносилового микроскопа видно более отчетливо, но коэффициент анизотропии

меньше, чем для случая $\gamma = 50$. По мнению авторов [25] это связано или с шероховатостью гетерограницы и возникающим в связи с этим новым потенциальным барьером, или с аномальным внедрением атомов Si в область мультиатомных ступенек, поскольку в ступеньках присутствуют плоскости (110), (111)А, которые легируются иначе, чем плоскости (111)В, из которых состоят террасы.

В [26, 27] приводятся данные о возможности выращивания латерально модулированной наноструктуры, показывающей анизотропию оптических и электрических характеристик. Здесь использовались подложки (001) GaAs, разориентированные в направлении [110] на углы α = 0,5°; 1°; 2°. В этом случае возникает вицинальная поверхность с периодом L = 32; 16 и 8 нм соответственно. Используя разные приемы во время осаждения тонкого слоя AlAs (изменение температуры роста, прерывание подачи Ga или Al на короткое время и т.д.), который предшествует началу роста AlGaAs на GaAs, авторам удалось вырастить структуры, обладающие анизотропией сопротивления.

Данные об использовании подложек GaAs с ориентацией (331) для формирования гетероструктуры GaAs/AlGaAs с когерентно-периодическими мультиатомными ступеньками приведены в [28, 29]. Отмечено увеличение высоты ступенек при сохранении пространственной периодичности с возрастанием температуры роста в диапазоне от 530° до 630°С. При использовании воздействия атомарным водородом на поверхность образца во время роста удалось увеличить высоту ступенек в два раза. Для этого установка МЛЭ была снабжена дополнительной ячейкой для образования и дозированной подачи атомарного водорода на поверхность подложки во время роста. В этом случае из-за уменьшения миграции адатомов по сравнению с обычными условиями МЛЭ роста удалось получить на поверхности эпитаксиальной гетероструктуры периодическую структуру с латеральным периодом ~250 нм, высотой ступенек 12÷13 нм и протяженностью ~10 мкм.

Анизотропия электрического сопротивления вдоль и поперек ступенек для структур с разными высотами ступенек отличается более, чем на порядок.

В работе [30] авторы исследовали различные режимы роста чередующихся слоев GaAs/AlAs на на подложках GaAs с ориентацией (311)А, приводящих к образованию «гофрированных» сверхрешеток за счет спонтанного фасетирования поверхности подложки. При определенной последовательности и толщине слоев получались периодические в двух или трех направлениях наноструктуры. Образование таких структур фиксировалось с помощью электронной просвечивающей микроскопии высокого разрешения С применением специальной техники для повышения контраста изображения. Обнаружена модуляция толщины AlAs и GaAs слоев с периодичностью 32Å в направлении [0-11]. Высота «гофрированности» при этом составляла всего 10Å.

Следующий ряд работ [31-39] посвящен использованию явления сегрегации для создания НН олова на вицинальных гранях GaAs. Впервые данный способ использования декорирования оловом краев вицинальных террас был реализован научной группой, включающей в себя В.И. Кадушкина, В.А. Кульбачинского, В.Г. Кытина и А.П. Сеничкина в работе [31]. Идея способа заключается в следующем. При разориентировании подложек GaAs с ориентацией (100) на небольшие углы (0,3°) в направлении [110] возникает вицинальная поверхность, состоящая из террас. При δ-легировании такой поверхности оловом, вследствие значительного отличия атомного радиуса Sn от атомного радиуса Ga и высокой диффузионной подвижности, олово должно преимущественно накапливаться на краях террас. Эффективность сегрегации Sn на краях террас и ограничение его диффузии к поверхности и вглубь образца при последующем заращивании поверхности можно минимизировать путем оптимизации режимов роста при МЛЭ (подбором температуры роста, изменения соотношений потоков As и Ga на разных стадиях роста структуры и т.д.). В результате выращенная структура должна содержать узкие протяженные области с повышенной концентрацией Sn, ориентированные вдоль ступеней в направлении [110], что должно проявляться в различии

сопротивления образцов вдоль и поперек ступеней. В результате были синтезированы гомоэпитаксиальные полупроводниковые системы GaAs(δ-Sn) с текстурированным профилем легирующей примеси (олова) в направлении [-110], квазиодномерными электронными каналами с δ-образным т.е. потенциальным профилем по двум ортогональным направлениям [110] и [-110]. Дальнейшие работы этой же группы посвящены исследованию электронного транспорта в подобных структурах. В частности, обнаружены анизотропия низкотемпературной проводимости и магнетосопротивления по ортогональным направлениям [110] и [-110], а также область отрицательного магнетосопротивления в магнитных полях В > 0,4 Тл, соответствующая квантовым поправкам к проводимости в двумерном случае [32-35,37]; обнаружена и изучена долговременная фотопроводимость, связанная с возникновением DX-центров олова при декорировании вицинальных граней GaAs и ее гашение при воздействии импульсов сильного электрического поля, что связывается с захватом носителей DX-центрами под действием этого поля [36, 38, 39].

Несмотря на то, что в основе данной диссертационной работы лежит описываемый метод декорирования вицинальных граней атомами олова, проделанный объем работ имеет существенные отличия от опубликованных ранее результатов. Впервые сделана попытка систематизировать и провести подробное изучение параметров и условий формирования НН из атомов олова анализа физических процессов, происходящих при создании путем потенциального рельефа на вицинальной поверхности GaAs при легировании оловом. В результате это позволило разработать универсальный метод создания такого рода эпитаксиальных структур и оптимизировать свойства экспериментальных образцов обоих типов, изготовленных при выполнии диссертационной работы. На начальном этапе работы были произведены гомоэпитаксиальные структуры GaAs(б-Sn), конструктивно повторяющие образцы ИЗ первых работ, но этот этап является необходимым И принципиально важным перед реализацией следующего шага по переходу к

быстродействующим структурам. Кроме того, в этих образцах обнаружена и исследована ранее не изучавшаяся токовая нестабильность при протекании тока в направлении [011], т.е. перпендикулярно краям вицинальных террас в электрических полях. Также сильных впервые предложена идея ПО практическому использованию гомоэпитаксиальных структур для болометра на горячих изготовления электронах и проведена оценка применимости методом расчета энергетической структуры с приложением затворного потенциала для увеличения высоты потенциального барьера для электронов при протекании тока перпендикулярно НН и уменьшения темнового тока. Наконец, в диссертационной работе способ декорирования получил последующее развитие, что позволило впервые сформировать структуру PHEMT AlGaAs/InGaAs с профилем легирования в виде олова продемонстрировать квазиодномерных каналов ИЗ атомов И перспективность ее применения в качестве элементной базы для СВЧ электроники.

Изучение реального расположения поверхности атомов на монокристаллического GaAs с различной кристаллографической ориентацией во время эпитаксиального роста и во время прерывания роста продолжает вызывать интерес в мире. С появлением туннельной микроскопии высокого разрешения, встроенной в технологическую эпитаксиальную установку, это направление исследований приобрело новый импульс. В работе [40], например, авторы провели систематическое изучение всех фаз известной сверхструктуры (2х4) на поверхности GaAs (001), используя совместно и дифракцию быстрых электронов на отражение (ДБЭО) и туннельный микроскоп. В работе [41] было показано, что процесс планарного легирования GaAs кремнием является чрезвычайно сложным. Внедрение атомов Si сопровождается десорбцией с поверхности атомов As, совместным внедрением в поверхность атомов Si и As, реадсорбцию атомов As и т.д.. Причем эти процессы зависят как от количества атомов Si, так и от условий, влияющих на поверхностную подвижность Si.

Тем не менее, эта и еще ряд работ, в которых изучалось распределение атомов Si на поверхности (100) GaAs, имели дело с хаотическим распределением Si в плоскости легирования. Впервые об упорядоченном внедрении атомов Si на террасах вицинальной грани (001) при использовании сверхструктуры (2х4)а сообщается в работах [42-43]. Общий смысл этих работ состоит в решении, позволяющем при легировании Si вицинальных граней (001) с углом разориентации 2°, получать упорядоченные сверхструктуры, содержащие атомы Si. Это достигается, в том числе и увеличением дозы легирования до 0,8 монослоя. В результате достигается слоевая концентрация активных донорных примесей, не достижимая при обычном δ-легировании. Эти же авторы в более поздней работе [44] подвергли всестороннему анализу данное решение, проведя количество экспериментов с применением значительное сканирующей туннельной микроскопии высокого (атомного) разрешения. Сами авторы в заключении указывают на возможность уменьшения упругого рассеяния в таких структурах, ссылаясь на [45] и предполагая образование НН. Однако анализ этих работ показывает, что такие структуры являются в первую очередь двумерными, поскольку атомы Si занимают большую часть поверхности террас, а расстояние между ступенями, определяемое углом разориентации 2°, всего 80Å.

Кремний является основной донорной примесью, используемой при эпитаксии GaAs в цитированных работах, за исключением работ [31-39]. В период становления молекулярно-лучевой эпитаксии олово (Sn) было использовано для получения эпитаксиальных слоев n-типа проводимости гораздо раньше, чем Si [46]. В [46] отмечается, что Sn позволяет получать примерно на порядок более высокие концентрации электронов (5×10^{19} см⁻³) в эпитаксиальных слоях GaAs в сравнении с Si ($5 \div 6 \times 10^{18}$ см⁻³). Особенностью олова является тенденция к сегрегации на поверхности роста, обладающей ненасыщенными связями. Это препятствует получению резких профилей легирования в структурах, предназначенных для различных полупроводниковых устройств: гетеролазеров, HEMT, PHEMT. В то же время Sn, в отличие от Si, не проявляет амфотерности, т.е. способности занимать в решетке GaAs как

галлиевые, так и мышьяковые узлы в зависимости от условий эпитаксиального выращивания (ориентации и температуры подложки, соотношения потоков атомов Ga и молекул As). Амфотерность, присущая Si, снижает коэффициент использования электрически активной примеси и в определенных условиях приводит к получению сильно компенсированного материала. В то же время Si для легирования поверхностей GaAs (311)A и (100) в работе [47] используется для создания как дырочного газа на (311)A, так и электронного на (100) за счет его сильных амфотерных свойств. В работе [48] использовали Sn в качестве донорной примеси при легировании поверхности (221)A, так как Si, в виду своей амфотерности, на таких поверхностях дает дырочную проводимость. Анализ выращенных образцов, легированных Sn как (221)A, так и (100) поверхностей при различных температурах и отношении потоков в этой работе, показывает практически полное отсутствие амфотерности при обычных условиях.

1.3 Эпитаксиальное выращивание вертикальных нанонитей

Еще одним из вариантом изготовления квантовых нитей является использование механизма роста, называемого VLS (Vapor-Liquid-Solid, Пар-Жидкость-Кристалл) ростом. Появившийся еще в 1960-х годах в работах по получению вискеров или нитеподобных объектов [49], этот механизм и по сей день остается часто используемым при получений нанонитей. Он представляет собой следующее. На подложку наносятся затравочные наночастицы металла, чаще всего золота. Методы нанесения используются различные, например, осаждение из коммерчески доступных коллоидных суспензий [50]; прямое осаждение с использованием аэрозоля [51], а также испарением металла с последующим нагревом [52]. После формирования наночастиц подложка нагревается и экспонируется в потоке веществ, являющихся компонентами требуемого полупроводникового соединения. Эту операцию позволяет сделать широкий спектр методов, таких как лазерная абляция [53], химическое осаждение из паровой фазы (CVD), металл-органическая эпитаксия из паровой

фазы (MOVPE) [54], химическая пучковая эпитаксия (CBE) [51], а также молекулярно-пучковая эпитаксия эпитаксия (MBE) [55]. Вещества внедряются в расплавленные наночастицы металла, образуя таким образов эвтектический сплав и в момент пересыщения раствора начинается кристаллический рост под затравочной наночастицей (рис. 1.7). Анализируя фазовую диаграмму сплава металла с полупроводниковыми компонентами, можно использовать метод VLS для получения нанонитей из целого ряда различных веществ и соединений группы IV (Si, Ge, SiGe), группы III-V (GaAs, GaP, GaAsP, InAs, InP, InAsP) and II-VI (ZnS, ZnSe, CdS, CdSe) [49, 50, 53].



Рис. 1.7. Слева вверху схематическое представление VLS роста нанонитей. Слева внизу ПЭМ-фотография нанонитей из кремния [53]. Справа РЭМ фотография нанонитей InAs, выращенных методом химической пучковой эпитаксии [56].

Результирующий диаметр нити определяется размером металлической затравки, есть результаты эпитаксиального выращивания нанонитей с диаметрами до 3 нм [57, 58]. Длина нити в первую очередь зависит от времени роста и может достигать многих микрометров.

Данный метод получения эпитаксиальных структур в виде нанонитей интересен тем, что позволяет в широких пределах варьировать геометрию и состав нанонитей, в том числе и in situ во время роста. Таким образом, эпитаксиальная гетероструктура может быть ориентирована как вдоль (осевая геометрия), так и поперек нанонити (радиальная геометрия), что позволяет варьировать функциональность, добавляя p-n перходы [59], барьерные слои [60] и т.д.

На рис. 1.8 показаны микрофотографии подложки GaAs с эпитаксиально выращенным "лесом" из нанонитей InAs [61]. Хорошо видно их хаотическое расположение на площади подложки, а также неравномерная длина и диаметр структур. И это, несмотря на возможность перености полученные объекты на практически любую подложку (например, из аморфного SiO₂ для работы при низких температурах или пластиковую пленку для создания гибкой электроники), является ограничивающим фактором в применимости данной технологии в промышленном производстве.



Рис. 1.8. Из [61] а – Фотография подложки GaAs после МЛЭ роста нанонитей InAs; b – РЭМ-фотография скола подложки, показывающая, что на подложке (100) нанонити растут вдоль направления <111>; с – РЭМ-фотография скола подложки с ориентацией (111); d – гексагональный профиль сечения нанонитей InAs, на вставке – вид сверху на выращенную подложку (111).

Объемная геометрия приводит к применению технологии, отличной от планарной, для формирования тестового прибора. Эта технология включает в себя перенос нанообъектов с ростовой подложки на тестовую с предварительно нанесенными метками совмещения (рис. 1.9)



Рис. 1.9. Из [61] а – Фотография с оптического микроскопа, иллюстрирующая сетку из меток совмещения, нанесенных на кремниевую подложку. Короткие темные полоски – нанонити, перенесенные на подложку после формирования

меток. b – РЭМ-фотография типового прибора на основе нанонити. с – Устройство прибора из b в разрезе

После переноса нанонитей на требуемую подложку и изучения их ориентации относительно меток совмещения проектируется шаблон контактных площадок, рисунок которых формируется посредством электронно-лучевой литографии. Окончательный вид прибора, пригодного для проведения электрофизических измерений, показан на рис. 1.9 b.

Рассмотрим результаты исследований как технологии изготовления, так и самих объектов, изготовленных различными методами и из различных материалов.

В работе [62] исследуется технология VLS-роста кремниевых нанонитей методом CVD с использованием SiCl₄ в качестве прекурсора на Si (111) подложке и оптимизация этой технологии для удобства последующего нанообъектов В приборах. Основными использования недостатками традиционного метода называются разброс диаметра нанонитей при нанесении тонкой пленки золота и последующем формировании зародышевых частиц из этой пленки, а также неоднородность плотности нанонитей по поверхности подложки из-за случайных процессов зародышеобразования. В качестве решения предлагается использовать коллоидный раствор золота в качестве затравки, обладающий хорошей воспроизводимостью и малым разбросом размеров частиц золота, наносимый на подложку, предварительно покрытую тонким слоем полиэлектролита. Полимер обладает положительным адсорбируется действием результирующим зарядом И под сил электростатического притяжения депротонированным гидроксильным К группам на поверхности SiO₂. Таким образом, размер частицы в коллоидном растворе определяет диаметр нанонитей, а плотность раствора задает плотность нанонитей по поверхности. Обнаружено, что при размере частиц в коллоидном растворе в 50, 30 и 20 нм, диаметр нанонитей отличается от размера частицы в среднем на \pm 7,9%, 10% и 9,5 % соответственно.

В [63] изучается принципиальная возможность изготовления нанонитей GaAs на графите или немногослойном графене. Постоянная решетки GaAs 5,68 Å существенно отличается от таковой в графене 2,46 Å, что делает невозможным слоевую эпитаксию GaAs на графене, несмотря на привлекательность использования графеновой подложки, обладающей отличными оптоэлектронными свойствами. По мнению авторов [63], рассчитывать на успешный рост вертикальных нанонитей на поверхноси графена позволяют три условия:

- Нанонити могут обеспечить гораздо большее рассогласование решеток по сравнению с пленками благодаря крайне эффективной упругой релаксации в поперечном направлении;
- 2) Предпочтительное направление роста нанонитей [111] ([0001]) для кубической (гексагональной) решетки. Следовательно, рост полупроводника с кубической ячейкой осуществляется на плоскости (111) или ((0001) для гексагональной решеткой) и нанонити будут иметь такую же гексагональную симметрию, как плоскость графита с ориентацией (0002).
- 3) Графит (включая несколько слоев графена) может состоять из поверхностного слоя с различной упаковкой атомов А, В или С. Площадь сечения нанонитей гораздо меньше размера зерна поверхности графена с любой упаковкой, таким образом они могут эпитаксиально расти на поверхности с любой упаковкой А, В или С.

Действительно, в экспериментальной части работы [63] были получены нанонити GaAs на графитовой поверхности. Авторы отмечают важность выбора ростовой температуры: при температуре 610 °C получается меньше паразитных кристаллов GaAs, но и меньшая плотность нанонитей (которая связана с зародышеобразованием, определяемым несмачиваемостью поверхности графена каплей Ga при повышенной температуре), при понижении температуры до 540 °C образуется большая плотность нанонитей и большим числом паразитных кристаллов. В итоге предложена методика двухэтапного роста, когда

зародышеобразование проводится при температуре 540 °C, а рост объема нанонити при 610 °C, схематично показано на рис. 1.10.



Рис. 1.10.

Работы [64-66] посвящены изготовлению нанонитей GaAs на распространенной кремниевой подложке. Как и в предыдущем случае, в [64] также используется двухэтапный рост, но уже нанонитей GaAs на подложке SiO₂/Si методом CVD с твердотельными источниками, в качестве затравочного применяется слой золота. Единственное отличие двухэтапного процесса от традиционного заключается в использовании температуры 650 С при начале зародышеобразования после отжига нанесенной пленки золота, далее в обоих случаях температура роста составляла 600 °С при одинаковом времени процесса. Но это позволяет на начальном этапе получить сильно пересыщенный галлием затравочные капли Au₇Ga₃ и Au₂Ga вместо слабо пересыщенного расплава Au_7Ga_2 . Полученные нанонити имеют длину > 60 мкм и толщину > 80 нм с минимальной концентрацией дефектов и однородной ориентацией кристаллов. В статье [65] ставятся уже другие задачи: возможно ли получение нанонитей на дешевых и доступных аморфных подложках, в данном случае из SiO₂. По результатам исследования это оказывается возможным при применении следующей технологии. На подложке создается слой кремния, имеющий [111]ориентированную волокнистую текстуру. Этот слой можно получить с помощью инициированной металлом кристаллизации аморфного слоя кремния. Методом

магнетронного напыления наносится слой алюминия, на который этим же методом наносится слой аморфного кремния. Затем В результате контролируемого отжига кремний кристаллизуется и образует [111] волокнистую текстуру. Именно эта текстура является принципиально важной для последующего роста нанонитей GaAs на аморфной подложке. Авторы [66] предлагают использовать предварительный буферный слой GaAs, наносимый прямо на кремниевую подложку перед осаждением коллоидного раствора золота. Нанонити, выращенные с использованием буферного слоя, показывают улучшение качества кристаллической структуры вместе с уменьшением концентрации нежелательного фонового легирования кремнием из подложки.

В работе [67] рассматривается изготовление нанонитей GaAs с точки зрения минимизации дефектов упаковки и контролируемого получения нанонитей с кристаллической решеткой цинковой обманки. Общепринятой в настоящий момент считается теория, согласно которой ниже критического диаметра нанонити ~ 10-30 нм свободная энергия решеток типа вюрцита и сфалерита становится сравнимой, что приводит с случайным переходам между этими решетками в направлении <111> вдоль роста нанонити. Удалось добиться предотвращения получения случайных дефектов упаковки за счет проведения ростового процесса нанонити в условиях постоянно низкого пересыщения.

Исследование нанонитей GaAs на подложке GaAs с использованием золота в качестве затравки продолжается и в [68]. Но изучается уже качество и параметры нанонитей а зависимости от различных технологических параметров, таких как: температура роста, величина потока Ga, величина потока As. Показано, что поток атомов элементов V группы значительно влияет на стабильность боковых граней наонити. Продольная скорость роста зависит от потоков элементов обоих групп, в то время как радиальная скорость роста в условиях насыщенности As практически линейно зависит от потока амтомов Ga. Если говорить о временно'й динамике роста, то на начальной стадии роста преобладает продольный рост кристалла, в то время как радиальный рост начинается после того, как длина нанонити превысит диффузионную длину
взаимодействующих атомов. Авторы также делают вывод о ключевой роли температуры при росте GaAs нанонитей из-за ее основного вклада в величину диффузионной длины и скорость десорбции участвующих атомов. В частности, повышением температуры подложки и соотношения элементов V/III можно добиться появления НН со структурой цинковой обманки.

Работа [69] посвящена изучению нестационарной ТГц проводимости. Исследовались НН GaAs, изготовленные с использованием коллоидной затравки золота на кварцевой подложке z-среза. Динамика фотовозбужденных электронов изучалась стандартным для ТГц спектроскопии во временной области методом накачка-зондирование. Обнаружено, что динамика проводимости в НН существенно отличается от таковой в объемном GaAs, демонстрируя время жизни носителей ~ 1 пс, критически зависящее от плотности ловушек на поверхности НН. Была вычислена подвижность носителей при комнатной температуре из моделирования плазмонного резонанса, возникающего через 300 фс после возбуждения. Полученное значение подвижности 2600 см²/(В×с) всего в ~ 3 раза ниже значений, наблюдаемых в типичных структурах на базе GaAs, что показывает возможность эпитаксиальным ростом создать НН, обладающие не только отличными электрофизическими характеристиками, но И перспективные для использования в сверхбыстрых приборах.

В следующей серии работ [70-74] изучаются особенности роста и свойства НН GaAs без использования затравочного катализатора на базе золота. Работа [70] является очень важной для понимания процессов и механизмов, позволяющих выращивать НН прямо на подложке GaAs. Необходимым условием для этого является покрытие поверхности слоем SiO₂ определенной толщины, по результатам исследования авторов механизм беззатравочного роста нанонитей GaAs следующий: после нанесении SiO2 на поверхность GaAs и очистки пластины в HF, последняя образует на пленке оксида микроотверстия, связанные, всей видимости, с избирательным по протравливанием Bo ΗH межкристаллитных промежутков. время роста В результате взаимодействия адатомов Ga и As с SiO_2 образуются разреженные нанократеры,

в полости которых и начинается формирование НН. Причем при толщине SiO₂≤30 нм глубина нанократера достигает подложки, давая НН эпитаксиальную связь с подложкой. Был обнаружен и измерен инкубационный период, в течение которого при начале эпитаксиального роста НН происходит формирование нанократера и только после окончания этого процесса начинается рост НН. Величина инкубационного периода составила 258 с. Отдельно авторы подчеркивают, что при отсутствии слоя SiO2 те же условия роста не приводят к формированию НН на поверхности GaAs.

В [71] исследуется кристаллическая структура двойниковых кристаллов, возникающих во время роста и рассматривается вопрос влияния двойникования на энергетическую структуру GaAs HH, изготовленных беззатравочным способом на подложке GaAs. Для этого используется спектроскопия потерь энергии электронов (Electron Energy Loss Spectroscopy, EELS). Авторы приходят выводу о наличии лишь небольшого возможного сдвига энергии поверхностных плазмонов на 0,13 эВ (что практически на грани разрещающей способности данной методики) на границах двойниковых кристаллов, и что данный результат нуждается в дополнительном подтверждении более точными методами.

Зависимости параметров НН от ростовых параметров посвящены работы [72, 73]. Авторы [72] последовательно изучают влияние на свойства НН изменение множества внешних условий, начиная с подготовки подложки. Так, в отличие от [70], где отмечалась необходимость наличия слоя SiO2 для получения НН, в этой работе эксперимент показал возможность изготовления НН и без слоя окисла. При этом технологический потенциал для изготовления НН на подложке со слоем SiO₂ и без него представляется сравнимым: в первом случае повышается скорость вертикального роста с минимизацией объемного роста в диапазоне температур 630.660° и строго вертикальный рост НН с повышенной плотностью по поверхности во втором. Далее морфология НН в зависимости от соотношения потоков V/III, в данном случае менялся поток As при постоянном потоке Ga. При увеличении соотношения относительно номинального (равного 1) происходит уменьшение высоты выращенных НН и с приобретением

выраженной конусообразной формы. Это связано с наличие капли Ga на конце НН: при низком соотношении образуется избыток атомов Ga, который накапливается в капле, увеличивая ее размер, и задавая в свою очередь диаметр НН. При увеличении потока As размер капли стабилизируется, и при дальнейшем увеличении растворяется, приводя к конусообразной форме НН с высоту. Наконец, проводилось прекращением роста В исследование кристаллической структуры НН с помощью ПЭМ и энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии. Каждая НН в начале роста имеет структуру чистой цинковой обманки без плоскостей двойникования или дефектов упаковки. Затем начинается переходная область с повышенной плотностью упаковки длиной 100 И кончик HH дефектов порядка HM. имеет кристаллическую структуру чистого вюрцита. Из чего авторы делают вывод о существенном влиянии соотношения потоков V/III и и/или температуры на кристаллическую структуру GaAs при беззатравочный росте. В первую очередь влияние соотношения потоков мышьяка к галлию. В [73] изучалось исследовалась только морфология НН при аналогичных [72] условиях изготовления. При увеличении потока Ga диаметр HH увеличивается, с другой стороны при увеличении потока As диаметр уменьшается с одновременным увеличением скорости роста вдоль оси НН. Что объясняется изменением диаметра капли Ga на конце HH, вплоть до полного ее исчезновения при закрывании потока Ga и экспозиции в потоке As и прекращением дальнейшего роста НН.

В обзорной статье [74] авторы пытаются обобщить и конкретизировать довольно противоречивые данные о влиянии качества поверхности подложки и необходимости наличия слоя SiO₂ естественного происхождения или специально нанесенного с применением различных методов нанесения для воспроизводимости параметров НН GaAs на подложке Si без использования затравки. Обнаружено, что шероховатость поверхности подложки является ключевым фактором для формирования микроотверстий, необходимых для роста НН. Именно этим определяется неоднородность свойств НН, выращенных

на одинаковых подложках различных производителей. Критическая толщина слоя SiO_2 (обеспечивающая эпитаксиальную связь свойств растущей НН с подложкой), имеющая различные значения по результатам работы различных групп также зависит от шероховатости поверхности и определяется такой толщиной окисла, при которой островки границы раздела Si/SiO₂ будут выходить на поверхность. Чем ниже шероховатость, тем большее значение BEP_{Ga} требуется для получения сравнимой плотности НН при прочих равных условиях и наоборот.

1.4 Выводы по первой главе

Проведенный анализ литературных данных по способам получения НН показывает следующее:

- 1. Выращивание вертикальных НН с использованием затравки сильно проигрывает в технологичности планарной технологии изготовления;
- Для получения НН используются вицинальные подложки, имеющие различную ориентацию, направления и величины углов разориентирования относительно сингулярной грани;
- 3. Планарные НН, как правило, создаются на основе гетероструктур;
- 4. Создание НН возможно при использовании вицинальных подложек (100) GaAs и дельта-легировани поверхности оловом. При этом, отмечаемая в [46] тенденция олова к сегрегации на ненасыщенных связях поверхности, должна способствовать образованию атомных цепочек олова на краях террас вицинальной грани, которые имеют ненасыщенные связи.

ГЛАВА 2. ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЕ ОБОРУДОВАНИЕ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

2.1 Молекулярно-лучевая эпитаксия

МЛЭ является ОДНИМ ИЗ самых современных методов роста полупроводниковых гетероструктур, таких как одиночные гетеропереходы, структуры с одиночными и множественными квантовыми ямами, сверхрешетки, квантовые нити или точки и т.д. МЛЭ представляет собой процесс эпитаксиального роста тонких слоев различных соединений за счет реакций между термически создаваемыми молекулярными или атомными пучками соответствующих компонентов и поверхностью подложки, находящейся в сверхвысоком вакууме при повышенной температуре. Из преимуществ данной технологии можно выделить:

малую скорость роста ~ 1 мкм/ч;

относительно низкую температуру роста;

- возможность резкого прерывания и возобновления роста за счет использования механических заслонок вблизи;
- возможность введения дополнительных источников, создающих требуемые молекулярные пучки;
- возможностью получить атомно-гладкую поверхность растущего кристалла;
- возможностями анализа в ходе роста.

Процесс эпитаксиального роста можно разбить на три основных этапа:

1) адсорбция атомов и молекул на нагретой поверхности подложки;

2) миграция их по поверхности и диссоциация адсорбированных молекул;

3) встраивание атомов в наиболее энергетически выгодные места в кристаллической решетке подложки.

В результате наращиваемый слой представляет собой монокристаллическую пленку с такой же кристаллической структурой, как и у подложки. Наряду с осаждением атомов и молекул на нагретой поверхности

подложки наблюдается их десорбция, поэтому скорость роста слоя определяется разностью между количеством адсорбированных и десорбированных частиц в единицу времени.

В основном процесс эпитаксиального наращивания определяется поверхностной кинетикой и химическими реакциями на растущей поверхности пленки. Тем не менее, даже в условиях высокого вакуума, вероятно достижение термодинамического равновесия, если скорость подлета молекул так мала, что возможно установление равновесия на подложке между потоками адсорбированных и десорбированных частиц.

Взаимодействие падающего потока с растущей поверхностью пленки характеризуется коэффициентом прилипания $S = F_s / F_i$ (рис. 2.1)



Рис. 2.1. Определение коэффициента прилипания, F_i - падающий поток; F_d - десорбированный поток; F_s - число атомов, встроившихся в растущую пленку.

Коэффициент прилипания зависит от природы взаимодействия падающего пучка атомов с поверхностью пленки и от температуры подложки T_s. Элементы, давление пара которых при температуре роста (т.е. температуре, до которой нагрета подложка) ниже, чем давление, создаваемое потоком атомов падающего пучка, в основном имеют коэффициенты прилипания близкие к 1 (например, Ga, In, A1). В то время как материалы, давление которых при температуре роста

больше, чем давление, создаваемое потоком атомов падающего пучка, имеют коэффициенты прилипания меньше 1 (например, As, P).

Можно провести оценку этих величин. Давление, создаваемое потоком атомов падающего пучка, рассчитывается из соотношения Кнудсена-Ленгмюра [75]

$$P = (2\pi M R T_s^2) J / N_a \tag{2.1}$$

где M - молекулярный вес в атом. ед.; R - газовая постоянная; N_a - число Авогадро; T_s - температура подложки; J - падающий поток атомов в ат./см²·с. Если P выразить в Па, то выражение (2.1) приобретает вид:

$$P = (MT_s)^{1/2} (J / 2,635 \cdot 10^{20})$$
 (2.2)

J может быть рассчитано по давлению пара вещества, загруженного в эффузионную ячейку, при условии, что в эффузионной ячейке пар и конденсированная твердая или жидкая фаза испаряемого материала находятся в равновесии и соблюдаются идеальные условия эффузии Кнудсена. Тогда для ячейки с отверстием площадью A_c , расположенной на расстоянии *l* от подложки, при температуре T_c , поток падающих молекул или атомов, осажденных на подложке (за секунду на см²) можно записать как

$$J = 8.387 \cdot 10^{19} p_c A_c / [l^2 (MT_c)^{1/2}], \quad (2.3)$$

где p_c - давление в эффузионной ячейке в Па; M - атомная масса элемента источника. Для приведенного выше выражения предполагается, что падающий пучок направлен нормально к поверхности подложки.

Рассмотрим в качестве типичного примера Ga, для которого при $T_c = 1243$ К равновесное давление насыщенного пара составляет 0,125 Па. Если положить $A = 5 \text{ см}^2$, l = 15 см, то поток атомов Ga, достигающих подложки, равен $J_{Ga} = 8 \cdot 10^{14}$ ат/см² · с. Скорость роста пленки может быть рассчитана, если известна величина падающего потока Ga при условии, что в зону роста поступает достаточное количество атомов As для обеспечения роста монокристаллической пленки GaAs, с помощью выражения

$$V = \alpha_{GaAs} S_{Ga} J_{Ga}, \qquad (2.4)$$

где $\alpha_{GaAs} = 0,45 \cdot 10^{-15}$ нм·см² – это объем, занимаемый молекулой GaAs при росте на поверхности (001) GaAs. Таким образом, для данного примера, принимая S_{Ga} близким к 1, получаем $V_{Ga} = 0,36$ нм/с или 1,3 мкм/час.

При идеальных условиях испарения угловое распределение молекул подчиняется закону косинуса. Поэтому для получения однородных по составу и толщине слоев подложка должна быть немного смещена относительно основной оси эффузионной ячейки и постоянно вращаться в процессе роста, что и применяется в установке МЛЭ Riber 32P.

Для достижения оптимальных условий роста температура подложки T_s , с одной стороны должна быть достаточно велика, чтобы атомы, достигающие поверхности подложки, обладали довольно высокой подвижностью для встраивания в кристаллическую решетку, а с другой стороны, такой, чтобы десорбция с растущей поверхности была минимальной. Слишком низкая температура подложки приводит к росту поликристаллов или аморфных пленок. Температура эпитаксии критически зависит от чистоты поверхности растущего слоя и концентрации остаточных примесей в атмосфере ростовой камеры.

Использование относительно высоких температур роста обусловлено также скоростью и направлением протекания реакции окисления Ga

$$4GaAs + Ga_2O_3 \leftrightarrow 3Ga_2O + 2As_2 \qquad (2.5)$$

Смещение реакции вправо при высоких температурах позволяет избежать внедрения кислорода в растущую пленку. Известно, что кислород образует глубокие уровни в GaAs, ухудшая электрические и оптические свойства GaAs [76-78].

Минимальная температура, при которой кислород десорбируется с поверхности GaAs, по данным ДБЭО составляет ~ 530°С [79].

Если температура подложки ниже температуры десорбции кислорода, то содержащийся в качестве остаточной примеси в атмосфере ростовой камеры кислород взаимодействует с растущей поверхностью пленки GaAs и внедряется в эпитаксиальный слой. Поэтому для получения совершенных полупроводниковых слоев существенно качество достигаемого в камере

вакуума, а именно, низкая концентрация остаточных примесей. С этой целью после каждого вскрытия камеры на воздух проводят отжиг и дегазацию основных блоков системы и источников. Кроме того, в конструкции установки обязательно имеется отдельная камера для загрузки и выгрузки подложек и размещенные в зоне роста криопанели, которые обеспечивают высокие скорости откачки системы.

Для нормальных скоростей роста от 1 до 2 мкм/час, оптимальная температура на подложке при выращивании пленок GaAs лежит в области $600\div640$ °C. Если T_s существенно ниже этой величины, то возрастает вероятность появления глубоких ловушек, связанных не только с внедрением O, но и с появлением вакансий Ga. Выращивание эпитаксиальных пленок AlGaAs проводят, как правило, при 620÷680 °C, так как температура десорбции кислорода с поверхности AlGaAs выше, чем у GaAs.

Качество растущих пленок определяется также и соотношениями потоков компонентов выращиваемого соединения. Обычно, при условиях, описанных выше, оптимальное качество слоя достигается, если интенсивность потока мышьяка выше, чем интенсивность потока галлия. Это существенно для обеспечения As- стабилизированных условий роста, т.е. когда отношение давлений, создаваемых потоками молекул As (J_{As}) и атомами Ga (J_{Ga}), соответственно, колеблется между 10 и 15 при температуре роста 600 °С. "Asстабилизированные..." или "Gaстабилизированные..." Термины используются для описания условий роста, при которых степень покрытия поверхности слоя атомами мышьяка (Ω_{AS}) или галлия (Ω_{Ga}), соответственно, больше равновесного значения приблизительно на 0,2 ÷ 0,5 монослоя. Оптимальность выбранных режимов роста на поверхности (001) GaAs характеризуется появлением дифракционной картины, соответствующей структуре с(2х4). При больших плотностях потока As происходит реконструкция поверхности с(4х4), что ведет к увеличению захвата примесей, создающих глубокие уровни в GaAs. При более низких интенсивностях потока As возникает картина c(4x2), соответствующая Ga- стабилизированной структуре, и тогда

существенно ухудшается морфология пленки из-за появления на ее поверхности капелек Ga.

Перечисленные выше параметры *S*, *V*, *T*_s и соотношение потоков компонентов выращиваемого соединения, определяют качество эпитаксиальных слоев.

Упрощенно эпитаксиальный рост можно рассматривать следующим образом: при относительно низких температурах подложки к ростовой поверхности прилипают все атомы III группы и такое количество атомов V группы, которое необходимо для обеспечения стехиометрического роста. При этом избыток атомов V группы десорбируется с поверхности, не участвуя в процессе роста, так что, фактически, стехиометрия слоя контролируется автоматически. Это верно, по крайней мере, для тех случаев, когда в состав соединения или твердого раствора входит только один вид атомов V группы.

Рост пленок методом МЛЭ – процесс неравновесный и определяется кинетическими и химическими реакциями на поверхности подложки. Для исследования кинетических процессов на поверхности GaAs в [80] впервые применялся метод нестационарного отклика. Было измерено время жизни атомов Ga на поверхности (111) и ($\overline{1}\overline{1}\overline{1}$) GaAs τ в температурном диапазоне 587÷687 °C. Оказалось, что τ подчиняется соотношению Френкеля

$$\tau = \tau_0 \exp E_D / kT \qquad (2.6)$$

где $\tau_0 = 10^{-14}$ с – слабо зависящий от температуры период модуляций, $E_D = 2.5$ эВ – энергия десорбции. Поскольку при $T_s \leq 477 K$ коэффициент прилипания атомов галлия близок к 1, а для молекул мышьяка (в виде As₂) эффективно близок к нулю, то десорбции осажденных атомов с поверхности GaAs не наблюдается. Ситуация остается неизменной до тех пор, пока не появляется избыточная заселенность поверхности Ga, созданная либо при облучении поверхности подложки потоком атомов Ga, либо увеличением температуры до 502 °C, когда наблюдается термическая диссоциация GaAs с последующим испарением As. Важным результатом этой работы является демонстрация того, ЧТО формирование пленок соединений III-V из атомных пучков кинетически

определяется адсорбцией атомов V группы, в то время как скорость роста V определяется только потоком атомов III группы.

В области температур > 577 °C становится существенным диссоциативное ленгмюровское испарение GaAs, причем при T < 657 °C соотношение испаряемых потоков $J_{Ga} / J_{As} = 1/2$. Скорость испарения GaAs в этом температурном определяется скоростью десорбции Ga (при этом мышьяк диапазоне десорбируется в виде молекул As₂). Поэтому максимальная скорость испарения GaAs при указанных температурах определяется равновесным давлением паров Ga над поверхностью GaAs, которое близко к давлению Ga над чистым галлием, и в диапазоне 577÷657 °C соответствует скоростям десорбции 0.01÷1 монослой/с. Выше 657 °С происходит преимущественная потеря As₂ и остающийся на поверхности свободный Ga собирается в капли. Прежде, чем рассмотреть взаимодействие As и Ga с поверхностью GaAs, важно определить все компоненты, участвующие в процессе. Галлий испаряется в виде атомов, а поток As состоит либо из двухатомных молекул As₂, либо из четырехатомных молекул As₄. Элементарный мышьяк испаряется в виде четырехатомных молекул As₄. Димеры образуются при испарении соответствующих соединений III-V.

Если GaAs выращивают из потоков атомов Ga и молекул As₂ (рис. 2.2, a), то основной процесс – это реакция первого порядка диссоциативной хемосорбции молекул As₂ на поверхностных атомах Ga, и коэффициент прилипания молекул As₂ пропорционален потоку Ga. При температурах ниже 327 °C существует вероятность ассоциативной реакции формирования молекул As₄, при температурах выше 327 °C наблюдается частичная диссоциация GaAs.



Рис. 2.2. Модели роста GaAs из [68]: а) из потоков атомов Ga и As₂; б) из потоков Ga и As₄

Процессы роста GaAs из атомов Ga и молекул As₄ намного сложнее (рис. 2.2, б). При взаимодействии на поверхности GaAs пучков Ga и As₄ коэффициент прилипания S_{As4} сильно зависит от отношения интенсивностей пучков. Если J_{Ga} << J_{As4}, то S_{As4} пропорционален J_{Ga} (S_{As4} = 4J_{Ga} / J_{As4}) и растет GaAs стехиометрического состава. Если J_{Ga} < J_{As}, то S_{As4} \approx 0,5 и не зависит от J_{Ga}. При

этом в растущую пленку GaAs встраиваются избыточные атомы Ga, несмотря на то, что в процессе роста используется не более половины молекул из потока As₄. Т.е., из любых двух молекул As₄, четыре атома встраиваются в решетку GaAs, а другие четыре десорбируются с поверхности в виде молекул As₄.

Если подложка и эпитаксиальный слой имеют одинаковый тип кристаллической решетки, но отличающиеся постоянные решетки, как в случае соединений AlGaAs(GaAs)/InGaAs, существует два варианта эпитаксиального выращивания таких структур, В первом случае и подложка, и слой вдали от границ раздела сохраняют свои собственные параметры (рис. 2.3, справа). В этой ситуации вдоль границы раздела нормальные четырехсторонние связи атомов могут быть нарушены и появляется некоторое количество атомов с одной или несколькими оборванными связями. На гетерогранице в местах, где связи оборваны, образуются дислокации несоответствия, которые могут проникать в глубь эпитаксиального слоя. Эти дислокации могут действовать как ловушки для электронов и дырок и явиться причиной деградации электрофизических свойств структуры [81,82].



Рис. 2.3. Два варианта выращивания эпитаксиальных слоев. Рост ненапряженных пленок: эпитаксиальный слой не деформируется и разница постоянных решеток вызывает образование дислокаций несоответствия (справа). Эпитаксия напряженных слоев: эпитаксиальный слой деформируется для согласования с параметрами решетки подложки (слева).

Во втором варианте (рис 2.3, слева) эпитаксиальный слой упруго деформируется для согласования с параметрами решетки подложки, в результате наблюдается псевдоморфный рост. Если наращиваемый слой имеет большую постоянную решетки, чем подложка, то эпитаксиальная пленка будет сжата вдоль растущей плоскости и все атомы сохраняют свои четырехсторонние связи. Стремление к компенсации возникающих напряжений приводит к некоторому увеличению межплоскостных расстояний в эпитаксиальном слое в направлении, перпендикулярном к границе раздела. При этом энергия упругих напряжений сосредотачивается в растущем слое. С ростом толщины слоя увеличивается и накапливаемая в слое. Однако при достижении некоторого энергия, критического значения напряжение в слое релаксирует за счет сдвига границы раздела с образованием большой плотности дислокаций несоответствия. Эпитаксиальные слои c толщиной больше критической являются ненапряженными. Эта толщина может быть рассчитана [83]. У гетероструктур, релаксировавших из напряженного состояния в ненапряженное, связи вдоль внутренней границы должны быть оборваны. На практике врастающие в пленку дефекты И дислокации обеспечивают довольно плавную релаксацию. Дислокации мигрируют и размножаются под влиянием напряжения и постепенно напряженная область гетероструктуры становится ненапряженной.

2.1.1 Схема установки МЛЭ Riber 32P

Установка молекулярно-лучевой эпитаксии Riber 32P относится к категории "классической" МЛЭ, основанной на использовании твердотельных источников, таких как галлий (Ga) или кремний (Si), испарение которых происходит либо за счет резистивного разогрева тигля. Принципиальная схема ростовой камеры представлена на рис. 2.4



Рис. 2.4. Схема ростовой камеры установки МЛЭ Riber 32P: 1 - флуоресцентный экран, 2 – заслонки эффузионных ячеек, 3 – фланцы эффузионных ячеек, 4 – криопанели с азотным охлаждением, 5 – электронная пушка дифрактометра, 6 – основная заслонка, 7 – подложкодержатель, вращающийся со скоростью от 0,5 до 2 об/сек, 8 – ионизационный манометр, 9 – вакуумный затвор, 10 – загрузочно-передаточная камера, 11 – смотровое окно, 12 – ось двигателя с переменным числом оборотов и питание нагревателя подложки

Во время работы подложка нагревается в высоком вакууме до нужных температур (как правило, 400÷725 °C) и затем облучается молекулярными потоками требуемого вещества (In, Ga, Al) и As (в основном, в виде молекул As₄), которые испаряются из разогретых тиглей эффузионных ячеек. Легирование слоев проводят из отдельных ячеек (Si, Sn). Система заслонок перед эффузионными ячейками позволяет практически немедленно открывать или перекрывать потоки материалов. Таким образом можно получать резкие гетерограницы в многослойных структурах и заданный профиль легирования слоев.

Эффузионные ячейки, используемые в системе МЛЭ Riber 32P, представляют собой классические цилиндрические тигли из пиролитического нитрида бора BN с внутренним диаметром 1 - 2 см и длиной 5 - 10 см, имеющие на выходе круглую цилиндрическую диафрагму диаметром $d_0 = 5 - 8$ мм и толщиной $L_0 - 0,5$ мм. На рис. 2.5 показана принципиальная схема



Рис. 2.5. Принципиальная схема эффузионной ячейки, используемой в Riber 32P. Показан разрез центральной части узла ячейки (слева наверху) и весь узел эффузионной ячейки с частичным разрезом (справа). 1 – конический тигель из пиролитического BN, 2 – нагревательное устройство, 3 – радиационные экраны, 4 – термопара W/Re, прижатая пружиной, 5 – оболочка нагревателя, 7 – трубка из фольги, 8 – выводы термопары, 9 – силовой ввод.

ячейки. Тигель, заполненный веществом, предназначенным к испарению, располагается вдоль оси резистивного нагревателя. Провода термопары пропускаются так, чтобы спай термопары мог касаться дна тигля. Внешний цилиндр окружается несколькими слоями тонкой гофрированной танталовой

фольги для эффективной теплоизоляции отдельных ячеек. Каждая эффузионная ячейка монтируется на молибденовом держателе, обеспечивающем возможность точной юстировки и быстрого демонтажа. Для всех креплений и электрических соединений в ячейках используются исключительно тантал или молибден.

Вакуум в системе обеспечивают магниторазрядный насос производительностью 400 л/с и титановый сублимационный насос. Предельное давление после всех процедур подготовки камеры к работе составляет $P_{lim} = 10^{-11}$ торр, причем парциальное давление кислорода O_2 (образующим глубокие акцепторные уровни в GaAs) должно быть < 10^{-13} торр. Степень вакуума контролируется по ионизационному вакуумному датчику Байярда-Альперта. Для определения состава остаточных газов используется квадрупольный масс-спектрометр ESS RGA 200 с диапазоном детектирования 1÷200 а.е.м.

Управление режимами роста осуществляется с помощью специального программного обеспечения, позволяющего составлять программу роста покадрово в автоматическом режиме. В каждом кадре программы задается его продолжительность, состояние заслонок всех ячеек и температуры всех ячеек и подложки.

Из аналитических методов "in situ" используется дифрактометр быстрых электронов в геометрии на отражение ДБЭО (номера 1, 5 на рис. 2.4), позволяющий контролировать процесс удаление оксидов галлия с подложки перед ростом, наблюдать реконструкцию поверхности во время эпитаксиального процесса или проводить точные измерения скорости роста по анализу осцилляций зеркального рефлекса (ЗР).

2.2 Дифракция быстрых электронов на отражение

В методе дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО) используются электронные пучки с энергией 5÷50 кэВ, падающие под скользящим углом 1° – 2° к кристаллической поверхности. В этих условиях электроны проникают на глубину порядка нескольких атомных слоев.

Кристалл представляет собой систему правильно чередующихся в трех измерениях атомов. Если смотреть на кристалл в определенном направлении, то он состоит из ряда наложенных друг на друга атомных плоскостей. Простейший способ представить себе дифракцию - это предположить, что явление дифракции есть однократное отражение от системы плоскостей. При этом, как и в случае зеркального отражения, углы падения равны углам отражения. Но на угол отражения накладывается одно ограничение: разность хода лучей, отраженных от последовательности плоскостей, должна равняться целому числу длин волн. Закон Брэгга выражает это условие в виде

$$n\,\lambda = 2d_n\,\sin\theta\qquad(2.7)$$

где n - целое число (порядок отражения), d_n – расстояние между плоскостями кристаллической решетки, θ – угол между направлением падения и плоскостью отражения, λ - длина волны падающего пучка, в данном случае длина волны де Бройля

$$\lambda = 1.2265(E)^{-1/2} \qquad (2.8)$$

Ускоряющее электроны напряжение лежит в пределах от 5 – 50 кэВ, что соответствует длинам волн электронов от 0,005 – 0,02 нм.

По виду дифракционной картины при наличии определенного опыта можно быстро оценить структуру, размеры и качество наблюдаемого кристаллического слоя. Наличие светового гало соответствует аморфному материалу. В том случае, когда исследуемый образец имеет кристаллическую структуру, дифракционная картина представляет собой ряд систематически рефлексов. При расположенных друг относительно друга высоком кристаллическом совершенстве наблюдаемого слоя, картина ДОБЭ представляет собой набор полос (штрихов) (см. рис.2.7). Вытягивание точек в штрихи связано с малыми углами падения электронного пучка, а уширение полос обусловлено несовершенством и тепловыми колебаниями кристаллической решетки, а также энергетическим разбросом электронов падающего пучка.

Зная *r* - удвоенное расстояние между дифракционными точками на флуоресцентном экране (рис. 2.6), можно вычислить межплоскостные расстояния с помощью соотношения

$$d_n = \frac{2L\lambda}{r} \tag{2.9}$$

где L - расстояние от экрана до подложки (величина постоянная для каждой конкретной установки). Таким образом, расстояния в реальном кристалле обратно пропорциональны расстояниям на дифракционной картине, причем коэффициент пропорциональности равен $L\lambda$.



Рис. 2.6. Интерпретация картины дифракции быстрых электронов; 1 - сфера Эвальда, 2 – флуоресцентный экран.

Если, например, ускоряющее напряжение равно 15 кэВ, то λ = 0,01 нм. При L=305 мм, учитывая, что расстояние между плоскостями в кристалле GaAs (110) составляет 0,4 нм, дифракционная картина на экране будет характеризоваться расстояниями между точками ~ 15 мм.



Рис. 2.7. Картины ДБЭО для As - стабилизированной поверхности GaAs со структурой (2х4), измеренная вдоль направления [110] (слева) и вдоль направления [-110] (справа).

Картины ДБЭО чувствительны к морфологии поверхности и содержат характерные черты, указывающие на наличие микроскопических неровностей, двойникования и наклонно ориентированных граней на гладкой в других отношениях поверхности. Например, после химического травления поверхность подложки достаточно груба и создает картину дифракционных точек, так как пучок электронов может проникать в неровности поверхности и создавать картину дифракции на прохождение. При более гладкой и совершенной поверхности рефлексы на дифракционной картине вытягиваются в направлении нормали к поверхности и появляются дополнительные штрихи посередине между исходными последовательностями дифракционных полос. Дальнейшее улучшение структуры поверхности приводит к удлинению рефлексов вдоль нормали к поверхности кристалла. Это связано с сильным затуханием электронного пучка вглубь кристалла, означающее, что дифракция происходит на эффективно двумерном кристалле.

2.3 Измерение эффекта Холла

Измерения эффекта Холла проводятся разрушающим методом. Для референсных образцов или структур с заведомо отсутствующей анизоторпией

использовалась геометрия Ван-дер Пау. Из каждой пластины выкалывается образец площадью 1÷2 см², напаиваются четыре точечных индиевых контакта по периметру образца (рис. 2.8) с последующим вжиганием при температуре 350 °C в защитной атмосфере азота и помещаются в установку для измерения эффекта Холла. Схема измерительной платформы приведена на рис. 2.9.



Рис. 2.8. - Схема расположения контактов на поверхности образца



К коммутационному устройству

Рис. 2.9. - Схема измерительной платформы для образца: 1- микрозонд, 2 – фторопластовая чаша, 3 – образец для измерений

Определение удельного электрического сопротивления ρ основано на измерении разности потенциалов U_x продольного электрического поля E_x и электрического тока I_x , вызываемого этим полем.

Значение *р* находится из выражения [84]

$$\exp\left(\frac{-\pi R_{12,34}}{\rho}\right) + \exp(\frac{-\pi R_{23,41}}{\rho}) = 1$$
 (2.10)

по формуле

$$\rho = \frac{\pi}{\ln 2} \frac{R_{12,34} + R_{23,41}}{2} f(\frac{R_{12,34}}{R_{23,41}})$$
(2.11)

где $f(R_{12,34}/R_{23,41})$ - поправочный коэффициент, который может быть взят из таблицы 2.1; $R_{12,34}$ – сопротивление между контактами 3 и 4 при пропускании тока между контактами 1 и 2; $R_{23,41}$ – сопротивление между контактами 4 и 1 при пропускании тока между контактами 2 и 3.

Х	f(x)	Х	f(x)	Х	f(x)	Х	f(x)
1,5	0,985	11,0	0,682	38,0	0,503	150	0,371
2,0	0,960	12,0	0,668	40,0	0,496	160	0,366
2,5	0,932	13,0	0,655	45,0	0,483	170	0,361
3,0	0,906	14,0	0,643	50,0	0,471	180	0,357
3,5	0,882	15,0	0,632	55,0	0,461	190	0,353
4,0	0,860	16,0	0,622	60,0	0,452	200	0,350
4,5	0,830	17,0	0,612	65,0	0,444	250	0,335
5,0	0,821	18,0	0,604	70,0	0,436	300	0,324
5,5	0,804	19,0	0,596	75,0	0,430	350	0,315
6,0	0,789	20,0	0,588	80,0	0,423	400	0,307
6,5	0,774	22,0	0,574	85,0	0,418	450	0,301
7,0	0,761	24,0	0,562	90,0	0,413	500	0,235
7,5	0,750	26,0	0,551	95,0	0,408	600	0,286
8,0	0,783	28,0	0,541	100,0	0,403	700	0,279
8,5	0,727	30,0	0,532	110,0	0,395	800	0,273
9,0	0,717	32,0	0,524	120,0	0,388	900	0,268
9,5	0,708	34,0	0,516	130	0,382	1000	0,263
10,0	0,699	36,0	0,509	140	0,376		

Таблица 2.1. Значения поправочного коэффициента f(x).

Определение коэффициента Холла R_x основано на измерении разности потенциалов U_x поперечного электрического поля E_y , возникающего в образце, помещенном в магнитное поле с индукцией *В* при пропускании через него электрического тока *I* в направлении, перпендикулярном магнитному полю. Холловская разность потенциалов U_x вычисляется усреднением значений для двух пар диагональных контактов

$$U_{\rm x} = \frac{U_{13,24} + U_{24,13}}{2} \tag{2.12}$$

Значение коэффициента Холла вычисляют по формуле

$$R_X = U_x / I \cdot B \tag{2.13}$$

Слоевую концентрацию n_s (см⁻²) и подвижность μ (см²/(В·с)) основных носителей заряда определяют расчетным путем на основании данных по измерению удельного электрического сопротивления и коэффициента Холла по формулам

$$n_s = \frac{1}{eR_x} = \frac{IB}{eU_x} \tag{2.14}$$

$$\mu = \frac{R_x}{\rho} = \frac{1}{e\rho n_s} \tag{2.15}$$

где *е* - заряд электрона; $e = (1,60206 \pm 0,0003) \cdot 10^{-19}$ Кл;

Измерение эффекта Холла эпитаксиальных структур с ожидаемой анизотропией проводилось на специально подготовленных образцах, на которые с помощью фотолитографии и последующего проявления нанесен рисунок в виде холловских мостов, ориентированных в двух ортогональных направлениях. Топология контактов представлена на рис 2.10.



Рис. 2.10. Топология контактов для измерения эффекта Холла в геометрии холловского моста. W = 316,5 мкм, L = 847,5 мкм

Для пропускания электрического тока используются контакты 1 и 2. Удельное сопротивление в этом случае рассчитывается по формуле

$$\rho = \frac{W}{L} \frac{(R_{12,46} + R_{12,35})}{2} \quad (2.16)$$

Где $R_{12,46}$ и $R_{12,35}$ – сопротивление между контактами 4-6 и 3-5 соответственно при пропускании тока между контактами 1-2. Холловская разность потенциалов U_x вычисляется усреднением значений для двух пар контактов при приложении магнитного поля, перпендикулярного плоскости образца:

$$U_x = \frac{U_{12,34} + U_{12,56}}{2} \left(2.17\right)$$

Далее для расчета основных параметров используются формулы 2.13-2.15.

Измерения концентрации и подвижности производятся как при комнатной температуре, так и при температуре жидкого азота (77 К), что обусловлено необходимостью получения информации о влиянии на транспортные свойства различных механизмов рассеяния. Так, при азотной температуре основным механизмом рассеяния является рассеяние на ионах примеси, т.е. происходит сильное влияние ионов легированной области на подвижность свободных носителей заряда. Таким образом, в слаболегированных гетероструктурах или в гетероструктурах с пространственно разделенными активной и легированной областями, измерение в среде жидкого азота служит источником данных о максимальном достижимом значении подвижности для данной структуры. Измерение при комнатной температуре дает информацию о рабочих значениях подвижности в исследуемом объекте, т.к. в этом случае основным механизмом рассеяния является рассеяние на оптических фононах. Этот тип рассеяния является характеристикой данной системы материалов и зависит только от наличии механизмов рассеяния температуры. При других происходит носителей. Определить дополнительное уменьшение подвижности ТИП

рассеяния в некоторых случаях возможно по его влиянию на транспортные характеристики исследуемого объекта при различных температурах.

2.5 Спектроскопия фотолюминесценции

Измерения фотолюминесценции производились на установке, схема которой показана на рис. 2.11.



Рис. 2.11. Экспериментальная установка. 1- непрерывный Nd:GdV0₄ лазер с диодной накачкой и удвоением частоты (λ = 532 нм, P=200 мBт); 2 – поворотное зеркало; 3- фокусирующая линза (f = 100мм); 4- исследуемый образец; 5 – оптическое волокно; 6 – двухлинзовый конденсор; 7- монохроматор МДР-23 (решетка 600 штр/мм, рабочий диапазон 700-200 нм, обратная линейная дисперсия 2.6 нм/мм); 8 – охлаждаемый жидким азотом ФЭУ-62 (400-1200 нм / 3-1 эВ); 9 - компьютер; 10 – счетчик-дискриминатор импульсов; 11 – высоковольтный источник питания ФЭУ(1-2кв)

Для возбуждения используется гелий-неоновый лазер с длиной волны $\lambda = 632.8$ нм с мощностью *I* ~ 50 мВт, а для регистрации спектров ФЛ использовались InGaAs *pin*-диод в диапазоне энергий фотонов 0.8 – 1.2 эВ и охлаждаемый

фотоэлектронный умножитель ФЭУ-62 для диапазона энергий 1.2 – 2.0 эВ. Рекомбинационное излучение при помощи системы линз собирается и фокусируется на входную щель монохроматором МДР-23У, разрешение используемой установки ФЛ составляло около 5 мэВ. Измерение интенсивности люминесценции производилось в режиме счета фотонов.

2.6 Выводы по второй главе

Исследуемые в данной работе образцы эпитаксиальных наноструктур, содержащих нанонити из атомов олова были экспериментально получены на установке молекулярно-лучевой эпитаксии Riber 32 Р. Технологические параметры роста, геометрия слоев, их составы и толщины подобраны таким образом, чтобы получить высокие значения электронных транспортных свойств сохранении кристаллического совершенства наноструктуры. при Экспериментальный контроль типа роста эпитаксиальной пленки во время процесса, а также перестройки сверхструктуры поверхности осуществлялся с помощью электронного дифрактометра ДБЭО; исследование электронного транспорта проводилось при помощи измерения эффекта Холла в геометрии Ван дер Пау и с использованием холловских мостов, оптические измерения – методом спектроскопии ФЛ.

ГЛАВА 3. СОЗДАНИЕ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО РЕЛЬЕФА ПРИ ДЕЛЬТА-ЛЕГИРОВАНИИ ОЛОВОМ СЛОЕВ GAAS/ALGAAS

3.1 Теоретическое исследование возможности декорирования оловом краев террас вицинальной поверхности

Объемное легирование GaAs донорной примесью во время эпитаксиального роста (в данном случае методом молекулярно-лучевой эпитаксии – МЛЭ) позволяет получить полупроводник n-типа проводимости,

который можно рассматривать как трехмерный электронный газ (ЗДЭГ), характеризующийся объемной концентрацией, подвижностью и дрейфовой скоростью электронов проводимости. При этом свойства такого газа примерно одинаковы в любом выбранном направлении. Образование электронов проводимости связано с замещением атомов матрицы (в данном случае атомов галлия, то есть элемента 3 группы) атомами легирующей примеси (в данном случае атомами Sn – элемента 4 группы периодической системы Менделеева) с «лишним» валентным электроном, который слабо локализован вблизи своего примесного центра. Степень локализации этого электрона оценивается из водородоподобной модели примесного центра (с учетом эффективной массы электрона проводимости) и характеризуется боровским радиусом. В GaAs для электронов проводимости боровский радиус равен 10 нм. Таким образом, если среднее расстояние между атомами примеси меньше 20 нм, то можно говорить о существовании электронного газа. Такой полупроводник называется вырожденным, и уровень Ферми находится уже не в запрещенной зоне, а в зоне проводимости. Эффективная плотность состояний для электронов проводимости в GaAs при комнатной температуре рана примерно 4×10¹⁷ см⁻³. При концентрациях выше этой величины полупроводник становится вырожденным. Максимальные концентрации электронов проводимости в GaAs ограничены пределом растворимости легирующей примеси, а в случае, например, широко распространенного Si – еще и его амфотерностью. При использовании Si предельные концентрации ограничены на уровне ~ 5×10¹⁸ см⁻³. Дальнейшее увеличение концентрации атомов кремния снижает концентрацию электронов проводимости в GaAs из-за амфотерных свойств кремния (при увеличении концентрации Si, его атомы начинают занимать уже не галлиевые, а мышьяковые места, а в этом случае Si уже не донор, а акцептор).

Использование Sn в качестве донорной легирующей примеси имеет определенные особенности: во-первых, отсутствие амфотерности и увеличенный предел растворимости позволяют поднять предельные концентрации до уровня ~ 10¹⁹см⁻³; во-вторых, повышенная сегрегационная

активность в случае объемного легирования при определенных условиях приводит к градиенту концентрации по толщине пленки (обеднение оловом нижних слоев и обогащение верхних). Однако эти особенности Sn должны иметь строго положительный эффект в случае образования нанонитей.

Рассмотрим вариант слоевого легирования GaAs донорной примесью – так называемое δ-легирование. В этом случае после эпитаксиального роста не легированного слоя GaAs некоторой толщины проводят прерывание роста пленки. Затем на поверхность этой пленки высаживается определенное количество атомов донорной примеси, и затем опять возобновляется рост не легированного GaAs. В результате такого роста, в идеальном случае (атомарно гладкая поверхность, полное отсутствие диффузии атомов легирующей примеси), мы получаем плоскость из атомов донорной примеси, встроенную в не легированный кристалл GaAs. В этом случае можно говорить об образовании ДЭГ. Толщина этого электронного газа в направлении, перпендикулярном поверхности, ограничена квазитреугольным потенциальным барьером из-за изгиба дна зоны проводимости и соизмерима с размером волновой функции электронов проводимости. В результате функция плотности состояний электронов проводимости от энергии становится ступенчатой из-за квантования.

Однако если при δ-легировании расположить атомы донорной примеси в одной плоскости, но в виде параллельных линейных цепочек со средним расстоянием между нитями намного больше двух боровских радиусов и со средним расстоянием между атомами примеси в цепочке намного меньше боровского радиуса, то мы получим для каждой такой нити квантование не только в направлении перпендикулярном поверхности, но и во втором, ортогональном направлении, перпендикулярном линиям цепочек донорных атомов. В таком случае в окрестности каждой цепочки может быть сформирован квазиодномерный газ электронов проводимости. При уменьшении расстояния между линейными цепочками атомов донорной примеси волновые функции квазиодномерных электронов проводимости вблизи каждой такой цепочки начнут частично перекрываться, то есть будет расти доля двумерной

компоненты электронного газа. С другой стороны, будет также расти и линейная плотность таких цепочек. При чрезмерном сближении линейных цепочек атомов электрически активной донорной примеси одномерная компонента электронного газа практически исчезает, и мы опять имеем дело с двумерной системой. Двумерная электронная система может также образоваться и в случае достаточно большого расстояния между цепочками атомов примеси, если среднее расстояние между атомами примеси в самой цепочке будет соизмеримо с расстоянием между цепочками. В случае равенства этих расстояний получается, что, с одной стороны, среднее расстояние между атомами примеси в плоскости одинаково, как и в случае чисто двумерной системы. С другой стороны, несмотря на равенство этих расстояний, существует выделенное направление (параллельно цепочкам) с упорядоченным расположением атомов примеси (в виде линейных цепочек). Таким образом, создание нанонитей из электрически активной примеси с максимальной линейной плотностью, встроенных В кристалл полупроводника, является перспективной для использования в качестве элементной базы для СВЧ приборов задачей.

Для практического осуществления поставленной задачи предлагается использовать особенности формирования поверхности вицинальных подложек монокристаллического GaAs с кристаллографической ориентацией поверхности, отклоненной на небольшой угол от исходной плоскости типа (100) в направлении плоскости типа (111) (или, другими словами, в направлении типа [011]). Для таких подложек поверхность представляет собой ступени высотой в один монослой (в данном случае, для ориентации типа (100), один монослой равен 1/2 от постоянной решетки GaAs, то есть примерно 2,83 Å) разделенные террасами с точной кристаллографической ориентацией типа (100). Ширина террас, или расстояние между ступенями L=2,83Å/tg(α), где α – угол разориентации (то есть угол между макроскопической плоскостью поверхности подложки и кристаллографической плоскостью (100)). Например, для α =4° имеем L≈40Å, а для α =0,4° - L≈400Å. Такая ступенчатая поверхность характеризуется всплеском потенциальной энергии на краях ступеней для

адсорбированных адатомов эпитаксиально наращиваемого вещества, например, атомов Ga [85].

Это свойство вицинальных подложек используется для послойного роста методом МЛЭ атомарно гладких пленок в режиме Франка-ван-дер-Мерве за счет организации так называемого "step flow growth" режима. Если средняя диффузионная длина адатома на поверхности превышает размер террас вицинальной грани, то эпитаксиальный рост пленки осуществляется за счет присоединения адатомов к краям ступеней без образования зародышевых островков на террасах. Например, средняя диффузионная длина адатомов Ga при эпитаксиальном росте GaAs в типичных условиях составляет величину порядка 200Å [86].

Если рост происходит на вицинальной подложке с углом разориентации порядка 2° (ширина террас в этом случае составит ≈ 80 Å), то рост будет идти достраиванием ступеней без изменения морфологии поверхности. Если угол разориентации вицинальной подложки будет очень мал (такой случай почти всегда имеет место для сингулярных подложек с точной ориентацией из-за погрешности и некоторой волнистости поверхности, образующихся при изготовлении подложек), то режим роста «потоком ступеней» можно достичь только путем значительного увеличения поверхностной диффузии адатомов растущей пленки. Используя режим эпитаксии типа "МЕЕ – migration enhanced еріtаху", когда заполнение полного монослоя адатомами галлия осуществляется при резко пониженном или полностью отсутствующем потоке мышьяка с последующей подачей молекул мышьяка при отсутствии потока галлия, можно увеличить диффузионную длину адатомов галлия до нескольких тысяч ангстрем.

Таким образом, задавая нужный размер террас вицинальной подложки (угол разориентации), подбирая условия роста, точно дозируя количество адатомов вещества, попадающих на поверхность, можно сформировать на поверхности, в том числе и нити, представляющие собой цепочки атомов, занявшых вакантные связи на краях ступеней. Например, на вицинальной поверхности GaAs можно вырастить нитевидные цепочки AlAs на краях

ступеней и зарастить их слоем GaAs. Но с электрической точки зрения такие арсенидно-алюминиевые нити не представляют интереса. И если вместо AlAs сформировать в матрице GaAs аналогичные нити в виде цепочек электрически активных атомов донорной примеси, то такие объекты, могут представлять значительно больший интерес, как мы уже упоминалось выше. Поэтому в качестве легирующей примеси выбрано олово. Поскольку атомы олова сегрегационную активность время проявляют заметную BO объемного легирования, то можно ожидать и заметной миграционной активности атомов на поверхности, обеспечивающей их эффективную доставку к краям ступеней вицинальной подложки без образования зародышей на террасах.

Рассмотрим подробно все аспекты предложенного способа создания нанонитей. Обобщенно способ можно разделить на следующие стадии:

- 1) изготовление вицинальной подложки с заданным углом и направлением разориентации;
- выращивание методом МЛЭ буферного слоя GaAs, обеспечивающего создание максимально совершенной ступенчатой поверхности с гладкими террасами;
- подготовка такой поверхности к высаживанию легирующей примеси олова;
- 4) собственно легирование поверхности;
- 5) заращивание высаженных цепочек атомов Sn в режимах, обеспечивающих активацию атомов легирующей примеси с одной стороны, и предотвращающих диффузию и сегрегацию атомов Sn во время заращивания с другой.

При изготовлении вицинальной подложки идеальность ступенчатых террас зависит от точности выдерживания угла разориентации и степени плоскостности макро поверхности подложки. При прочих равных условиях, чем меньше угол разориентации, тем сильнее влияние указанных условий на степень совершенства вицинальной поверхности. Поскольку при стандартном изготовлении подложек допускается неточность ориентации поверхности до

0,1°, то, очевидно, что если угол разориентации будет приближаться к величине 0,1°, можно получить любую подложку, даже сингулярную. С другой стороны, при увеличенных углах разориентации уменьшается расстояние между ступенями и, как же отмечалось, увеличивается взаимодействие соседних цепочек атомов легирующей примеси, что приводит систему к двумерной. Остается только компромиссный вариант с углом разориентации 0,3-0,4°. При этом качество вицинальной поверхности сильно зависит от совершенства технологии изготовления подложек. На сегодняшний день при массовом изготовлении подложек существующая точность вполне достаточна для большинства применений.

Перед началом эпитаксиального роста с подложки необходимо удалить естественный окисел. Это происходит при нагреве подложки до температур выше 580°С в потоке As₄. Специфика этой процедуры состоит в том, что для удаления высших окислов галлия с поверхности необходима доставка атомов Ga из подложки для образования низших летучих окислов Ga. Доставка атомов Ga приповерхностного слоя подложки происходит неравномерно, ИЗ С образованием микрорельефа. В результате полного удаления окислов с подложки, последняя не является достаточно гладкой, что видно с помощью дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). Кроме того, на поверхности подложки могут оставаться следы некоторых примесей, в частности, углерода, приводящие при определенных условиях к фасетированию поверхности, то есть образованию микро областей с отличной от исходной ориентацией. Это происходит в условиях, когда подвижность адатомов высока настолько, что они образуют соединение с As преимущественно на дефектах, игнорируя края ступеней. Высокая подвижность адатомов Ga на поверхности роста GaAs подложки тем выше, чем выше температура роста (подложки) и ниже отношение потоков As/Ga. С другой стороны, если подвижность адатомов Ga будет чрезмерно низка, будет происходить трехмерный рост на террасах с образованием грубой морфологии. Таким образом, условия начального роста буферного слоя GaAs лучше проводить при температуре подложки порядка

580°С (температура распада окислов Ga) и отношении потоков As/Ga ~ 10-15. На самом деле выбирается соотношение не потоков, а BEP (эквивалентных потоку давлений), определенных с помощью ионного манометра типа Байярд-Альперт. При этих условиях рост GaAs проходит в нескольких монослоях как на краях ступеней, так и на террасах. Поверхность остается достаточно гладкой, а дефекты поверхности постепенно исчезают. Эволюция электронограммы ДБЭО во время роста показывает двумерный характер дифракции в конце роста буферного слоя с ярко выраженными структурными и сверхструктурными рефлексами, указывающими на существование двумерных островков роста.

После роста буферного слоя GaAs необходимо подготовить поверхность к высаживанию атомов Sn. Подготовка заключается в создании максимально идеальной ступенчатой поверхности с атомарно гладкими террасами. В первой стадии подготовки можно продолжить рост GaAs, но уже с максимальной поверхностной диффузией адатомов. При таком росте размер двумерных островков увеличивается и в идеальном случае происходит рост потоком ступеней, то есть размер террасы и является тем самым двумерным островком роста. При увеличении размера двумерных островков роста меняется распределение интенсивности рефлексов ДБЭО: визуально длина рефлексов укорачивается, а интенсивность зеркального рефлекса возрастает (пучок электронов падает на подложку параллельно краям ступеней). Для заданного отношения потоков As/Ga ~ 10-15, увеличение температуры роста при сохранении мышьяком обогащенной поверхности со сверхструктурой (2х4) может достигать не более ~ 620-640 °C. Практически, температура подложки для заданных потоков медленно увеличивается с контролем ДБЭО с фиксацией увеличения интенсивности зеркального рефлекса до начала падения этой интенсивности. Падение интенсивности зеркального рефлекса при увеличении температуры подложки Ts происходит при перестройке поверхностной сверхструктуры (2х4) в сверхструктуры с пониженным содержанием As на поверхности вплоть до избытка атомов Ga. Продолжение роста в таком режиме недопустимо из-за накопления на поверхности роста атомов галлия,

сливающихся в микрокапли. После завершения второй стадии роста GaAs поверхность подложки нагрета до температуры роста, поток атомов Ga перекрыт, а молекулы As₄ продолжают поступать. Поскольку коэффициент прилипания As в отсутствие атомов Ga при температурах подложки по крайней мере выше ~300°C равен нулю, поверхность в условиях прерывания роста остается относительно стабильной. Однако в отсутствие атомов Ga и при наличии потока As может меняться сверхструктура поверхности. Поэтому после прекращения роста необходимо скорректировать температуру подложки для обеспечения максимальной гладкости террас. Известно, также, что при достаточно высоких температурах после прекращения роста происходит выглаживание поверхности подложки [87].

Этот процесс обусловлен распадом двумерных островков малых размеров в верхних монослоях и заполнением аналогичных островков в нижних монослоях. Другими словами, выдержка подложки при высокой температуре в потоке As приводит к исчезновению монослойного рельефа поверхности с образованием атомарно гладких островков большего размера с рельефом в 1-2 монослоя высотой. Поскольку в нашем случае поверхность вицинальна, максимальный размер островка равен размеру террас. Процесс уменьшения рельефа поверхности также контролируется с помощью ДБЭО. Прекращение увеличения зеркального рефлекса интенсивности говорит 0 том, что достигнут максимальный размер атомарно гладких островков на поверхности подложки. Чем выше температура подложки, тем быстрее интенсивность зеркального рефлекса ДБЭО выходит на максимум. При относительно низких температурах (до ~450-500°С, в зависимости от величины потока As₄) поверхность GaAs максимально обогащена атомами As и представляет собой сверхструктуру с(4х4). При увеличении температуры подложки эта сверхструктура разрушается и переходит в (2х4). Вблизи температуры перехода с(2х4) представляет собой умодификацию, затем следует довольно обширная область температур с βмодификацией сверхструктуры (2х4). Это для температур до ~600°С. При дальнейшем увеличении температуры картина ДБЭ меняется ДЛЯ α-

модификации (2х4) и затем, вплоть до ~700°С в потоке мышьяка мы видим сверхструктуру (2х1). Так как поток Ga отсутствует, то и накопления на поверхности металлического Ga также не наблюдается. Отсюда следует, что после прекращения роста GaAs можно поднять температуру подложки до ~ 650°С для максимально быстрого выглаживания поверхности за счет миграции островков роста, а затем снизить до появления β -модификации сверхструктуры (2х4) с максимальной интенсивностью зеркального рефлекса ДБЭО.

После того, как поверхность подготовлена для высаживания атомов Sn, в общем случае высаживание Sn целесообразно проводить с умеренной скоростью, чтобы избежать взаимодействия атомов Sn друг с другом с образованием металлической фазы. Кроме того, целесообразно выдержать некоторую паузу после легирования, чтобы предоставить дополнительное время адатомам Sn, мигрирующим по поверхности подложки, для «встречи» с краями Следует ступеней вицинальной грани. заметить, что при указанных температурах подложки, оптимальных с точки зрения образования гладкой поверхности, эти же температуры близки к оптимальным и с точки зрения подвижности адатомов олова при легировании, так как давление насыщенного пара над поверхностью олова при температуре 627°С составляет 10⁻⁹ торр. Другими словами, атомы Sn, не связанные потенциальной энергией с подложкой, могут реиспаряться с поверхности со скоростью порядка 10¹¹ см⁻²/с. Атомы Sn, достигшие края ступеней, будут реиспаряться с гораздо меньшей скоростью, или не будут совсем.

Заращивание высаженных на края ступеней атомов Sn арсенидом галлия следует проводить с максимальной скоростью, минимальной температурой подложки, при достаточно большом отношении потоков As/Ga. Эти меры необходимы для предотвращения диффузии и сегрегации олова во время С другой Sn заращивания. стороны, атомы должны находиться В кристаллической решетке, галлия. чтобы замещая атомы оставаться электрически активной мелкой донорной примесью. При чрезмерно низкой температуре эпитаксиального роста возможно образование слишком большого

количества дефектов роста типа галлиевых вакансий. Это в свою очередь может привести к большой концентрации глубоких уровней и ухудшить электрические свойства выращенных структур. Следовательно, необходим компромиссный вариант, определяемый экспериментально.

3.2 Калибровка молекулярного источника олова

Для проведения работ по декорированию краев террас вицинальных граней атомами олова на установке молекулярно-лучевой эпитаксии RIBER 32P дополнительно к имеющимся молекулярным источникам с материалами индия (In), галлия (Ga), алюминия (Al), мышьяка (As), кремния (Si) был установлен источник для испарения олова (Sn).

Подготовка установки к работе после вскрытия И установки молекулярного источника включает в себя обезгаживание всех камер, и обезгаживание обезгаживание источника без загруженного материала источника с загруженным материалом. При этом любое вскрытие на атмосферу проводится с продуванием камеры газообразным N₂ для уменьшения количества Для обезгаживания попадания кислородсодежащих газов И паров. сверхвысоковакуумные камеры теплоизолируются и нагреваются до 200°С. При данной температуре проводится отжиг не менее трех суток до достижения момента преобладания паров As при данной температуре в камере над адсорбированными газами. Для контроля качества обезгаживания используется квадрупольный масс-спектрометр. После заморозки криопанелей жидким азотом в камере должно установиться давление не хуже 1×10⁻¹⁰ торр, а квадрупольный показать отсутствие преобладания спектр кислородосодержащих Образец спектра проведенного масс. после обезгаживания показан на рис. 3.1:


Рис. 3.1. Спектр квадрупольного масс-спектрометра после отжига рабочей камеры установки с установившимся вакуумом 4×10⁻¹⁰ торр, криопанели не заморожены.

После этого проводится обезгаживание источника без тигля при температуре 1300 °С в течение трех часов. Из этого времени один час отводится на отжиг заслонки, чтобы не допустить загрязнения испаряемого материала слетающими с заслонки примесями. Затем камера опять вскрывается на атмосферу для загрузки тигля, после чего повторяется процедура отжига камер. Далее проводится отжиг источника с пустым тиглем без загруженного материала. Температура обезгаживания при этом определяется максимальной температурой, допустимой для используемого типа тигля. В источнике олова стоит тигель из пиролитического нитрида бора BN, таким образом температура обезгаживания составляет 1250 °С. При данной температуре проводится отжиг

не менее 4-х часов, включая 1 час с закрытой заслонкой молекулярного источника для ее обезгаживания.

Затем опять проводится вскрытие на атмосферу, в отожженный источник загружается материал и повторяется процедура обезгаживания сверхвысоковакуумных камер установки. Завершается подготовка источника обезгаживанием загруженного материала, для чего источник нагревается до температуры, на 50 °C превышающей рабочую. Нагрев проводится медленно, примерно по 50 °C за 10 мин., не допуская таким образом ухудшения вакуума в камере больше, чем 5×10⁻⁷ Торр. Окончательно молекулярный источник с загруженным Sn отжигался при 700 °C не менее 4-х часов, включая 1 час с закрытой заслонкой для ее обезгаживания. После проведения всех процедур обезгаживания молекулярный источник был готов к использованию.

Для выполнения работы источник с легирующей примесью должен быть откалиброван, а именно, должна быть подобрана температура источника Sn, обеспечивающая приемлемую и известную скорость планарного легирования оловом для получения необходимых слоевых концентраций.

Калибровка проводится путем выращивания методом МЛЭ на установке RIBER 32Р двух эпитаксиальных структур GaAs с объемным легированием оловом с различной температурой источника Sn и последующим измерением объемной концентрации легирующей примеси. Измерение концентрации легирующей примеси проводится косвенным методом. Для ЭТОГО на выращенных образцах с помощью эффекта Холла определяется холловская концентрация электронов проводимости. Если измеренная объемная концентрация электронов лежит в диапазоне 2×10^{17} см⁻³ – 3×10^{18} см⁻³, то можно считать, что концентрация атомов примеси примерно равна измеренной концентрации электронов проводимости. Состав структур показан на рис. 3.2.

GaAs:Si	100 Å	
GaAs:Sn	1 мкм	
сверхре	ешетка	
AlAs/GaAs		
18 Å/18	Å 5 пар	
полуизолирующая		
подложи	ca GaAs	

Рис. 3.2. Состав тестовых структур для калибровки источника олова.

Добавление сверхрешетки перед основным слоем позволяет быстрее достичь гладкой поверхности и не допустить возможной диффузии атомов примеси из подложки. Толщина контактного слоя GaAs:Si и концентрация Si в нем заранее подобраны таким образом, чтобы компенсировать поверхностный потенциал и не обеднять исследуемый слой. В тоже время сам контактный слой был полностью обеднен. Слоевая концентрация носителей тока n_s определяется из измерений эффекта Холла. Зная слоевую концентрацию n_s и толщину легированного слоя d, можно определить объемную концентрацию n_v в этом слое $n_v = n_s/d$. По слоевой концентрации n_s и времени роста легированного слоя t легко получить скорость планарного легирования в единицах слоевой концентрации за единицу времени Vn_s=n_s/t.

Температура Sn при легировании первой структуры составляла 541,5 °C, второй – 615 °C. Исходное значение 541,5 °C выбрано из анализа справочного графика зависимости давления насыщенных паров олова от температуры [88] с учетом реальной геометрии эпитаксиальной установки. Скорректированное значение температуры источника олова для второй структуры выбрано исходя из результатов измерений первой, показавшей заниженную концентрацию легирования, что связано с технологическими параметрами, такими как геометрия расположения источника и геометрия расположения термопары относительно тигля.

Результаты измерений эффекта Холла при комнатной температуре представлены в таблице 3.1.

Таблица 3.1.

Образец	Подвижность	Концентрация	Концентрация	Сопротивление
	μ, см²/(В×с)	n_s, cm^{-2}	n _v , см ⁻³	R, Ом/□
1	4000	1,97×10 ¹³	1,97×10 ¹⁷	79
2	2700	1,01×10 ¹⁴	1,01×10 ¹⁸	23

Достаточно высокие значения подвижности для такого уровня объемного легирования говорят о высокой степени совершенства полученных слоев с минимумом дефектов. Из таблицы 3.1 определены скорости планарного легирования оловом для $T1_{sn}$ =541,5°C и $T2_{sn}$ =615°C, они равны 1,45×10¹¹ см⁻²/мин и 7,44×10¹¹ см⁻²/мин соответственно.

3.3 Подготовка и выглаживание поверхности кристалла GaAs перед декорированием краев террас атомами олова

Для получения нанонитей из атомов примеси (в данном случае - Sn), декорирующей края атомных террас вицинальной поверхности кристалла, одним из важнейших условий является отсутствие на поверхности террас других объектов для декорирования, а именно, атомных островков, границы которых так же, как и края террас представляют собой стоки для декорирующей примеси. При большом количестве островков на террасах значительная доля примеси осядет на их границах, уменьшив концентрацию на краях террас. Таким образом, перед проведением δ-легирования, поверхность кристалла должна представлять собой гладкие террасы, свободные от островков. Единственно возможным способом контроля гладкости поверхности in situ является дифракция быстрых электронов «на отражение» ДБЭО. Интенсивность рефлексов электронной поверхностной дифракции чрезвычайно чувствительна К состоянию

поверхности [89]. В литературе известны расчеты, выполненные в рамках кинематической теории дифракции, связывающие угловое распределение интенсивности дифрагированных на отражение электронов средних и высоких энергий с характеристиками распределения поверхностных атомов [90, 91]. Анализируя угловое распределение интенсивности дифракционного рефлекса, и используя соответствующие аналитические выражения, можно определить средние степени заполнения атомных монослоев [90] или корреляционные характеристики расположения атомов на поверхности кристалла [91]. Более детальный анализ характеристик морфологии поверхности предложен в работе [92]. В ней проведен расчет интенсивности дифракции отраженных поверхностью электронов средних энергий в кинематическом приближении для нереконструированной поверхности в предположении, что поверхность кристалла представляет собой островки прямоугольной формы, расположенные в одном незавершенном монослое. Для такой модели получены аналитические выражения, используя которые можно из измеренного углового распределения интенсивности G (вдоль нулевого рефлекса двумерной дифракции) определить средние размеры островков и их количество на единицу площади поверхности:

$$G = \frac{\widehat{l_1}asin^2\{(\pi a/\lambda)s_x\}}{(XY)\lambda|F|^2sin^2\{(\frac{\pi a}{\lambda})s_z\}} = 2\langle m \rangle n - 2\sum_l \langle m \rangle_l n_l cos\left\{\left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)ls_x\right\} - \frac{\lambda a}{2\pi s_x} \langle m \rangle n\sum_l \langle m \rangle_l n_l sin\left\{\left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)ls_x\right\} + \frac{\lambda a}{4\pi s_x}\sum_l \sum_l \langle m \rangle_l n_l \langle m \rangle_{l'} n_{l'} sin\left\{\left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)s_x(l+l')\right\}$$

$$(3.1)$$

, где $\langle m \rangle$ - произведение среднего числа элементарных ячеек островков для унаправления, усредненное по всем островкам на поверхности; n - общее количество островков на единицу площади поверхности; $\langle m \rangle_l$ - среднее число элементарных ячеек островков для у-направления, усредненное только по островкам имеющим l ячеек в х- направлении; n_l - плотность островков, имеющих l ячеек в х-направлении; s_x – количество островков в х-направлении; $\widehat{l}_l = \int I ds_y$ - экспериментально измеряемая интенсивность, проинтегрированная по ширине дифракционного тяжа. Из результатов работы [92] получается, что чем больше размер островков из которых состоит поверхность сингулярной грани, тем больше интенсивность зеркального рефлекса. Поверхность, состоящая из предельно больших островков эквивалентна атомарно гладкой поверхности без островков. Таким образом, полное отсутствие островков на поверхности соответствует максимальной интенсивности зеркального рефлекса. При ориентации первичного пучка электронов в азимутальном направлении краям атомных террас вицинальной грани максимум перпендикулярно интенсивности ЗР будет соответствовать максимальному размеру островков, равному ширине террас. Но это состояние поверхности вицинальной грани как раз и соответствует полному отсутствию островков на террасах. Таким образом, состояние поверхности, представляющее эшелоны атомарно гладких террас, наиболее подходящее для проведения декорирования, можно определить по максимальному значению интенсивности зеркального рефлекса отраженных электронов. (При этом все другие параметры измерения, а именно: энергия, ток и угол скольжения первичного пучка, а также угол азимутальной ориентации образца относительно электронного луча должны оставаться постоянными).

Для формирования атомарно гладких террас на поверхности вицинальной подложки GaAs были проведены следующие технологические процессы:

- термическое удаление естественного окисла с поверхности подложки перед эпитаксиальным ростом;
- выращивание первой части буферного слоя GaAs в условиях,
 обеспечивающих полное отсутствие трехмерной дифракции ДБЭО и фасетирования поверхности подложки на дефектах и остаточных примесях,
 которое приводит к появлению дополнительных угловых рефлексов ДБЭО;
- выращивание второй части буферного слоя GaAs в условиях повышенной поверхностной подвижности адатомов Ga для минимизации количества достраивающихся монослоев на террасах во время роста;
- выдержка подложки в потоке As₄ в отсутствие атомов Ga при температуре, обеспечивающей формирование атомарно гладких террас за разумное время.

Определение оптимальных режимов формирования атомных террас на поверхности вицинальной подложки кристалла GaAs проводилось следующим образом. Подложка GaAs, отклоненная от точной ориентации (001) на угол 0,3⁰ в направлении <110> переносилась в установку МЛЭ и после обезгаживания при 400 °С проводилась процедуру удаления окислов. Для этого подложка нагревалась в потоке мышьяка (BEP_{As} = 1×10^{-5} торр) до температуры 590 °C и выдерживалась при этой температуре в течение 20 минут. Затем увеличивалась температуру подложки до 600 °С на время ~ 20 минут. Затем подложка выдерживалась еще при температуре 610 °C в течение 10 минут и при 620 °C в течение 5 минут. После удаления окислов подложка охлаждалась до температуры 580 °C. После термического удаления окислов на экране ДБЭО условий наблюдалась типичная для данных картина дифракции, представляющая и двумерные и трехмерные рефлексы. Трехмерная картина дифракции отражает особенности удаления окислов, связанные с реакцией поверхностных окислов с галлием из подложки.

Затем выращивался буферный слой нелегированного GaAs при режимах, обеспечивающих пониженную поверхностную диффузию адатомов. Такие условия роста позволяют быстро достичь двумерного характера дифракции и избежать фасетирования поверхности. На рис. 3.3 а) схематично представлен профиль вицинальной поверхности, а на рис. 3.3 б) – двумерная поверхность вицинальной грани без атомарно гладких террас. На рис. 3.3 в) приведен пример образования микрофасеток (кристаллических микрограней с ориентацией типа $\{111\}$). Экспериментально были определены условия роста, удовлетворяющие поставленной задаче: скорость роста GaAs ~ 0,6 мкм/ч; температура подложки ~580°C; давление мышьяка (BEP_{As}) 1×10⁻⁵ торр; время роста буферного слоя до достижения чисто двумерного характера дифракционной картины ДБЭО ~15 минут.



Рис. 3.3.

Поскольку BEP_{Ga} для скорости роста 0,6 мкм/ч составляло ~ 4×10^{-7} торр, то отношение давлений As/Ga было равно ~ 25. В этих режимах толщина буферного слоя доводилась до ~ 0,4 мкм.

Известно, что поверхностная диффузионная длина адатомов Al почти на порядок меньше, чем для Ga при аналогичных условиях роста [93]. Применение на начальной стадии роста буферного слоя короткопериодной сверхрешетки AlAs/GaAs позволило получить двумерную дифракционную картину уже после ~ 5 минут роста буферного слоя GaAs. Скорость роста AlAs была равна 0,4 мкм/ч. Сверхрешетка состояла из пяти периодов по ~ 20 Å каждого слоя.

Вторая часть буферного слоя GaAs выращивалась при таких режимах, которые обеспечивали максимальную подвижность адатомов Ga при сохранении сверхструктуры на поверхности $\beta(2\times 4)$. Поскольку подвижность адатомов растет в первую очередь с увеличением температуры подложки, то последняя варьировалась в диапазоне 580÷650 °C. Остальные технологические параметры роста оставались прежними, кроме давления As, которое было уменьшено до 8×10-6 торр. Контроль поверхности осуществлялся измерением интенсивности ЗР отраженных электронов с помощью встроенного дифрактометра, и самодельной системы регистрации интенсивности свечения люминесцентного экрана. Система регистрации интенсивности состояла из фоторезистора, экрана, небольшого чувствительного К спектру свечения объектива, двухкоординатного столика и простого резистивного преобразователя токнапряжение с питанием от гальванического элемента. Сигнал напряжения подавался на самописец с временной разверткой.

При варьировании температуры подложки проводилась регистрация осцилляций интенсивности ЗР на начальных стадиях роста после достижения максимальной гладкости поверхности при данной температуре после прерывания роста на 1÷2 минуты. На рис. 3.4 приведен пример записи осцилляций во время роста GaAs при температуре подложки 620 °C.



Рис. 3.4.

При температурах подложки ниже 620 °C амплитуда осцилляций была больше, но интенсивность ЗР перед началом роста была меньше. Амплитуда осцилляций для сингулярной поверхности с точной ориентацией растет вместе с ростом подвижности адатомов. Подвижность адатомов увеличивается вместе с увеличением температуры подложки в условиях неизменной сверхструктуры. Наблюдающееся уменьшение амплитуды осцилляций с ростом температуры для вицинальной грани говорит о том, что поверхностная диффузионная длина адатомов близка к половине ширины террас. Когда диффузионная длина адатомов становится заметно больше половины ширины террас вицинальной грани, то осцилляции интенсивности зеркального рефлекса ДБЭО на начальных стадиях роста исчезают, так как меняется механизм эпитаксиального роста с двумерного на так называемый "step flow growth" режим. При этом режиме гладкость поверхности на атомарном уровне не меняется во время начальных стадий роста, а сам рост происходит достраиванием ступеней на краях террас. Была тем не менее выбрана температура роста 620 °C, так как при более высокой температуре происходила перестройка сверхструктуры поверхности во время начала роста. На рис. 3.4 также видна эта перестройка в виде отличающейся формы первого полупериода осцилляций. При увеличении P_{As} до 1×10⁻⁵ торр это изменение при температуре подложки 620 °C исчезало. В этом режиме выращивался буфер до суммарной толщины 0,6-0,8 мкм.

После завершения роста буферного слоя GaAs подложка выдерживалась в потоке As₄ при различных температурах с контролем интенсивности зеркального рефлекса ДБЭО. Фотография дифракционной картины, полученной от поверхности вицинальной подложки GaAs, отклоненной от точной ориентации (001) на угол 0,3⁰ в направлении <110> после выращивания буферного слоя толщиной 0,8 мкм, приведена на рис. 3.5 После завершения роста фиксировали более высокое, чем при росте, значение интенсивности ЗР вследствие распада и коалесценции островков, существующих на поверхности при росте, и формирования более гладкой поверхности. Это увеличение интенсивности происходило в течение ~ 1 минуты. При большем времени ожидания заметного увеличения интенсивности ЗР не наблюдалось. При последующем увеличении подложки до 630 °C наблюдали небольшое увеличение температуры интенсивности. Это значение практически не изменялось при охлаждении подложки опять до температуры 620 °C. При увеличении температуры подложки до 640 °С полученное значение интенсивности ЗР не изменялось, но при последующем охлаждении подложки до 620 °C значение интенсивности несколько увеличилось. При повышении температуры до 650 °C значение интенсивности заметно уменьшилось, и при охлаждении до 620 °C в течение ~1 минуты вернулось к своему максимальному значению. После достижения своей максимальной величины интенсивность зеркального рефлекса оставалась постоянной при дальнейшем понижении температуры подложки до ~ 600 °C и

уменьшалась при дальнейшем уменьшении температуры подложки из-за наблюдаемого на экране ДБЭО изменения сверхструктуры поверхности.



Рис. 3.5.

Таким образом, можно сформулировать найденные оптимальные режимы формирования террас на поверхности вицинальной подложки GaAs, которые обеспечили максимальное значение интенсивности зеркального рефлекса. Технологические процессы и режимы формирования террас на поверхности вицинальной подложки сведены в таблицу 3.2.

Таблица 3.2.

	параметр	Технологические режимы		
процесс		T _s , °C	V _{GaAs} ,	V _{AlAs} ,
			мкм/ч	мкм/ч
CP AlAs/GaAs, 5×	$20\text{\AA} + 20\text{\AA}$	580	0,6	0,4
Буфер GaAs-1	0,4-0,6 мкм	580	0,6	0
Буфер GaAs-2	До 0,8 мкм	620	0,6	0
Прерывание роста	2 мин	620	0	0

3.4 Декорирование краев террас вицинальной поверхности атомами олова

Поскольку поверхность подложки подготовлена для легирования Sn, то технологические параметры: температура подложки T_s и поток (BEP) As₄ уже заданы. Теперь требуется определить температуру молекулярного источника олова для получения требуемого потока атомов олова и время легирования. Поскольку реальная подвижность атомов Sn на реальной поверхности GaAs неизвестна, поэтому неизвестно время, необходимое атомам олова, чтобы достичь минимума энергии, оказавшись на краях террас (ступеней) вицинальной поверхности. Следовательно, чем медленнее будет идти легирование, тем лучше. Но при температуре подложки, например, 627 °С давление насыщенного пара атомов Sn (равновесное) равно 10^{-9} торр, что при стандартных эпитаксиальных режимах уже превышает значение ВЕР легирующего вещества около подложки. В таких условиях скорость покидания атомов Sn поверхности подложки может оказаться выше, чем скорость доставки этих атомов на поверхность подложки. Также необходимо иметь в виду, что истинная, термодинамическая температура поверхности подложки может отличаться температуры ОТ подложки, измеряемой с помощью термопары, что связано с радиационным нагревом подложки. Более того, это расхождение зависит и от морфологии поверхности обратной стороны подложки, и от толщины подложки и ее диаметра, и от

материала подложки. Поскольку удельного сопротивления изменение равновесного давления насыщенного пара Sn на порядок происходит при изменении температуры всего на 48 °C, то единственным способом определения необходимого потока атомов олова остается эксперимент. Приблизительной реперной точкой для калибровки температуры подложки может служить температура удаления окислов с подложки GaAs. Этот процесс связан с химической реакцией окислов галлия с галлием в подложке с образованием другого, уже летучего окисла. Считается, что это происходит при температуре 580°С. Эксперименты, проведенные в рамках диссертационной работы показали, что уход окислов, контролируемый с помощью ДБЭО, происходит в диапазоне температур 590÷610 °С и зависит от конкретной партии подложек.

Было экспериментально определено, что на сингулярной подложке, легирование оловом поверхности GaAs при температуре подложки 620 °C и P_{As4} = 10⁻⁵ торр в течение 4 минут с температурой источника олова ~ 615 °C дает концентрацию носителей в δ-слое ~ 2×10¹² см⁻², измеренную с помощью эффекта Холла. При этом расчетное значение концентрации атомов олова в δ-слое, определенное из данных калибровки молекулярного источника Sn ~ 7×10¹² см⁻². Таким образом, экспериментально определенный начальный поток атомов олова для времени легирования ~ 4 мин и температуре подложки 620 °C. Учитывая, что реиспарение олова с террас вицинальной подложки более эффективно, чем с краев террас, можно ожидать большей концентрации при легировании вицинальной подложки в аналогичных условиях.

В качестве метода исследования, позволяющего судить о расположении атомов олова на поверхности кристалла, применялась дифракция быстрых электронов в геометрии на отражение (ДБЭО) при углах скольжения первичного электронного пучка ~ 1÷3°, которая получает информацию от нескольких приповерхностных слоёв объекта и допускает интерпретацию результатов в рамках кинематической теории дифракции. Эксперимент заключался в регистрации и сравнении изменений интенсивности зеркального рефлекса, возникающих в результате δ – легирования поверхности GaAs оловом.

Атомы Sn имеют существенное (~ 40 %) различие амплитуд рассеяния в сравнении с атомами Ga [94], что позволяет регистрировать изменения интенсивностей рефлексов дифракционной картины от 1 до 10 % при дозах δ – легирования на уровне $10^{12} - 10^{13}$ см⁻², т.е. на уровне 0., 1 - 1, 0 % монослоя.

Качественно картину дифракции в кинематическом приближении [89] можно представить следующим образом. Вицинальная поверхность кристалла составлена из кусочков сингулярной плоскости кристалла (террас). Они что образуют располагаются таким образом, края террас плоскость образца. Обратное макроскопической ориентации пространство, соответствующее вицинальной поверхности кристалла подложки – это поверхностной периодическая система стержней сверхструктуры, перпендикулярных сингулярной плоскости террас (т.е. плоскости (100)). Эти стержни наклонены к плоскости макроскопической ориентации образца на угол, соответствующий углу разориентации кристалла. Если атомы осаждаемой примеси располагаются хаотично на плоскостях террас и не декорируют их края, то обратное пространство такого объекта – нулевой стержень обратной решётки, нормальный к плоскости террасы. Он совпадает с нулевым узлом обратной решётки подложки. Таким образом, при равномерном распределении олова по поверхности террас следует ожидать изменения интенсивности дифракции в точках нулевого стержня обратной решётки, но качественного изменения вида дифракционной картины не произойдёт. Если же примесь преимущественно располагается на краях террас - то возникает рассеивающая плоскость атомов примеси, совпадающая с плоскостью макроскопической ориентации образца. Другими словами, появляется новый двумерный объект, составленный из атомов примеси – плоскость, наклонённая к сингулярной плоскости террас. И при ДБЭО нулевой стержень обратной решетки пересечет нулевой узел обратной решётки подложки в точке, соответствующей зеркальному рефлексу, при этом должно произойти качественное изменение дифракционной картины, связанное с расщеплением зеркального рефлекса в виде буквы V. Для наблюдения этого эффекта азимутальная ориентация первичного пучка электронов должна

совпадать с направлением [0-11], параллельным краям атомных террас. На рис. 3.6-3.7 представлены дифракционные картины ДБЭО до осаждения олова для двух ортогональных азимутальных направлений первичного электронного пучка [0-11] и [011] соответственно. Рис. 3.8 отображает картину ДБЭО после осаждения олова. Из сравнения рис. 3.6 и рис. 3.8 видно расщепление нулевого рефлекса дифракционной картины после нанесения олова, свидетельствующее об образовании сегрегации атомов олова на краях террас вицинальной грани кристалла GaAs.



Рис. 3.6. Фотография дифракционной картины от поверхности выращенного буферного слоя GaAs до осаждения олова для азимутального направления первичного электронного луча [0-11] параллельно краям террас



Рис. 3.7. Фотография дифракционной картины от поверхности выращенного буферного слоя GaAs до осаждения олова для азимутального направления первичного электронного луча [011] перпендикулярно краям террас



Рис. 3.8. Фотография дифракционной картины от поверхности выращенного буферного слоя GaAs после осаждения олова для азимутального направления первичного электронного луча [0-11] параллельно краям террас

3.5 Заращивание высаженных атомов олова

Последний этап – заращивание высаженных на края ступеней атомов Sn следует проводить с максимальной скоростью и минимальной T_s. Эти меры необходимы для предотвращения диффузии и сегрегации олова во время заращивания, при этом атомы Sn должны находиться в кристаллической решетке, замещая атомы галлия, чтобы оставаться электрически активной мелкой донорной примесью. Температура подложки T_s должна быть понижена с максимальной скоростью. Это условие следует из-за изменения поверхностной сверхструктуры подложки при понижении температуры с (2×4) на с (4×4) . Сверхструктура с (4×4) в отсутствие роста даже при нулевом P_{As4} существует до ~ 400 °C. При используемом P_{As4} такая сверхструктура устойчива до температур ~ 530 °C, в то время, как для заращивания же НН олова требуется температура ниже 500 °C. То есть, при снижении T_S с температуры легирования до температуры заращивания неизбежно происходит перестройка атомов на поверхности подложки, проходя $\beta(2\times 4)$ $\gamma(2 \times 4) \rightarrow c(4 \times 4)$. последовательно стадии сверхструктур \rightarrow Соответственно, чем быстрее произойдет перестройка поверхности, тем меньше вероятность разрушения высаженных НН из атомов олова. При чрезмерно низкой температуре эпитаксиального роста возможно образование слишком большого количества дефектов роста типа галлиевых вакансий. Что, в свою очередь, может привести к большой концентрации глубоких уровней и ухудшить электрические свойства выращенных структур. Конкретное значение T_s для заращивания должно выбираться экспериментально.

3.6 Гомоэпитаксиальные структуры с нанонитями из атомов олова, встроенные в кристалл GaAs

Для выглаживания поверхности на подложках выращивали буферный слой нелегированного GaAs толщиной от 0,5 до 1 мкм при температуре 580 °C. По завершении выращивания буферного слоя формировали исходную для

последующего δ – легирования поверхность, минимизируя путем нанесения субмонослойных количеств GaAs количество островков на плоскостях атомных террас и уступов на краях террас, образовавшихся в процессе роста, то есть добивались создания системы максимально возможных гладких атомных террас на вицинальной грани описанным в предыдущем разделе методом.

Концентрация наносимого на поверхность Sn определялась по времени его напыления из эффузионной ячейки, находившейся при температуре 615 °C. Калибровка источника Sn была проведена по измерению холловской концентрации электронов в выращенных δ - легированных плёнках GaAs на сингулярных подложках. В качестве рабочей температуры подложки во время высаживания атомов олова на поверхность была выбрана $T_s = 610$ °C, которая обеспечивает наилучшую поверхностную миграцию для сегрегации атомов легирующей примеси вдоль краев террас.

После формирования квазиодномерных цепочек атомов Sn при блегировании осуществлялось ИХ гомоэпитаксиальное заращивание И формировались верхние (контактные) слои эпитаксиальной структуры, легированные Si, параметры которых были выбраны с учетом выхода на плоские зоны к б-легированному слою, содержащему нанонити из атомов Sn. Температура подложки T_s при заращивании должна обеспечивать минимальную диффузию высаженных атомов олова в растущие слои. Для этого T_s понижалась до значения, при котором еще обеспечивается гладкость и совершенство кристалла растущего слоя GaAs, контролируемые по яркости зеркального рефлекса И двумерным видом дифракционной картины ДБЭО. OT Экспериментально определенное оптимальное значение температуры подложки, при которой проводилось заращивание слоя из атомов Sn составило $T_s = 470$ °C.

Конструкция исследуемых образцов гомоэпитаксиальных структур, содержащих нанонити из атомов олова, показана на рис. 3.9.



Рис. 3.9. Конструкция гомоэпитаксиальной структуры с δ-легированием из атомов Sn, образующих квазиодномерные каналы на гранях вицинальных террас в поперечном сечении

Были изготовлены гомоэпитаксиальные образцы двух типов. Образец первого типа №217 на вицинальной подложке GaAs с разориентацией 0,3° и второго типа №218 – на вицинальной подложке GaAs с разориентацией 3°. Предростовая подготовка подложек включала в себя нагрев до 400 °C для удаления адсорбированных атмосферных газов в камере предварительного обезгаживания и далее нагрев до 580 °C в рабочей камере в потоке мышьяка с контролем температуры и времени нагрева по картине ДБЭО для удаления поверхностных окислов. Калиброванная скорость роста V_{GaAs} составляла 0,44 мкм/час при соотношении потоков $P_{As}/P_{Ga} \sim 15$. Температура подложки при росте нелегированного буферного слоя GaAs Ts = 580 °C. Время прерывания роста перед δ-легированием (слой №3 на рис.3.9) составляло 180 с при T_s = 630 °C. Температура эффузионной ячейки с Sn во время δ-легирования составляла 615 °C, время легирования 246 с при T_s=610 °C. Время прерывания роста после δ-легирования (слой №5 на рис. 3.9) составляло 120 с при Ts = 620 °C.

3.7 PHEMT AlGaAs/InGaAs структуры с профилем легирования в виде нанонитей из атомов олова

Особенность высокой технологии наноструктур с подвижностью электронов в канале (PHEMT) применительно к созданию заданного профиля легирования в виде квазиодномерных каналов заключается в использовании соединения $Al_xGa_{1-x}As$ в барьерном слое (рис. 3.10), эффективность легирования оловом которого практически не изучалась. Для оптимизации процесса декорирования краев террас атомами олова использовался технологический прием, заключающийся во введении дополнительной прослойки GaAs в область δ-легирования, что позволило воспроизвести уже изученные В гомоэпитаксиальных системах условия для легирования оловом, а также повысить гладкость поверхности [96] и эффективность легирования слоя Al_xGa₁-_xAs [97].

Конструкция структуры типа РНЕМТ с профилем дельта-легирования в виде нанонитей из атомов олова показана на рис. 3.8. Предростовая подготовка подложки, V_{GaAs} , P_{As}/P_{Ga} и условия роста нелегированного буферного слоя GaAs аналогичны описанным ранее. Перед δ-легированием введена дополнительная прослойка GaAs (слой №8 на рис.3.10) толщиной 3 нм с последующим прерыванием роста на 90 с при оптимальной T_s. Гладкость поверхности перед высаживанием контролировалась с помощью ДБЭО. Температура эффузионной ячейки с оловом во время δ-легирования была 677,1 °C и 694 °C в зависимости от концентрации (1,48÷2,96) × 10¹³ см⁻² при равном времени легирования 240 с. Время прерывания роста после δ-легирования (слой №11 на рис. 3.10) составляло 45 с. Для заращивания атомов олова при оптимальных условиях использовалась $T_s=500$ °C для минимизации диффузии в растущие слои. Стандартная температура заращивания для РНЕМТ составляла 580 °C.



Рис. 3.10. Конструкция РНЕМТ структуры с б-легированием из атомов олова, образующих квазиодномерные каналы на гранях вицинальных террас в поперечном сечении

Выбранные значения параметров технологических слоев из конструкции на рис. 3.10 представлены в таблице 3.3:

Номер слоя	Температура	Время,
помер слоя	подложки, ⁰ С	сек
12÷14	500	-
11	620	45
10	610	-
9	620	30
8	620	-

Таблица 3.3. Итоговые значения параметров технологических слоев

В качестве исходного для апробации выбранных режимов и конструкции был изготовлен образец № 256 с концентрацией легирования n_{Sn} = 3,7×10¹² см⁻², примерно соответствующей дозе δ-легирования Si в традиционных AlGaAs/ InGaAs PHEMT структурах. Используя образец № 256 в качестве реперной точки, были изготовлены экспериментальные образцы типа AlGaAs/InGaAs PHEMT пяти типов. Все они легированы Sn, кроме № 261, в котором в качестве легирующей примеси использовался Si. Отличия состоят в расчетной степени легирования и условиях заращивания и показаны в таблице 3.4. Образцы № 261 и 275 изготовлены при стандартной температуре заращивания δ-легированного слоя для PHEMT структуры $T_S = 580$ °C. В образцах № 256, 258, 260 и 278 применялась пониженная температура заращивания Ts=500 °C, оптимальная при легировании оловом для уменьшения сегрегации и диффузии в растущие слои.

Номер	Условия	Концентр.
	заращивания	легирования
ооразца	δ-слоя	δ-Sn, cm ⁻²
256	Пониженная	3,7×10 ¹²
258	Пониженная	7,4×10 ¹²
260	Пониженная	1,48×10 ¹³
261	Стандарт	3,4×10 ¹²
275	Стандарт	1,48×10 ¹³
278	Пониженная	2,96×10 ¹³

Таблица 3.4. Отличия образцов AlGaAs/InGaAs PHEMT

3.8 Выводы по третьей главе

Обоснована возможность декорирования краев террас атомами олова, выделены ключевые этапы для создания НН. Проведена теоретическая оценка оптимальных условий для декорирования краев террас атомами олова на каждом из этапов: при выглаживании поверхности перед высаживанием атомов олова, во время б-легирования и при заращивании атомов олова с минимальной диффузией и сегрегацией и экспериментальная апробация этих условий. Установленны экспериментальные значения параметров процесса МЛЭ для декорирования краев вицинальных выполнении террас, при которых преимущественное расположение атомов олова вдоль краев террас подтверждается расщеплением зеркального дифракционного рефлекса.

Разработана конструкция, состав и определены технологические условия формирования гомоэпитаксиальных образцов, содержащих нанонити, встроенные в кристалл GaAs и AlGaAs/InGaAs PHEMT образцов с профилем δлегирования в виде нанонитей из атомов Sn. Изготовлены экспериментальные образцы эпитаксиальных наноструктур обоих типов.

ГЛАВА 4. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

4.1 Измерение эффекта Холла

Для гомоэпитаксиальных образцов с НН, встроенными в кристалл GaAs, измерения эффекта Холла показывают типичные параметры подвижности, обусловленные рассеянием на ионах примеси: $\mu \sim 1800 \text{ сm}^2/(\text{B}\times\text{c})$ и слоевую концентрацию на уровне $n \sim 3 \times 10^{12} \text{ сm}^{-2}$. Что позволяет сделать вывод только о достаточной степени легирования для получения рабочей концентрации носителей и для дальнейшего исследования свойств гомоэпитаксиальных образцов будут использоваться другие методы.

Результаты измерений электрофизических параметров методом эффекта Холла изготовленных образцов типа РНЕМТ представлены в таблице 4.1. Несмотря на высокое качество кристалла, показанное ДБЭО непосредственно во время эпитаксиального роста образца №256, электрофизические параметры оказались недостаточными для дальнейшей работы: n = 1,5×10¹¹ см⁻². Температура подложки T_s во время легирования, обеспечивающая требуемую поверхностную миграцию, приводит к высокой скорости реиспарения атомов Sn с поверхности подложки. Таким образом, для получения рабочих значений концентрации носителей n ~ 2×10¹² см⁻² необходимо повышать степень легирования. Следующий образец в серии №258 показывает концентрацию носителей $n = 3.4 \times 10^{11}$ см⁻² при увеличенной дозе Sn в два раза. Проявляющаяся тенденция по повышению концентрации электронов при увеличении дозы легирования говорит о правильном в целом подходе, но параметры пока еще недостаточны приборного применения. Образец №261 для является референсным, легирован кремнием при аналогичных условиях и необходим для проверки правильности калибровки оборудования и исключения влияния технологических факторов на свойства наноструктур. Измеренная холловская концентрация носителей составила ~ 2×10¹² см⁻², что вместе с подвижностью

~5900 см²/(В×с) соответствуют типичным параметрам РНЕМТ структур In_{0.2}Ga_{0.8}As/AlGaAs и характеризует правильность расчета состава структуры, проведенных калибровок и скоростей роста. Пробный образец №275, для которого использовались стандартные для РНЕМТ температуры барьерного и контактного слоев (T_S = 580° C) со степенью легирования 1,48×10¹³ см⁻² показал слоевую концентрацию электронов при комнатной температуре < 7×10¹⁰ см⁻², что явно свидетельствует о неоптимальности стандартных условий для легирования оловом.

Таблица 4.1. Условия изготовления и измеренные параметры наногетероструктур

Образец	Сбразец заращивания	Концентр.	Измеренные параметры	
		легирования	эффекта Холла при 300 К	
		δ-Sn, cm ⁻²	μ , cm ² /B×c	n, cm ⁻²
256	Пониженная	3,7×10 ¹²	4800	1.5×10 ¹¹
258	Пониженная	7,4×10 ¹²	4950	3.4×10 ¹¹
260	Пониженная	1,48×10 ¹³	5600	7.8×10 ¹¹
261	Стандарт	3,4×10 ¹² *	5880	2.1×10 ¹²
275	Стандарт	1,48×10 ¹³	4900	6.5×10 ¹⁰
278	Пониженная	2,96×10 ¹³	5530	2×10 ¹²

* – Концентрация легирования б-Si

Дальнейшее увеличение концентрации атомов олова при легировании до значений ~3×10¹³ см⁻² в сочетании с оптимизированными режимами эпитаксиального роста привело к получению образца №278 гетероструктуры со слоевой концентрацией электронов 2×10¹² см⁻² (табл. 4.1).

4.2 Измерения вольт-амперных характеристик

Для проведения измерений В сильных полях на основе гомоэпитаксиальных структур были изготовлены образцы со специальной топологией омических контактов для проведения измерений в **ДВVX** ортогональных направлениях. Омические контакты Ni/Ge/Au/Ni/Au формировались методом "взрыва" с помощью установки контактной прецизионной фотолитографии Suss MJB4 с последующим вжиганием в потоке газообразного азота. Топология контактов показана на рис. 4.1. Ширина контактов составляет 20 мкм, расстояние между ними 6 мкм.



Рис. 4.1. Топология омических контактов для проведения измерений в двух перпендикулярных направлениях на гомоэпитаксиальных образцах, содержащих встроенные нанонити из атомов олова

Все измерения в сильных полях проводились на зондовой станции с игольчатыми зондами, подключенной к измерителю характеристик полупроводниковых приборов Tektronix 370A Curve Tracer.

Полученные кривые вольт-амперных характеристик показаны на рис. 4.2 Хорошо заметна анизотропия проводимости в образце №217. В направлении вдоль краев террас вицинальной поверхности (нанонитям) проводимость примерно в 1,2 раза выше, чем перпендикулярно им, что позволяет говорить о наличии потенциального рельефа с выделенным направлением вдоль краев террас. Причем в параллельном направлении присутствует перегиб ВАХ перед областью насыщения, отмеченный на рисунке стрелкой. Такое поведение можно связать с вовлечением в механизм проводимости носителей из локализованный состояний, возникающих при случайном распределении и внедрении атомов олова в кристаллическую решетку GaAs. Контрольный образец № 218 свойств анизотропии проводимости не проявляет, отличия кривых при протекании тока в перпендикулярных направлениях находится в пределах погрешности, что обусловлено малостью расстояний между краями вицинальных террас d ~ 50 Å в этом образце и сильным перекрытием огибающих волновых функций.



Рис. 4.2. ВАХ гомоэпитаксиальных образцов №217 и №218 в направлении параллельно (||) и перпендикулярно (⊥) краям террас вицинальной поверхности при 300 К

Для гомоэпитаксиальных образцов в сильных полях обнаружены осцилляции тока в направлении перпендикулярно НН, причем в параллельном направлении эффект отсутствует вплоть до теплового пробоя. На рис. 4.2 осцилляции отсутствуют из-за импульсного режима проведения измерений для

уменьшения разогрева и термической деградации структуры. Подробнее этот эффект исследуется в следующем разделе № 4.3.

Измерения в сильных электрических полях структур типа AlGaAs/InGaAs PHEMT № 260. проводились образце Формирование на контактов осуществлялось с помощью вытравливания меза-изоляции на подложке с наноструктурой, оставляющей контактные площадки для проведения измерений направлениях. Электрическое соединение В ДВУХ игольчатых ЗОНДОВ измерительной станции с площадками обеспечивалось нанесением индиевых контактов на площадки с последующим вжиганием при температуре 400 °C в потоке N₂. Результаты измерений показаны на рис. 4.3.



Рис. 4.3. ВАХ РНЕМТ образца №260 в направлении параллельно (||) и перпендикулярно (⊥) краям террас вицинальной поверхности при температуре 300 К и 77 К

Как и в гомоэпитаксиальных образцах, хорошо различима анизотропия проводимости при комнатной температуре, причем отношение I_{\parallel}/I_{\perp} ~ 2.5

существенно превышает полученное при легировании кристалла GaAs. Это может быть обусловлено повышенной локализацией электронного газа в виде НН благодаря ионному остову из атомов Sn в б-слое, эффективно модулирующему электронный газ в квантовой яме в виде квазиодномерных каналов [98].

Понижение температуры измерения до 77 К существенно меняет характер поведения проходящего тока. При тянущем поле более 5 кВ/см появляется область отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС), вероятнее связанная с уменьшением рассеяния носителей на фононах и всего междолинным рассеянием в область с большей эффективной массой. При этом пропадает анизотропия тока практически полностью насыщения В ортогональных направлениях, что может быть обусловлено приобретением носителями в высоких полях > 7 кВ/см энергии, превышающей потенциальный барьер, в котором локализованы электроны.

4.3 Исследования токовой нестабильности ВАХ

Для исследования колебаний тока в гомоэпитаксиальных структурах использовалась плата расширения персонального компьютера с АЦП с минимальным временем дискретизации 2 нс. Направление тока в образце было перпендикулярно направлению краев атомных террас вицинальной поверхности, т.е. перпендикулярно НН. Электрический контакт к образцам осуществлялся с помощью игольчатых зондов зондовой станции.

На рис. 4.4 приведены колебания тока исследуемого образца со временем выборки 1 мкс при различных напряжениях на образце, соответствующих различным значениям напряженности электрического поля (от 10 кВ/см до 15.5 кВ/см). Во время измерений образец находился в темноте при комнатной температуре. Масштаб амплитуды сигнала для всех измерений одинаков.



Рис. 4.4. Колебания тока, проходящего через образец при различном постоянном напряжении

При напряженности электрического поля 10 кВ/см (нижняя кривая на рис. 4.4) колебания тока отсутствуют. По мере увеличения напряжения на образце, появляются характерные быстрые и короткие всплески тока с последующей релаксацией до исходного уровня постоянного тока. При этом частота всплесков растет с увеличением напряжения, а амплитуда всплесков уменьшается, колебания квазипериодические. Как видно из рис. 4.4, средний период колебаний составляет для кривых от 10 до 15,5 кВ/см, соответственно ~ 170 мкс, 57 мкс, 57 мкс, 50 мкс, 25 мкс. Длительность фронта всплеска не больше 1 мкс, что соответствует временному интервалу выборки сигнала.

Дополнительное воздействие на исследуемые образцы в виде света от лампы накаливания существенно меняет картину колебаний. На рис. 4.5 приведены две кривые колебаний тока: Вверху – с освещением образца и внизу – без освещения образца при напряжении на нем 5,8 В.



Рис. 4.5. Колебания тока, проходящего через экспериментальный образец при напряжении 5,8 В; вверху – с освещением и внизу – без освещения

При освещении образца появляются следующие особенности:

- средний период колебаний уменьшается со 170 мкс до ~20 мкс;

- амплитуда колебаний скорее увеличивается, в то время как при увеличении напряжения уменьшается и период, и амплитуда колебаний;

- существенно уменьшается время спада импульса. Заметна принципиальная разница в форме колебаний при сравнении кривых для E = 14,5 кВ/см рис. 4.5: для освещенного образца форма колебаний близка к синусоидальной, то есть импульсный характер меняется на колебательный;

- характер колебаний становится более сложным, на спаде импульса появляется характерная ступень, но уже при 6 В такая особенность практически пропадает.



Рис. 4.6. Фурье-спектр осцилляций тока при напряжении 5,8 В; вверху – с освещением и внизу – без освещения

Подобное формирования и движения поведение характерно ДЛЯ электрического домена сильного поля. На фурье-спектре колебаний (рис. 4.6) основная частота находится в диапазоне ~ 10÷25 кГц, что позволяет отнести перегревно-рекомбинационной возникновения доменов К механизм неустойчивости, связанной со спецификой нагрева электронов и его влияния на их захват в потенциальные ямы, образованные НН из атомов олова. В данном типе неустойчивости ответственным за формирование домена является механизм, связанный с возбуждением т.н. волн перезарядки квантовых ям, обусловленных уменьшением скорости захвата электронов в квантовые ямы при следствие, нестабильности разогреве электрическим полем и, как ИХ распределения поля из-за различного заряда квантовых ям [99-101]. В случае пролетной неустойчивости частота колебаний $f \sim \frac{v_{дp}}{L}$ обратно пропорциональна периоду системы из квантовых каналов [102] и должна была бы быть

существенно выше. Также похожее поведение наблюдалось в легированных сверхрешетках GaAs/AlAs, в которых получили осцилляции тока, связанные с пространственным движением границы домена через несколько периодов сверхрешетки [103-105].

Влияние освещения может быть следствием возбуждения носителей, локализованных в глубоком потенциальном рельефе, образованном атомами олова в направлении перпендикулярно нанонитям, и вовлечения их в механизм протекания тока.

4.4 Спектроскопия фотолюминесценции

Спектры фотолюминесценции для изучаемых образцов приведены на рис. 4.7. Спектр образца № 260 показывает один слабый пик рекомбинации 1*e*-1*h*, соответствующий разности энергий первых подзон размерного квантования электронов 1*е* и дырок 1*h*, с пологим плечом, не переходящим в видимый пик рекомбинации со второго уровня 2e-1h, что мы связываем с недостаточным уровнем носителей заряда в квантовых квазиодномерных каналах. Образец № 261 показывает типичную для классических РНЕМТ структур, легированных кремнием, картину с двумя пиками от рекомбинации с двух уровней размерного квантования в яме с энергиями 1,26 эВ и 1,34 эВ [106]. Отдельно стоит отметить спектр образца № 275. Он смещен в более высокоэнергетическую область по сравнению с $In_{0.2}Ga_{0.8}As$, его максимум расположен на уровне 1,35 эВ. Поскольку конструкция и состав этой структуры не отличаются от № 260, их энергетические диаграммы должны совпадать, чего не наблюдается. Можно заключить, что повышенная температура заращивания оловосодержащих структур, которая применялась в образце № 275 является сильно неоптимальной не только для сохранения положения атомов олова на краях вицинальных террас, но также приводит и к диффузии также склонного к сегрегации In [107-108] из канала $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ в растущие слои, несколько уменьшая тем самым содержание In в канале и как следствие некоторому увеличению E_g.

Наибольшую интенсивность имеет спектр образца № 278 с полушириной пика 0,07 эВ и выраженным максимумом от второго уровня квантования 2*e*-1*h*, что свидетельствует о хорошем качестве наногетероструктуры и оптимальном уровне легирования.



Рис. 4.7. Спектры фотолюминесценции образцов РНЕМТ структур при T = 77 К

4.5 Расчет зонной структуры гомоэпитаксиальных образцов

Одним из возможных применений разработанных и изготовленных гомоэпитаксиальных структур, содержащих нанонити из атомов олова может являться болометр на горячих электронах (Hot Electron Bolometer, HEB) [102, 109-110]. Принцип действия такого устройства основан на увеличении числа делокализованных электронов при облучении излучением ТГц диапазона. За счет сильной зависимости количества делокализованных электронов от увеличения их энергии такой НЕВ может обладать повышенной

чувствительностью по сравнению с болометрами на базе стандартных наноструктур.

Топология рассматриваемого устройства представляет собой гомоэпитаксиальную наноструктуру GaAs с встроенными в кристалл нанонитями из атомов олова с нанесенными контактами стока, истока и затвора (рис. 4.8).



Рис. 4.8. Принципиальная схема НЕВ

Свободные электроны образуют проводящие каналы вдоль направления НН. Плотность электронов может управляться путем изменения потенциала на затворе, изменяя который можно получить изолированные каналы с полностью отсутствующей анизотропией тока либо значительно меньшей поперечной проводимостью по сравнению с проводимостью вдоль НН. Электроны, нагреваемые ТГц излучением должны приводить к уменьшению анизотропии и, следовательно, к увеличению регистрируемого тока исток-сток, в чем и состоит принцип детектирования в НЕВ.

Для оценки возможности работы были проведены теоретические расчёты по изучению распределения электронной плотности и энергетической диаграммы. В основе лежит решение системы уравнений, состоящей из:

1. Двумерного уравнения Пуассона для самосогласованного электрического потенциала φ

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\varphi(x, z) = \frac{4\pi|e|}{\varepsilon}[n(x, z) - q\delta(x)\delta(z)] \quad (4.1)$$

где *δ* – дельта-функция Дирака
ε – диэлектрическая проницаемость GaAs

q – плотность носителей в квазиодномерном канале, равная $\sum_{Sn} L$, где

- \sum_{Sn} слоевая концентрация атомов олова и L расстояние между НН
- 2. Выражения для плотности электронов *n*(*x*, *y*) в системе в зависимости от энергии

$$n(x,z) = 2 \int_0^\infty dE \, \frac{\sqrt{2}m^{3/2}\sqrt{E}}{\pi^2 \hbar^3} \frac{1}{e^{(E-\mu-|e|\varphi)/kT} + 1} \tag{4.2}$$

3. Условия электронейтральности системы

$$\int_{-L/2}^{L/2} \int_{-w/2}^{w/2} n(x, z) dx dz = \sum_{Sn} L$$
(4.3)

Где *L* и *w* ограничивают область вычислений в направлении х и z соответственно. Граничные условия в отсутствие потенциала на затворе – равенство нулю производной потенциала на краях области вычислений

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right|_{x=\pm L/2} = 0 \ \text{M} \left. \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right|_{z=\pm w/2} = 0$$

Система уравнений решалась по итерационному алгоритму. В ходе решения применялись следующие основные операции: 1) выбирается начальное приближение для распределения электронов n и вычисляется потенциал φ ; 2) в новом потенциале рассчитывается плотность электронов; 3) вторая итерация для потенциала вычисляется для нового распределения электронов; 4) итерации повторяются пока не сойдутся. При оценке анизотропии плотность электронов над барьером считается как полная плотность электронов минус плотность электронов под барьером.

Расчет проводился для размера террасы вицинальной поверхности (расстояния между HH) L = 50 нм, концентрации атомов олова $\Sigma_{Sn} = 8 \cdot 10^{12}$ см⁻² при T=300 К. Результат расчетов профиля потенциальной энергии представлен на рис. 4.9.



Рис. 4.9. Профиль потенциальной энергии для ширины террасы 500 Å

Как видно из рис. 4.9, при заданной степени легирования 8×10¹² см⁻² уровень Ферми уже располагается выше барьера, что ведет к необходимости использования затворного потенциала для управления степенью анизотропии. Для сравнения на рис. 4.10 представлена зонная структура для расположения НН вдоль краев террас шириной 50Å, соответствующих разориентации подложки 3°. Глубина потенциальной ямы в этом случае составляет ~ 0.03 эВ с расположением уровня Ферми на 0,09 эВ выше высоты барьера, что означает отсутствие в такой конфигурации каких-либо одномерных каналов.



Рис. 4.10. Профиль потенциальной энергии для ширины террасы 50 Å

Также для оценки влияния степени легирования были проведены расчеты профиля потенциальной энергии в зависимости от степени легирования для выбранной рабочей ширины вицинальной террасы 500 Å. Результат представлен на рис. 4.11. При повышении степени легирования глубина квантовой ямы увеличивается с одновременным поднятием уровня Ферми над барьером. Это также подтверждает оптимальность выбранного уровня легирования для атомов олова на уровне 8×10^{12} см⁻²: его повышение приведет к дальнейшему уменьшению коэффициента анизотропии, а уменьшение нецелесообразно из-за уменьшения концентрации электронов и уменьшению квантовой ямы, что сильно ограничивает возможность управления коэффициентом анизотропии.

Результаты расчетов для структуры с рабочими параметрами с применением затворного потенциала показаны на рис. 4.12-4.14.



Рис. 4.11 Профили потенциальной энергии для разной степени легирования



Рис. 4.12 Отношение плотности электронов над барьером к суммарной плотности от напряжения на затворе.



Рис. 4.13. Зависимость высоты барьера (от уровня Ферми) от напряжения на затворе.



Рис. 4.14. Плотность электронов от напряжения на затворе

По результатам расчета получается, что при концентрации атомов олова $n_{Sn}=8\times10^{12}$ см⁻² локализация носителей в яме составляет ~ 10 % от общего числа (рис. 4.12), что дает коэффициент анизотропии ~ 1,1, что в целом соответствует полученным экспериментальным данным. Для реализации НЕВ требуется исключить проводимость в перпендикулярном направлении для уменьшения темнового тока, что можно достичь приложением закрывающего затворного потенциала U_g . При U_g = -0,5 В высота барьера составляет ~ 50 мэВ (рис. 4.13) при числе локализованных в квантовой яме носителей ~ 1,5×10¹⁶ см⁻³ (рис. 4.14). При дальнейшем увеличении U_g высота барьера увеличивается с одновременным уменьшением плотности электронов в системе. Качественно такое поведение позволяет рассматривать возможность формирования HEB на основе гомоэпитаксиальной структуры с НН из атомов олова.

4.6 Характеристики полевых транзисторов на основе эпитаксиальных наноструктур, содержащих нанонити из атомов олова

Содержащая квазиодномерный потенциальный рельеф РНЕМТ структура № 278 с наилучшими электрофизическими параметрами была взята за основу для изготовления модулей полевых транзисторов.

Полевые транзисторы изготовлены по укороченному технологическому маршруту, включающему жидкостное травление меза-изоляции, омические контакты истока и стока вместе с контактными площадками и электроннолучевые затворы (также вместе с контактными площадками). Пассивация затвора и дополнительная металлизация не проводилась. Ширина затворов транзисторов была равна 2×50 и 2×120 мкм. Топология затвора – Т-образная, длина грибообразных затворов была равна 150 нм. Толщина металлизации омических контактов Ni/Ge/Au/Ni/Au ~300 нм, затворной металлизации Ti/Pd/Au – 430 нм. Омические контакты вжигались в инертной атмосфере сухого азота при температуре 360 °C. Удельное контактное сопротивление ~0,2 Ω×мм. Два

фрагмента топологии транзисторов для проведения измерений в двух ортогональных направлениях показаны на рис. 4.15.



Рис. 4.15 Фрагмент топологии полевых транзисторов с Wg=2×50 мкм для проведения измерений в двух ортогональных направлениях

Измерения S-параметров транзисторов проводились на векторном анализаторе Agilent в диапазоне частот 0.1-67 ГГц. Напряжение смещения на затворе для всех транзисторов было равно -0.4 В, напряжение на стоке 2В и 4В. На рис. 4.16 и 4.17 представлены частотные зависимости MSG/MAG (Maximum Stable Gain/Maximum Available Gain) и Masson's Gain соответственно, вычисленные из частотных зависимостей S-параметров. Предельная частота усиления по мощности F_{max} определена экстраполяцией 20 дБ/дек частотной зависимости Masson's Gain. Для уменьшения влияния паразитных емкостей контактных площадок затвора и стока были выбраны транзисторы с относительно большой шириной канала Wg=2x120 мкм. Значения F_{max} при этом ограничены повышенным сопротивлением затвора, которое, тем не менее,

одинаково для транзисторов РА и РЕ. Предельные значения Fmax для транзисторов РА и РЕ были получены с Wg=2x50 мкм также без деэмбеддинга.

Полученные частотные характеристики показывают явную анизотропию значений для ортогональных направлений вдоль и поперек краев террас вицинальной поверхности, см. рис. 4.16-4.17. Значение F_{max} изготовленных транзисторов с составило 150 ГГц для продольного направления и 117 ГГц для поперечного, MSG на частоте 10 ГГц равнялось 17,7 дБ и 15,5 дБ для



Рис. 4.16. MSG/MAG транзистора с Wg = 2×120 мкм для двух ортогональных направлений: РА – параллельно краям террас, PE – перпендикулярно

направлений вдоль и поперек нанонитей соответственно. Изготовление всех модулей транзисторов на одной пластине В рамках единого цикла технологического маршрута, позволяет исключить влияние разницы В технологических режимах или составе образцов на параметры и связать полученную анизотропию параметров с сильным потенциальным рельефом, образованном атомами олова с заданным профилем легирования. Причем значение MSG на 10 ГГц, полученное для транзисторов, ориентированных в продольном направлении, находится на уровне лучших образцов РНЕМТ структур, в которых достигнуто ~ 17 дБ [111] и превышает типичные значения для PHEMT транзисторов порядка 15 дБ [112], уступая лишь приборам на метаморфных эпитаксиальных структурах (MHEMT) с повышенным



Рис. 4.17. MasonsGain транзистора с Wg = 2×120 мкм для двух ортогональных направлений: РА – параллельно краям террас, РЕ – перпендикулярно

содержанием индия в канале, где MSG на 10 ГГц превышает 20 дБ [113]. Такой результат подтверждает перспективность применения PHEMT AlGaAs/InGaAs структур с профилем легирования в виде НН из атомов олова в качестве элементной базы для изготовления приборов.

4.7 Выводы по четвертой главе

Проведен расчет зонной структуры для гомоэпитаксиальных образцов, показавший коэффициент анизотропии в ортогональных направлениях ~ 1,3, что согласуется с проведенными измерениями ВАХ. Для использования таких структур для изготовления болометра на горячих электронах необходимо отсутствие проводимости в перпендикулярном направлении, что можно получить при наличии затворного потенциала.

Измерены ВАХ как гомо-, так и гетероэпитаксиальных образцов с НН из атомов олова. Обнаружена анизотропия тока насыщения в образцах обоих типов, причем коэффициент анизотропии для структур типа PHEMT AlGaAs/InGaAs в ~ 2 раза выше, чем для НН, встроенных в кристалл GaAs.

Для гомоэпитаксиальных образцов в сильных полях при напряженности поля ≥10 кВ/см обнаружены осцилляции тока в направлении перпендикулярно НН, в параллельном направлении эффект отсутствует вплоть до теплового пробоя. Форма, амплитуда и период импульсов зависят как от величины тянущего поля, так и освещения.

Установлено, что неоптимальная температура заращивания приводит не только к значительной диффузии атомов Sn в растущие слои, что приводит к деградации электрофизических свойств образца, но и сегрегации атомов In из канального слоя InGaAs, что характеризуется увеличением Eg, видным на спектрах фотолюминесценции.

Измерения динамических характеристик РНЕМТ показали анизотропию предельной частоты усиления по мощности fmax: для РНЕМТ с \parallel ориентацией - fmax \parallel = 150 ГГц (и MSG = 17.7 дБ); для РНЕМТ с ориентацией - fmax \perp = 117 ГГц (и MSG = 15.5 дБ). Обнаруженную анизотропию статических и динамических характеристик РНЕМТ с \parallel и \perp ориентациями вероятнее всего связана с образованием квази-1D каналов проводимости в КЯ In_{0.2}Ga_{0.8}As при легировании в виде Sn-HH и, как следствие, уменьшением рассеяния электронов на ПОФ при движении в \parallel направлении.

выводы

1. Определена совокупность оптимальных условий для декорирования краев террас вицинальной поверхности GaAs с разориентацией 0,3° атомами олова.

2. При выполнении условий для декорирования факт преимущественного расположение атомов олова вдоль краев террас подтверждается расщеплением зеркального рефлекса ДБЭО.

3. Обнаружено, что неоптимальные условия заращивания в AlGaAs/InGaAs РНЕМТ приводят не только к диффузии атомов олова в растущие слои и деградации электрофизических свойств структуры, но и к сегрегации In из квантовой ямы: In_xGa_{1-x}As x<0,15.

4. Результаты исследований образцов методами ДБЭО и спектроскопии фотолюминесценции показывают высокое структурное совершенство полученных наноструктур.

5. Расчетное моделирование зонной структуры гомоэпитаксиальных образцов подтвердило возможность их использования для изготовления болометра на горячих электронов при условии уменьшения темнового тока и получения требуемой анизотропии тока насыщения.

6. Измерены ВАХ гомоэпитаксиальных наноструктур. Обнаружено, что коэффициент анизотропии тока насыщения при T = 300 К составляет ~ 1.2, что в целом согласуется с данными расчетного моделирования.

7. На ВАХ гомоэпитаксиальных структур обнаружены осцилляции тока при его протекании перпендикулярно НН из атомов олова в гомоэпитаксиальных структурах на подложке GaAs с разориентацией 0,3°, возникающие при напряженности тянущего поля > 10 кВ/см, частота и амплитуда которых зависит от величины тянущего напряжения и светового воздействия. Такое поведение обусловлено возникновением электрических доменов сильного поля из-за сильной неоднородности распределения легирующей примеси в перпендикулярном направлении.

8. Измерены ВАХ РНЕМТ структур. Установлено, что коэффициент анизотропии тока насыщения для таких структур при T = 300 К составляет ~ 2.5, что является следствием модуляции электронного газа ионным остовом в δ-слое. При понижении температуры до 77 К на кривой ВАХ обнаружена область отрицательного дифференциального сопротивления, связанная с междолинным рассеянием в области с большей эффективной массой. В полях, превышающих 8 кВ/см анизотропия тока насыщения пропадает.

9. На основе AlGaAs/InGaAs PHEMT структуры с профилем δ -легирования в виде HH из атомов олова изготовлен полевой транзистор с Lg=150 нм и Wg=2×120 мкм и измерены CBЧ параметры. Для затворов с ориентацией протекания тока || HH – fmax_{||} = 150 ГГц (и MSG = 17.7 дБ); для PHEMT с ориентацией протекания тока \perp HH – fmax₁ = 117 ГГц (и MSG = 15.5 дБ).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Работа посвящается светлой памяти Сеничкина Алексея Петровича, зам. дир. ИСВЧПЭ РАН, родоначальника тематики по декорированию краев террас вицинальной поверхности атомами олова, давшего массу замечательных идей, рекомендаций и замечаний в рамках работы по данной теме.

Я выражаю глубокую благодарность своему научному руководителю: члену-корреспонденту РАН, д. ф.-м. н. Рыжию Виктору Ивановичу за постановку интересной научной задачи и помощь на всех этапах ее практической реализации, а также за передачу огромного опыта и знаний в области СВЧ полупроводниковой электроники.

Благодарю весь состав Института сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук и его директора д.т.н. Мальцева Петра Павловича за предоставленную возможность выполнить экспериментальную часть работы на современном оборудовании, а также за всестороннюю помощь в организационных мероприятиях, связанных с диссертацией.

Отдельно выражаю благодарность своим коллегам из ИСВЧПЭ РАН Бугаеву Александру Сергеевичу и Галиеву Галибу Бариевичу за множество ценных советов, замечаний и конструктивную критику в процессе реализации и написания данной работы, Енюшкиной Елене Николаевне и Галиеву Ринату Радифовичу за проведение процессов фото- и электронно-лучевой литографии, Павлову Александру Юрьевичу за напыление омических контактов и затворов, а также Лаврухину Денису Владимировичу за измерения спектроскопии ФЛ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. А.Я. Шик, Л.Г. Бакуева, С.Ф. Мусихин, С.А. Рыков Физика низкоразмерных систем // Под ред. А.Я. Шика. СПб.: Наука, 2001. 160 с.
- В.Я. Демиховский, Г.А. Вугальтер Физика квантовых низкоразмерных структур // М., Логос, 2000, 242 с.
- А.Я. Шик Полупроводниковые структуры с дельта-слоями // ФТП. 1992. т. 26 стр. 1161-1182.
- A. Savada et all. Possible new structure for one-dimensional electron-gas systems by interface bending of n-AlGaAs/u-GaAs heterojunctions // Appl. Phys. Lett. 1992.v.60.pp 1492-1493.
- Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Щукин, П.С. Копьев, Ж.И. Алферов, Д. Бимберг Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры. Обзор // ФТП. 1998. Т. 32. Вып. 4. С. 385-410.
- V.A. Shchukin, A.I. Borovkov, N.N. Ledentsov, P.S. Kop'ev Theory of quantumwire formation on corrugated surfaces // Phys. Rev. B. 1995. V. 51. No 24. P. 17767-17779.
- M. Kasu, N. Kobayashi Equilibrium multiatomic step structure of GaAs (001) vicinal surface grown by metalorganic chemical vapor deposition // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 62. No 11. P. 1262-1264.
- Н.Н. Леденцов, Г.М. Гурьянов, Г.Е. Цирлин, В.Н. Петров, Ю.Б. Самсоненко, А.О. Голубок, С.Я. Типисев Влияние условий термической обработки на морфологию поверхности арсенида галлия, выращенного на вицинальных подложках GaAs (100) методом молекулярно-лучевой эпитаксии // ФТП. 1994. Т. 28. Вып. 5. С. 903-910.
- R. Notzel, N.N. Ledentsov, L. Daweritz, M. Hohenstein, K. Ploog Direct synthesis of corrugated superlattices on non-(100)-oriented surfaces // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 3812-3815.
- 10. M. Higashiwaki, M. Yamamoto, T. Higuchi, S. Shimomura, A. Adachi, Y. Okamoto, N. Sano, S. Hiyamizu High-density GaAs/AlAs quantum wires grown

on (775)B-oriented GaAs substrates by molecular beam epitaxy // Jpn. J. Appl. Phys. 1996. V. 35. Part 2. No 5B. P. L606-L608.

- 11. Ж.И. Алферов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, С.В. Иванов, П.С. Копьев, Н.Н. Леденцов, Б.Я. Мельцер, В.М. Устинов Выращивание квантовых кластеров GaAs-A1 As на ориентированных не по (100) фасетированных поверхностях GaAs методом молекулярно-пучковой эпитаксии // ФТП. 1992. Т. 26. Вып. 10. С. 1715-1718.
- Z.M. Wang, L. Daweritz, K.H. Ploog Controllable step bunching induced by Si depositing on the vicinal GaAs (001) surface // Surface Science. 2000. V. 459. P L482-L486.
- 13. J.-S. Lee, H. Isshiki, T. Sugano, Y. Aoyagi Multiatomic step formation with excellent uniformity on vicinal (111)A GaAs surfaces by metalorganic vaporphase epitaxy // Journ. Cryst. Growth. 1997. V. 173. P. 27-32.
- 14. K. Yang, L.J. Showalter, B.K. Laurich, I.H. Campell, D.L. Smith Molecular- beam epitaxy on exact and vicinal GaAs (111) substrates // J. Vac. Sci. Technol. B 1993.
 V. 11. No 3. P. 779-782.
- 15. R. Notzel, L. Daweritz, K. Ploog Topography of high- and low-index GaAs surfaces // Phys. Rev. B. 1992. V. 46. No 8. P. 4736-4743.
- Inoue K., Kimura K., Maehashi K., Hasegawa S., Nakashima H., Iwane M., Matsuda O., Murase K. Formation and photoluminescence of quantum wire structures on vicinal (110) GaAs substrates by MBE // Journ. Cryst. Growth. 1993. V. 127. P. 1041-1044.
- M. Takeuchi, K. Shiba, K. Sato, K. Inoue, H. Nakashima Formation and characterization of GaAs quantum wires at giant step edges on vicinal (110) GaAs surfaces // Jpn. J. Appl. Phys. 1995. V. 34. Part 1. No 8B. P. 4411- 4413.
- 18. H. Nakashima, M. Takeuchi, K. Inoue, T. Takeuchi, Y. Inoue, P. Fisher, J. Christen, M. Grundmann, D. Bimberg Size-dependent luminescence of GaAs quantum wires on vicinal GaAs (110) surfaces with giant steps formed by MBE // Physica B. 1996. V. 227. P. 291-294.

- 19. J-S. Lee, H. Isshiki, T. Sugano, Y. Aoyagi Multiatomic step formation with excellent uniformity on vicinal (111)A GaAs surfaces by metalorganic vapor-phase epitaxy // Journ. Cryst. Growth. 1997. V.173, № 1-2, p.27-32.
- 20. J-S. Lee, H. Isshiki, T Sugano., Y. Aoyagi Surface structure control of GaAs (111)A vicinal substrates by metalorganic vapor-phase epitaxy // Journ. Cryst. Growth. 1998. V.183, № 1-2, p.43-48.
- 21. S. Hasegawa, K. Sato, H. Nakashima Growth parameter dependence of step patterns in AlGaAs molecular beam epitaxy on vicinal GaAs (110) inclined toward (111)A // Journ. Cryst. Growth. 1997. V. 175-176. P. 1075-1080.
- 22. T. Hayakawa, M. Nagai, M. Morishima, H. Horie, K. Matsumoto Molecular beam epitaxy growth of Al_xGai_xAs (x=0.2-0.7) on (lll)B-GaAs using As₄ and As₂ // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 59. No 18. P. 2287-2289.
- 23. J. Motohisa, M. Tanaka, H. Sakaki Anisotropic transport and nonparabolic miniband in a novel in-plane superlattice consisting of a grid-inserted selectively doped heterojunction // Appl. Phys. Lett. 1989. V.55, № 12, p.1214-1216.
- 24. Y. Nakamura, S. Koshiba, H. Sakaki Large conductance anisotropy in a novel twodimensional system grown on vicinal (111)B GaAs with multiatomic steps // Appl. Phys. Lett. 1996. V.69, № 26, p.4093-4095.
- 25. Y. Nakamura, S. Koshiba, H. Sakaki Formation of multi-atomic steps and novel n-AlGaAs/GaAs heterojunctions on vicinal (111)B substrate by MBE and anisotropic transport of 2D electrons // Journal of Crystal Growth. 1997. V.175/176, p.1092-1096.
- 26. B. Etienne, F. Laruelle, J. Bloch, L. Sfaxi, F. Lelarge Oganized growth of GaAs/AlAs lateral structures on atomic step arrays: what is possible to do? // Journ. Cryst. Growth. 1995. V. 150. P. 336-340.
- 27. L. Sfaxi, F. Lelarge, F. Petit, A. Cavanna, B. Etienne Band gap opening and charge modulation in AlGaAs lateral structures obtained by organized epitaxy // Solid State Electron. 1996. V. 40. No 1-8. P. 271-273.

- 28. H.-P. Schonherr, J. Fricke, Z. Niu, K.-J. Friedland, R. Notzel, K.H. Ploog Uniform multiatomic step arrays formed by atomic hydrogen assisted molecular beam epitaxy on GaAs (311) substrates // Appl. Phys. Lett. 1998. V.72, № 5, p.566-568.
- 29. K.-J. Friedland, H.-P. Schonherr, R. Notzel, K.H. Ploog Selective control of electrons in quantum wires formed by highly uniform multiatomic step arrays on GaAs (311) substrates // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. No 1. P. 156-159.
- 30. N.N. Ledentsov, D. Litvinov, A. Rosenauer, D. Gerthsen, I.P Soshnikov, V.A. Shukin, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E Zukov, VA Volodin, M.D. Efremov, V.V. Preobrazenskii, B.R Semyagin, D. Bimberg and Zh.I Alferov, Interface Structure and Growth Mode of Quantum Wire and Quantum Dot GaAs-AIAs Structures on Corrugated (311)A Surfaces // Journal of ELECTRONIC MATERIALS, Vol. 30, No. 5, 2001.
- 31. А.Д. Виссер, В.И. Кадушкин, В.А. Кульбачинский, В.Г. Кытин, А.П. Сеничкин, Е.Л. Шангина Квазиодномерные электронные каналы и двумерный электронный газ в структурах с дельта-легированием оловом вицинальных граней GaAs // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т.59, вып.5, с.339-343.
- 32. V.I. Kadushkin, V.A. Kulbachinskii, A.P. Senichkin, A.S. Bugaev, V.G. Kytin, E.L. Shangina Magnetotransport Anisotropy in the GaAs(-Sn) structures with quantum wires // Physics of Low Dimen. Structures, 1994, V.1, N1, 53-58.
- 33. В.И.Кадушкин, В.А. Кульбачинский, Е.В. Богданов, А.П.Сеничкин Вольтамперные характеристики структур с дельта-легированием оловом вицинальных граней GaAs // ФТП, 1994 Т. 28, N11, C1889-1895.
- 34. В.А. Кульбачинский, В.Г. Кытин, В.И. Кадушкин, А.П. Сеничкин Анизотропия явлений переноса в структурах с δ-Sn-квантовыми ямами на вицинальных гранях GaAs // ФТТ. 1995. Т. 37. № 9. С. 2693-2698.
- 35. V.A. Kulbachinskii, N.B. Brandt, V.G.Kytin, V.I.Kadushkin, E.L. Shangina, A.P.Senichkin Anisotropy of the negative magnetoresistance in the delta-doped by Sn and Si on vicinal substrate GaAs structures // Phys. of Low Dimen. Str. N12. p.237-243, 1996.

- 36. В.А. Кульбачинский, Р.А. Лунин, Е.В. Богданов, В.Г. Кытин, А.П. Сеничкин, В.И. Кадушкин Гашение фотопроводимости сильным электрическим полем в дельта-легированных оловом GaAs-структурах // Письма в ЖЭТФ. Т.63. N5. с.326-330, 1996.
- 37. V.G.Kytin, V.A. Kulbachinskii, R.A. Lunin, A.S.Bugaev, A.P.Senichkin Low temperature negative magnetoresistance in the delta-doped by Sn and Si on vicinal and singular substartes GaAs structures // LT-21 Proceedings Czechoslovak J. of Physics, V.46 1996 Suppl. S5 p. 2513-2514.
- 38. V.A.Kulbachinskii, R.A.Lunin, E.V.Bogdanov, V.G.Kytin, A.P.Senichkin Quenching of persistent photoconductivity and decrease of electron concentration by high electric fields in GaAs delta-doped by Sn on vicinal substrate structures // Physica B, V.229, N3-4, p.262 (1997).
- 39. V.A.Kulbachinskii, R.A. Lunin, V.G.Kytin, A.S. Bugaev, A.P. Senichkin, A.V. Demin Conducting wires embedded in ani-GaAs matrix for electronic applications // Microelectronic Engineering (MEE 1731), V.43-44, p.319-324 (1998).
- 40. T. Hashizume, Q. K. Xue, A. Ichimiya and T. Sakurai, Structure of the MBE-grown GaAs(001)-(2×4) phase // Appl. Surf. Sc., Volumes 87-88, 1995, P 373-379.
- 41. L. Daweritz, K. Stahrenberg, P. Schutzendübe, J. -T. Zettler, W. Richter and K. H. Ploog, Evolution of short- and long-range order during Si incorporation on GaAs(0 0 1) observed by RAS and RHEED during MBE // Journal of Crystal Growth, Volumes 175-176, Part 1, 1997, Pages 310-316.
- 42. L. Daweritz, P. Schutzendube, M. Reiche, and K. H. Ploog, Ordered incorporation of dopants in GaAs: a new route to overcome solubility limits // Surf. Sci.385, L917 (1997).
- 43. L. Daweritz, P. Schutzendube, M. Reiche, and K. H. Ploog, Improved accuracy in monitoring Si monolayer incorporation in GaAs during molecular beam epitaxy // J. Vac. Sci. Technol. A 16, 1969 (1998).
- 44. Z. M. Wang, L. Daweritz, P. Schutzendube, and K. H. Ploog, Evolution of Si-on-GaAs (001) surface morphology towards self-organized ordered Si structures // J. Vac. Sci. Technol. B 18(4) 2000.

- 45. G. E. W. Bauer and A. A. van Gorkum Science and Engineering of One- and Zero-Dimensional Semiconductors, edited by S. E. Beaumont and C. M. Sotomayor Torres // Plenum, New York, 1990, p. 133.
- 46. Коллин Е.К. Вуд Молекулярно-лучевая эпитаксия соединений А^ШВ^V: свойства примесей и характерные черты процесса внедрения, в сб. Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры // Ред. Л. Ченг, К. Плог. М.: Мир, 1989. 582 с, с.125-160.
- 47. S Cina, D.D. Arnone, T. Burke, J.H. Burroughes, C. Norman, H.P. Hughes, M. Pepper, D.A. Ritchie, Far-infrared study of a quasi-one-dimensional electron gas formed on (100) GaAs with hole gas sidegates on a (311)A GaAs substrate // Microelectronic Engineering 43–44 (1998) 431–436.
- 48. H. Kanamori, K. Hyodo, Y. Ohno, S. Shimomura, and S. Hiyamizu, Room temperature oscillation of self-organized In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs quantum wire lasers grown on (221)A GaAs substrates by molecular beam epitaxy // J. Vac. Sci. Technol. B 20.4., 2002, pp 1493-1495.
- 49. R. Wagner and W. Ellis Vapor-liquid-solid mechanism of single crystal growth // Appl. Phys. Lett. 4(5), 89 (1964).
- 50. X. Duan and C. Lieber, General synthesis of compound semiconductor nanowires // Adv. Mat. 12(4), 298 (2000).
- B. Ohlsson, M. Bjork, M. Magnusson, K. Deppert, L. Samuelson, and L. Wallenberg, Size-, shape-, and position-controlled GaAs nanowhiskers // Appl. Phys. Lett. 79(20), 3335 (2001).
- 52. L. Jensen, M. Bjork, S. Jeppesen, A. Persson, B. Ohlsson, and L. Samuelson, Role of surface diffusion in chemical beam epitaxy of InAs nanowires // Nano Lett. 4(10), 1961 (2004).
- 53. A. Morales and C. Lieber, A laser ablation method for the synthesis of crystalline semiconductor nanowires // Science 279 (5348), 208 (1998).
- 54. K. Hiruma, M. Yazawa, K. Haraguchi, K. Ogawa, T. Katsuyama, M. Koguchi, and H. Kakibayashi, "GaAs freestanding quantum-size wires" // J. Appl. Phys 74(5), 3162 (1993).

- 55. Z. Wu, X. Mei, D. Kim, M. Blumin, and H. Ruda Growth of Au-catalyzed ordered GaAs nanowire arrays by molecular-beam epitaxy // Appl. Phys. Lett. 81(27), 5177 (2002).
- 56. L. Samuelson, C. Thelander, M. Bjork, M. Borgstrom, K. Deppert Semiconductor nanowires for 0D and 1D physics and applications // Physica E 25(2-3), 313 (2004).
- 57. Y. Wu, Y. Cui, L. Huynh, C. Barrelet, D. Bell, and C. Lieber, Controlled growth and structures of molecular-scale silicon nanowires // Nano Lett. 4(3), 433 (2004).
- 58. Z. Zhong, Y. Fang, W. Lu, and C. Lieber, Coherent single charge transport in molecular-scale silicon nanowires // Nano Lett. 5(6), 1143 (2005).
- M. Gudiksen, L. Lauhon, J. Wang, D. Smith, and C. Lieber, Growth of nanowire superlattice structures for nanoscale photonics and electronics // Nature 415 (6872), 617 (2002).
- M. Bjork, B. Ohlsson, C. Thelander, A. Persson, K. Deppert, L. Wallenberg, and L. Samuelson Nanowire resonant tunneling diodes // Appl. Phys. Lett. 81(23), 4458 (2002).
- 61. T. S. Jespersen Electron Transport in Semiconductor Nanowires and Electrostatic Force Microscopy on Carbon Nanotubes // Ph.D. Thesis 2007 Niels Bohr Institute
- 62. A. I. Hochbaum, R. Fan, R. He, and P. Yang Controlled Growth of Si Nanowire Arrays for Device Integration // Nano Lett 2005 Vol. 5, No. 3, P 457-460.
- 63. A. M. Munshi, D. L. Dheeraj, V. T. Fauske, D. Kim, A. T. J. van Helvoort, B. Fimland, and H. Weman Vertically Aligned GaAs Nanowires on Graphite and Few-Layer Graphene: Generic Model and Epitaxial Growth // Nano Lett., 2012, 12 (9), P 4570–4576.
- 64. N. Han, J. J. Hou, F. Wang, S. Yip, Y. Yen, Z. Yang, G. Dong, T. Hung, Y. Chueh, and J. C. Ho GaAs Nanowires: From Manipulation of Defect Formation to Controllable Electronic Transport Properties // ACS Nano, 2013, 7 (10), P 9138– 9146.
- 65. Y. Cohin, O. Mauguin, L. Largeau, G. Patriarche, F. Glas, E. Sondergard, and J.-C. Harmand Growth of Vertical GaAs Nanowires on an Amorphous Substrate via a Fiber-Textured Si Platform // Nano Lett., 2013, 13 (6), P 2743–2747.

- 66. X. Xu, Y. Li, K. B. Parizi, Y. Huo, Y. Kang, and H.-S. Philip Wong GaAs buffer layer technique for vertical nanowire growth on Si substrate // Applied Physics Letters 104, 083113 (2014).
- 67. H. Shtrikman, R. Popovitz-Biro, A. Kretinin, and M. Heiblum Stacking-Faults-Free Zinc Blende GaAs Nanowires // NANO LETTERS 2009 Vol. 9, No. 1 215-219
- 68. X. Li, H. Guo, Z. Yin, T. Shi n, L. Wen, Z. Zhao, M. Liu, W. Ma, Y. Wang Morphology and crystal structure control of GaAs nanowires grown by Au-assisted MBE with solid As4 source // Journal of Crystal Growth 324 (2011) 82–87.
- P. Parkinson, J. Lloyd-Hughes, Q. Gao, H. Hoe Tan, C. Jagadish, M. B. Johnston, and L. M. Herz Transient Terahertz Conductivity of GaAs Nanowires // NANO LETTERS 2007 Vol. 7 No. 7 2162-2165.
- 70. A. Fontcuberta i Morral, C. Colombo, G. Abstreiter, J. Arbiol, and J. R. Morante Nucleation mechanism of gallium-assisted molecular beam epitaxy growth of gallium arsenide nanowires // Appl. Phys. Lett. 92, 063112 (2008).
- 71. T. Walther, and A. B. Krysa Twinning in GaAs nanowires on patterned GaAs(111)B // Cryst. Res. Technol. 50, No. 1, 62–68 (2015).
- 72. S. Plissard, K. Dick, G. Larrieu, S. Godey Ahmed Addad, X. Wallart and P. Caroff Gold-free growth of GaAs nanowires on silicon: arrays and polytypism // Nanotechnology 21 (2010) 385602.
- 73. J. H. Paek, T. Nishiwaki, M. Yamaguchi, and N. Sawaki Catalyst free MBE-VLS growth of GaAs nanowires on (111)Si substrate // Phys. Status Solidi C 6, No. 6, 1436 1440 (2009).
- 74. F. Matteini, G. Tütüncüoğlu, D. Rüffer, E. Alarcón-Lladó, A. Fontcuberta i Morral Ga-assisted growth of GaAs nanowires on silicon, comparison of surface SiOx of different nature // Journal of Crystal Growth 404 (2014) 246–255.
- 75. М. Херман, Полупроводниковые сверхрешетки // М.: Мир, 1989.
- 76. S. T. Pantelides Deep Centers in Semiconductors // CRC Press, 1992.
- 77. S. T. Neild, M. Skowronski and J. Lagowski Signature of the gallium-oxygengallium defect in GaAs by deep level transient spectroscopy measurements // Appl. Phys. Lett. 58, 859 (1991).

- O. Oda Compound Semiconductor Bulk Materials and Characterizations // World Scientific, 2007.
- 79. Н. Лойко Введение в молекулярно-лучевую эпитаксию // ФИАН, 1999.
- 80. R. P. Singh and G. S. Verma Third-Order Elastic Constants of GaAs and Keating's Theory // J. Appl. Phys. 39 (4032), 1968.
- B. Holt, B. G. Yacobi. Extended Defects in Semiconductors: Electronic Properties, Device Effects and Structures // Cambridge University Press, 2007.
- T. Wosiński. Evidence for the electron traps at dislocations in GaAs crystals // J. Appl. Phys. 65, 1566 (1989).
- B. J. H. van der Merwe Crystal Interfaces. Part II. Finite Overgrowths // J. Appl. Phys., 34, 123, 1963.
- 84. Е. В. Кучис. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования // М.: Радио и связь, 1990
- 85. Y. Tokura, H. Saito, T. Fukui. Terrace width ordering mechanism during epitaxial growth on a slightly tilted substrate // J. Cryst. Growth, 94, 46 (1989).
- 86. T. Sugaya, T. Nakagawa, Y. Sugiyama, Y. Tanuma and K. Yonei Difference in Diffusion Length of Ga Atoms under As₂ and As₄ Flux in Molecular Beam Epitaxy
 // Jpn. J. Appl. Phys. 36 5670, 1997.
- 87. T. Shitara, D. D. Vvedensky, M. R. Wilby, J. Zhang, J. H. Neave, and B. A. Joyce Step-density variations and reflection high-energy electron-diffraction intensity oscillations during epitaxial growth on vicinal GaAs(001) // Phys. Rev. B 46, 6815, 1992.
- 88. F. Geiger, C.A. Busse, and R.I. Loehre The Vapor Pressure of Indium, Silver, Gallium, Copper, Tin, and Gold Between 0.1 and 3.0 Bar // International Journal of Thermophysics, Vol. 8, No. 4, 1987.
- 89. Д.М. Каули Физика дифракции // М.: Мир, 1979. 431 с.
- 90. C.S. Lent, P.L. Cohen Quantitative analyses of streakes in reflection high energy electron diffraction GaAs // Phys.Rev., B: Condens. Matter V. 33, p 1, № 12. pp. 8329-8335 (1986).

- 91. P.L. Cohen, P. R. Pukite Application of reflection high energy electron diffraction to thin film growth and characterisation // J. Vac. Sci. Technol. A. Pt. 3. V. 5. № 4. P. 2027-2028 (1987).
- 92. А.П. Сеничкин, А.С. Бугаев, В.Г. Мокеров, Л.Г. Фурсин Получение распределения островков по их размерам на поверхности кристалла из углового распределения интенсивности дифрагированных электронов // Поверхность, рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, № 10, стр.20-26 (1997).
- 93. M. Tanaka, T. Suzuki and T. Nishinaga Surface Diffusion of Al Atoms on GaAs Vicinal Surfaces in Molecular Beam Epitaxy // Japanese Journal of Applied Physics, Volume 29, Part 2, Number 5 1990.
- 94. Y. Tokura, H. Saito, T. Fukui. Terrace width ordering mechanism during epitaxial growth on a slightly tilted subst // J. Cryst. Growth, 94, 1989, P.46-52.
- 95. R. Heidenreich Fundamentals of Transmission Electron Microscopy // Inter Science Publishers, 1964.
- 96. N. Chand and S. N. G. Chu Origin and improvement of interface roughness in AlGaAs/GaAs heterostructures grown by molecular beam epitaxy // Applied Physics Letters 57, 1796 (1990).
- 97. E. F. Schubert Delta-doping of Semiconductors // Cambridge University Press, 1996, P.390
- 98. В.М. Осадчий Моделирование распределения электронов в структурах AlGaAs/GaAs (δ-Si), выращенных на вицинальных поверхностях // Физика и техника полупроводников, 1999, 33, 10, С.1229-1231.
- 99. V. Ryzhii and R. Suris Nonlocal Hot-Electron Transport and Capture Model for Multiple Quantum Well Structures Excited by Infrared Radiation // Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 40 (2001) pp. 513–517.
- 100. M. Ryzhii and V. Ryzhii Periodic electric-field domains in optically excited multiple-quantum-well structures // Phys. Rev. B, 2000, 61, 2742.

- 101. V. Ryzhii and M. Ryzhii Nonlinear dynamics of recharging processes in multiple quantum well structures excited by infrared radiation // Phys. Rev. B, 2000, 62, 10292.
- 102. V. Ryzhii, A. Satou, M. Ryzhii, T. Otsuji, M. Shur Mechanism of self-excitation of terahertz plasma oscillations in periodically double-gated electron channels // J. Phys. Condens. Matter, 2008, 20(38):384207.
- 103. J. Kastrup, H. T. Grahn, K. Ploog, F. Prengel, A. Wacker, and E. Scholl Multistability of the current-voltage characteristics in doped GaAs-AlAs superlattices // Appl. Phys. Lett. 65, 1808 (1994).
- 104. R. Merlin, S. H. Kwok, T. B. Norris, H. T. Grahn, K. Ploog, L. L. Bonilla, J. Galan, J. A. Cuesta, F. C. Martinez, and J Molera Proceedings of the 22-nd International Conference on the Physics of Semiconductors, edited by D. J. Lockwood // edited by D. J. Lockwood (World Scientific, Singapore, 1995), p. 1039.
- 105. H. Le Person, C. Minot, L. Boni, J. Palmier, and F. Mollot Gunn oscillations up to 20 GHz optically induced in GaAs/AlAs superlattice // Appl. Phys. Lett. 60, 2397 (1992).
- 106. X. Cao, Y. Zeng, L. Cui, M. Kong, L. Pan, B. Wang, Z. Zhu Using photoluminescence as optimization criterion to achieve high-quality InGaAs/AlGaAs pHEMT structure // Journal of Crystal Growth 227–228 (2001) 127–131.
- 107. A. Marmalyuk, O. Govorkov, A. Petrovsky, D. Nikitin, A. Padalitsa, P. Bulaev,
 I. Budkin Influence of barrier layers on indium segregation in pseudomorphic InGaAs/(Al)GaAs quantum wells grown by MOCVD // Nanotechnology V12 N4 2001.
- A. Marmalyuk, O. Govorkov, A. Petrovsky, D. Nikitin, A. Padalitsa, P. Bulaev,
 I. Budkin, I. Zalevsky Investigation of indium segregation in InGaAs/(Al)GaAs quantum wells grown by MOCVD // Journal of Crystal Growth 237–239 (2002) 264–268.

- 109. V. Ryzhii, A. Satou, T. Otsuji and M. S. Shur Plasma mechanisms of resonant terahertz detection in a two-dimensional electron channel with split gates // J. Appl. Phys. 103, 014504 (2008).
- 110. V. Ryzhii, T. Otsuji, M. Ryzhii, N. Ryabova, S. O. Yurchenko, V. Mitin, M. S. Shur Graphene terahertz uncooled bolometers // arXiv:1210.0174 [cond-mat.meshall] 2012.
- 111. H. Lin, C. Chen, S. Lee, I. Cho, W. Wang, and S. Takatani // CS MANTECH Conference, May 16th-19th, 2011.
- 112. E. V. Anichenko, V. S. Arykov, E. V. Erofeev, V. A. Kagadei // International Journal of Microwave Science and Technology V2012, 2012, Article ID 418264
- 113. Haiou Li ; Zhihong Feng ; Chak Wah Tang ; Kei May Lau Fabrication of 150-nm T-Gate Metamorphic AlInAs/GaInAs HEMTs on GaAs Substrates by MOCVD // IEEE Electron Device Letters, 32, 9, 2011 P.1224-1226.