

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ЮЖНО-РОССИЙСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ (НПИ) ИМЕНИ М.И. ПЛАТОВА

на правах рукописи



ЕРИМЕЕВ Георгий Александрович

**ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ
ИОНОВ АРГОНА С ПОВЕРХНОСТЬЮ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ
МОНОАРСЕНИДОВ СО СТРУКТУРОЙ СФАЛЕРИТА**

01.04.07 – физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физ.-мат. наук, доцент
Чеботарев С.Н.

Новочеркасск – 2018

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	5
ГЛАВА 1 ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ.....	12
1.1 Стимулирование поверхностных процессов ускоренными заряженными частицами.....	12
1.1.1 Облучение поверхности электронами.....	12
1.1.2 Бомбардировка поверхности ионами.....	13
1.2 Физические механизмы взаимодействия ионов с поверхностью.....	15
1.2.1 Процессы, инициированные ионной бомбардировкой.....	15
1.2.2 Состав распыленного массопотока.....	19
1.2.3 Нестехиометричное распыление.....	21
1.3 Эффекты ионной бомбардировки поверхности элементарных и бинарных полупроводников.....	24
1.3.1 Элементарные полупроводники IV группы.....	24
1.3.2 Антимониды.....	27
1.3.3 Нитриды.....	30
1.3.4 Арсениды.....	31
1.4 Выводы по главе 1.....	33
ГЛАВА 2 РОСТОВОЕ ОБОРУДОВАНИЕ И МЕТОДИКИ ИССЛЕДОВАНИЯ	35
2.1 Экспериментальное оборудование.....	35
2.1.1 Ростовая установка.....	35
2.1.2 Трехсеточный ионно-плазменный источник.....	36
2.2 Методики исследования структуры поверхности.....	37
2.2.1 Туннельная микроскопия.....	37
2.2.2 Атомно-силовая микроскопия.....	39
2.2.3 Растровая электронная микроскопия.....	40
2.2.4 Просвечивающая электронная микроскопия.....	41

2.3 Методики исследования состава.....	43
2.3.1 Оже-спектроскопия.....	43
2.3.2 Комбинационное рассеяние.....	44
2.3.3 Фотоэлектронная спектроскопия.....	45
2.4 Методики исследования электрических и оптических свойств.....	46
2.4.1 Емкостная спектроскопия.....	46
2.4.2 Фотолюминесцентные исследования.....	48
2.5 Выводы по главе 2.....	48
ГЛАВА 3 НАНОСТРУКТУРИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ	
ИОННЫМ ПУЧКОМ.....	50
3.1 Теория формирования волнообразной поверхности.....	50
3.1.1 Образование волнообразной поверхности.....	50
3.1.2 Ионно-стимулированное структурирование.....	50
3.1.3 Скорость формирования волнообразной поверхности.....	53
3.2 Эволюция волнообразной поверхности под действием	56
ионов.....	
3.2.1 Влияние направления падения ионного пучка.....	56
3.2.2 Оценка размеров волнообразной структуры.....	59
3.3 Формирование волнообразной структуры.....	60
3.3.1 Закономерности упорядочивания.....	60
3.3.2 Влияние докритических углов падения пучка	65
на параметры фасетированных поверхностей.....	
3.4 Выводы по главе 3.....	67
ГЛАВА 4 ИЗМЕНЕНИЕ СОСТАВА ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ..	70
4.1 Модель преимущественного распыления бинарных материалов.....	70
4.1.1 Постановка задачи.....	70
4.1.2 Расчет изменения концентрации компонент бинарной системы	71
4.2 Изменение состава приповерхностных областей	
при ионной бомбардировке.....	75

4.2.1 Температурная зависимость.....	75
4.2.2 Влияние энергии и плотности тока.....	77
4.3 Ионная бомбардировка окисленной поверхности.....	78
4.3.1 Постановка эксперимента.....	78
4.3.2 Влияние энергии и угла падения ионов.....	79
4.4 Выводы по главе 4.....	81
ГЛАВА 5 ПОЛУЧЕНИЕ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ НАНОСТРУКТУР	83
5.1 Закономерности распыления моноарсенидов галлия и индия.....	83
5.1.1 Энергетические и угловые зависимости коэффициентов распыления.....	83
5.1.2 Дифференциальные коэффициенты распыления.....	87
5.2 Кристаллизации низкоразмерных наноструктур.....	88
5.2.1 Температура.....	88
5.2.2 Плотность ионного тока.....	91
5.2.3 Энергия ионов.....	94
5.3 Свойства низкоразмерных наноструктур.....	96
5.3.1 Электрические свойства	96
5.3.2 Оптические свойства.....	97
5.4 Выводы по главе 5.....	99
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	101
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	107

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность и степень проработанности темы исследования

Облучение твердых тел и тонких пленок ионами инертных газов с энергией 0,5-10 кэВ получило широкое распространение в методах исследования кристаллической структуры [1], состава материалов [2], а также для контролируемого выращивания пленок [3], структур с заданными оптическими свойствами [4] и стойких покрытий [5]. Решение прикладных задач материаловедения требует детального изучения процессов, протекающих при ионной бомбардировке.

Воздействие ионов на поверхность материалов сопровождается несколькими эффектами. Внося незначительный вклад в разогрев поверхности [6], бомбардировка ионами может быть использована для управления ростом полупроводниковых пленочных [7] и островковых [8] структур на стадиях зарождения и коалесценции, активируя поверхностную диффузию адатомов [9]. Положительный эффект снижения дефектности растущей пленки, сопровождаемый ионной стимуляцией, наблюдался при гомоэпитаксии элементарных полупроводников [10].

Отдельной важной задачей является исследование изменения состава приповерхностных слоев многокомпонентных материалов в процессе низкоэнергетичного воздействия ионами инертных газов вследствие особого интереса использования этого метода для масс-спектроскопического анализа [11] и ионного профилирования поверхностей [12]. Изучение металлических сплавов показало, что преимущественное или нестехиометричное распыление компонентов мишени является определяющим фактором изменения химического состава приповерхностных областей при облучении ионами инертных газов [13]. При распылении металлических сплавов наблюдается корреляция коэффициентов распыления чистых металлов с локальными коэффициентами распыления компонентов

сплава [14]. Однако, имеется ряд результатов, свидетельствующих о значительном усилении нестехиометричного распыления при энергиях, близких к пороговым значениям [15]. Результаты исследования преимущественного распыления многокомпонентных полупроводников весьма противоречивы [16]. Изучение распыления антимоноидов показало наличие эффекта нестехиометричного распыления [17]. Однако, другими экспериментаторами данный эффект не был подтвержден [18].

Основываясь на вышесказанном отметим, что систематические исследования особенностей взаимодействия низкоэнергетических ионов аргона с поверхностью кристаллических моноарсенидов галлия и индия ранее не проводились. Влияние параметров ионного пучка на формирование наноструктурированной поверхности и ее эволюцию в процессе травления, динамическое изменение состава приповерхностных областей моноарсенидов, закономерности кристаллизации низкоразмерных систем моноарсенидов со сфалеритной структурой также относится к ранее не исследованным научным проблемам. Кроме того, для решения обозначенных научных задач необходимо разработать аппаратное оформление и методики экспериментальных исследований взаимодействия ионов аргона с поверхностью моноарсенидов галлия и индия. Совокупность указанных задач и явилась предметом диссертационного исследования.

Цель диссертационной работы состоит в изучении физических закономерностей взаимодействия низкоэнергетических ионов аргона с поверхностью кристаллических моноарсенидов индия и галлия со структурой сфалерита и исследовании их свойств.

Для достижения этой цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Разработать модель формирования периодически модулированной упорядоченной волнообразной структуры на поверхности моноарсенидов галлия и индия при бомбардировке ионами, падающими под углом на поверхность.

2. Экспериментально исследовать закономерности наноструктурирования, эволюцию морфологии и фasetации поверхности моноарсенидов индия и галлия под действием низкоэнергетичного потока ионов аргона.

3. Создать модель нестехиометричного распыления бинарных полупроводниковых материалов, учитывающую изменение состава приповерхностных слоев за счет преимущественного распыления компонент.

4. Изучить закономерности изменения состава приповерхностных областей и исследовать температурную зависимость нестехиометричного распыления моноарсенидов галлия при облучении аргоновым ионным пучком различной энергии.

5. Экспериментально изучить кинетику процесса кристаллизации низкоразмерных наноструктур на основе моноарсенидов индия и галлия и исследовать влияние энергии, плотности потока и температуры на морфологию островковых наноструктур.

Положения, выносимые на защиту

1. Облучение моноарсенидов индия и галлия ионами аргона с энергией 0,5 – 5 кэВ приводит к образованию на поверхности упорядоченной волнообразной структуры ориентация которой зависит от направления падения ионного пучка. При докритических углах падения наблюдается перпендикулярное упорядочивание. В окрестности критических углов образуется стохастическая структура, переходящая в параллельное упорядочивание при закритических углах падения. Для арсенида галлия критический угол составил , для арсенида индия – . При скользящем падении за пределами критического угла происходит возрастание латеральных размеров волнообразной структуры, которые на порядок превышают размеры аналогичных структур, сформированных при докритических углах падения.

2. Формирование волнообразной поверхности обусловлено наличием энергетических барьеров на пути распространения поверхностной диффузии

адатомов. Пересыщенные вакансии, возникающие при распылении поверхности моноарсенидов галлия и индия с высокой кристаллической симметрией остаются на низких моноатомных террасах, не имея возможности преодолеть образующиеся энергетические барьеры, что в условиях ионно-стимулированной поверхностной диффузии, приводит к формированию локальных углублений, перерастающих в развитую упорядоченную фасетированную структуру.

3. Изменение температуры подложки арсенида галлия в диапазоне от $-50\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $+150\text{ }^{\circ}\text{C}$ при бомбардировке ионами аргона с энергией $E = 2\text{ кэВ}$ и плотностью тока $j = 1,5\text{ мкА/см}^2$ приводит к снижению нестехиометричности начальной фазы распыления с 2,2 до 1,7 долей NGa/NA_3 , что объясняется конкуренцией процессов стимулированного образования дефектов и термического отжига. Изменение угла падения аргонового ионного пучка с 25° до 65° на поверхность естественно окисленного арсенида галлия повышает концентрацию мышьяка в приповерхностном слое с 34 до 37 атомных долей. Повышение энергии ионов аргона с 1 до 5 кэВ приводит к нивелированию этого эффекта и изменение доли мышьяка падает до 0,4%.

4. Увеличение температуры ионной кристаллизации моноарсенида индия на подложках арсенида галлия в интервале $500 - 600^{\circ}\text{C}$ при постоянном токе пучка $110 - 130\text{ мкА}$ и энергии $150 - 200\text{ эВ}$ вызывает разрастание nanoостровков с 18 до 30 нм. Повышение тока пучка в интервале $70 - 110\text{ мкА}$ при температурах подложки $500 - 550\text{ }^{\circ}\text{C}$ не приводит к существенному изменению размеров nanoостровков. Использование ионов аргона с энергией $150 - 200\text{ эВ}$ позволят вырастить nanoостровки арсенида индия на подложках арсенида галлия со средними размерами не более 18 нм и поверхностной плотностью не менее 10^{11} см^{-2} .

Научная новизна

– разработана модель формирования периодически модулированной упорядоченной волнообразной структуры на поверхности моноарсенидов

галлия и индия при бомбардировке ионов, падающих под углом на поверхность. Получено аналитическое выражение для скорости эрозии волнообразной структуры в зависимости от кривизны поверхности, энергии и средней глубины проникновения ионов, ширины полос волнообразной структуры;

- предложена модель нестехиометричного распыления бинарных полупроводниковых материалов, учитывающая изменение состава приповерхностных слоев за счет преимущественного распыления одной из компонент и получено аналитическое выражение, определяющее временную зависимость изменения концентрации компонент бинарной системы;

- получены экспериментальные данные, характеризующие закономерности упорядочивания волнообразной поверхности и влияние докритических углов падения ионного пучка на параметры фасетированных поверхностей;

- исследовано влияние энергии, плотности ионного тока и температуры на изменение состава приповерхностных областей моноарсенида галлия при бомбардировке ионами аргона;

- изучена кинетика процесса кристаллизации низкоразмерных наноструктур на основе моноарсенидов индия и галлия в зависимости от энергии, плотности потока и температуры.

Практическая ценность

- разработан лабораторный способ низкоэнергетичного ионно-стимулированного наноструктурирования поверхности моноарсенидов галлия и индия со структурой сфалерита;

- создана лабораторная методика выращивания плотных массивов островковых наноструктур арсенида индия на поверхности арсенида галлия, используя низкоэнергетичные ионные пучки;

- предложена методика измерения содержания мышьяка и галлия в приповерхностных слоях естественно окисленного моноарсенида галлия,

подвергнутого бомбардировке низкоэнергетическими ионами аргона, падающими под различными углами;

– получены экспериментальные данные об энергетических, интегральных и дифференциальных угловых зависимостях коэффициентов распыления моноарсенидов галлия и индия низкоэнергетичным аргоновым пучком в широком диапазоне углов падения.

Личный вклад автора

Постановка цели и задач диссертационного исследования и обсуждение полученных результатов проведены совместно с научным руководителем. Личный вклад соискателя состоит в моделировании формирования периодически модулированной упорядоченной волнообразной структуры и нестехиометричного распыления бинарных моноарсенидов, исследовании закономерностей наноструктурирования, эволюции морфологии и состава поверхности, изучении кинетики кристаллизации низкоразмерных наноструктур на основе моноарсенидов индия и галлия, получении и измерении характеристик экспериментальных образцов, подготовке основных публикаций по тематике диссертационной работы.

Степень достоверности

Достоверность полученных результатов подтверждается применением математических моделей, согласующимися с результатами проведенных экспериментальных исследований и литературными данными, взаимосогласующимися результатами просвечивающей и сканирующей электронной микроскопии, масс-спектропии, фотоэлектронной спектроскопии и методами комбинационного рассеяния, атомно-силовой микроскопии. Достоверность подтверждается использованием авторских разработок и решений при выполнении научно-исследовательских работ по гранту Российского фонда фундаментальных исследований (грант №15-08-08263) и проекта, реализованного в рамках федеральной целевой программы (соглашение №14.576.21.0033).

Апробация результатов

Результаты диссертационного исследования докладывались и обсуждались на международных и всероссийских научных конференциях: 9th International conference on advanced materials: ROCAM–2017, Бухарест, 11-14 июля 2017 г.; 4th International school and conference on optoelectronics, photonics, engineering and nanostructures: Saint-Petersburg OPEN 2018, Санкт-Петербург, 3-6 апреля 2017 г.; 8-й Международной научно-практической конференции по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники: Мокеровские чтения, Москва, 24 мая 2017 г.; V международном молодежном симпозиуме «Физика бессвинцовых пьезоактивных и родственных материалов (Анализ современного состояния и перспективы развития)»: LFPM-2017, 2-6 сентября 2017 г., Туапсе; XXIII международной конференции «Оптика и спектроскопия конденсированных сред»: ОСКС-2017, 17-23 сентября 2017 г., Агой; 7-й Международной научно-практической конференции по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники: Мокеровские чтения, Москва, 25 мая 2016 г.; IV международном молодежном симпозиуме «Физика бессвинцовых пьезоактивных и родственных материалов (Анализ современного состояния и перспективы развития)»: LFPM-2016, 12-15 сентября 2016 г., Туапсе; XXII международной конференции «Оптика и спектроскопия конденсированных сред»: ОСКС-2016, 18-24 сентября 2017 г., Агой.

Публикации

Результаты диссертационного исследования опубликованы в 16 научных работах, в том числе 6 статей в журналах ВАК, 2 статьи в журналах Scopus.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка литературы. Содержание диссертации изложено на 124 страницах, включая 41 рисунок, 5 таблиц. Список литературы содержит 130 источников.

ГЛАВА 1 ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1 Стимулирование поверхностных процессов ускоренными заряженными частицами

1.1.1 Облучение поверхности электронами

Эффекты взаимодействия ускоренных электронов с приповерхностными слоями твердого тела проявляются практически во всех разновидностях ростовых процессов, происходящих при участие заряженных частиц [19]. Рост тонких пленок может сопровождаться одновременной бомбардировкой энергичными частицами – электронами, ионами, незаряженными частицами, а также ультрафиолетовыми фотонами [20]. Бомбардировка ускоренными частицами оказывает влияние на химические и физические свойства приповерхностного слоя [21]. Необходимо отметить, что процессы облучения поверхности твердого тела частицами являются экспериментально контролируруемыми и могут быть использованы для получения пленок и структур с заданными свойствами [22].

Бомбардировка электронами сопровождает практически любой процесс ионно-лучевого распыления. В большей степени это относится к тлеющему разряду [23], в меньшей степени к магнетронному распылению [24]. Преобладающим эффектом электронной бомбардировки является термический разогрев облучаемой поверхности [25]. Кроме того, в случае формирования островковых полупроводниковых структур [26] и выращивания щелочно-галогидных пленок дополнительная электронная бомбардировка влияет на кинетику нуклеации, создавая поверхностные центры локальной селективной адсорбции [27]. Экспериментально наблюдался эффект снижения оптимальной температуры эпитаксии,

сопровождаемой электронно-стимулированной бомбардировкой поверхности растущей пленки для систем Ge/Si, PbTe, CaF₂.

1.1.2 Бомбардировка поверхности ионами

Воздействие ионов на поверхность твердого тела сопровождается несколькими эффектами. Помимо незначительного вклада в разогрев поверхности [28] бомбардировка ионами может быть использована для управления ростом полупроводниковых пленочных [29] и островковых [30] структур на стадиях зарождения и коалесценции, активируя поверхностную диффузию адатомов [31]. Известно, что бомбардировка ионами низких энергий растущей пленки улучшает эпитаксиальность и способствует подавлению дефектообразования для широкого спектра различных материалов [32]. Наблюдалось улучшение условий эпитаксии при параллельной ионной бомбардировке металлов [33] и теллурида кадмия [34], осажденных на поверхность хлорида натрия. Аналогичный положительный эффект снижения дефектности растущей пленки, сопровождаемой ионной стимуляцией, наблюдался при гомоэпитаксии кремния [35].

Имеются экспериментальные данные об повышении степени кристалличности металлических пленок меди, осаждаемых на поверхность хлорида натрия, при одновременном воздействии ионным пучком [36]. Объяснение эффекта повышения эпитаксиальности и степени кристалличности растущих металлических и полупроводниковых пленок заключается в усилении поверхностной подвижности адатомов [37]. Пленки, выращенные при дополнительном облучении ионами имели лучшее кристаллическое совершенство, нежели пленки, выращенные в тех же условиях без ионной бомбардировки [38]. В ряде исследований наблюдалось повышение плотности островков при стимулированном ионном осаждении на щелочно-галогидных подложках [39]. Аналогичный эффект наблюдался при ионно-стимулированном осаждении золота на поверхность хлорида натрия [40]. Помимо стимулирования процессов эпитаксии и коалесценции

ионно-лучевая бомбардировка может приводить к внедрению ионов в приповерхностный слой. Вероятность внедрения иона в состав растущего слоя зависит от его энергии, коэффициента прилипания и вероятности реиспарения [41].

Результаты исследования изменения состава приповерхностного слоя в результате воздействия низкоэнергетичными ионами указывают на преимущественное распыление отдельных элементов многокомпонентной системы [42]. При распылении металлических сплавов наблюдается корреляция коэффициентов распыления чистых металлов с локальными коэффициентами распыления компонентов сплава. Впрочем, имеется ряд результатов, свидетельствующих о значительном усилении не стехиометричного распыления при энергиях, близких к пороговым значениям [43]. Результаты исследования преимущественного распыления многокомпонентных полупроводников весьма противоречивы [44]. Изучение распыления антимолибидов показало наличие эффекта нестехиометричного распыления [45]. Установлено, что для энергий менее 300 эВ наблюдался нестехиометричный состав пленки, выращенной из стехиометричных мишеней [46]. Однако, другими экспериментаторами данный эффект не был подтвержден [47].

Ионное облучение использовалось не только для повышения степени кристалличности растущего слоя, но и для улучшения чистоты пленки, инициируя процессы реиспарения примесей. Используя методы вторичной ионной масс-спектрографии показано, что ионное облучение поверхности арсенида галлия может приводит к удалению кислорода из приповерхностного окисленного слоя [48]. Как ранее уже отмечалось, ионная бомбардировка растущего слоя приводит к усилению подвижности поверхностных адатомов. Кроме того, наблюдалось весьма значительное усиление объемной диффузии в гетерогенных полупроводниковых системах при низкоэнергетичном ионном облучении [49]. Этот эффект наилучшим

образом исследован на примере осаждения пленки антимонида индия на поверхность антимонида галлия при ионном распылении [50].

1.2 Физические механизмы взаимодействия ионов с поверхностью

1.2.1 Процессы, инициированные ионной бомбардировкой

Бомбардировка твердой поверхности ускоренными ионами вызывает упругие и неупругие эффекты, схематически показанные на рисунке 1.1. Интенсивность каждого из показанных типов вторичных излучений зависит от энергии и массы первичных ионов, угла падения, массы атомов и кристаллической структуры подложки [51]. В экспериментально реализуемых условиях распыленные ионным пучком частицы являются преимущественно нейтральными. Генерируемые первичным ионным пучком потоки ионизированных частиц, вторичных электронов и фотонов могут быть использованы для исследования состава и структуры приповерхностных областей твердого тела [52].

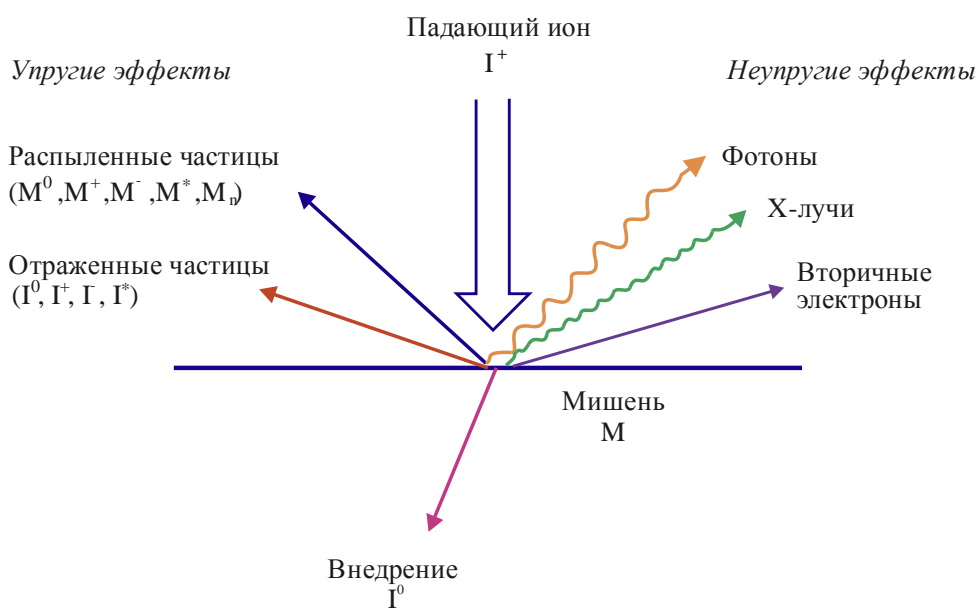


Рисунок 1.1 – Процессы взаимодействия ионов с поверхностью

Падающие ионы имеют достаточно высокую вероятность захватить вторичные электроны, претерпев процессы деионизации и превратившись в нейтральную частицу. Вероятность отражения падающего иона от поверхности понижается с увеличением массы и энергии ионов. Эта закономерность наглядно подтверждается рисунком 1.2 на примере бомбардировки поверхности вольфрама ионами инертных газов [53].

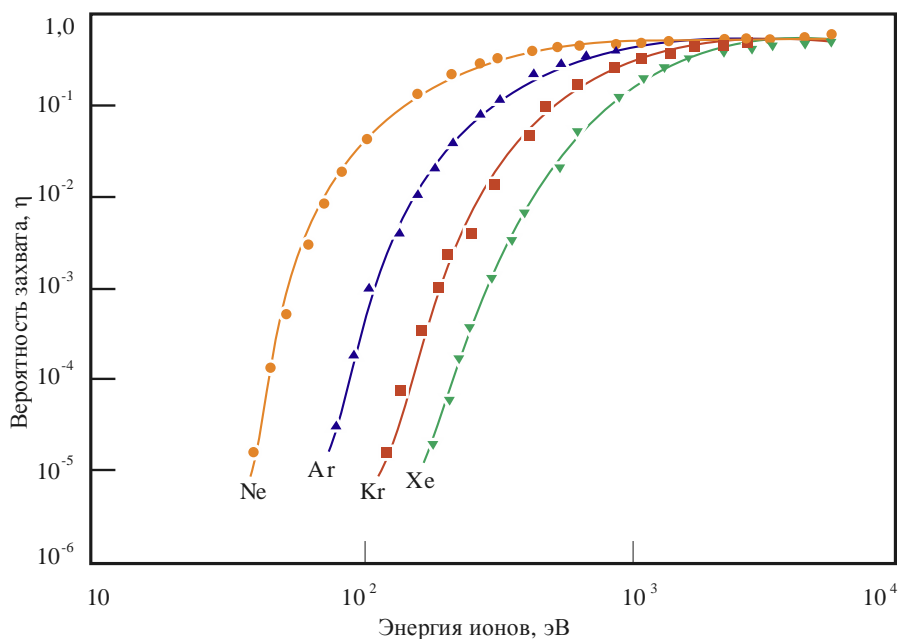


Рисунок 1.2 – Энергетическая зависимость вероятности инкорпорирования ионов инертных газов в кристаллическую решетку вольфрама [53]

Для ионов с энергией более 1 кэВ вероятность инкорпорирования первичного иона в кристаллическую решетку мишени повышается [54]. Максимальная концентрация поглощенных приповерхностным слоем ионов называется дозой насыщения, которая обратно пропорциональна коэффициенту распыления. Этот коэффициент показывает количество частиц, выбитых с бомбардируемой поверхности одним ионом [55]. Отметим, что при высоких дозах насыщения наблюдается эффект реиспарения инкорпорированных ионов [56]. Обратное рассеяние ионов от мишени имеет важное значение для выращивания тонких пленок, поскольку

рассеянные первичные ионы обладают значительной кинетической энергией, достаточной для вторичного распыления осажденного слоя [57].

Проникающие в кристаллическую решетку приповерхностного слоя ионы теряют кинетическую энергию в серии каскадных столкновений [58]. Размеры типичного каскада обычно не превышают 10 нм, что составляет примерно пять приповерхностных атомарных слоев [59]. Энергетическая эффективность процессов распыления незначительна – большая доля кинетической энергии потока бомбардирующих ионов расходуется на нагрев мишени [60]. Минимальная энергия бомбардирующих ионов при которой начинается процесс распыления мишени называется пороговой, которая для большинства твердых тел не превышает 30-80 эВ. При бомбардировке ионами с энергией меньше пороговой распыление не наблюдается, но проявляется смещение атомов внутри кристаллической решетки [61]. Иными словами, наблюдается ионно-стимулированное дефектообразование без распыления. При бомбардировке инертным газом пороговая энергия примерно в четыре раза больше энергии сублимации распыляемого материала [62]. Коэффициенты распыления твердых тел, облучаемых ионами с энергией от 0,5 до 5 кэВ, находятся в интервале от 0,3 до 6 ат./ион [63]. Коэффициенты распыления поликристаллических твердых тел незначительно отличаются от коэффициентов распыления тех же кристаллов. Типичная кривая, характеризующая энергетическую зависимость коэффициента распыления приведена на рисунке 1.3 на примере поликристаллов меди.

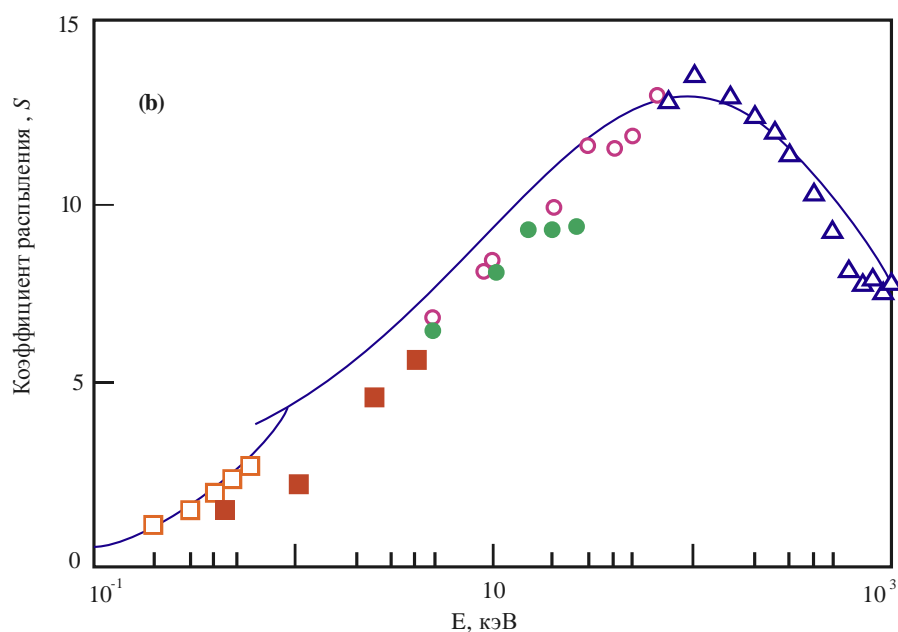


Рисунок 1.3 – Энергетическая зависимость коэффициента распыления поликристаллов меди ионами криптона

Величина коэффициента распыления растет с повышением энергии бомбардирующих ионов, достигая некоторого максимального значения, за которым наблюдается снижение эффективности процесса распыления. Положение максимума зависит от как от массы иона, так и от массы атомов мишени. В случае мишени из поликристаллической меди положение максимума при облучении ионами гелия приходится на энергию 2 кэВ, в то время как при бомбардировке ионами криптона максимум наблюдается при энергии 70 кэВ. Это связано с увеличением глубины проникновения тяжелых ионов в приповерхностные слои твердого тела.

Теоретические расчеты коэффициента распыления твердых тел Y позволили получить следующую полуэмпирическую формулу [64]:

$$Y(E) = \frac{3\alpha E}{4\pi^2 U_0}, \quad (1.1)$$

где α – поправочный безразмерный коэффициент, учитывающий эффективность процесса передачи энергии от иона массой m_i к атому мишени массой M_j , E – энергия ионов, U_0 – энергия связи, которая часто аппроксимируется энергией сублимации. Отметим, что формула (1.1) весьма

хорошо описывает ход энергетической зависимости, приведенной на рисунке 1.3, но не может исходно предсказать коэффициент распыления любого кристаллического и поликристаллического твердого тела. Для объективного определения коэффициента распыления необходимо проводить экспериментальные исследования на примере заданной пары «ион – мишень» в некотором энергетическом диапазоне. Кроме того, выражение (1.1) справедливо для энергий ионов значительно больше пороговых значений.

Помимо энергии первичных ионов, на величину коэффициента распыления влияет угол падения ионов, а также кристаллическое строение мишени [65]. При облучении монокристаллических мишеней могут проявляться эффекты каналирования ионов [66]. Зависимость коэффициента от угла падения ионов на поликристаллические металлические поверхности представлена на рисунке 1.4. Увеличение угла вызывает рост коэффициента распыления, что достигается за счет инициализации каскадного эффекта. При достижении некоторого максимального угла коэффициент распыления начинает уменьшаться за счет наличия шероховатости поверхности. Максимальный коэффициент распыления для большинства металлов наблюдается в диапазоне от 50 до 80°, отсчитываемом от нормали.

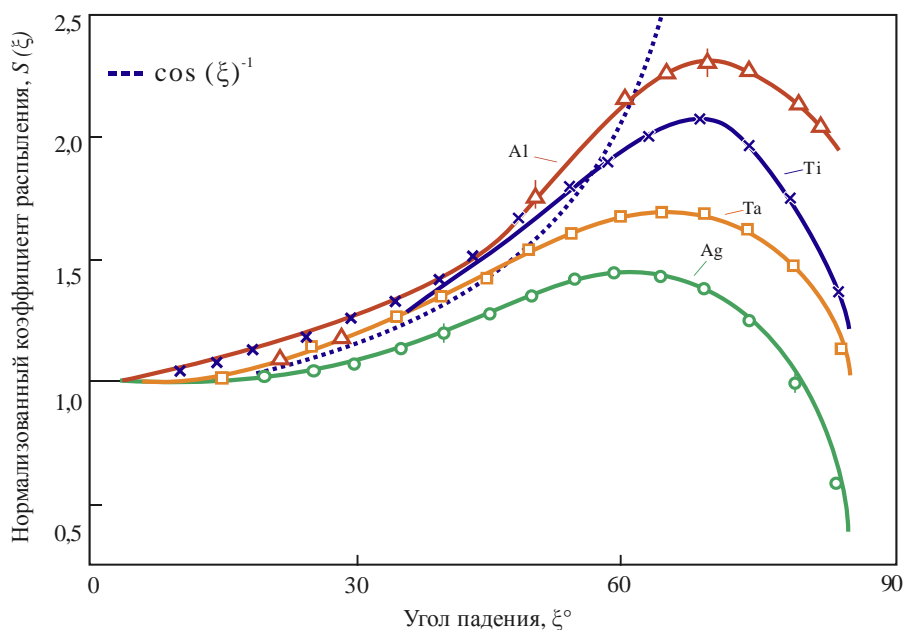


Рисунок 1.4 – Угловая зависимость коэффициента распыления металлов

Поведение угловой зависимости можно описать полуэмпирической функцией, устанавливающей связь между коэффициентом распыления при нормальном падении Y_{\perp} и коэффициентом распыления при падении пучка под углом Y_{θ} :

$$Y_{\theta} = \frac{Y_{\perp}}{(\cos\theta)^n}, \quad (1.2)$$

где θ – угол падения ионного пучка, отсчитываемый от нормали, n – подгоночный параметр, принимающий значения от 1 до 1,5 в зависимости от типа и структуры мишени.

1.2.2 Состав распыленного массопотока

Исследования ионной бомбардировки твердотельных материалов показывают, что распыленный массопоток преимущественно состоит из нейтральных частиц [67]. В отдельных экспериментах по распылению металлов и полупроводников в условиях тлеющего разряда наблюдалось повышение доли электрически заряженных частиц, что объясняется наличием загрязняющих пленок [68]. Распыление поверхности кремния в хороших вакуумных условиях показывает, что относительная доля ионизированных частиц не превышает 10^{-4} . Имеется ограниченное число экспериментов, указывающих на содержание в распыленном потоке молекул и кластеров [69]. Масс-спектрометрические исследования состава массопотока меди, созданного ионами аргона с энергией 1 кэВ, показали, что доля димеров не превышает 0,03, доля тримеров не больше 0,001 [70]. Результаты изучения распыления оксидов металлов ионами инертных газов показывают, что относительная доля молекул в составе распыленного материала возрастает с увеличением энергии связи между атомом металла и кислородом [71].

Важным отличием ионно-лучевого распыления от методов осаждения является то, что распыленные атомы имеют весьма большую кинетическую

энергию. Например, средняя кинетическая энергия атомов германия, распыленного ионами аргона с энергией 1,2 кэВ, составляет 15 эВ, в то время как энергия атомов германия, испаренных из жидкой фазы не превышает 0,1 эВ [72]. Технически в системах распыления, когда расстояние между мишенью и подложкой меньше, чем несколько длин свободного пробега, то осаждаемые на подложку атомы имеют начальную энергию, с которой они были выбиты с поверхности мишени. На рисунке 1.5 показана средняя энергия распыленных атомов при облучении поликристаллических металлических мишеней ионами аргона с энергией 1,2 кэВ [73]. Для большинства металлов типичная кинетическая энергия выбитых атомов составляет 10 – 30 эВ. Отметим, что повышение атомного номера приводит к возрастанию средней кинетической энергии распыленных атомов, что объясняется более эффективной передачей энергии от падающих ионов.

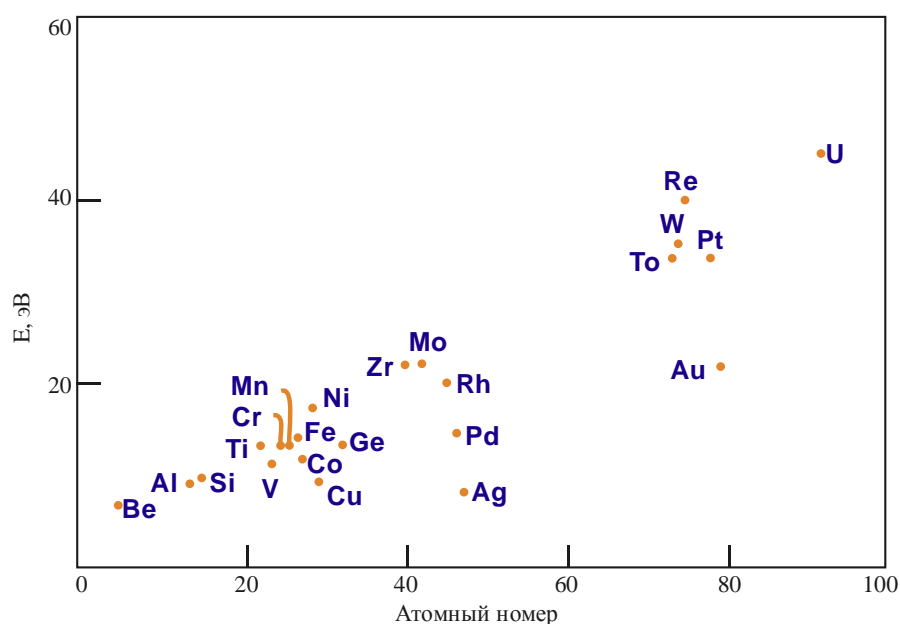


Рисунок 1.5 – Средняя кинетическая энергия атомов, выбитых с поверхности поликристаллических металлов аргоновым пучком

1.2.3 Нестехиометричное распыление

Существует несколько теоретических подходов к описанию процессов распыления бинарных систем, состоящих из атомов A и B типов с массами M_A и M_B и поверхностной энергией U_A и U_B . В работе [74] получено простое выражение, связывающее элементарные коэффициенты распыления каждого из компонентов Y_A и Y_B :

$$\frac{Y_A}{Y_B} = \left(\frac{M_B}{M_A}\right)^{2m} \left(\frac{U_B}{U_A}\right)^{1-2m}, \quad (1.3)$$

где параметр m может принимать значения в диапазоне от 0,05 до 0,25.

Альтернативная феноменологическая теория также устанавливает связь коэффициентов распыления компонентов бинарных систем [75]:

$$\frac{Y_A}{Y_B} = \frac{C_A + C_B \gamma U_B}{C_B + C_A \gamma U_A}, \quad (1.4)$$

здесь C_A и C_B исходная концентрация компонентов A и B , коэффициент γ зависит от массы бомбардирующего иона и массы распыляемого атома:

$$\gamma = \frac{4M_A M_B}{(M_A + M_B)^2}, \quad (1.5)$$

Несмотря на имеющиеся экспериментальные результаты, подтверждающие выводы указанных теорий, имеется существенный их недостаток, заключающийся в отсутствии понимания способа прямого нахождения коэффициента m .

Обсудим представленные в литературе результаты компьютерного моделирования распыления бинарных систем. В таблице 1.1 обобщены сведения о характере распределения различных бинарных систем, включая полупроводниковые материалы, вычисленные по формулам (1.3) и (1.4), а также на основе результатов моделирования в программных пакетах TRIM [76], TRIDYN [77], TAMIX [78] в статическом и динамическом приближениях. В статическом режиме рассчитывались коэффициенты распыления компонентов без учета изменения исходного состава приповерхностного слоя распыляемой мишени.

Таблица 1.1 Данные о характере распределения бинарных соединений

Образец	$\frac{M_A}{M_B}$	$\frac{U_A}{U_B}$	Преимущественно распыляемый компонент				
			Формула (1.3)	Формула (1.4)	Статический расчет	Динамическое моделирование	Ссылка
AuCu	3,1	1,0	Cu	Стехиометрично	–	Cu	[79]
CuNi	1,1	0,8	Cu	Cu	–	Cu	[80]
InP	3,7	0,7	P	In	P	–	[81]
LuFe	3,1	1,0	Fe	Стехиометрично	Fe	Fe	[82]
TaC	15,1	1,0	C	Стехиометрично	C	C	[83]
Ta ₂ O ₅	11,3	1,2	O	O	O	O	[84]
TiC	4,0	0,7	C	Ti	Ti	C	[85]
PdAg	1,0	1,3	Ag	Ag	–	Ag	[86]

В статических расчетах коэффициенты распыления каждого из элементов бинарной системы не изменяются и принимаются равными исходным значениям C_A и C_B . Результаты статических расчетов достаточно справедливы при низкой плотности ионного тока. Отношение коэффициентов распыления компонентов бинарной системы Y_A^c и Y_B^c системы в этом случае будет связано с коэффициентами распыления элементарных веществ Y_A и Y_B следующим соотношением:

$$\frac{Y_A^c}{Y_B^c} = \frac{Y_A C_B}{Y_B C_A}, \quad (1.6)$$

Динамические расчеты, учитывают изменение концентрации каждого из компонентов. В расчетах по формуле (1.3) значение параметра m принималось равным 0,125 для всех указанных в таблице 1.1 бинарных систем. Сравним расчеты, сделанные по аналитическим выражениям с результатами компьютерного моделирования. Данные расчетов, выполненных по формуле (1.3) находятся в точном соответствии с результатами моделирования. Расчеты, сделанные на основе выражения (1.4) имеют большее расхождение и неоднозначность. Для бинарных соединений AuCu, LuFe, TaC аналитические расчеты предсказывают отсутствие преимущественного распыления одного из компонент, что расходится с данными, полученными с помощью моделирования методом Монте-Карло и результатами по формуле (1.3). Проведенный анализ указывает на отсутствие сведений о коэффициентах распыления объектов нашего диссертационного исследования – бинарных моноарсенидов с различающимися массами атомов.

Характерным свойством преимущественного распыления рассмотренных бинарных систем является насыщение в зависимости отношения коэффициентов распыления каждого из компонентов А и В. При энергиях от 1 до 3 кэВ в зависимости от массы частиц наблюдается незначительная зависимость отношения коэффициентов распыления элементов А и В от энергии ионов.

1.3 Эффекты ионной бомбардировки поверхности элементарных и бинарных полупроводников

1.3.1 Элементарные полупроводники IV группы

Изучение ионного распыления элементарных полупроводников началось с германия. Исследовано влияние скорости роста, температуры подложки, остаточного давления на свойства пленок германия, осажденных на германиевых подложках различной кристаллографической ориентации [87]. Эксперименты проводились в режиме газового разряда с остаточным давлением порядка 10^{-3} Па, энергией ионов от 2 до 5 кэВ. Бомбардировка мишеней осуществлялась ионами аргона. Полученные результаты позволили построить диаграмму состояний: аморфные, поликристаллические и монокристаллические германиевые пленки [88]. Параметрами диаграммы выступали температура подложки и скорость роста. Скорость роста варьировали, изменяя давление аргона.

Установлено, что область существования аморфного состояния весьма слабо зависит от скорости осаждения. Однако, интервал формирования эпитаксиальных пленок напротив достаточно чувствителен к изменению скорости роста [89]. Область выращивания поликристаллических пленок занимает промежуточное состояние между аморфной и монокристаллической интервалами. Экспериментально установлено наличие тройной точки в окрестности которой возможен переход от роста аморфной пленки к эпитаксиальной, минуя поликристаллическую фазу.

Особенности предварительной подготовки поверхности подложки и уровня вакуума влияют на качество выращиваемых эпитаксиальных пленок германия. В высоковакуумных условиях при остаточном давлении 10^{-7} Па наблюдался эпитаксиальный рост малодефектных пленок германия на германиевых подложках [90]. Оже-анализ осажденных пленок показал

наличие в них примесей серы, углерода и кислорода. Используя методы скользящей электронной дифрактометрии и оже спектрального анализа изучено влияние концентрации кислорода на качестве роста германиевых пленок в условиях ионно-лучевого распыления [91]. Отжиг осажденных пленок, проведенный при температуре около 250 С°, приводил к термическому удалению указанных типов загрязняющих примесей, а на образцах наблюдалось формирование линий Кикучи, характерных для монокристаллической поверхности [92].

Выращивание пленок германия в высоковакуумных условиях также выявило наличие областей аморфной, поликристаллической и монокристаллической фазы. Однако, переход к эпитаксиальному росту наблюдался при меньших температурах, чем в условиях низкого вакуума. Этот эффект связывается с усилением поверхностной подвижности адатомов в процессе зарождения и на ранних стадиях роста пленки, вызванных как термической регенерацией поверхности подложки непосредственно предшествующей к осаждению и поддержанию более чистой поверхности во время осаждения [93]. Парциальное давление фоновой примеси определяет температурную границу перехода от аморфного к эпитаксиальному росту германиевой пленки в процессе ионного распыления. Контролируемая подача потока кислорода с парциальным давлением 10^{-7} приводила к смещению этой границы примерно на 75 °С. Повышение парциального давления кислорода на порядок вызывало смещение границы практически на 200 °С в сравнении с максимально возможным остаточным давлением используемой высоковакуумной установки [94]. Оже-спектроскопия указывает на адсорбирование кислорода на поверхности германия, который вступает в реакцию окисления с германием, образуя диоксид германия [95]. Области окисливания являются центрами формирования дислокаций растущей пленки.

Исследовался гетероэпитаксиальный рост германия на подложках кремния исследовался [96]. Перед осаждением рабочая камера отжигалась

при температуре 200 °С. Масс-спектрометрические измерения показали, что парциальное давление остаточных углеводородов во время эпитаксии не превышало 10^{-8} Па. Германиевая мишень предварительно очищалась электронным и ионным пучками. Затем подложки отжигались при 1300 °С в течении 1 минуты. Ионное осаждение проводилось при температурах 480 – 590 °С. Энергия ионов аргона выдерживалась равной 600 эВ, что обеспечивало скорость осаждения пленки со скоростью 2,5 мкм/ч. Зарождение роста пленки наблюдалось на микроступенях кремниевой подложки, образовавшихся в процессе предварительно термического отжига. Электрические измерения показали, что выращенные пленки обладают дырочным типом проводимости с концентрацией носителей порядка 10^{17} см⁻³. Подвижность дырок, измеренная при комнатных температурах, составляет порядка 600 см²/В, что хорошо согласуется с величиной подвижностей дырок кристаллах германия с эквивалентным уровнем легирования.

Успешное выращивание низкодефектных пленок кремния методом ионного распыления проводилось при облучении ионами аргона с энергией 12 кэВ со скоростью 2,4 мкм/ч [97]. Подложки предварительно отжигались при температуре 1100 °С в течении 2 минут. Трансформационный переход от поликристаллического к монокристаллическому росту пленок наблюдался при температурах 700 – 730 °С. В данных условиях были получены пленки, обладающие электронным и дырочным типом проводимости. Приложение положительного потенциала на подложку приводила к улучшению качества выращиваемых кремниевых пленок. Пленки наилучшего качества получены при распылении ионами аргона с энергией 10 кэВ, током пучка 15 мкА, диаметром пучка 50 мм при использовании кремниевых мишеней, легированных бором с удельным сопротивлением 100 Ом·см. Скорость осаждения в этих условиях не превышала 0,36 мкм/ч. Отмечается, что оптимальные условия выращивания кремниевых слоев реализуются при температурах 850 – 875 °С. Подвижность полученных в указанных условиях кремниевых слоев толщиной 1,5 мкм составила 150 см²/(В·с). Измерения

проводились при комнатной температуре. Концентрация носителей заряда составила порядка 10^{17} см^{-3} .

Гомоэпитаксиальный рост кремния на вициальных кремниевых подложках с кристаллической ориентацией (111) с использованием трехсеточного ионного источника показал, что на предварительно отоженных в условиях сверхвысокого вакуума при температуре $1300 \text{ }^\circ\text{C}$ наблюдалось удаление карбидных загрязнений. На очищенных подложках наблюдался эпитаксиальный рост пленок кремния при температуре $800 \text{ }^\circ\text{C}$.

Осаждение пленок кремния проводилось также на подложках сапфира. Использовался метод тлеющего разряда [98]. Выращивание тонких слоев проводилось со скоростью $1,5 \text{ мкм/ч}$ на подложках с кристаллографической ориентацией (0001), имеющих удельную проводимость $1000 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Давление в рабочей камере было порядка 10^{-2} Па , что не обеспечивало приемлемые для полупроводников вакуумные условия. Энергия ионов варьировалась от 2 до 5 кэВ. Полученные кремниевые пленки имели электронный тип проводимости с концентрацией носителей $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Подвижность электронов при комнатной температуре составила $250 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. Сообщалось, что при температурах менее $800 \text{ }^\circ\text{C}$ получались аморфные пленки, в интервале от $800 - 900 \text{ }^\circ\text{C}$ наблюдалось формирование поликристаллических слоев, при температурах $950 - 1100 \text{ }^\circ\text{C}$ удалось получить дефектные пленки, имеющие монокристаллическую структуру.

1.3.2 Антимониды

Распыление бинарных полупроводниковых систем наиболее систематически исследовано на примере антимонида индия, выращенного на поверхности монокристаллического хлорида натрия [99]. Экспериментально получали тонкие пленки антимонида индия, имеющего дефектную монокристаллическую структуру, несмотря на значительное рассогласование постоянных кристаллических решеток осаждаемого материала и

используемых подложек – порядка 15%. Температуры подложек также изменялись в широком диапазоне от 150 до 320 °С. Выращенные тонкие слои антимонида индия, как правило, обладали электронным типом проводимости с концентрацией носителей 10^{17} см⁻³ и подвижностью при комнатной температуре не более 500 см²/(В·с). Это объясняется достаточно высокой плотностью дислокаций несоответствия в выращенных пленках. В некоторых экспериментах измеренная подвижность электронов достигла 13 000 см²/(В·с) [100]. Давление в рабочей камере было не хуже 10^{-5} Па. Энергия электронов равнялась 1,25 кэВ. Скорость осаждения составляла 0,54 мкм/ч. Температура поддерживалась на уровне 250 °С. При толщине пленки антимонида индия порядка 3 нм наблюдалась композиционная кристаллическая структура в виде вюрцитовой и кубической фазы сфалерита [101]. Увеличение толщины пленки приводило к полиморфизму.

Проводились исследования ионно-лучевого распыления антимонида индия, осаждаемого на полированные и предварительно отожженные подложки фторида кальция, фторида бария и йодида натрия [102]. Ионное распыление проводилось с использованием трехсеточного ионного источника с остаточным давлением не хуже $5 \cdot 10^{-5}$ Па. Поток аргона предварительно очищали перед подачей в систему генерации плазмы, пропуская через нагретый до 900 °С титановый геттер [103]. Энергия ионов аргона варьировалась от 0,3 до 1,1 кэВ, что обеспечивало скорость осаждения от 0,1 до 2,7 мкм/ч. Толщина всех выращенных пленок было одинаковой и составила 200 нм. Температура при которой реализовывался режим эпитаксиального роста зависела от материала подложки и скорости осаждения. Например, для получения эпитаксиального роста антимонида индия на подложках фторида бария (рассогласование постоянных решетки 4,3%) необходимо проводить осаждение со скоростью 0,14 мкм/ч при температуре 150 °С, в то время как для реализации эпитаксиального роста на подложках фторида кальция (рассогласование постоянных решетки 18,5%) при той же скорости осаждения температуре нужно повысить до 225 °С.

Анализ температурной зависимости подвижности электронов в выращенных пленках антимонида индия позволил определить энергию, затрачиваемую носителями заряда для преодоления потенциальных барьеров, созданных дислокациями несоответствия, составляет 0,04 эВ.

Осаждение пленок антимонида индия на полуизолирующих подложках арсенида галлия (расогласование постоянных решетки 14%) проводилось при температурах от 300 до 475 °С [104]. Энергия ионов аргона равнялась 0,8 кэВ. Подвижность электронов, измеренная при комнатной температуре, достигла 20 000 см²/(В·с). Для улучшения стехиометрии пленок и повышения чистоты ростового процесса к подложке прикладывалось отрицательное напряжение в -60 В. Серия последовательных актов химического травления осажденных пленок, сопровождающаяся холловскими измерениями подвижности, показала, что подвижность электронов резко снижается вблизи гетерограницы из-за высокой плотности дислокаций.

Монокристаллические пленки антимонида галлия получали ионным распылением на подложках арсенида галлия (расогласование постоянных решетки порядка 10%). В экспериментах изменялись температура подложки, давление остаточного газа, энергия ионов, а также чистота аргонового потока [105]. Пленки имели дырочный тип проводимости. Оптимальная температура осаждения составляла 230 °С, что позволило вырастить пленки антимонида галлия с концентрацией до 10¹⁸ см⁻³ и подвижностью дырок до 500 см²/(В·с). Наблюдалось образование двух типов акцепторов. Глубокий акцепторный уровень с энергией 80 мэВ от края валентной зоны связан образованием дислокаций на границе «пленка – подложка». Мелкие акцепторные уровни, расположенные на глубине 40 мэВ от края валентной зоны связываются с образованием вакансий сурьмы. Анализ температурной зависимости подвижностей носителей заряда показал, что доминирующим механизмом рассеяния является рассеяние на дислокациях несоответствия.

1.3.3 Нитриды

Результаты экспериментов по ионно-лучевому распылению широкозонных нитридов алюминия [106], индия [107] и галлия [108] имеют определенное рассогласование, обусловленное, по-видимому, различием вакуумных условий. Высокая реакционная способность кислорода, присутствующего в остаточной атмосфере влияет на качество выращенных слоев и их электрические свойства. Наблюдался рост монокристаллических пленок нитрида алюминия на подложках сапфира, проведенный при температуре 1200 °С. Давление в рабочей камере составляло 10^{-6} Па. Скорость осаждения равнялась 0,5 мкм/ч. Пленки проявляли пьезоэлектрические свойства с коэффициентом связи 0,2%.

Осаждение нитрида индия и нитрида галлия на подложках сапфира и кремния позволило получить только поликристаллические пленки методом ионного распыления. Давление в рабочей камере было не хуже 10^{-6} Па. Температура подложек при осаждении слоев нитрида галлия варьировалась от 200 до 750 °С. Пленки нитрида индия выращивали при температуре 600 °С. Выращенные пленки нитрида галлия были полуизолирующими с удельной проводимостью более 10^8 Ом·см. Слои нитрида галлия обладали электронным типом проводимости. Подвижность носителей заряда равнялась $300 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. Уровень легирования равнялся $5\cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Отметим, что весьма удивителен факт выращивания пленок нитрида индия при столь высоких температурах, так как это соединение имеет низкую теплоту образования, равную 0,2 эВ. Также отметим, что равновесное давление паров N_2 при 600 °С составляет 20 атм. Кроме того, исследование отжига пленок нитрида индия выявило их термическое разложение в атмосфере N_2 при температуре 500 °С. Возможным объяснением роста пленок нитрида индия при столь высоких температурах является, вероятно, значительная концентрация азота в условиях тлеющего разряда. Используя рентгеновская фотоэлектронная

спектроскопию для изучения механизмов образования атомного азота в тлеющем разряде при реактивном распылении индия в атмосфере двуатомного азота и его смеси с аргоном обнаружено, что концентрация азота в пленках зависит от положения границы роста по отношению к области отрицательного заряда.

1.3.4 Арсениды

Выращивание пленок арсенида галлия проводилось в парах мышьяка, полученного сублимацией [109]. Исходно мишень находилась в жидкой фазе. Однако в процессе бомбардировки наблюдалось образование тонкой твердотельной пленки при всех реализованных условиях эксперимента. Остаточное давление в рабочей камере поддерживалось на уровне 10^{-4} Па. Сообщалось о получении монокристаллических пленок арсенида галлия на подложках из сапфирах и арсенида галлия. Температура подложек варьировалась от 350 до 565 °С. Однако, температура при которой наблюдался эпитаксиальный рост зависела в значительной мере от скорости осаждения и типа подложки.

Сообщалось, что для получения монокристаллических пленок необходимо проводить осаждение арсенида галлия в парах мышьяка с давлением, превышающем в четыре раза давление распыленного арсенида мышьяка [110]. Это указывает на то, что скорость роста пленки лимитировано скоростью поверхностной диффузии. Этот вывод подтверждается тем, что скорость роста повышается с увеличением температуры подложки. Анализ состава выращенных при температуре 490 °С пленок выявил их нестехиометричность с незначительным преобладанием мышьяка. Подвижность носителей заряда не превышала $1 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, что указывает на наличие в пленках значительных структурных дефектов.

Гомоэпитаксия слоев арсенида галлия реализована с использованием двух мишеней [111]. Выращенные пленки являлись полуизолирующими.

Слои содержали примесь кислорода. Для уменьшения содержания кислорода во время роста создавался избыток паров мышьяка, испаряемого из эффузионного источника. Температура подложки выдерживалась на уровне 600 °С. Пленки проявили электронный тип проводимости с низким уровнем легирования не более $8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Подвижность электронов при комнатной температуре была весьма значительной и составила $3000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Обнаружено, что пленки, выращенные в избыточной атмосфере мышьяка имеют слабодефектную структуру и зеркальную поверхность. В обратном случае в тех же температурных условиях наблюдалось формирование шероховатой поверхности. Холловские измерения показали, что слои, полученные в избыточной атмосфере мышьяка, обладают электронным типом проводимости с концентрацией носителей меньше 10^9 см^{-3} . Эффекты влияния мелких акцепторов компенсируются наличием глубоких донорных уровней.

На рисунке 1.6 показано влияние электрического напряжения, приложенного к подложке в процессе ионно-лучевого осаждения, на подвижность электронов, измеренную при комнатной температуре и относительную концентрацию кислорода, содержащегося в выращенном слое арсенида галлия [112].

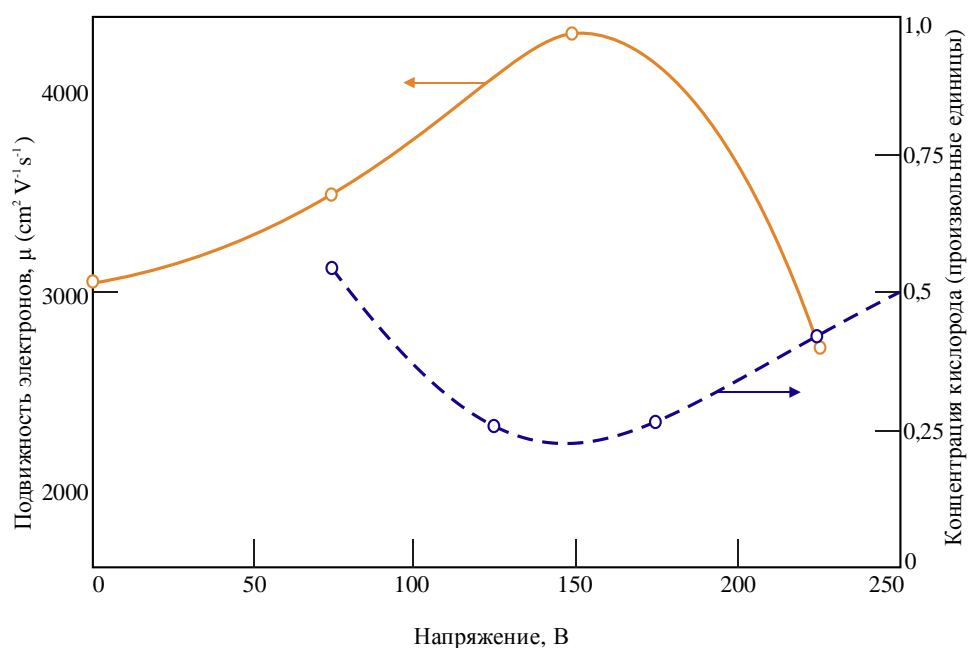


Рисунок 1.6 – Зависимость подвижности электронов и концентрации кислорода в слоях арсенида галлия при различных напряжения на подложке

При низких значениях напряжения на подложке ионная бомбардировка понижает вероятность внедрения кислорода в растущий слой. Большие приложенные напряжения, напротив, увеличивают концентрацию кислорода за счет имплантации. Функциональная зависимость подвижности электронов инверсионно зависит от распределения концентрации кислорода. Максимальная подвижность электронов, достигающая почти $4000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, наблюдалась при приложенном к подложке напряжении 150 В. Удельная проводимость выращенных пленок составила порядка $10^6 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, что делает их полуизолирующими.

1.4 Выводы по главе 1

1. Проведен обзор научно-технических источников, в котором обобщены современные направления использования пучков заряженных частиц для выращивания эпитаксиальных тонкопленочных структур. Показана также перспективность применения электронных и ионных пучков для стимуляции ростовых процессов. Установлено, что интенсивность различных типов вторичных излучений зависит от энергии и массы первичных ионов, угла падения, массы атомов и кристаллической структуры подложки. Продемонстрировано, что в подавляющем большинстве экспериментально реализуемых условий распыленные ионным пучком частицы являются преимущественно нейтральными.

2. Рассмотрены опубликованные данные об особенностях нестехеометричного распыления бинарных систем AuCu, NiCu, InP, LuFe, TaC, Ta₂O₅, TiC, PdAg. Основные данные о характере распыления бинарных материалов получены путем моделирования в программных пакетах TRIM, TRIDYN, TAMIX в статическом и динамическом приближениях. В статическом режиме рассчитывались коэффициенты распыления

компонентов без учета изменения исходного состава приповерхностного слоя распыляемой мишени. Показано, что характерным свойством преимущественного распыления указанных бинарных систем является насыщение в зависимости отношения коэффициентов распыления каждого из компонентов. При энергиях от 1 до 3 кэВ в зависимости от массы частиц наблюдается незначительная зависимость отношения коэффициентов распыления каждого компонента бинарной системы от энергии ионов.

3. Представлены известные экспериментальные данные о закономерностях ионного распыления элементарных полупроводников – кремния и германия и бинарных полупроводников: антимонидов (InSb, GaSb), нитридов (AlN, InN, GaN), арсенидов (GaAs). Показано, что для всех указанных полупроводников существуют условия формирования эпитаксиальных монокристаллических пленок. Температурный диапазон существования монокристаллической фазы зависит не только от условий выращивания, но и материала. Показано, что область существования аморфного состояния весьма слабо зависит от скорости осаждения. Однако, интервал формирования эпитаксиальных пленок, напротив, достаточно чувствителен к изменению скорости роста и температуры подложки. Область формирования поликристаллических пленок занимает промежуточное состояние между аморфной и монокристаллической фазой.

4. На основе литературного анализа установлено, что систематические исследования особенности взаимодействия низкоэнергетических ионов аргона с поверхностью кристаллических моноарсенидов галлия и индия ранее не проводились. Влияние параметров ионного пучка на формирование наноструктурированной поверхности и ее эволюции в процессе травления, динамическое изменение состава приповерхностных областей моноарсенидов, закономерности кристаллизации низкоразмерных систем моноарсенидов со сфалеритной структурой также относится к ранее не исследованным научным проблемам. Для решения указанных научных задач необходимо разработать аппаратное оформление и методики

экспериментальных исследований взаимодействия ионов аргона с поверхностью моноарсенидов галлия и индия. Совокупность представленных задач и явилась предметом диссертационного исследования.

ГЛАВА 2 РОСТОВОЕ ОБОРУДОВАНИЕ И МЕТОДИКИ ИССЛЕДОВАНИЯ

2.1 Экспериментальное оборудование

2.1.1 Ростовая установка

Исследование полупроводниковых материалов требует наличия высокого вакуума для минимизации влияния фоновых примесей. Данное условие не зависит от конкретного технологического оборудования. Изучение влияния ионов на поверхность моноарсенидов также проводилось в условиях вакуума. Основными примесями, изменяющими свойства полупроводников, является кислород и углерод, которые могут приводить к образованию окислов и карбидных соединений. Давление порядка 10^{-6} Па обеспечивает условия при которых загрязняющая пленка достаточно долго не образуется на поверхности полупроводника. Время образования одного монослоя при таком остаточном вакууме зависит от типа примеси, но остается в пределах 10 минут. Таким образом, обозначенный уровень вакуума является приемлемым для задач наших экспериментов. Принципиальная схема используемого ростового оборудования приведена на рисунке 2.1.

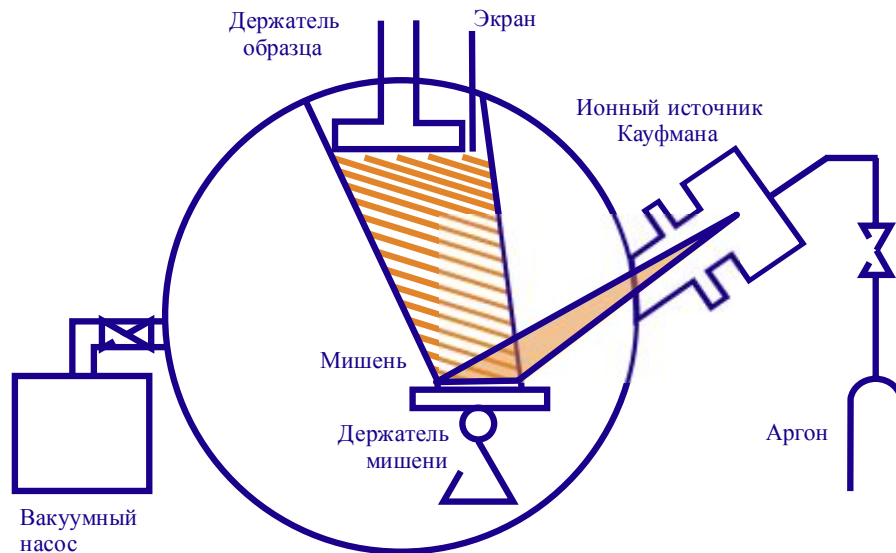


Рисунок 2.1 – Схема экспериментальной установки

Экспериментальная установка, обеспечивающая остаточное давление в рабочей камере ниже 10^{-6} Па, состояла из ростовой камеры, выполненной из нержавеющей стали, форвакуумного и турбомолекулярного насосов. Вспомогательным оборудованием служили вакууметры и электронная система управления вакуумными насосами. Использовались медные уплотнительные кольца. Ростовая камера допускала предварительный отжиг. Для этого использовались опоясывающие тепловые элементы. Форвакуумный насос производил предварительное откачивание до давления порядка 10^{-2} Па за несколько минут. Использовался турбомолекулярный насос Turbovac со скоростью вращения ротора 50 тыс. оборотов в минуту. Давление в ростовой камере при откачивании в течение 6 часов было не хуже, чем 10^{-7} Па. Дополнительное поглощение фоновых примесей достигалось криогенной панелью, охлаждаемой жидким азотом. Давление в рабочей камере измерялось манометром с горячим катодом, работающим по принципу ионизации.

2.1.2 Трехсеточный ионно-плазменный источник

Формирование ионного пучка производилось источником Кауфмана. Ионная пушка конструктивно содержала блок создания плазмы и три управляющих сетки. Ионный источник позволял регулировать энергию и плотность тока ионов. Выбранный источник обеспечивал возможность управления энергией ионов в диапазоне 0,1 – 3 кэВ. Определение значений ионного тока выполнялось с использованием коллектора Фарадея. Калибровочные зависимости величины тока от напряжения на управляющей сетке представлены на рисунке 2.2, которые в выбранном диапазоне напряжений являлись линейными. Наименьшая достигнутая плотность ионного тока составила 0,05 мкА/см².

Управление температурой подложек обеспечивалось резистивным нагревателем. Крепление подложек производилось в молибденовых держателях. Мощность нагревательного элемента равнялась 900 Вт. Скорость нагрева при необходимости могла изменяться от 0,3 до 5 °С/сек. Нагреватель содержал встроенную платино-родиевую термопару. Калибровка выбранной термопары проводилась по реперным точкам плавления олова, алюминия и серебра. Погрешность измерений в температурной диапазоне 250 – 1000 °С не превышала 15 °С. При температурах выше 700°С использовался также пирометрический метод.

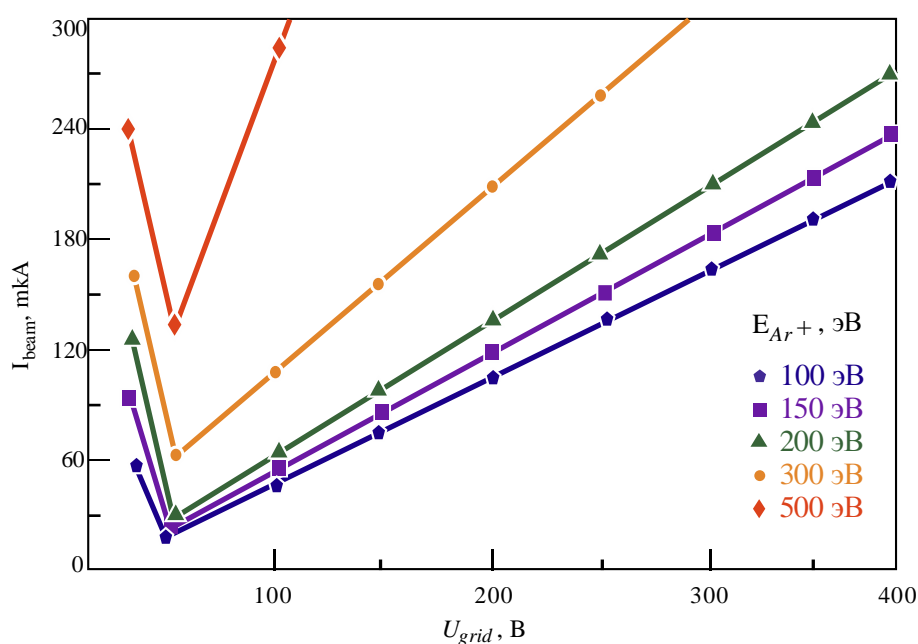


Рисунок 2.2 – Калибровочные кривые для управления током ионного пучка

Полупроводниковые подложки-мишени закреплялись в держателе из нержавеющей стали. Держатель обеспечивал возможность перемещения в пространстве для выравнивая мишени относительно ионного пучка. Перемещение проводилось путем вращения микрометрических винтов. Система крепления обеспечивала также вращение мишеней. Для этого использовались ручные гониометры.

2.2 Методики исследование структуры поверхности

2.2.1 Туннельная микроскопия

Изучение структуры поверхности экспериментальных образцов проводилось несколькими взаимодополняющими методиками. Для этого использовалась туннельная микроскопия, атомно-силовая микроскопия и электронная микроскопия.

Физический принцип действия туннельной микроскопии заключается в том, что величина туннельного тока зависит от расстояния «зонд-образец». Эта зависимость носит экспоненциальный характер [113]. Схема такого микроскопа приведена на рисунке 2.3. Зонд должен обладать хорошей электрической проводимостью. Перемещение зонда осуществляется с помощью пьезоэлектрических двигателей. В каждой точке поверхности измеряется сила туннельного тока, которая затем пересчитывается в параметр высоты рельефа. Количество точек определяется разрешающей способностью прибора.

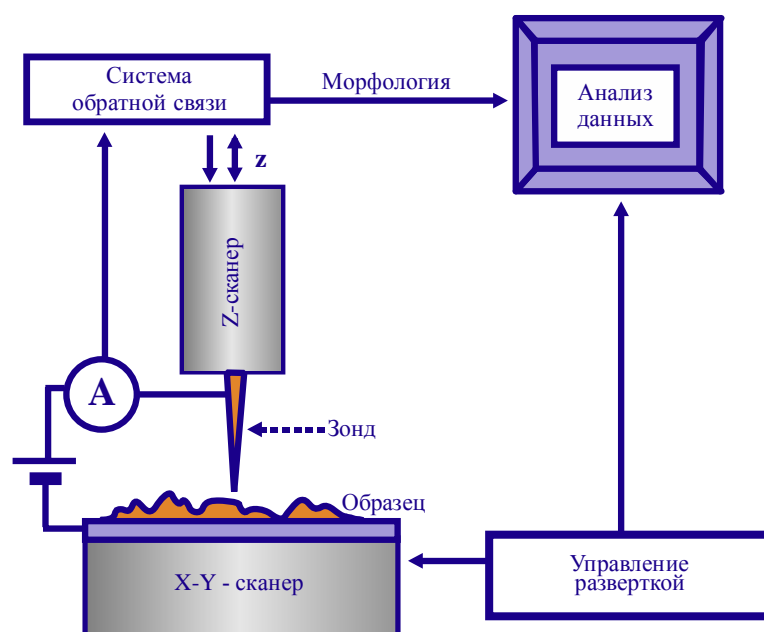


Рисунок 2.3 – Сканирующая туннельная микроскопия

Величина туннельного тока зависит в основном от толщины зазора между зондом и образцом, но также достаточно чувствительна к качеству острия зонда. Для уменьшения артефактов на получаемом изображении необходимо использовать электрохимически заточенные зонды. Измерение рельефа поверхности образцов проводилось в двух режимах: постоянного тока и постоянной высоты. Первая методика использовалась для изучения образцов с шероховатостью более 1 нм, вторая методика применялась для акцентированного изучения структур с незначительным отклонением от атомарно-гладкой поверхности. В работе измерения проводили на туннельном микроскопе в режиме режиме *ex-situ* туннельном микроскопе Nanoeducator.

2.2.2 Атомно-силовая микроскопия

Помимо туннельной микроскопии также использовалась атомно-силовая микроскопия [114]. Физический принцип работы данного метода состоит в определении силы взаимодействия зонда с поверхностью образца, как это показано на рисунке 2.4. Измерение силы осуществляется путем регистрации угла изгиба кантилевера, на котором закреплен в монолитном исполнении зонд. Атомно-силовая микроскопия, обладая меньшей разрешающей способностью, при этом обеспечивает возможность изучения плохо проводящих электрический ток образцов. Разрешающая способность атомно-микроскопических исследований прежде всего зависит от линейных размеров кантилевера и закругления острия зонда.

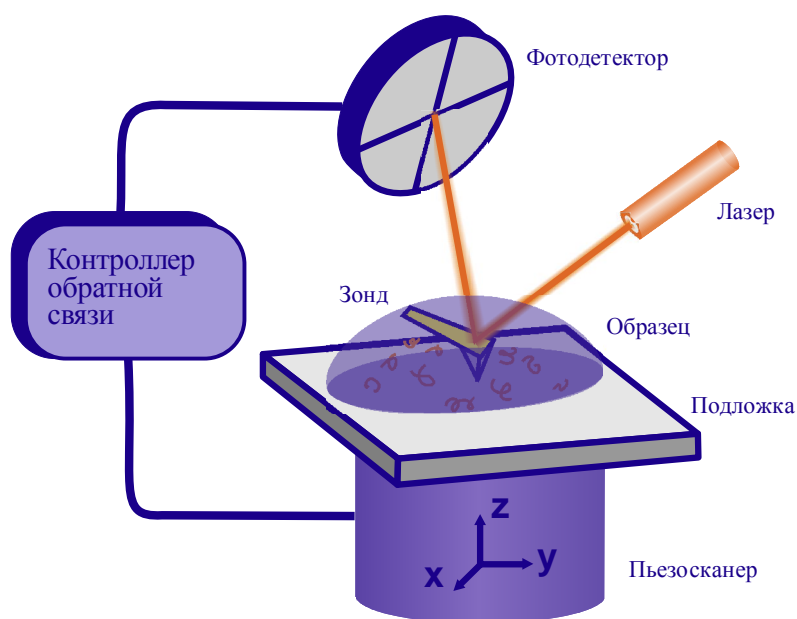


Рисунок 2.4 – Атомно-силовая микроскопия

Основными исследовательскими методиками атомно-силовой микроскопии являются контактный и полуконтактный режимы. При контактной методике зонд касается поверхности образца. Возникающая механическая сила отталкивания приводит к изгибу кантилевера. Используя

калиброванную оптическую систему регистрации производится перерасчет угла изгиба в высоту объекта. Однако, недостатком контактного режима является чрезмерное воздействие на поверхность образца, изменяющее его структуру. Также в этом режиме происходит интенсивный износ зонда. Более распространенным вариантом атомно-силовой микроскопии является полуконтактный режим. В этом режиме кантилевер испытывает вынужденные колебания. Источником колебаний выступает пьезодвигатель, возбуждающий колебания с амплитудой порядка нескольких нанометров. В нижней точке колебаний зонд касается поверхности исследуемого образца. Наличие взаимодействия зонда с поверхностью влияет на характер вынужденных колебаний. Сила взаимодействия сказывается на величине амплитуды, а также резонансной частоте колебаний. Характер изменения этих величин позволяет провести расчет структуры поверхности. В полуконтактном режиме удается получить изображения с лучшей разрешающей способностью. Изучение поверхности полупроводниковых образцов проводилось на атомно-силовом микроскопе Solver HV.

2.2.3 Растровая электронная микроскопия

Исследования морфологии поверхности также дополнялись измерениями с помощью сканирующей электронной микроскопии [115]. Схема, поясняющая принцип работы сканирующей электронной микроскопии, показана на рисунке 2.5.

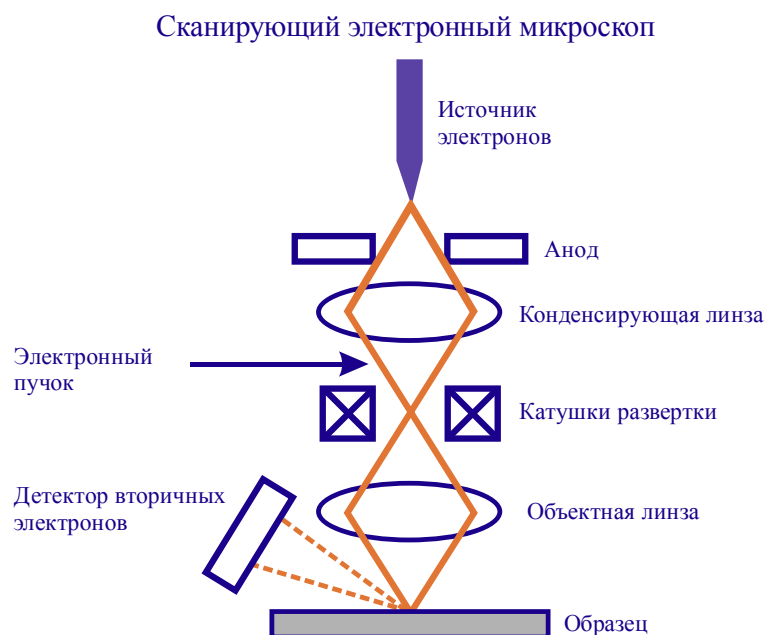


Рисунок 2.5 – Сканирующая электронная микроскопия

Изображение поверхности формируется путем анализа сигналов, созданных сфокусированным первичным электронным пучком. Источником электронов служит термокатод. Электронная пушка создает сфокусированный пучок. Для этого используются фокусирующие и разгонные электромагнитные линзы. Измерения проводятся в вакуумных условиях. Обычно рабочий вакуум достигает уровня 10^{-3} Па. Ускоряющее напряжение варьируется от 0,1 до 30 кэВ. Диаметр пучка от нескольких нанометров до десятых микрона. Ток электронного пучка также изменяется от единиц пА до сотен нА. Обычно используется регистрация вторичных или обратно отраженных электронов, созданных в приповерхностном слое образца. Рельеф поверхности воспроизводится в этом методе с разрешающей способностью не хуже нескольких нанометров. Измерения рельефа поверхности проводятся в режиме топографического контраста, в котором коэффициент выхода электронов зависит от структуры приповерхностного слоя. Режим композиционного контраста допускает также проведение оценки локального состава за счет зависимости коэффициента выхода отраженных электронов от атомного номера элементов, образующих исследуемую

композицию. Данная методика приводит к лучшим результатам при значительном отличии атомных масс элементов. Нами для проведения исследований использовался сканирующий электронный микроскоп Quanta 200. Недостатком сканирующей электронной микроскопии является весьма низкая разрешающая способность. Реальные различимые размеры объектов зависят от электрической проводимости и на практике обычно не превышают 10-15 нм. В связи с этим необходимо также было использовать просвечивающую электронную микроскопию.

2.2.4 Просвечивающая электронная микроскопия

Просвечивающая электронная микроскопия позволяет достичь атомарных размеров за счет использования ускоренных электронных пучков с энергиями порядка 100-300 кэВ. Схема работы этого метода показана на рисунке 2.6. Объектами изучения являются специально препарированные тонкие образцы, через которые проходит ускоренный электронный пучок.

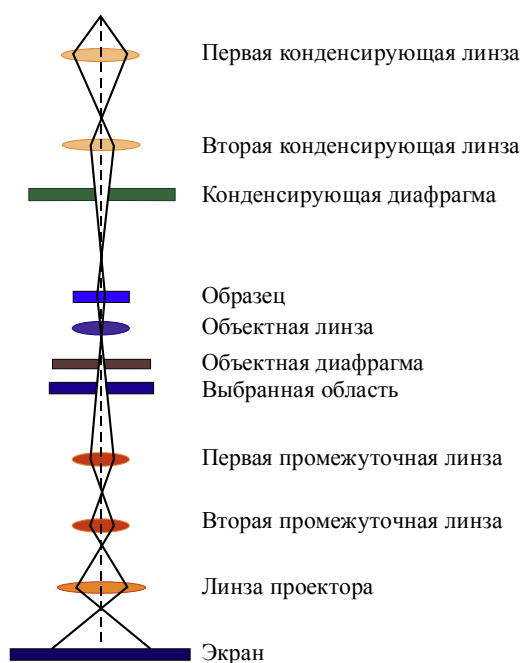


Рисунок 2.6 – Просвечивающая электронная микроскопия

Электронная пушка создает электронный пучок. Система электромагнитных линз, помещенная в вакууме, формирует пучок заданной энергии. Прошедший через тонкий образец пучок попадает в систему линз, которые проецируют его на детектирующий экран. Полученный сигнал обрабатывается компьютерными средствами и преобразуется в изображение на экране монитора. Основными исследовательскими режимами просвечивающей электронной микроскопии является амплитудный, а также фазовый контраст. Исследования в режиме амплитудного контраста обеспечиваются за счет того, что интенсивность электронного пучка определяется взаимной ориентацией кристаллической плоскости и пучка электронов. В условиях брэгговского отражения амплитуда сигнала является максимальной. При отклонении от брэгговских условий наблюдается существенное ослабление сигнала. Амплитудный контраст может регистрироваться в светлопольном и темнопольном вариантах. Первый вариант амплитудного контраста использует электронный пучок, вышедший из апертурной диафрагмы, что позволяет детектировать разориентированные плоскости в светлых тонах. В темнопольном режиме используется через апертурную диафрагму направляется дифрагированный пучок. В этом режиме наблюдается изображение, инвертированное по отношению к светопольному контрасту. Фазоконтрастное изображение формируется в результате интерференции лучей, проникающих через апертуру. Интерференция лучей приводит к образованию параллельных линий, позволяющих определить межплоскостное расстояние кристаллической решетки. Метод фазового контраста позволяет выявить границы зерен кристаллической решетки, дефекты, а также иные неоднородности на атомарном уровне. Изучение объектов в диссертационной работе проводилось на просвечивающем электронном микроскопе Теснаі.

2.3 Методики исследования состава

Исследование состава экспериментальных образцов проводилось с использованием взаимодополняющих методик: оже-спектроскопии, комбинационного рассеяния света, фотоэлектронной спектроскопии.

2.3.1 Оже-спектроскопия

Оже-спектроскопический метод исследования позволяет провести измерение элементного состава на основе измерения энергии оже-электронов [116]. Схема, поясняющая принцип работы оже-спектрометра, показана на рисунке 2.7. Падающие первичные электроны с энергиями до 50 эВ возбуждают внутриатомные электроны, приводящие к формированию вакансий на *K*-уровнях. Образовавшаяся вакансия заполняется электроном, перешедшим с *M*-уровней. Электрон, находящийся на *N*-оболочке, может принять энергетический квант $M \rightarrow K$. Данный переход в результате ионизует атом, образуя оже-электрон. Величина кинетической энергии оже-электронов определяется положением указанных энергетических уровней и позволяет идентифицировать элементный состав материалов.

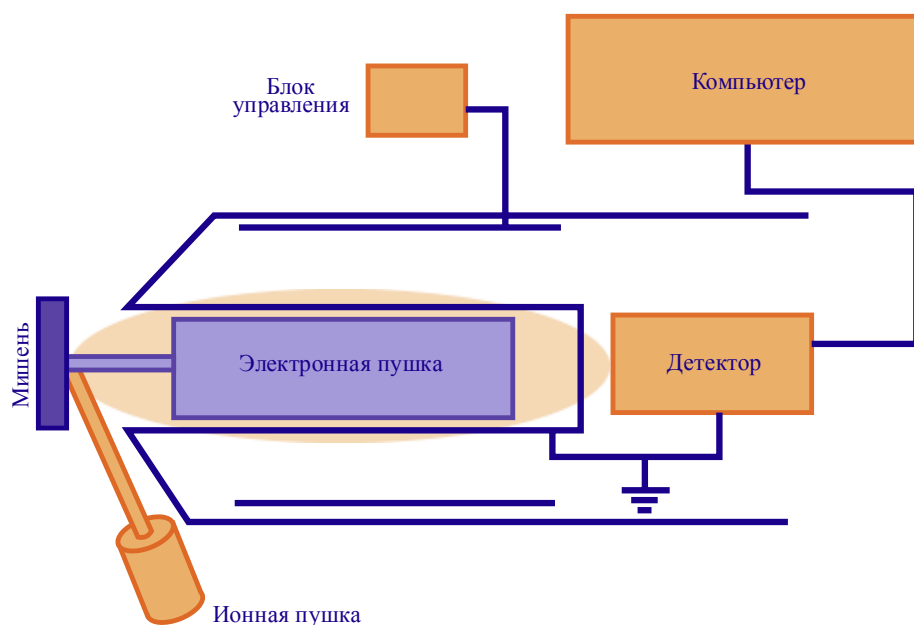


Рисунок 2.7 – Оже-спектроскопия

Кроме того, скорость образования оже-электронов лимитируется порядковым номером Z . Элементы с большими номерами Z характеризуется меньшими вероятностями генерации оже-электронов. Толщина выхода оже-электронов не превышает десятых долей нанометра. Поэтому описываемый метод является эффективным для исследования приповерхностных слоев твердых веществ и позволяет определять элементный состав и соединения химических веществ. Оже-спектроскопические исследования выполнялись на установке JEOL 9500.

2.3.2 Комбинационное рассеяние

Методика комбинационного рассеяния основана на регистрации спектральных линий, обусловленных неупругим рассеянием излучения [117]. Физическая сущность процесса показана на рисунке 2.8.

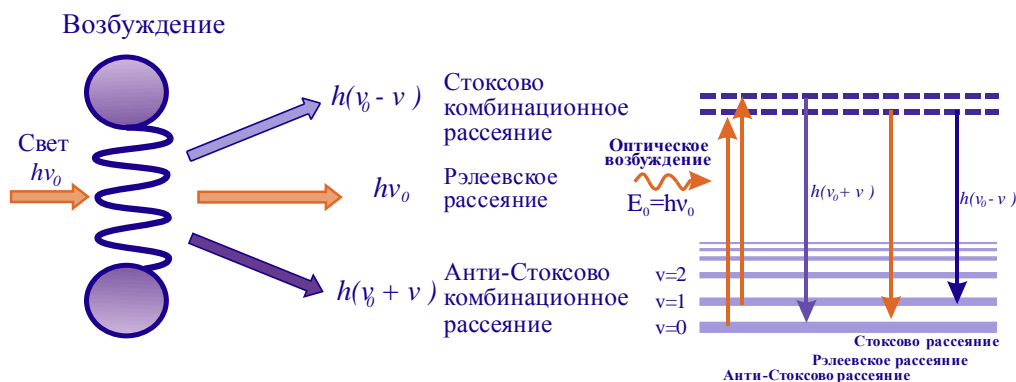


Рисунок 2.8 – Комбинационное рассеяние

На положение спектральных линий существенным образом влияет состав и кристаллическая структура исследуемых образцов. Существует две разновидности неупругого рассеяния – стоксов и антистоксов режимы. Стоксова мода формируется за счет взаимодействия фонона с кристаллической решеткой, приводящей к порождению нового фонона и экситона. Антистоксов режим является инверсией стоксовой моды и заключается в поглощении экситона, вызывая порождение фонона большей

энергии. Подавление процессов образования антистоксовых мод производится снижением температуры образцов. Исследование спектров комбинационного рассеяния проводилось на InVia Raman спектрометре.

2.3.3 Фотоэлектронная спектроскопия

Фотоэлектронная спектроскопия базируется на явлении внешнего фотоэлектрического эффекта [118]. Данная методика позволяет провести количественную оценку элементного состава исследуемых образцов. Под действием падающего рентгеновского излучения, как это показано на рисунке 2.9, происходит выбивание электронов с внутренних оболочек атома. Регистрируется функциональная зависимость числа эмитируемых электронов от кинетической энергии. Область генерации фотоэлектронов достаточно велика и составляет несколько микрометров.

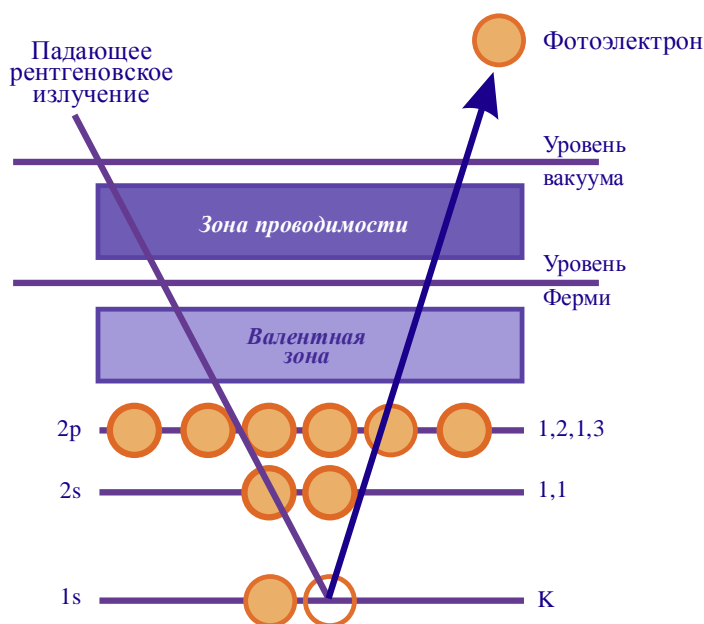


Рисунок 2.9 – Комбинационное рассеяние

Однако высокое поглощение эмитированных электронов препятствует их выходу за пределы материала, что снижает реальную область регистрируемых фотоэлектронов до нескольких нанометров. Глубина

приповерхностного слоя, подвергаясь исследованию методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, составляет несколько десятком монослоев, что делает эту методику незаменимой для изучения состава приповерхностных слоев многокомпонентных полупроводников. В работе применялся фотоэлектронный спектрометр JEOL 9500.

2.4 Методики исследования электрических и оптических свойств

Исследования морфологии и состава экспериментальных образцов дополнялись изучением их электрических и оптических свойств. Для этих целей применялись методики емкостных измерений и фотолюминесцентных исследований.

2.4.1 Емкостная спектроскопия

Емкостные измерения также зачастую называют методикой вольт-фарадных исследований. Этот метод использует влияние носителей заряда на емкость искусственно созданной структуры «металл-диэлектрик-полупроводник» при различных напряжениях на затворе [119]. Особенностью метода является наличие чувствительности метода к частоте сигнала, что объясняется временной зависимостью захвата носителей. За характерное время изменения сигнала концентрация носителей заряда изменяется, что в свою очередь вызывает изменение емкости всей системы. Сущность метода становится понятной из рисунка 2.10. Методика емкостных измерений подразделяется на две категории: высокочастотную и квазистатическую. Емкостная спектроскопия использовалась нами для изучения гетероструктур пониженной размерности.

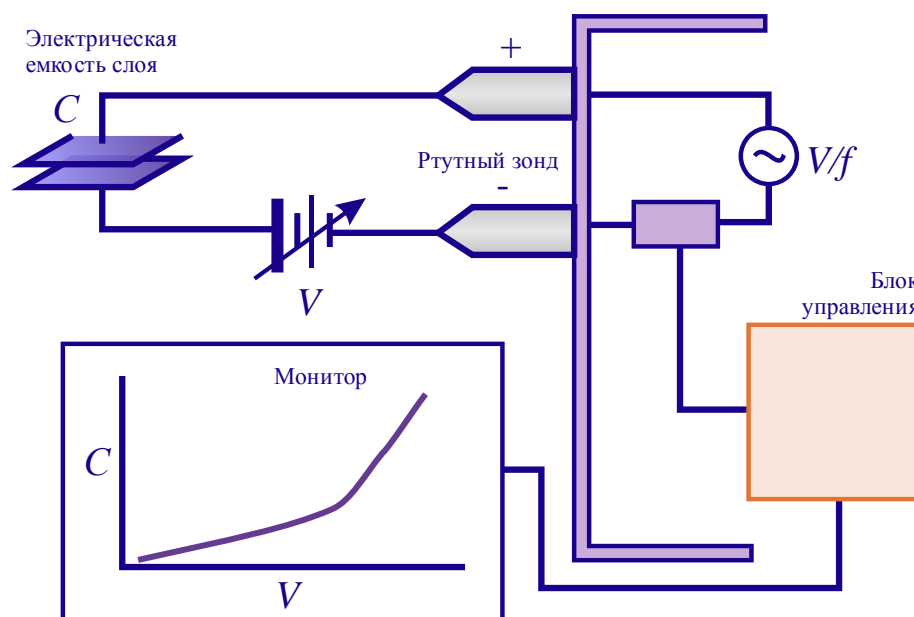


Рисунок 2.10 – Емкостная спектроскопия

Измеряемый образец в зависимости от архитектуры обладает различной емкостью. Кроме того, образец характеризуется контактным сопротивлением и внутренним сопротивлением. Исследуемый образец соединяется с источником переменного тока варьируемой частоты. Система управления совместно с блоком усиления позволяет измерить сигнал, преобразовав его зависимость емкости образца от приложенного внешнего напряжения. Для исследования низкоразмерных гетеросистем необходимо выбирать такую частоту сигнала, чтобы напряжение на затворе было сопоставимо с энергией квантованного уровня. Это будет отражаться в виде пиков перезарядки через эти уровни. Измерения выполнялись на установке CV-spectrum.

2.4.2 Фотолюминесцентные исследования

Оптические свойства исследовались методом фотолюминесценции [120]. Исследования в диссертационной работе проводились на установке

Photolum. Принципиальная схема методики измерения приведена на рисунке 2.11.

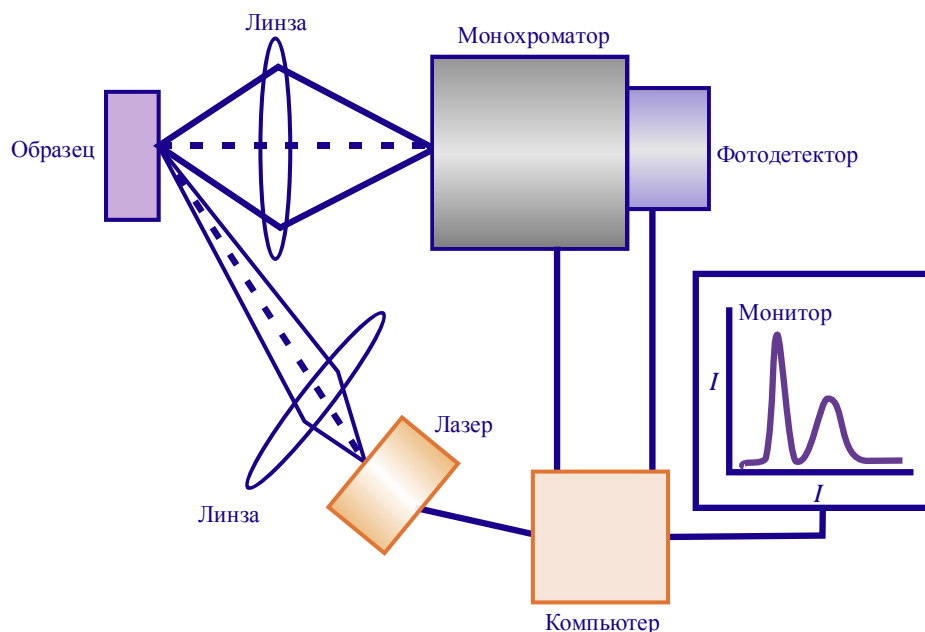


Рисунок 2.11 – Фотолюминесцентные исследования

Измерение спектров фотолюминесценции обычно проводится в диапазоне от 200 до 4500 нм. Оптическое излучение создается инжекционным лазером, работающим на определенной длине волны. Собирающая линза фокусирует лазерное излучение на поверхности исследуемого образца. Фотолюминесцентный сигнал проходит через монохроматор и фокусируется на измерительной части фотодетектора. Регистрируемый сигнал преобразуется в спектральную зависимость интенсивности излучения от длины волны или энергии. Методика фотолюминесценции распространена для изучения полупроводниковых материалов, а также низкоразмерных гетероструктур.

2.5 Выводы по главе 2

1. Представлены требования и разработано экспериментальное оборудование, использующееся для исследования закономерностей взаимодействия ионов аргона с приповерхностными слоями арсенида индия и

арсенида галлия. Описаны способы управления энергией и плотностью ионного тока, созданного трехсеточным ионно-плазменным источником. Рассмотрены особенности регулировки температурных режимов подложек.

2. Обоснованы диапазоны варьирования энергий и тока ионного пучка. Выбранный источник обеспечивал возможность управления энергией ионов в диапазоне 0,1 – 3 кэВ. Определение значений ионного тока выполнялось с использованием коллектора Фарадея. Построены калибровочные зависимости величины тока от напряжения на управляющей сетке в выбранном диапазоне напряжений. Показано, что наименьшая экспериментально достигаемая плотность ионного тока равняется 0,05 мкА/см².

3. Сформулированы требования и описаны используемые аналитические методики. Морфология поверхности моноарсенидов исследовалась с помощью туннельной, атомно-силовой и электронной микроскопии. Состав приповерхностных слоев, подвергнутых ионной бомбардировке, определялся взаимодополняющими методами оже-спектроскопии, спектроскопии комбинационного рассеяния и фотоэлектронной спектроскопии. Использовались методы емкостной спектроскопии и фотолюминесценции для изучения особенностей накопления носителей заряда в низкоразмерных гетеросистемах, полученных методом ионного распыления.

ГЛАВА 3 НАНОСТРУКТУРИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ ИОННЫМ ПУЧКОМ

3.1 Теория формирования волнообразной поверхности

3.1.1 Образование волнообразной поверхности

Скользящее падение ионного пучка на поверхность твердых тел может приводить к образованию периодически модулированной упорядоченной волнообразной структуры. Экспериментальное исследование этого процесса приведено в следующей главе. Отметим, что формирование рифленой поверхности может быть серьезной проблемой при практическом применении ионно-лучевой технологии, например, при ионной очистке или полировке полупроводниковых образцов. С другой стороны, данный эффект может быть использован для создания недорогих дифракционных решеток, так как размеры образующихся неоднородностей по порядку величины сопоставимы с длиной волны света.

3.1.2 Ионно-стимулированное структурирование

В представлении теории распыления Зигмунда [121] скорость распыления материала из точки на произвольно выбранном участке $z = h(x,y)$ пропорциональна мощности потока. Средняя энергия в точке с радиус-вектором $\mathbf{r}(x,y,z)$ в твердом теле двигающегося из точки z до столкновения с поверхностью может быть оценена по формуле:

$$F(\mathbf{r}) = \frac{E}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}\alpha\beta^2} \exp\left[-\frac{[z - h(0,0) + a]^2}{2\alpha^2} - \frac{x^2 + y^2}{2\beta^2}\right], \quad (3.1)$$

где E – энергия, a – средняя глубина проникновения, α и β – ширина волнообразной структуры, параллельной и перпендикулярной направлению

пучка. В общем случае параметры a , α , β сопоставимы по порядку величины.

Предположим, что поверхность волны достаточно хорошо аппроксимируется окружностью радиуса R . Для определения зависимости коэффициента распыления от радиуса волнообразной структуры, рассмотрим скорость эрозии в точке O , показанной на рисунке 3.1.

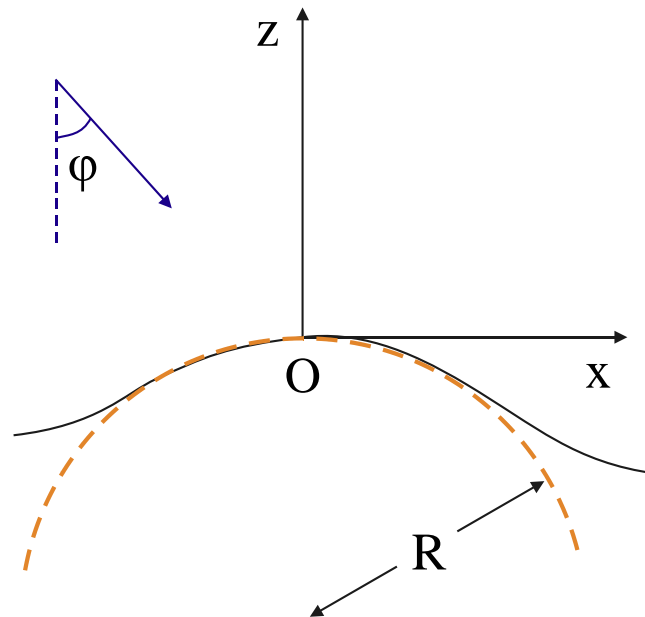


Рисунок 3.1 – Система координат

Выберем систему с началом координат в точке O , а направление Oz будет совпадать с нормалью к поверхности. Падение ионного пучка будет происходить в плоскости xz . Для упрощения будем считать, что высота поверхности не зависит от координаты y , т.е. волны расположены идеально параллельно. В этом случае рассматриваемая задача становится двумерной. Координата z будет задаваться уравнением $z = h(x)$. Предположим, что параметр $h(x)$ изменяется незначительно по сравнению с величиной радиуса R , который намного больше параметра a .

Рассчитаем нормальную составляющую скорости распыления $v(\varphi, R)$ в точке O для однородного потока ионов f , падающего под углом φ , измеряемом относительно оси Oz . Ион, сталкивающийся с поверхностью в

точке $(x, h(x))$ вносит вклад в распыление, если $\frac{|x|}{a} \sim 1$. Так как $a \ll R$, то высота поверхности в точке P могут быть аппроксимированы выражением $h(x) = -\frac{1}{2} \frac{x^2}{R}$.

В первом приближении поток ионов в точке P равен $f \left(\cos\varphi - \left(\frac{x}{R}\right) \sin\varphi \right)$ и длина между точками $(x, h(x))$ и $(x + dx, h(x + dx))$ равна dx . Используя выражение (3.1) и сделанные предположения, получим:

$$v(\varphi, R) = \frac{\Xi E f R}{2\pi\alpha\beta} \int_{-a}^a [\cos\varphi - \xi \sin\varphi] \exp \left\{ -\frac{R^2}{2\alpha^2} \left[\xi \sin\varphi + \frac{1}{2} \xi^2 \cos\varphi + \frac{a}{R} \right]^2 - \frac{R^2}{2\beta^2} \left[\xi \cos\varphi - \frac{1}{2} \xi^2 \sin\varphi \right]^2 \right\} d\xi, \quad (3.2)$$

здесь $\xi = \frac{x}{R}$, Ξ – константа, пропорциональная мощности осаждения в O .

Интеграл в выражении (3.2) можно свести к интегралу Гаусса, проведя подстановку $\zeta = \left(\frac{R}{a}\right) \xi = \frac{x}{a}$. Скорость осаждения равняется:

$$v(\varphi, R) = \frac{\Xi E f a}{2\pi\alpha\beta} \exp\left(-\frac{a^2}{2\alpha^2}\right) \int_{-a}^a \left[\cos\varphi - \frac{a}{R} \zeta \sin\varphi \right] \times \exp \left\{ -A\zeta - \frac{1}{2} \left(B_1 + \frac{a}{R} B_2 \right) \zeta^2 + \frac{a}{R} C \zeta^3 - \left(\frac{a}{R} \right)^2 D \zeta^4 \right\} d\zeta, \quad (3.3)$$

В уравнении (3.3) использованы следующие коэффициенты:

$$A = \left(\frac{a}{\alpha}\right)^2 \sin\varphi,$$

$$B_1 = \left(\frac{a}{\alpha}\right)^2 \sin^2\varphi + \left(\frac{a}{\beta}\right)^2 \cos^2\varphi,$$

$$B_2 = \left(\frac{a}{\alpha}\right)^2 \cos\varphi,$$

$$C = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{a}{\beta}\right)^2 - \left(\frac{a}{\alpha}\right)^2 \right] \sin\varphi \cos\varphi,$$

$$D = \frac{1}{8} \left[\left(\frac{a}{\beta}\right)^2 \sin^2\varphi + \left(\frac{a}{\alpha}\right)^2 \cos^2\varphi \right],$$

Отметим, что представленные коэффициенты являются положительными величинами для углов падения. Основной вклад в интеграл вносится параметром ζ , который по порядку величины равен единице. Следовательно, можно рассматривать первый порядок значимости для интеграла Гаусса:

$$v(\varphi, R) = \frac{\Xi E f a}{2\pi\alpha\beta} \exp\left(-\frac{a^2}{2\alpha^2}\right) \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-A\zeta - \frac{1}{2}B_1\zeta^2\right) \times \\ \times \left\{ \cos\varphi - \frac{a}{R} \left[\zeta \sin\varphi + \frac{1}{2}B_2\zeta^2 \cos\varphi - C\zeta^3 \cos\varphi \right] \right\} d\zeta \quad (3.4)$$

Интегрируя (3.4), получим:

$$v(\varphi, R) = \frac{\Xi E f a}{\sqrt{2\pi}\alpha\beta} B_1^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{a^2}{2\alpha^2} + \frac{A^2}{2B_1}\right) \left[\cos\varphi + \Gamma_1(\varphi) \frac{a}{R} \right]. \quad (3.5)$$

где

Полученное выражение (3.5) позволяет оценить скорость формирования волнообразной поверхности в зависимости от параметров пучка.

3.1.3 Скорость формирования волнообразной поверхности

Перейдем к обсуждению полученных результатов. Предположим для начала, что волнообразная поверхность не образуется, т.е. поверхность плоская $R = \infty$. Коэффициент распыления для твердого тела с концентрацией атомов на единицу объема n равен:

$$Y_0(\varphi) = \frac{nv(\varphi, R = \infty)}{f \cos\varphi}, \quad (3.6)$$

Используя выражения (3.5) и (3.6), получим:

$$Y_0(\varphi) = \frac{\Xi E n a}{\sqrt{2\pi} \alpha \beta} B_1^{-\frac{1}{2}}(\varphi) \exp\left(-\frac{A^2(\varphi)}{2B_1(\varphi)}\right), \quad (3.7)$$

так как $\alpha > \beta$, то:

$$B_1^{-1}(\varphi) = \left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^2 \left\{ 1 + \left[\left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^2 - 1 \right] \cos^2 \varphi \right\}, \quad (3.8)$$

Функция (3.8) является возрастающей функцией при увеличении угла φ . Естественно, в случае реального процесса коэффициент распыления начинает снижаться при достижении некоторого критического угла, когда отражение ионов от поверхности становится существенным. Следовательно, предложенная нами модель перестает быть справедливой для скользящих углов падения ионного пучка.

Рассмотрим зависимость скорости распыления $v(\varphi, R)$ от величины радиуса кривизны волнообразной поверхности. Коэффициент a/R является отрицательным для угла $\varphi = 0$. Это означает, что когда ионный пучок нормально падает на периодическую структуру, то впадины стравливаются быстрее, чем гребни. Следовательно, распыление приводит к возрастанию амплитуды волнения и вызывает ее нестабильность. Для объяснения этого факта рассмотрим воздействие ионного пучка на волнообразную поверхность во впадине и гребне, как это показано на рисунке 3.2.

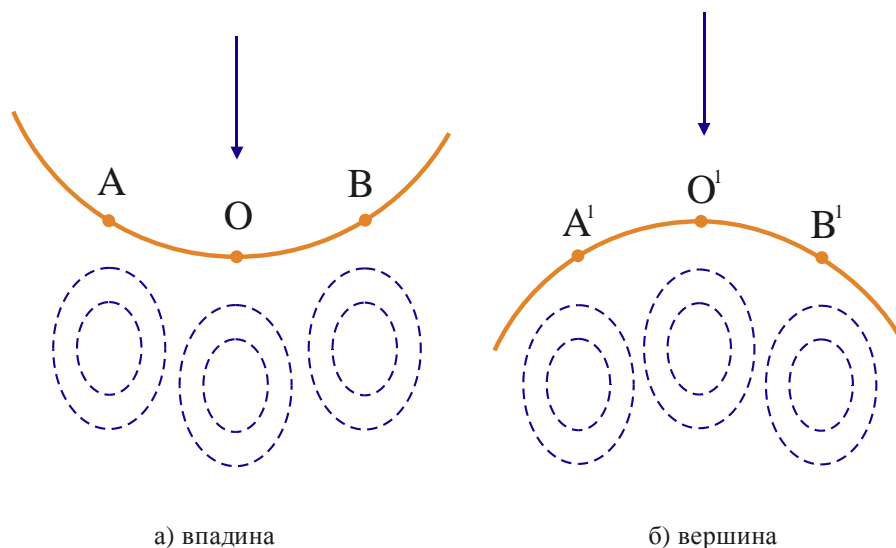


Рисунок 3.2 – Нормальное падение ионного пучка
на волнообразную поверхность

Энергия, передаваемая сталкивающимися ионами в точке O , такая же как и энергия, передаваемая ионами в точке O' . Однако средняя энергия, передаваемая в точку O ионом, падающим на поверхность в точке A , больше энергии, передаваемой в точку O' ионом, падающим в точке A' . Это же аналогично и для точек B и B' . Следовательно, скорость эрозии в точке O больше скорости эрозии в точке O' .

Введенная в уравнении (3.5) функция является непрерывной функцией, что приводит к неустойчивости периодической волнообразной поверхности с волновым вектором, параллельным направлению падения ионного пучка при малых углах φ .

Однако эта неустойчивость не наблюдается для углов, близких к

скользящему падению по причине того, что . Это может быть наглядно отражено следующим образом. Рассмотрим эрозию впадины (см. рисунок. 3.3,а) и гребня (см. рисунок. 3.3,б) под действием ионного пучка, падающего под углом φ .

В среднем большая часть энергии ионов в точке O , происходит от ионов, бомбардирующих поверхность в окрестности точки P . Плотность потока ионов в точке P , выше чем в точке P' . Ионы, бомбардирующие точку P , доставляют больше энергии в окрестность точки O , чем ионы, падающие в точку P' , доставляющие энергию в точку O' . Последний эффект преобладает для углов близких $\frac{\pi}{2}$, поэтому скорость эрозии в точке O' выше чем, в точке O , когда направление луча близко к скользящему падению.

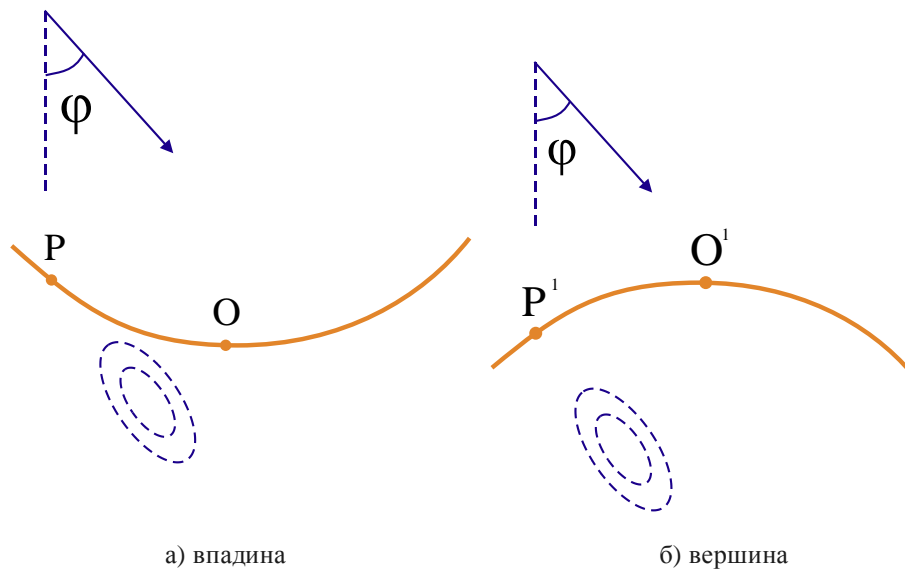


Рисунок 3.3 – Падение ионного пучка на волнообразную поверхность под углом φ

Обобщим результаты расчетов для произвольной поверхности $z = h(x, y)$. Скорость эрозии волнообразной поверхности равняется:

$$v(\varphi, c_1, c_2) = \frac{f}{n} Y_0(\varphi) [\cos \varphi - \Gamma_1(\varphi) c_1 - \Gamma_2(\varphi) c_2], \quad (3.9)$$

где $c_1 = a \frac{\partial^2 h}{\partial x^2}(\mathbf{0})$, $c_2 = a \frac{\partial^2 h}{\partial y^2}(\mathbf{0})$,

,

$$\Gamma_2(\varphi) = -\frac{\beta^2}{\alpha^2} \cos \varphi \left(\frac{1}{2} B_2 + \frac{AC}{B_1} \right)$$

.

Коэффициенты Γ_1 и Γ_2 определяют скорость эрозии в зависимости от кривизны волнообразной поверхности.

3.2 Эволюция волнообразной поверхности под действием ионов

3.2.1 Влияние направления падения ионного пучка

Определив зависимость коэффициента распыления от кривизны волнообразной поверхности, перейдем к рассмотрению временной эволюции поверхности. Невозмущенная поверхность лежит в плоскости xy , поэтому изначально $h(x, y, t)$ мало. Предположим, что высота поверхности при ионном воздействии изменяется достаточно медленно, что позволяет ограничиться первыми производными по времени. Направление падения ионного пучка лежит в плоскости xz под углом θ от нормали к исходной поверхности. Используя полученное в предыдущем параграфе выражение (3.9), получим временную зависимость изменения высоты:

$$\begin{aligned} \frac{\partial h}{\partial t} = & -v \left(\theta - \frac{\partial h}{\partial x} \cdot a \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + a \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} \right) = -v_0(\theta) + v_0'(\theta) \frac{\partial h}{\partial x} + \\ & + \frac{fa}{n} Y_0(\theta) \left[\Gamma_1(\theta) \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} - \Gamma_2(\theta) \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} \right], \end{aligned} \quad (3.10)$$

здесь $v_0(\theta) = v(\theta, c_1 = 0, c_2 = 0)$ скорость травления плоской поверхности.

Любое возмущение плоской поверхности при $t = 0$ может быть записано как суперпозиция периодических модуляции высоты. Так как уравнение (3.10) линейно, то за малый промежуток времени каждый из периодических вкладов в параметр h является независимым. В этом случае достаточно изучить временную эволюцию периодического возмущения:

$$h(x, y, t) = -v_0(\theta)t + A \exp[i(k_1 x + k_2 y - \omega t) + rt], \quad (3.11)$$

где $\omega = -v_0'(\theta)k_1$.

Функция всегда отрицательна, поэтому амплитуда периодической модуляции с волновым вектором $\mathbf{k} = k_2 \mathbf{e}_y$ возрастает экспоненциально. Для

углов θ меньше некоторого критического угла функция также отрицательна. Поверхность в этом случае неустойчива к периодическим возмущениям с произвольным волновым вектором $\mathbf{k} = k_1 \mathbf{e}_x + k_2 \mathbf{e}_y$. Очевидно, что если пренебречь зависимостью коэффициента распыления от

кривизны поверхности, то $\mathbf{r} = \mathbf{0}$ и, следовательно, $\mathbf{r} = \mathbf{0}$. В этом случае амплитуда малых периодических возмущений на плоской поверхности не будет изменяться во времени.

Анализ уравнений показывает, что быстрее растут периодические возмущения с наименьшими длинами волн. Кроме того, длина волны примерно на два порядка выше параметра a . Чтобы учесть это, рассмотрим эффект поверхностной самодиффузии, которым должна быть дополнена рассматриваемая теория. Перепишем уравнение (3.10) с учетом диффузии:

$$\frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} = -v_0(\theta) + v_0'(\theta) \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial x} + \frac{fa}{n} Y_0(\theta) [\Gamma_1(\theta) \frac{\partial^2 \mathbf{h}}{\partial x^2} - \Gamma_2(\theta) \frac{\partial^2 \mathbf{h}}{\partial y^2}] - B \nabla^2 \mathbf{h}$$

(3.12)

Если поверхностная диффузия активируется термически, то коэффициент B задается выражением [122]:

$$B = \frac{D_s \gamma \eta}{n^2 k T}, \quad (3.13)$$

где D_s – коэффициент диффузии, γ – поверхностная свободная энергия, η – плотность диффундирующих атомов. Полученное выражение не может быть использовано при низких температурах и высоких потоках, когда диффузия, вызванная ионной бомбардировкой, становится значительной.

Включение в рассмотрение эффекта диффузии приводит к изменению выражения для параметра r в выражении (3.13). В этом случае r можно оценить из уравнения:

$$, \quad (3.14)$$

Для случая когда , волновой вектор может быть редуцирован до одной компоненты $\mathbf{k} = k_1 \mathbf{e}_x$, где определяется k_1 как:

$$, \quad (3.15)$$

Уравнение (3.13) показывает, что волновая периодическая структура распространяется по поверхности со скоростью $-v_0'(\theta)$. Если с другой стороны , то волновой вектор равен $\mathbf{k} = k_2 \mathbf{e}_y$, где k_2 равно:

$$, \quad (3.16)$$

В этом случае волны стационарны во времени, так как $\omega = 0$.

Оценим значение функций и :

$$, \quad (3.17)$$

$$, \quad (3.18)$$

Видно, что для малых углов, когда:

$$\left(\frac{a}{\alpha}\right)^2 + \left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^2 > 3 .$$

Это условие удовлетворяется для широкого ряда условий. Например, это условие выполняется для $\alpha < \frac{a}{\sqrt{3}}$ когда продольный разброс не значителен. С другой стороны, для углов θ , близких к $\frac{\pi}{2}$, функция является положительной, а функция остается отрицательной. Отсюда следует, что при углах $\theta > 0$, меньших критического угла . При этом инверсия наблюдается при углах θ больше некоторого второго критического угла . Условие (3.18) выполняется, если . Отметим, что углы и не равны.

Объединяя полученные результаты, можно сделать вывод, что, если условие (3.18) выполняется, то волновой вектор рифленной поверхности

параллелен направлению падения ионного пучка для случаев малых углов θ . Однако волновой вектор рифленной поверхности становится перпендикулярным направлению пучка, когда угол падения близок к скользящему. При нормальном падении функции равны, а направление волнового вектора произвольно. В этом случае формируются дефекты, представляющие серию бугорков и впадин. Описание результатов экспериментальных исследований этого явления представлено в п. 3.3.1. Разработанная теория также предсказывает зависимость длин волн $\lambda_1 = 2\pi/k_1$ и $\lambda_2 = 2\pi/k_2$. Например, для случая, когда $\alpha = a/2$ и $\beta = a/2$ зависимость длины волны от угла задается уравнением:

$$\lambda(\theta) = 2\pi \left(\frac{2nB}{faY_0(\theta) \Gamma(\theta)} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.19)$$

где . Зависимости длин волн от угла падения, рассчитанные теоретически, приведены на рисунке 3.4.

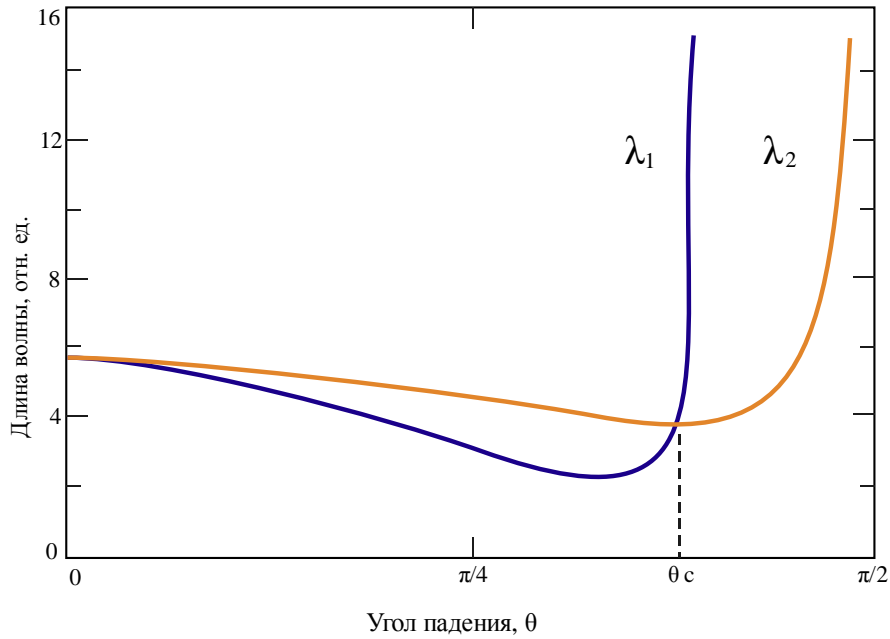


Рисунок 3.4 – Зависимость длин волн рифленой поверхности от угла падения ионного пучка

Уравнения (3.13) и (3.19) показывают, что при высоких температурах и низкой плотности ионного потока длина волны зависит от названных параметром следующим образом:

$$\lambda \sim (fT)^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right), \quad (3.20)$$

где ΔE – энергия активации поверхностной диффузии.

3.2.2 Оценка размеров волнообразной структуры

Экспериментальные данные о поверхностной самодиффузии в присутствии ионного потока в литературе не обнаружены. Поэтому ограничимся высокими температурами и низкой плотностью потока, когда диффузия активируется термически и уравнение (3.14) остается справедливым. Для оценки величины длины волны рифленой поверхности положим $\theta = 0$ и воспользуемся выражением (3.19). Используя программу TRIM, расчеты показали, что параметр $a = 10$ нм. Значения коэффициентов α и β принимались равными половине параметра a . Коэффициент

распыления GaAs составляет $Y_{\bullet} = 1,2$ атом/ион. Значение коэффициента B было взято из работы [123] и равнялось $2 \cdot 10^{-22}$ см⁴/с. Результаты расчетов показали, что длина волны составляет порядка $\lambda = 50$ нм.

Обсудим некоторые из приближений, сделанных при разработке теории ионно-стимулированного образования волнообразной поверхности. Прежде всего не был учтен эффект реиспарения материала. Это приближение вполне допустимо, поскольку реиспарение слабо влияет на характер формируемой волнообразной структуры при проведении ростового процесса в хороших вакуумных условиях. Нами не учитывался также эффект затенения одной областью поверхности другой, что вполне справедливо для микроструктурированной и тем более наноструктурированной поверхности. Также не учитывались эффекты отражения ионов. Это упрощение однозначно справедливо для нормального падения ионного пучка. Однако отражение становится важным, когда угол падения θ достигает θ_{\max} , где коэффициент распыления становится максимальным. Поэтому разработанная теория не применима для углов $\theta > \theta_{\max}$ и ее результаты по изменению ориентации формируемой волнообразной поверхности относятся только к материалам, в которых критические углы меньше, чем θ_{\max} . Обычно максимальный угол θ_{\max} находится в пределах $70^{\circ} - 85^{\circ}$. Измерения критического угла ранее выполнены не были.

3.3 Формирования волнообразной структуры

3.3.1 Закономерности упорядочивания

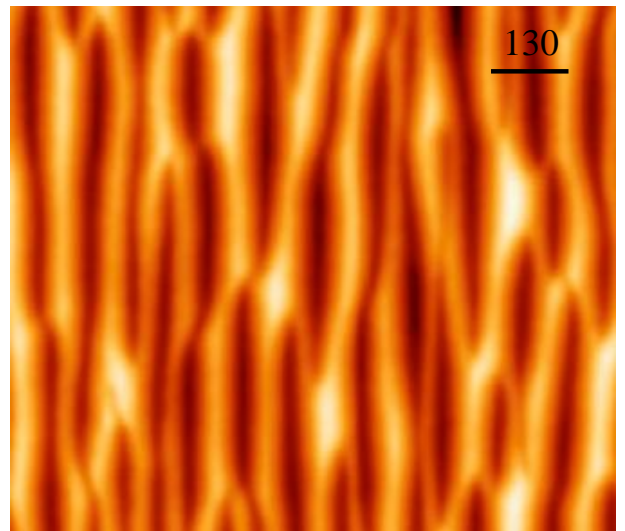
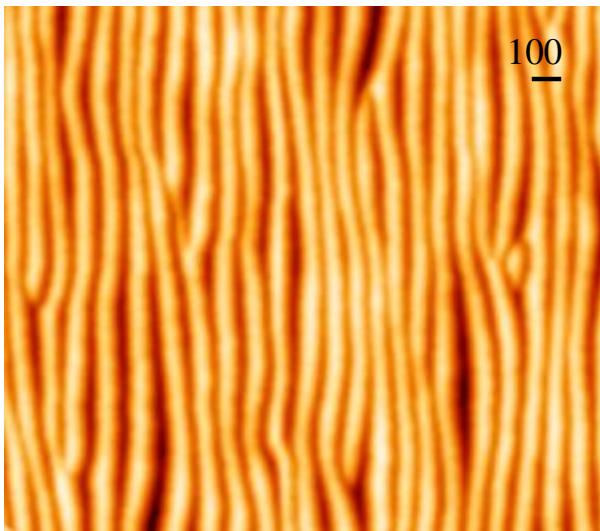
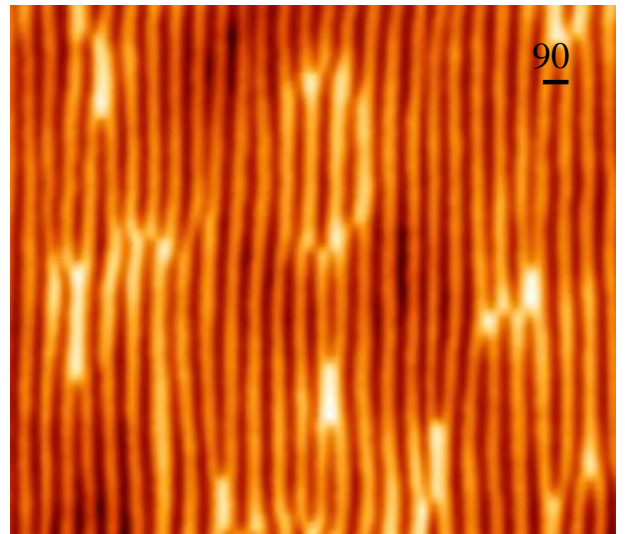
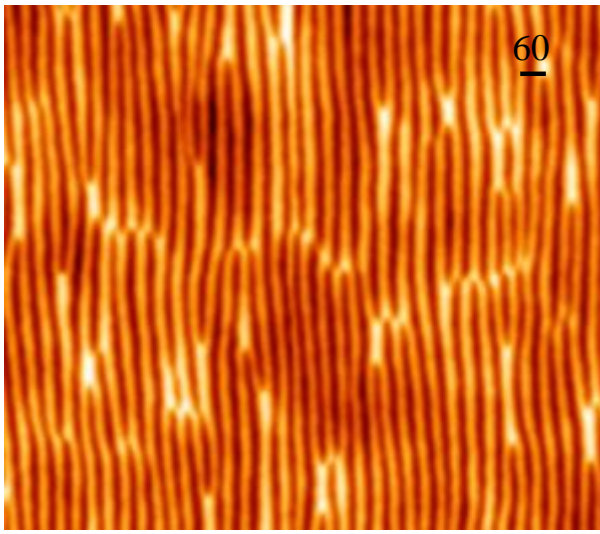
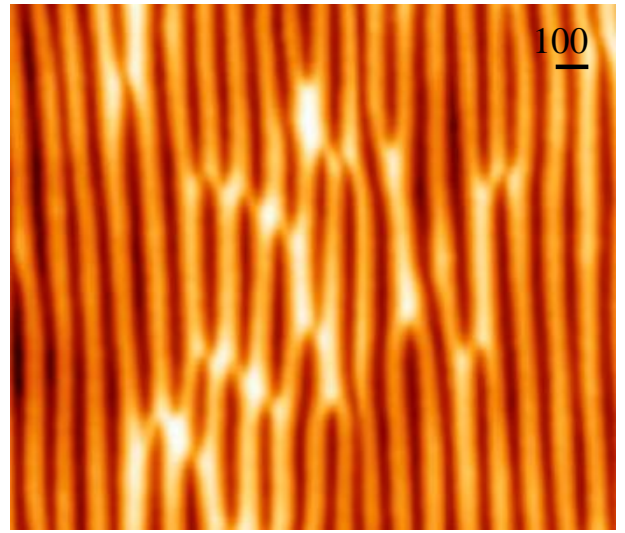
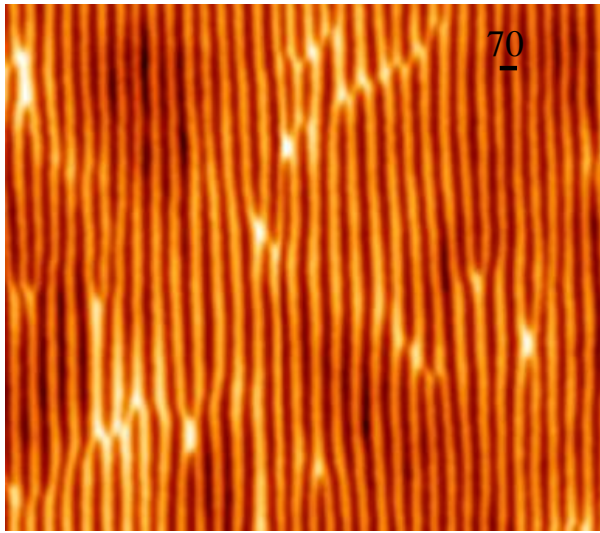
Экспериментальная апробация разработанной теории проводилась с использованием двухкомпонентных модельных полупроводников GaAs и InAs. Оба выбранных типа полупроводниковых подложек имели кристаллографическую ориентацию (001). Эксперименты выполнялись в высоковакуумной камере с уровнем остаточного давления 10^{-6} Па. Ионный

пучок формировался источником Кауфмана с тремя управляющими электродами, обеспечивающего регулировку энергии бомбардирующих ионов. Диаметр пучка составлял 3 см. Расстояние до подложки равнялось 12 см. Держатель подложки обеспечивал регулировку наклона образца θ в интервале от 0° до 90° , а также допускал азимутальное вращение вокруг оси закрепления образца. Температурный режим подложки задавался индукционным нагревателем, обеспечивающим плавную регулировку температуры в широком интервале. Температуру измеряли с помощью термопары, расположенной непосредственно под образцом. Подвергнувшиеся ионному облучению образцы исследовались на атомно-силовом микроскопе Solver HV в условиях остаточного вакуума не хуже 10^{-3} Па. Измерения проводились в полуконтактном режиме зондовыми кремниевыми датчиками с номинальным радиусом закругления острия не менее, чем 10 нм. Анализ и постобработка АСМ-изображений проводилась с помощью встроенного программного обеспечения.

Рисунок 3.5 отражает результаты АСМ-исследований поверхности полупроводников InAs(001) и GaAs(001) при воздействии ионного пучка с энергией $E = 1$ кэВ. Температура обоих типов подложек равнялась $T_{\text{под}} = 450$ °С. Величина ионного потока являлась фиксированной и составляла

$$f = 1,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}.$$

Видно, что поверхность обоих полупроводников приобретает характерную волнообразную структуру. При углах падения меньше некоторого критического наблюдается изменение длины волны рифленой поверхности. По достижению критического угла поверхность становится стохастически дефектной без явно выраженных волнообразной формы. Для углов падения выше этого значения направление длин волн сменяется с перпендикулярного упорядочивания на продольное. При этом наблюдается значительное возрастание длины волны.



60°
GaAs

60°
InAs

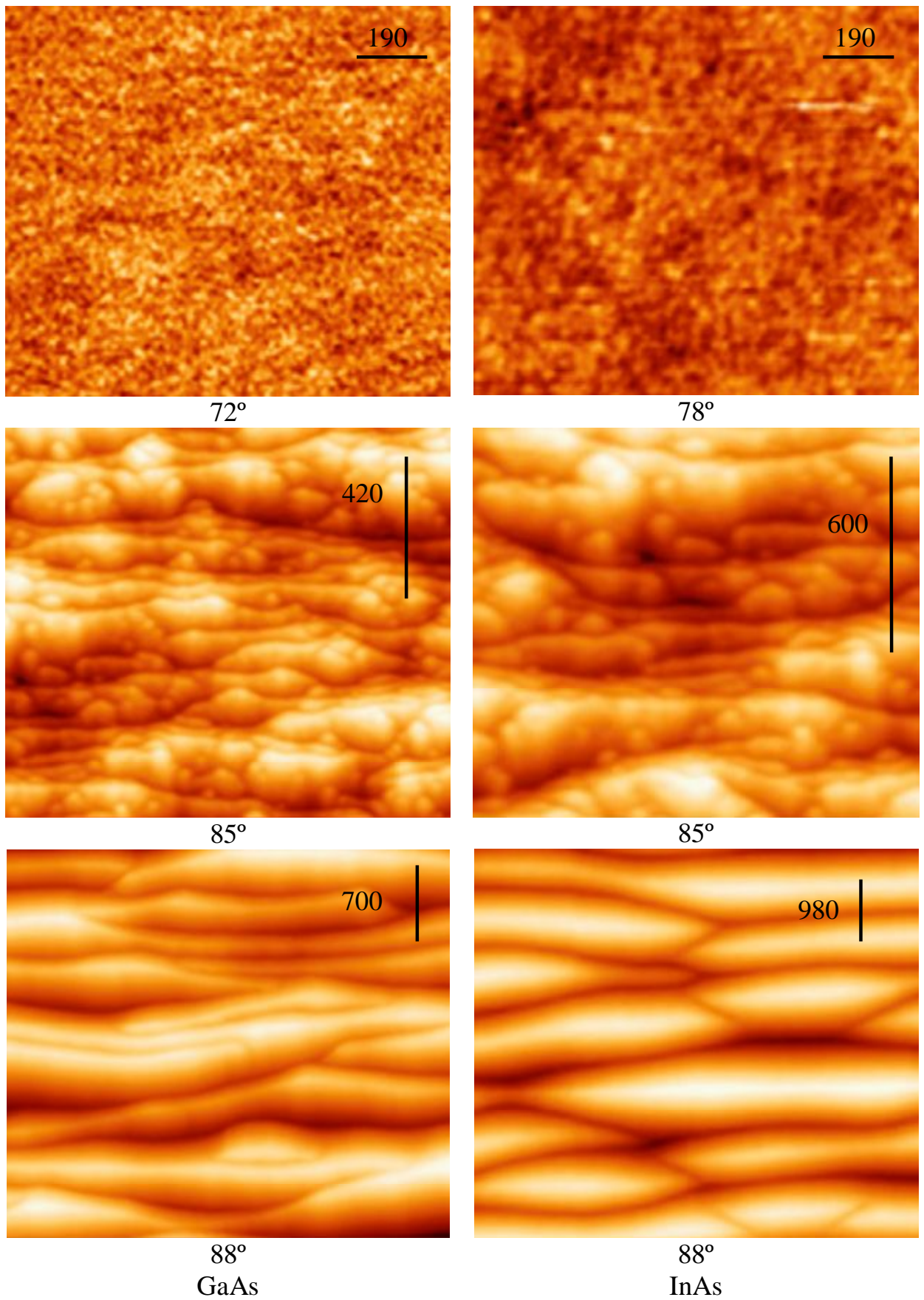


Рисунок 3.5 – АСМ-изображения волнообразной поверхности при разных углах падения ионного пучка

Экспериментальные исследования подтверждают выводы разработанной теории. На рисунке 3.6 представлены графические данные о зависимости длины волнообразной поверхности для различных углов.

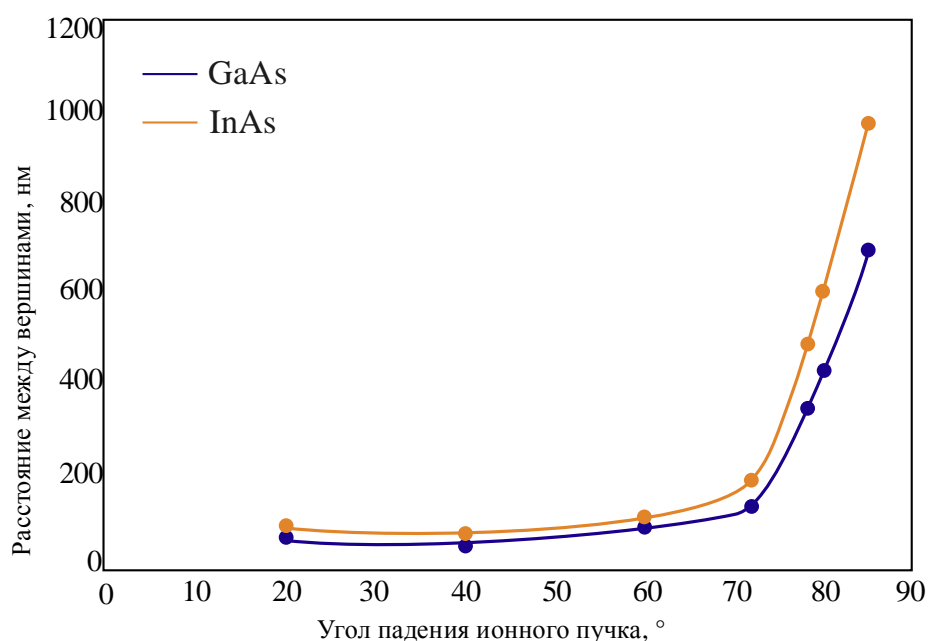


Рисунок 3.6 – Зависимость длины волны рифленной поверхности GaAs и InAs от угла падения ионного пучка

Минимальная длина волны для поверхности GaAs составила 48 нм, для InAs – длина волны была больше и превысила 65 нм. Наблюдалось незначительное уменьшение длины волны при углах 40-50°. Затем проявился устойчивый рост, завершающийся при некотором критическом угле формированием неупорядоченной дефектной структуры.

Полученные графики в целом коррелируют друг с другом, что объясняется, по-видимому, тем, что арсенид галлия и арсенид индия кристаллизуются в решетке цинковой обманки. Параметр решетки арсенида галлия равен $a_{\text{GaAs}} = 0,5653$ нм, параметр решетки арсенида индия в свою очередь равен $a_{\text{InAs}} = 0,6058$ нм. Такое различие, в принципе, может объяснить наблюдаемое увеличение длины волны на облученной ионами поверхности арсенида индия. Помимо различия размеров волнообразной поверхности рассматриваемых материалов, имеется еще одна характерная

особенность, проявляющаяся в различии критических углов упорядочивания рифленой поверхности. Для арсенида галлия критический угол составил θ_c , в то время как для арсенида индия он смещен на θ_c и достигает θ_c . Отметим, что за пределами критического угла происходит значительное возрастание длины волны рифленой поверхности, которая становится на порядок больше значений длин волн, формируемых при докритических углах падения. Для арсенида индия эта величина превышает размеры 1 мкм при предельно наблюдаемом скользющем угле падения.

3.3.2 Влияние докритических углов падения пучка на параметры фасетированных поверхностей

Кристаллизация слоев и квантово-размерных полупроводников структур происходит на поверхности, которая может отличаться от атомарно-гладкой. Нестабильность кристаллизации определяется наличием дополнительного энергетического барьера Эрлиха-Швобеля, проявляющийся в отражении диффундирующих адатомов от границ моноатомных ступеней без перемещения на нижние террасы. По мере того, как межслойный массовый перенос снижается, проявляется массоперенос, перпендикулярный направлению моноатомных ступеней, приводящий к образованию неустойчивой поверхности. Этот эффект иногда называют нестабильностью Вильяна, приводящей к образованию упорядоченной морфологии, зависящей от симметрии кристаллической поверхности подложки.

Объяснение причины формирования наблюдаемой в п.3.3 волнообразной поверхности под действием ускоренных ионов может заключаться в создании избыточных вакансий путем самоподдержания ступенчатой структуры террасы. Проведем анализ локальных распределений склонов, что позволило исследовать зависимость формирования граней волн при докритических углах падения ионов. Примеры двумерных

распределений высоты отдельных неоднородностей, построенных по данным изображений показаны на рисунке 3.7.

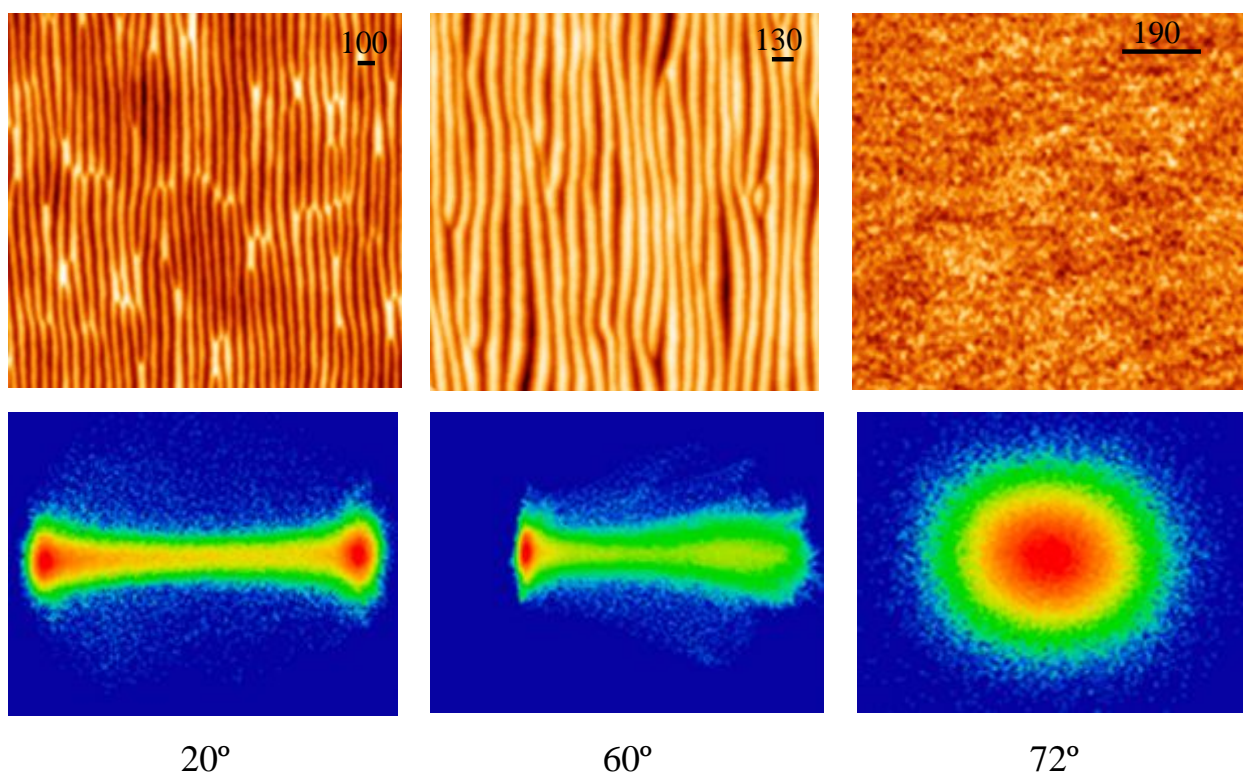


Рисунок 3.7 – Примеры отдельных структур, сформированных на поверхности GaAs(001) при докритических углах падения ионов аргона

В диапазоне углов $20 - 40^\circ$ гистограммы имеют два максимума. Кинетические неустойчивости данного типа, по-видимому, связаны с проявление на границах барьеров Эрлиха-Швобеля. При углах падения, близких к нормальному ($\theta = 20^\circ$), ширина пятна достаточно узкая и симметрично расположена относительно начала координат. Это указывает на формирование симметричной волнообразной поверхности с четкими фасетированными гранями. При более скользких углах падения ($\theta = 60^\circ$) пятна становятся шире и проявляется их несимметричность, что указывает на развитие неупорядоченной анизотропной волнообразной структуры. При критических углах (для GaAs –) пятно становится овальным, ориентируясь вдоль направления падения ионного пучка.

Эволюция фасетированной волнообразной поверхности при варьировании угла падения ионного пучка представлена на рисунке 3.8. Угол фасетации отсчитывался как угловое расстояние между двумя склонами волнообразной поверхности. Увеличение угла падения ионного пучка приводило к незначительному росту угла фасетации, который по достижению 40° для арсенида галлия и 50° для арсенида индия резки уменьшался до нулевых значений, наблюдаемых при критических углах.

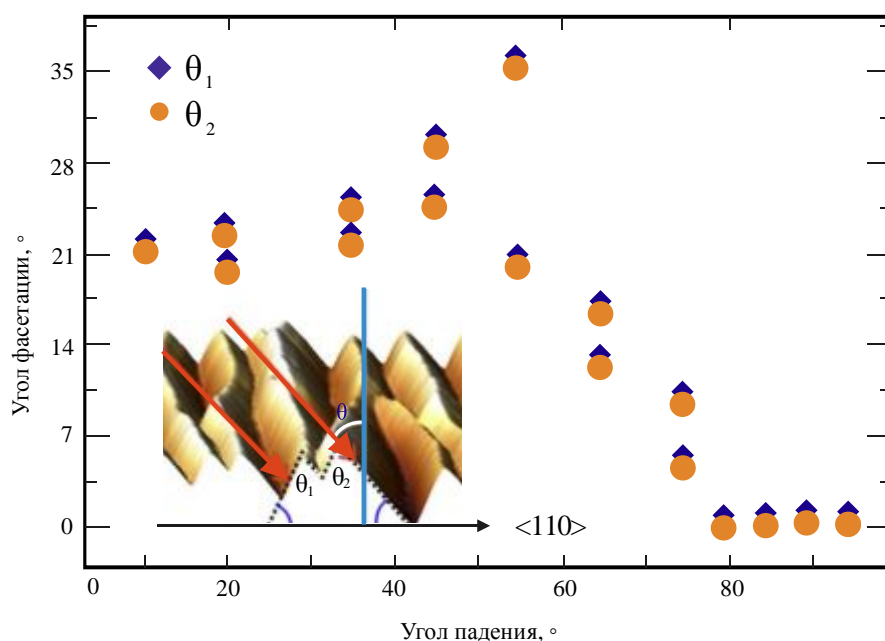


Рисунок 3.8 – Зависимость угла фасетации от направления пучка

Наблюдаемая эволюция волнообразной поверхности может быть объяснена наличием энергетических барьеров на пути распространения поверхностной диффузии адатомов. Пересыщенные вакансии, возникающие при распылении поверхности с высокой кристаллической симметрией, предпочитают оставаться на низких моноатомных террасах, не имея энергетической возможности преодолеть барьер Эрлиха-Швобеля. Барьеры-ограничители стимулируют диффузию, приводящую к формированию локальных углублений, перерастающих в развитую фасетированную структуру. Увеличение угла наклона ионного пучка приводит к

неоднородной стимуляции направления диффузии, перерастающей в направленное формирование волн с уменьшающимся углом фасетации.

3.4 Выводы по главе 3

1. Предложена модель формирования периодически модулированной упорядоченной волнообразной структуры на поверхности моноарсенидов галлия и индия под действием бомбардировки ионов, падающих под некоторым углом на поверхность. Получено аналитическое выражение скорости эрозии волнообразной структуры в зависимости от кривизны, энергии ионов, средней глубины проникновения ионов, ширины полос формирующейся волнообразной структуры. Расчеты показали, что в процессе бомбардировки ионным пучком наблюдаемой периодической структуры впадины стравливаются быстрее, чем гребни, что приводит к ее развитию.

2. Установлено, что по достижении некоторого критического угла (θ_c) наблюдается смена направления упорядочивания волнообразной структуры. Изменение направления падения ионного пучка от нормального до критического угла сопровождается формированием рифленой поверхности с перпендикулярным упорядочиванием волн. В окрестности критических углов наблюдается образование неупорядоченной морфологически развитой структуры. Для скользящих углов характерна смена направления упорядочивания волн с перпендикулярной – на параллельную.

3. Теоретически показано, что в приближении относительно высоких температур и низкой плотности ионного тока, когда процессы поверхностной диффузии активируются термически, расчетная длина волны рифленой структуры, упорядоченной перпендикулярно направлению падения пучка, составляет порядка 50 нм. Эксперименты, выполненные при воздействии ионного пучка с энергией $E = 1$ кэВ, потоком $f = 1,4 \cdot 10^{18}$ см⁻², падающего на поверхность моноарсенидов галлия и индия под различными углами от

нормального к скользящему при температуре подложек $T_{\text{под}} = 450$ °С показали, что минимальная длина волны для поверхности GaAs составила 48 нм, для InAs – длина волны превысила 65 нм, что хорошо согласуется с выводами теории.

4. Выявлено, что для арсенида галлия критический угол составил θ_c , для арсенида индия – θ_c . Установлено, что при скользящем падении (за пределами критического угла) происходит значительное возрастание длины волны рифленой поверхности, которая становится на порядок больше значений длин волн, формируемых при докритических углах.

5. Предложено объяснение наблюдаемой эволюции волнообразной поверхности, образующейся при различных углах падения ионного пучка. Формирование рифленой поверхности связывается с наличием энергетических барьеров на пути распространения поверхностной диффузии адатомов. Пересыщенные вакансии, возникающие при распылении поверхности моноарсенидов галлия и индия с высокой кристаллической симметрией, остаются на низких моноатомных террасах, не имея возможности преодолеть энергетический барьер Эрлиха-Швобеля. Барьеры-ограничители стимулируют диффузию, приводящую к формированию локальных углублений, перерастающих в развитую фасетированную структуру.

ГЛАВА 4 ИЗМЕНЕНИЕ СОСТАВА ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ

4.1 Модель преимущественного распыления бинарных материалов

4.1.1 Постановка задачи

Облучение ионным пучком двухкомпонентного материала может приводить к изменению состава приповерхностной области за счет преимущественного распыления одной из компонент. Это явление подробно рассмотрено в главе 1 на примере металлических бинарных систем и отчасти на имеющихся данных по распылению полупроводниковых материалов. Процесс преимущественного распыления будем называть нестехиометричным. Однако обнаружение эффекта изменения состава, вызванного преимущественным распылением, достаточно сложная метрологическая задача.

Проведем рассмотрение особенностей распыления ионным пучком однородного двухкомпонентного материала. На рисунке 4.1 представлены качественные графики профилей распределения концентрации для в моменты преимущественного (t_1) и стационарного (t_2) распыления двухкомпонентного материала $X_A Y_B$ с концентрацией компонентов A и B .

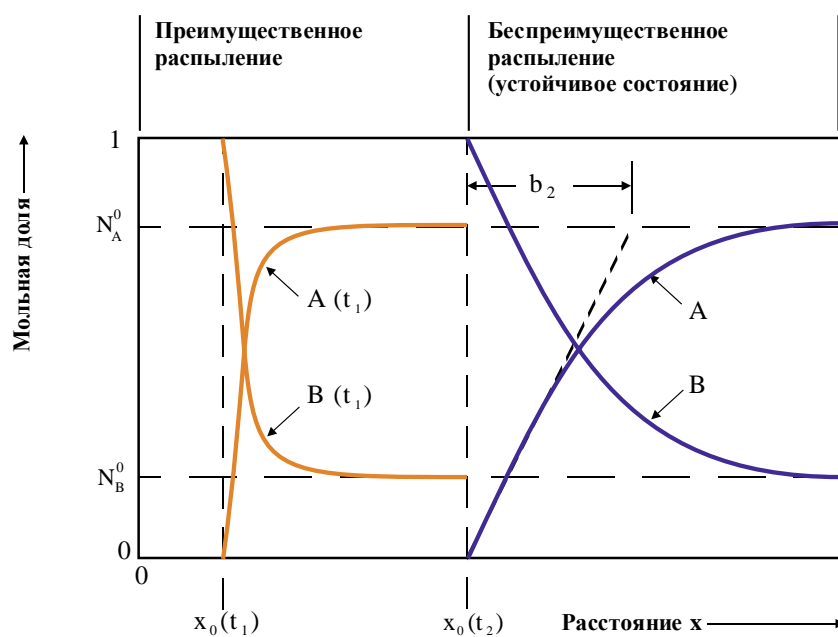


Рисунок 4.1 – Преимущественное распыление двухкомпонентного материала

Видно, что преимущественное распыление одного из компонентов со временем уменьшается из-за обеднения приповерхностного слоя. В конечном итоге по достижении некоторого уровня обеднения устанавливаются индивидуальные скорости распыления каждого из компонентов в соотношении их долей в двухкомпонентном материале. Состав распыляемого потока стабилизируется, так как в противном случае это привело бы к эффекту преимущественного распыления компонента с низким индивидуальным коэффициентом распыления. Таким образом, за начальным периодом преимущественного распыления устанавливается стационарный режим.

Однако, он проявляется только до определенного уровня обеднения приповерхностной области легко распыляемым компонентом. Происходит постоянная корректировка состава приповерхностного слоя до глубины, определяемой условиями диффузионного перемешивания. Коэффициент диффузии, в свою очередь, является функцией состояния поверхности, дефектности кристаллической решетки и температуры поверхности. В установившемся состоянии фронт междиффузионного слоя перемещается в двухкомпонентном материале со скоростью его распыления. Для начального периода преимущественного распыления фронт междиффузионного слоя

движется быстрее скорости распыления поверхности. Толщина междиффузионного слоя постепенно возрастает до тех пор, пока не достигнет стационарного состояния. Отметим, что именно скорости диффузии и распыления определяют установившуюся толщину междиффузионного слоя и время, необходимое для достижения стационарного распыления.

4.1.2 Расчет изменения концентрации компонент бинарной системы

Предположим, что X компонента бинарного материала AB имеет больший индивидуальный коэффициент распыления. Элементный состав материала XU определяется мольным соотношением A и B . Рассмотрим плоскую поверхность, подвергаемую бомбардировке ионами. Данное упрощение, естественно, не является в полной мере корректным, так как в главе 3 показано, что в процессе ионного распыления под скользящими углами формируется волнообразная поверхность. Однако, сделанное допущение позволяет, как это будет показано ниже, построить весьма корректную аналитическую модель преимущественного распыления бинарных материалов. Видно, что сформулированная выше задача сводится к одномерной. Предположим, что коэффициент диффузии в бинарной системе не очень большой, что практически всегда реализуется в экспериментах по распылению полупроводниковых материалов в условиях термического нагрева мишеней и подложек. Кроме того, коэффициент диффузии также увеличивается при дополнительной параллельной ионной стимуляции.

Представим, что процесс происходит при неизменном потоке ионов j , который состоит из суммы потоков каждого из компонентов бинарной системы $j = j_A + j_B$. Травление поверхности в этих условиях будет происходить при постоянной скорости. Выбрав систему координат таким образом, чтобы координата границы поверхности в начальный момент при $t = 0$ равнялась $x = 0$. Очевидно, что при равномерном травлении со

скоростью u координата границы поверхности в произвольный момент времени t будет равна $x = ut$. Скорость травления u связана с плотностью тока j выражением:

$$u = jV_m, \quad (4.1)$$

где V_m – молярный объем исследуемой бинарной системы.

Координата, определяющая границу стравливаемой поверхности в произвольный момент времени t с учетом (4.1), равняется:

$$x = jV_m t, \quad (4.2)$$

Коэффициент взаимной диффузии D найдем из закона Фика:

$$\frac{\partial N_A}{\partial t} = D \left(\frac{\partial^2 N_A}{\partial x^2} \right), \quad (4.3)$$

В начальный момент времени $t = 0$ на поверхности концентрация A -ого компонента равняется его концентрации внутри бинарного кристалла:

$$N_A = N_A^0, \quad (4.4)$$

Для произвольного момента времени концентрация N_A может быть найдена решением дифференциального уравнения (4.3) с использованием функции ошибок:

$$N_A = N_A^0 \left[1 - \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{ux - u^2 t}{D}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}} - \frac{u\sqrt{t}}{\sqrt{D}}\right) \right] - \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}}\right), \quad (4.5)$$

Справедливость полученного решения может быть проверена прямой подстановкой решения (4.5) в исходное дифференциальное уравнение (4.3).

Если $t \gg Du^{-2}$, то выражение (4.5) можно значительно упростить:

$$N_A \approx N_A^0 \left[1 - \exp\left(-\frac{ux - u^2 t}{D}\right) \right] \approx N_A^0 \left[1 - \exp\left(-\frac{u(x - x_0)}{D}\right) \right], \quad (4.6)$$

Сделанное допущение достаточно часто реализуется в экспериментальных условиях. Уравнение (4.6) показывает, что профиль концентрации компонента A движется с постоянной скоростью по достижении стационарных условий, определяемый соотношениями параметров u , x , D . В безразмерной системе координат полученная зависимость имеет вид, показанный на рисунке 4.2.

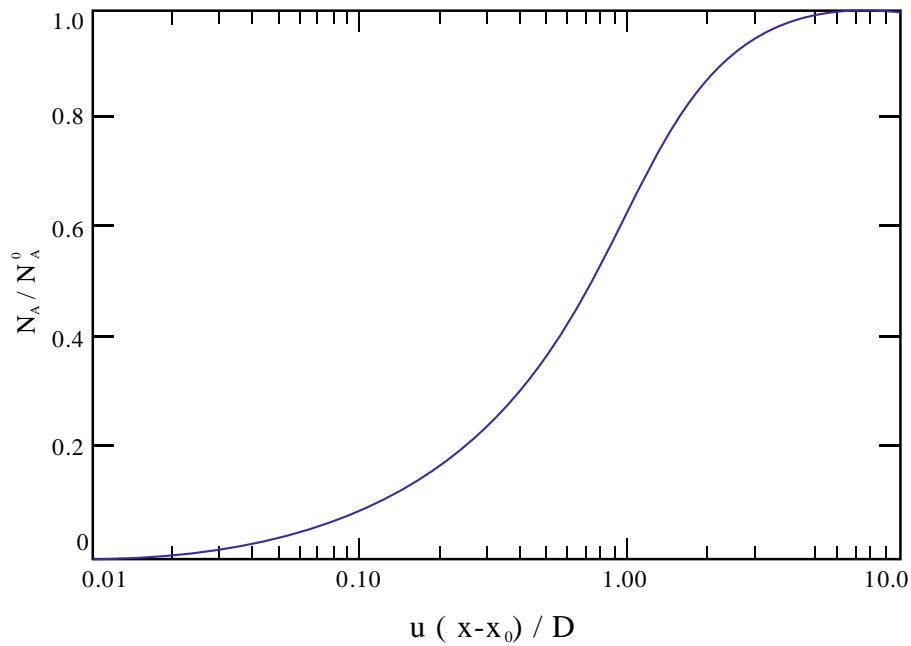


Рисунок 4.2 – Изменение концентрации компонента А в бинарной системе

Предварительные оценки показывают, что арсенида галлия вполне допустимо использовать значения коэффициента диффузии $D = 10^{-10} \text{ см}^2$, скорости $u = 10^{-6} \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, тогда $Du^{-2} = 10^2 \text{ с}$. На рисунке 4.3 приведены графики изменения концентрации компонента А для различных времен от 10^{-1} до 10^2 с .

Количество компонента А, распыленного с площадки s в момент времени t , равно:

$$\frac{n_a}{s} = \frac{utN_A^0}{V_m} + \frac{1}{V_m} \int_{x_0}^{\infty} (N_A^0 - N_A) dx \quad (4.7)$$

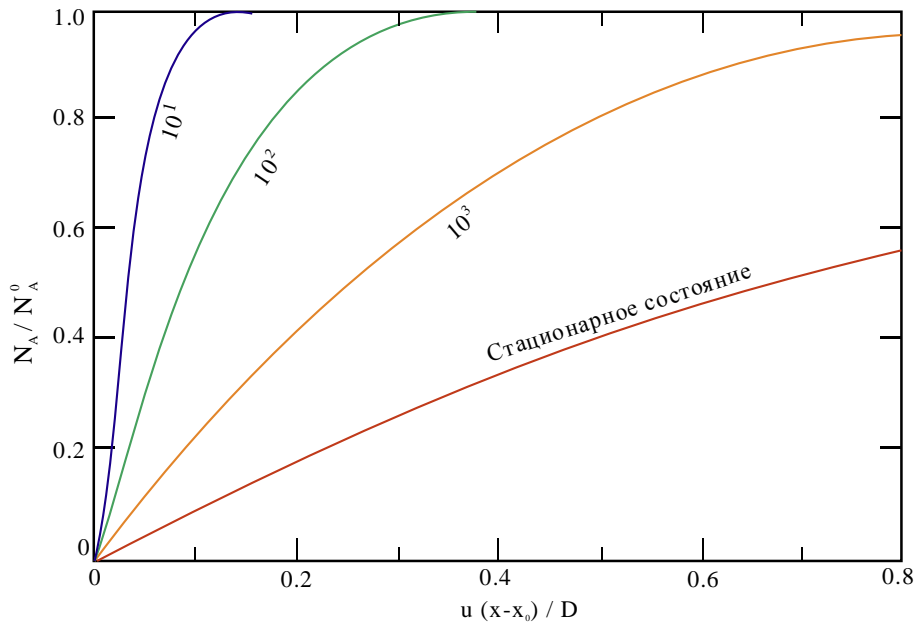


Рисунок 4.3 – Временная зависимость изменение концентрации А

Подставляя (4.6) в (4.2), а затем в выражение (4.7), получим:

$$\frac{n_a}{s} = \frac{utN_A^0}{V_m} + \frac{N_A^0 D}{V_m u}. \quad (4.8)$$

Второе слагаемое в правой части уравнения (4.8) можно назвать избытком концентрации Δn_a , дополнительно распыленной за счет диффузии атомов А на поверхность бинарного материала:

$$\frac{\Delta n_a}{s} = \frac{N_A^0 D}{V_m u}. \quad (4.9)$$

Отметим, что в стационарном состоянии избыточная концентрация не зависит от времени. Это показывает, что предпочтительное распыление, необходимое для получения этого избытка концентрации, ограничено так называемым периодом индукции. Очевидно, что это следует из закона сохранения массы. При этом градиенты концентрации в зоне распыления и диффузионная длина постоянны в установившемся состоянии.

Эффективная толщина зоны обеднения компоненты А в бинарной системе задается уравнением:

$$\delta = \frac{N_A^0}{\left(\frac{\partial N_A}{\partial x}\right)_{x=x_0}} = \frac{D}{u}, \quad (4.10)$$

Отметим, что разработанная модель достаточно хорошо описывает процесс преимущественного распыления в условиях, когда поверхностная шероховатость и «knock-on» эффект не являются существенными.

4.2 Изменение состава приповерхностных областей при ионной бомбардировке

4.2.1 Температурная зависимость

Перейдем к рассмотрению и обсуждению результатов экспериментальных исследований изменения состава приповерхностной области при воздействии низкоэнергетического аргонового пучка. Использовались два типа монокристаллических подложек арсенида галлия: полуизолирующие легированные хромом подложки GaAs с кристаллографической ориентацией (001) и легированные оловом подложки той же ориентации с электронным типом проводимости. Подложки закреплялись в держателях, позволяющих регулировать температуру в диапазоне от $-50\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $+150\text{ }^{\circ}\text{C}$. Температура измерялась медно-константановой термопарой, закрепленной на тыльной части подложки. Энергия ионов аргона варьировалась от 0,5 до 5 кэВ. Ток пучка составлял $0,3 - 100\text{ мкм}/\text{см}^2$. Измерения проводились на оже-спектрометре. Оже-измерения идентифицировались по двум пикам галлия, двум пикам мышьяка и одному пику аргона. Для определения использовались низкоэнергетичные пики Ga(55 эВ), As(31 эВ). Промежуточный пик аргона с энергией – Ar(215 эВ). Высокоэнергетические пики – Ga (1070 эВ), As(1228 эВ). Пик аргона позволяет судить о внедрении ионов аргона в приповерхностную область монокристаллической подложки арсенида галлия. Оба типа пиков для основных исследуемых элементов выбраны использовались для

получения усредненных данных с разных глубин приповерхностного. Известно, что глубина генерации оже-сигнала высокоэнергетичных пиков составляет около 2 нм, низкоэнергетичных – 0,5 нм [124]. Для более точного определения изменения состава приповерхностной области, вместо высоты пиков использовалось соотношение их высоты.

Температурная зависимость отношения высоты пиков галлия и мышьяка от температуры приведена на рисунке 4.4. Использовались образцы арсенида галлия с кристаллографической ориентацией (001), легированные хромом, которые подвергались бомбардировке ионами аргона с энергией $E = 2$ кэВ и плотностью тока $j = 1,5$ мкА/см².

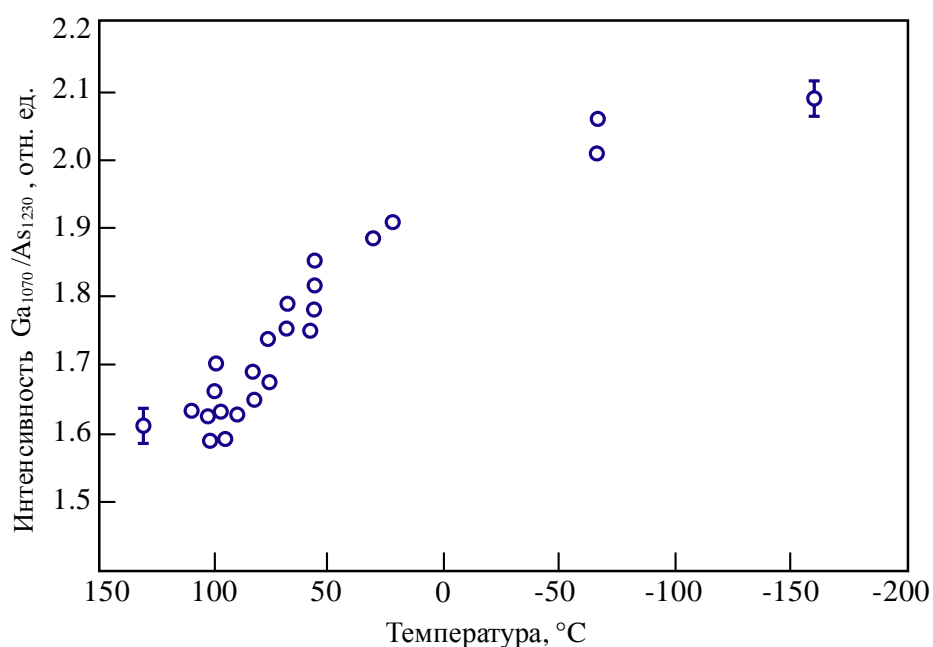


Рисунок 4.4 – Температурная зависимость отношения интенсивности пиков галлия и мышьяка

Важной особенностью полученной кривой является быстрый прирост отношения высоты пиков Ga/As в температурном диапазоне от 50 до 100 °С. Аналогичные кривые отношения были получены для меньших энергий ионов $E = 1$ кэВ и $E = 0,5$ кэВ. Отношение интенсивностей Ga/As при низких температурах существенно ниже. Уменьшение энергии приводило к сдвигу температурной зависимости Ga/As. Этот эффект, по-видимому, связан с

конкуренцией процессов стимулированного образования дефектов и термического отжига, приводящий к наблюдаемой температурной зависимости изменения состава.

4.2.2 Влияние энергии и плотности тока

Результаты проведенных исследований зависимости состава приповерхностной области от плотности тока при различных температурах отражены на рисунке 4.5. Эксперименты проводились при четырех различных температурах подложки: 75, 85, 95, 110 °С. Повышение плотности тока приводило к росту отношения интенсивности сигналов галлия и мышьяка.

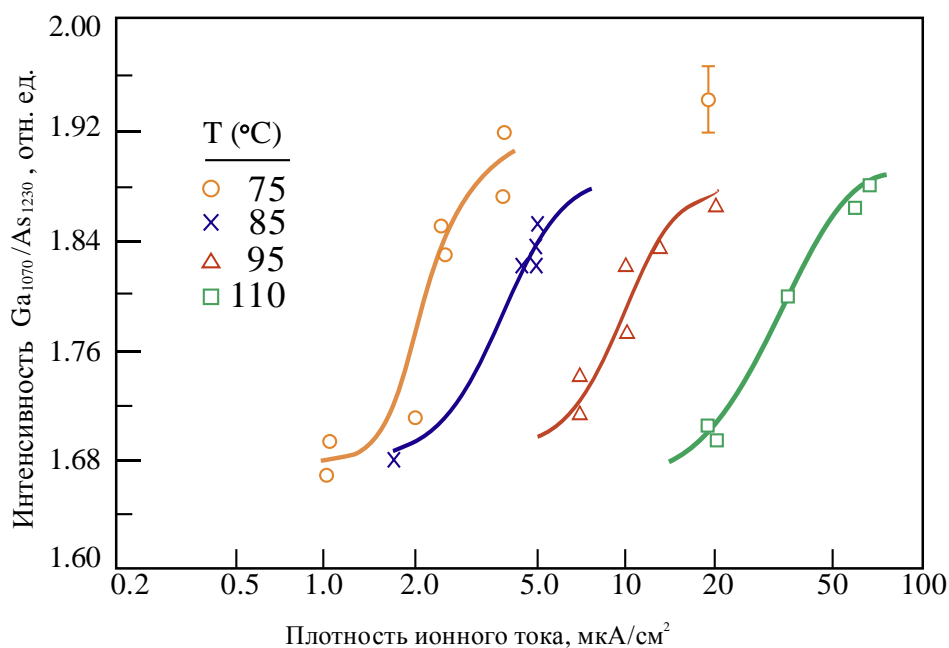


Рисунок 4.5 – Зависимость Ga_{1070}/As_{1228} от плотности тока при различных температурах

На рисунке 4.6 приведены зависимости отношения интенсивностей галлия и мышьяка от энергии ионов при различных температурах мишени.

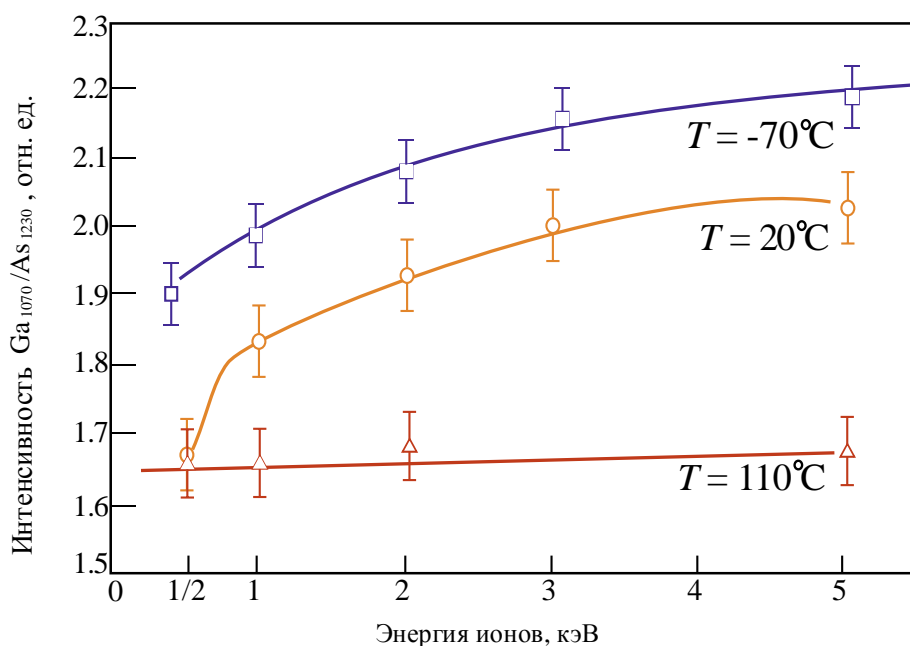


Рисунок 4.6 – Зависимость $\text{Ga}_{1070}/\text{As}_{1228}$ от энергии ионов при различных температурах

Использовались три температуры -70 , 20 , 110 °С. Соотношения почти не зависят от энергии ионов при температуре 110 °С, но явно зависят от энергии при температуре 20 °С. Отметим, при энергии $0,5$ кэВ различие в сигналах незначительно для положительных температур, но весьма сильно отличается для отрицательных температур. В целом наблюдается явная зависимость состава распыляемого материала от энергии бомбардирующих ионов.

4.3 Ионная бомбардировка окисленной поверхности

4.3.1 Постановка эксперимента

Арсенид галлия является одним из наиболее важных материалов современной оптоэлектроники. На подложках арсенида галлия выращивают гетероструктуры различного назначения: лазерные, фотоэлектрические, светодиодные. Зачастую для предварительного препарирования поверхности

арсенида галлия используют ионные пучки. В пп. 4.1 и 4.2 были описаны результаты исследования закономерностей влияния параметров ионного пучка на состав приповерхностного слоя. Известно, что поверхность арсенида галлия является реакционноспособной и химически нестабильной [125]. Пассивация поверхности арсенида галлия проводится достаточно трудно из-за наличия естественных окислов. Кроме того, достаточно сложно провести химический анализ окисдрованной поверхности арсенида галлия с использованием инфракрасной спектроскопии [126] и спектроскопии потерь электронов [127]. Нами предпринята попытка исследования влияния облучения ионами аргона низкой энергии ($E < 5$ кэВ) естественно окисленной поверхности арсенида галлия с кристаллографической ориентацией (100) с использованием рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии. Для изучения использовались образцы арсенида галлия электронного типа проводимости, легированные теллуром до концентрации 10^{18} см⁻³, окисленные в нормальных условиях на воздухе, а также образцы, подвергнутые бомбардировке ионами аргона с целью изучения химического состава приповерхностной области. Фотоэлектронные измерения проводились при энергиях 1, 3 и 5 кэВ при фиксированном токе пучка 100 мкА для углов 25°, 35°, 45°, 55°, 65°. Для исследований использовался фотоэлектронный спектроскоп с антикатодом ($E_{K\alpha} = 1487$ эВ). Разрешающая способность прибора была не ниже 50 мэВ. Остаточное давление в измерительной камере превышало 10^{-7} Па. Для анализа химического состава поверхности арсенида галлия регистрировались фотоэлектронные спектры под разными углами в диапазоне существования фотоэмиссионных линий уровня C_{1s} , O_{1s} , As_{3d} , Ga_{3d} . Для калибровки использовался пик C_{1s} , обусловленный существованием углеродной пары C–C с энергией связи 285 эВ.

4.3.2 Влияние энергии и угла падения ионов

Наблюдаемый пик O_{1s} относительно широк и, по-видимому, обусловлен вкладом хемосорбированного кислорода с энергией 532 эВ. Энергии связи мышьяка и галлия выражены пиками As_{3d} и Ga_{3d} . Измеренные спектры естественно окисленной поверхности арсенида галлия, полученные при углах $25^\circ, 45^\circ, 65^\circ$, представлены на рисунке 4.7.

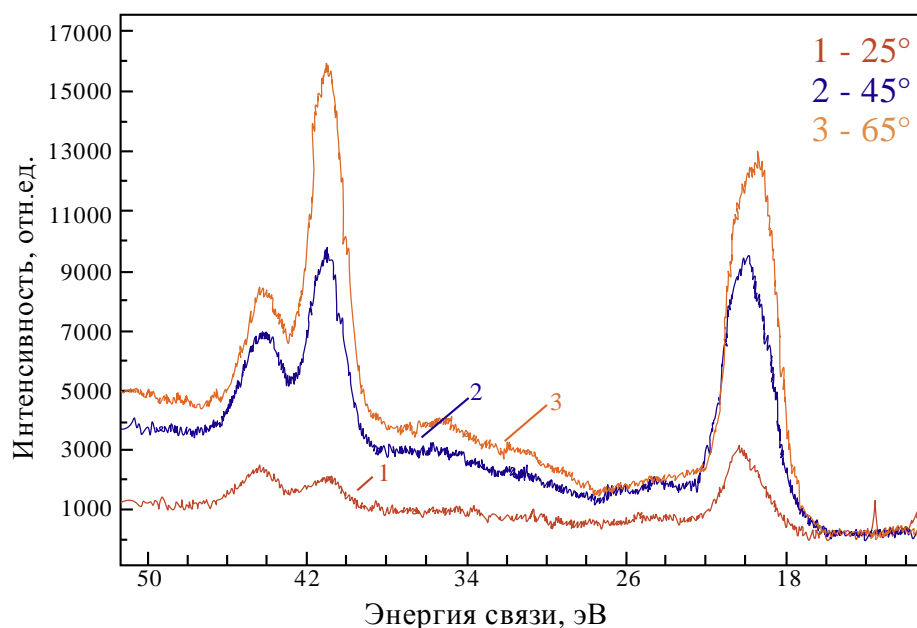


Рисунок 4.7 – Фотоэлектронный спектр окисленного GaAs(001)

Пик с энергией 41 эВ соответствует мышьяку в кристалле арсенида галлия. Сигнал на уровне 44 эВ обусловлен наличием двух типов оксидов мышьяка – As_2O_3 и As_2O_5 . Использование различных углов падения позволяло изменять траектории движения фотоэлектронов в поверхностном слое. Глубина проникновения была меньше, для скользящих углов. Видно, что сигнал, полученный при угле 25° , имеет наиболее интенсивные пики оксидов. Сигнал с энергией 19 эВ соответствует галлию в объеме арсенида галлия, в то время как пик 20 эВ обусловлен оксидом галлия Ga_2O_3 . Следовательно, естественно окисленная поверхность арсенида галлия содержит оксиды трех типов: Ga_2O_3 , As_2O_3 , As_2O_5 .

Аналогичные исследования не окисленного монокристаллического оксида галлия показывают, что концентрация галлия и мышьяка одинаковы и материал является стехиометрическим. Количественные расчеты содержания мышьяка и галлия, выполненные по полученным данным фотоэлектронной спектроскопии представлены в таблице 4.1.

Таблица 4.1 – Содержание галлия и мышьяка в приповерхностном слое

Угол, град	Энергия ионов, кэВ	As, доля	Ga, доля
25	1,0	34,7	65,3
	3,0	33,1	66,9
	5,0	38,5	61,5
45	1,0	35,4	64,6
	3,0	37,5	62,5
	5,0	39,4	60,6
65	1,0	37,1	62,9
	3,0	38,1	61,9
	5,0	38,9	61,1

Там же приведены сведения о рассчитанном содержании галлия и мышьяка в условиях воздействия на поверхность ионами аргона с энергией 1 кэВ и 5 кэВ. Строки в таблице с нулевой энергией содержат результаты по измерению естественно окисленной поверхности арсенида галлия. Видно, что окисленный арсенид галлия обеднен мышьяком, что обусловлено образованием двух типов оксидов As_2O_3 , As_2O_5 , при этом галлий образует только один оксид Ga_2O_3 . Естественно окисленные образцы подвергались бомбардировке ионами аргона с энергией 1 кэВ, 3 кэВ и 5 кэВ. Время воздействия во всех случаях составляло 60 секунд.

На рисунке 4.8 представлены фотоэлектронные спектры образца GaAs(001), подвергнутого воздействию ионами аргона с энергией 1 кэВ.

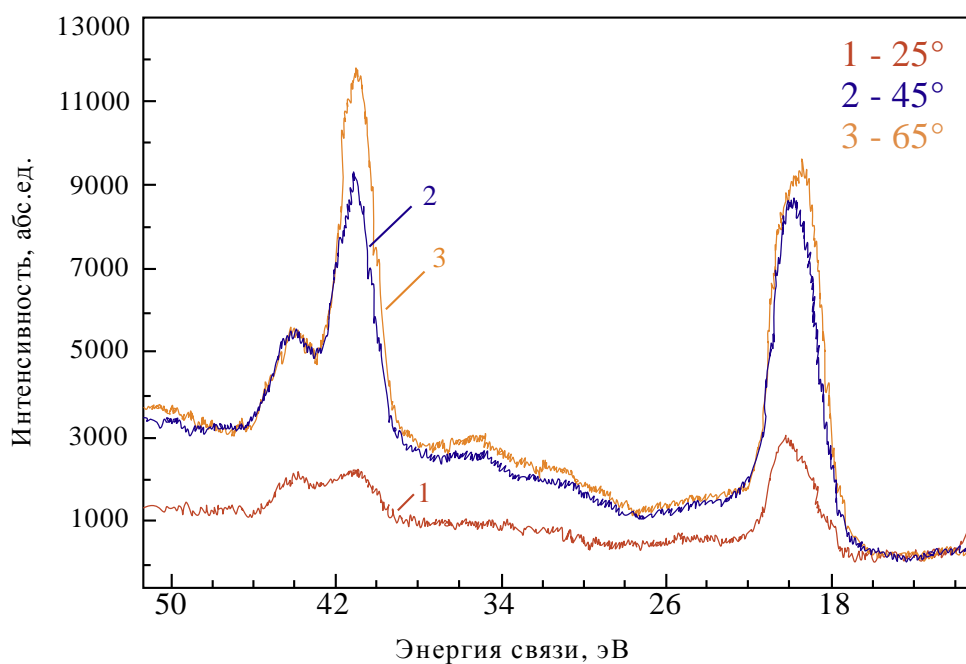


Рисунок 4.8 – Фотоэлектронный спектр окисленного GaAs(001), подвергнутого бомбардировке ионами аргона с энергией 1 кэВ

Регистрация сигналов проводилась при углах $25^\circ, 45^\circ, 65^\circ$. Представленные в таблице 4.1 данные о составе приповерхностной области окисленной поверхности после бомбардировки ионами аргона показывают, что воздействие ионного пучка увеличивает концентрацию мышьяка. После полного удаления оксидной пленки полученные результаты были сходны с экспериментальными данными, приведенными в предыдущем параграфе.

4.4 Выводы по главе 4

1. Разработана модель нестехиометричного распыления бинарных полупроводниковых материалов, учитывающая изменение состава приповерхностных слоев за счет преимущественного распыления одного из компонент. Показано, что нестехиометричность распыления с течением времени понижается из-за обеднения приповерхностного слоя и состав распыляемого массопотока стабилизируется.

2. Получено аналитическое выражение, определяющее временную зависимость изменения концентрации каждого из компонент бинарной

полупроводниковой системы в предположении относительно малого коэффициента диффузии, что практически всегда реализуется в экспериментах по распылению полупроводниковых материалов в условиях термического нагрева мишеней и подложек.

3. Предложено выражение, определяющее эффективную толщину зоны обеднения бинарной полупроводниковой системы в предположении, что поверхностная шероховатость и «knock-on» эффект не существенны. Показано, что эффективная толщина области обеднения прямо пропорциональна коэффициенту диффузии и обратно пропорциональна скорости травления.

4. Исследована температурная зависимость изменения состава приповерхностной области монокристаллических подложек арсенида галлия при бомбардировке ионами аргона с энергией 0,5 – 5 кэВ. Выявлен эффект снижения нестехиометричности начальной фазы распыления с 2,2 до 1,7 $N_{\text{Ga}}/N_{\text{As}}$ в диапазоне от -50 °С до +150 °С. Показано, что уменьшение энергии приводило к сдвигу температурной зависимости нестехиометричного распыления. Этот эффект, по-видимому, связан с конкуренцией процессов стимулированного образования дефектов и термического отжига, приводящий к наблюдаемой температурной зависимости изменения состава.

5. Исследовано влияние облучения ионами аргона низкой энергии естественно окисленной поверхности арсенида галлия, используя рентгеновскую фотоэлектронную спектроскопию. Установлено, что естественно окисленная поверхность арсенида галлия содержит оксиды трех типов: Ga_2O_3 , As_2O_3 , As_2O_5 . Продемонстрировано, что окисленный арсенид галлия обеднен мышьяком, что обусловлено образованием двух типов оксидов As_2O_3 , As_2O_5 , при этом галлий образует только один оксид Ga_2O_3 . Показано, что воздействие ионного пучка для всех энергий и углов падения пучка приводит к увеличению концентрации мышьяка.

ГЛАВА 5 ПОЛУЧЕНИЕ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ НАНОСТРУКТУР

5.1 Закономерности распыления моноарсенидов галлия и индия

5.1.1 Энергетические и угловые зависимости коэффициентов распыления

Экспериментальными материалами служили монокристаллические пластины арсенида галлия и арсенида индия. Пластины имели кристаллографическую ориентацию (001). Основным параметром, определяющим скорость процесса распыления ионным пучком является коэффициент распыления. Решение задачи выращивания нанослойных гетероструктур требует получения скоростей роста, не превышающих десятых долей монослоя в секунду. Получение таких скоростей принципиально возможно достичь, подбирая энергию и ток пучка при которых коэффициент распыления будет минимальным для данного материала. В обзоре литературы проанализированы результаты проведенных ранее исследований по изучению коэффициентов распыления моноарсенидов галлия и индия. Однако, ввиду имеющегося разброса экспериментальных данных, в рамках диссертационной работы необходимо провести авторские экспериментальные исследования по уточнению коэффициентов распыления выбранных материалов при низких плотностях ионного тока. Основными методика измерения коэффициентов распыления являются: взвешивание образцов, до и после нанесения слоя, определение перепада высоты слоев на экранированном и неэкранированном участках. При этом каждый из этих методов обладает отдельными недостатками. Нами предложена техника измерения коэффициента распыления на основе непосредственно измеряемых параметров. При этом обеспечивается высокий уровень контролируемости измерений, а также низкая погрешность измерений.

Коэффициент распыления Y предлагается рассчитывать из соотношения, учитывающего молярную массу M , плотность ρ , время распыления, силу тока I и объем распыленного материала V :

$$Y = \frac{eN_{AP}}{Mit} V, \quad (5.1)$$

Объем распыленного материала можно непосредственно измерить, используя современные методы микроскопии. Наилучшим вариантом могла бы стать атомно-силовая микроскопия. Однако, ввиду ограниченных размеров области исследований, не превышающих десятков микрометров, эта методика становится не пригодной для измерения кратера, который образуется на поверхности подложки при воздействии ионным пучком. В связи с этим предлагается использовать лазерную конфокальную микроскопию, обладающую высоким разрешением, способным конкурировать с атомно-силовой микроскопией. При этом конфокальная микроскопия имеет большие размеры области измерений. Воздействие ионного пучка приводит к формированию на поверхности полупроводника углубленной лунки с развитой морфологией. Объем лунки измерялся с использованием встроенного программного обеспечения конфокальной микроскопии.

Предварительные исследования позволили подобрать оптимальные значения ионного тока 100 мкА и диаметра пучка 1 см. Распыление проводилось во всех экспериментах в течении 90 секунд. Низкая плотность тока выбиралась с учетом получения предельно минимальных скоростей распыления. Энергия ионов изменялась в пределах от 0,1 до 0,5 кэВ. Отметим, что энергия 0,1 кэВ лишь незначительно превышает критический порог распыления. При энергиях ниже этого значения процесс становится невоспроизводимым. Превышение энергии выше 0,5 кэВ не требуется из-за чрезмерного повышения значений коэффициентов распыления. Для обеспечения статистически достоверных результатов измерения проводились для каждой энергии несколько раз, а затем усреднялись. Шаг изменения

энергии составлял 50 эВ. Усредненные результаты для коэффициентов распыления арсенида галлия и арсенида индия представлены на рисунке 5.1,а.

Проведенные исследования показывают, что моноарсениды галлия и индия возможно распылять с малыми скоростями из-за того, что коэффициенты распыления этих материалов меньше единицы в интервале энергий от 0,1 до 0,2 кэВ. В выбранном энергетическом диапазоне наблюдалась практически линейная корреляция между параметром Y и энергией первичных ионов аргона для обоих типов рассматриваемых моноарсенидов.

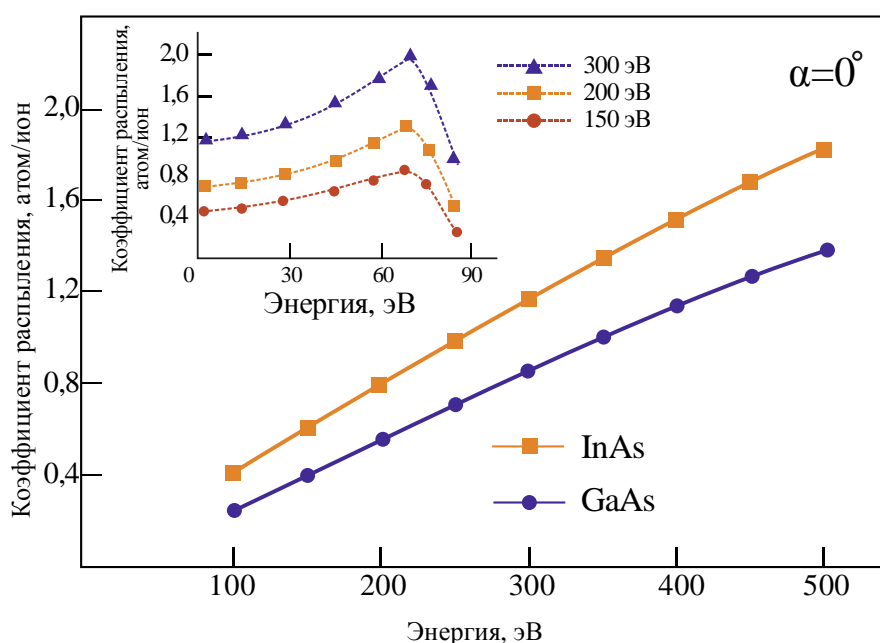


Рисунок 5.1 – Энергетические и угловые зависимости коэффициентов распыления моноарсенидов GaAs и InAs

Отметим, что полученные результаты весьма хорошо согласуются с данными Комаса [128], но отличаются большей плавностью кривой. Представляется, что это отличие обусловлено, по-видимому, двумя факторами. Во-первых, в упомянутой работе не поддерживался достаточный уровень вакуума, приводящий, как это показано нами в главе 4, к окислению поверхности. Во-вторых, несовершенство ионного источника того времени

могло привести к неконтролируемым вариациями энергии ионов из-за скачков формирования плазмы.

Далее нами проведены эксперименты по изучению угловой зависимости коэффициентов Y_{GaAs} и Y_{InAs} . Для изучения угловых закономерностей использовались ионные пучки, ускоренные до энергии 0,15 кэВ. Эта энергия является усреднением граничных энергий интервала 0,1 – 0,2 кэВ, выбор которого обоснован при анализе энергетической зависимости коэффициента распыления. Угол отсчитывался от вектора нормали к поверхности образца. Варьирование угла падения проводилось от 0° до 75° , при котором наблюдалось практически скользящее падение. Дискретизация изменения угла проводилась в пределах 15° . Переход к скользящему направлению падения пучка вызывал трансформацию формы лунки в сторону эллипсоидальности. Измеренные значения угловой зависимости коэффициента распыления моноарсенидов галлия и индия приведены на рисунке 5.1,б.

Данные на графике представлены в абсолютных единицах, что позволяло их непосредственно использовать в последующих экспериментах для вычисления скорости распыления в МС/с. Коэффициент распыления (данные рисунка 5.1) при нормальном падении чаще всего не может использоваться для практических целей из-за необходимости создавать ростовой поток, который будет направлен в сторону мишени и не будет препятствовать падению первичных ионов, что очевидно не возможно сделать при нормальном падении. Полученные данные по угловым зависимостям (результаты рисунка 5.2) напротив являются значимыми именно для технологической реализации метода формирования ростового потока, распыляемого ионным пучком. Угловые коэффициенты распыления, в отличие от коэффициентов, измеренных при нормальной падении, имеют сложную форму. Хотя при углах менее 40° коэффициенты распыления и менее единицы, но они не пригодны для технологической реализации процесса кристаллизации. Оптимальным представляется диапазон от 45° до 60° , где наблюдается практически линейный закон возрастания

коэффициента распыления от угла падения. Выделим также область внутри которой угловой коэффициент достигает максимального экстремума, а затем достаточно интенсивно снижается в интервале шириной примерно 15° .

5.1.2 Дифференциальные коэффициенты распыления

Помимо указанной угловой зависимости коэффициента распыления еще одним технологически значимым параметром является дифференциальный коэффициент распыления, показывающий пространственную направленность распыленного потока. Понижение дифференциального коэффициента распыления свидетельствует о значительном расширении индикатрисы распыления. Нами проведены исследования дифференциальных коэффициентов распыления моноарсенидов галлия и индия для трех интересующих нас энергий первичных ионов: 0,1, 0,2 и 0,3 кэВ. Результаты этих исследований отражены на рисунке 5.2.

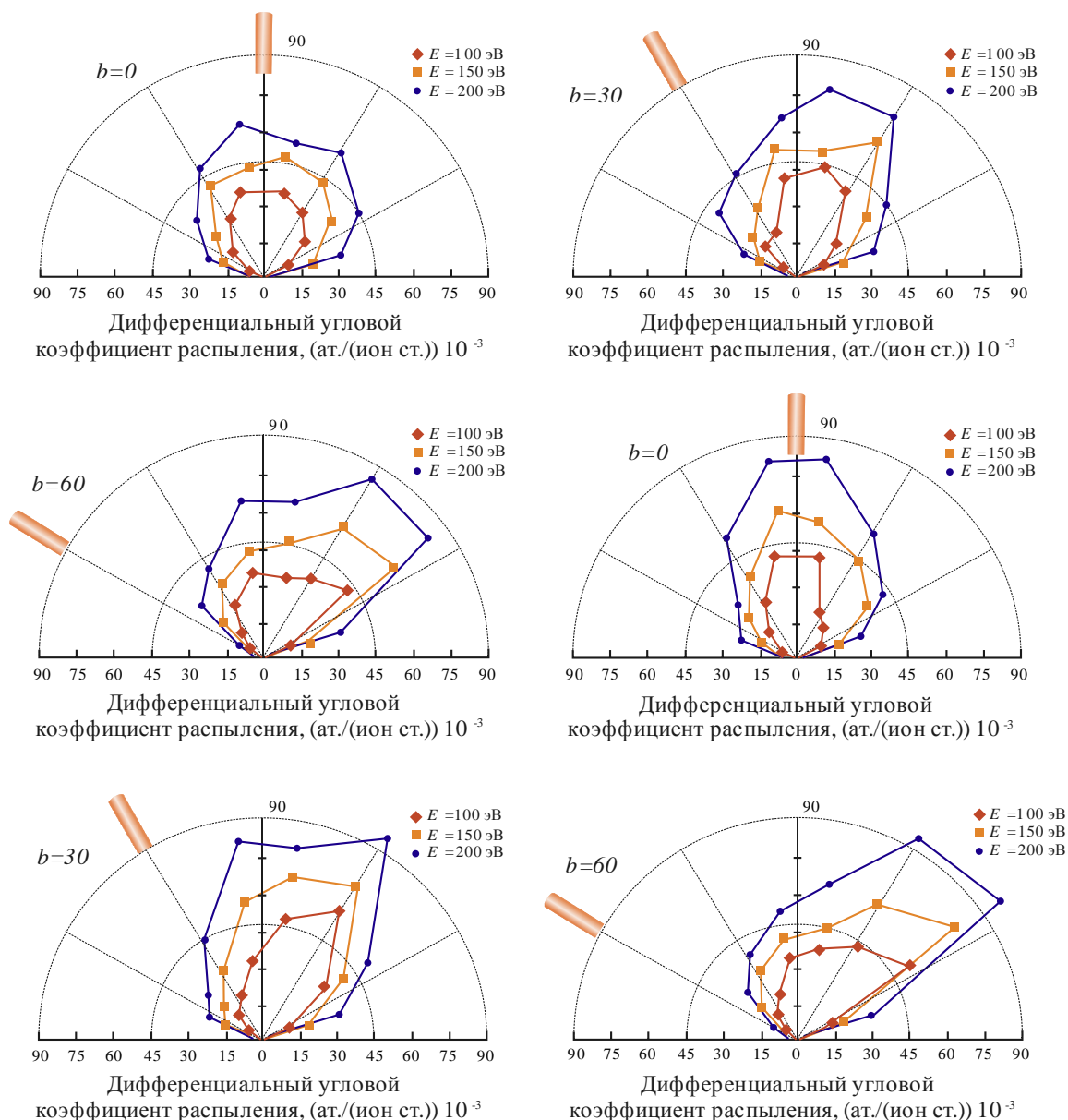


Рисунок 5.2 – Дифференциальные коэффициенты распыления

Локализация измеряемого слоя, позволившего найти дифференциальные коэффициенты достигалась пропусканием пучка через диафрагму диаметром 1 мм. Измерения проводились одновременно путем установки набора подложек под разными углами. Падение пучка и установка подложек проводились в одной плоскости. Всего одновременно использовалось девять подложек с неэкранированной частью в виде окружности диаметром 3 мм. Подложки устанавливались с повторяющимся угловым расстоянием 20° . Индикатрисы распыления обоих типов моноарсенидов достаточно узкие. Падение пучка под углом приводило к наклону индикатрис распыления, подчиняющихся зеркальному закону.

Повышение энергии первичных ионов, как и следовало, ожидать увеличивало интегральный коэффициент распыления.

Выявлено, что распыление моноарсенидов более локализовано в сторону направления зеркального отражения, что, вероятно, обусловлено значительным различием масс атомов, образующих это кристаллическое соединение.

5.2 Кристаллизация низкоразмерных наноструктур

5.2.1 Температура

Изучение особенностей создания распыляемых потоков двухкомпонентных моноарсенидов позволило перейти к исследованию закономерностей кристаллизации наноструктур из потоков малой плотности. Нами исследовалось влияние нескольких технологических параметров на особенности формирования наноструктур на основе моноарсенидов галлия и индия. Регулировалась температура подложки, ток первичного ионного пучка, а также энергия ионов. Ростовая система конфигурационно состояла из ионного пучка, падающего под некоторым углом на поверхность монокристаллической мишени арсенида индия с кристаллографической ориентацией (001). Пучок распылял приповерхностный слой мишени. Созданный массопоток ростового вещества двигаясь по направлению подложки, осаждался на ее поверхности. Далее происходят процессы кристаллизации, приводящие в условиях описанного эксперимента, как это будет показано ниже, к формированию низкоразмерных островковых наноструктур. Во всех экспериментах ток ионного пучка поддерживался постоянным на уровне 120 мкА. Энергия ионов выбиралась на основе экспериментальных сведений о зависимости коэффициента распыления от угла падения, приведенных в разделе 5.1. Энергия ионного пучка равнялась 150 эВ и также поддерживалась постоянной. Угол падения пучка по

отношению к нормали мишени (относительная ориентации пучка и мишени показана на рисунке 5.2) выдерживался равным 50° . Температурный режим подложки изменяли в интервале от 450 до 650°C с шагом нагрева 50°C .

Из опытов по изучению кристаллизации островков арсенида индия на поверхности арсенида галлия известно, что в начальной фазе роста образуется смачивающий слой толщиной $1,5 - 2,0\text{ нм}$ [129]. Затем создаются условия для самоорганизованного роста островков арсенида индия с огранкой образованной гранями $\{105\}$ и $\{137\}$ [130]. Также могут формироваться островки, огранные большим числом граней $\{101\}$ и $\{111\}$. Оба описанных типа наноструктур наглядно представлены на рисунке 5.3.

Влияние температуры на размеры островковых структур представлены в таблице 5.1 и наглядно продемонстрированы в обобщенном виде на рисунке 5.3,а. Рисунок 5.3,в, полученный на просвечивающем электронном микроскопе, отражает структуру островка арсенида индия, покрытого слоем арсенида галлия. Наглядно видна кристаллическое строение матричного материала, температурно-диффузное размытие профиля островка, а также наличие сформированного смачивающего слоя. В общем случае рост температуры вызывают возрастание средних размеров островков.

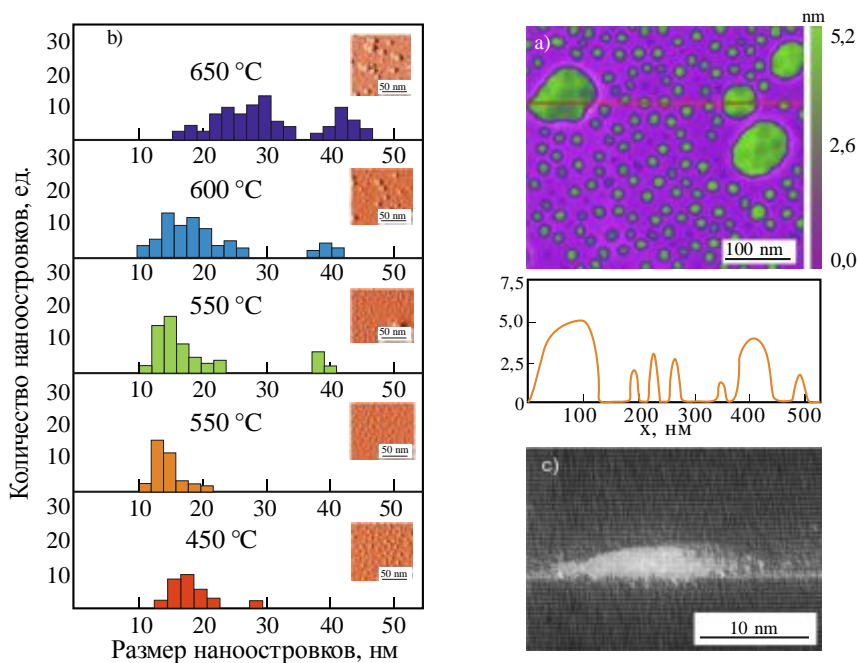


Рисунок 5.3 – Влияние температуры

Отметим, что при температурах ниже $500\text{ }^{\circ}\text{C}$ размеры наноструктур не превышают 20 нм . При этом температуры выше $600\text{ }^{\circ}\text{C}$ являются весьма критическими, так как начинает превалировать рост многофасетных островков с размерами до 50 нм . Еще одной особенностью изучаемого процесса кристаллизации является эффект снижения размеров островков в окрестности температуры $500\text{ }^{\circ}\text{C}$. Температурный интервал $450 - 550\text{ }^{\circ}\text{C}$ характеризуется наличием минимума размеров островков, который снижается до 15 нм . Более высокие температуры, как это уже отмечалось, стимулируют образование кристаллографически развитых островков. Поверхностная плотность островков также является температурно-зависимой, что очевидно из данных третьего столбца таблицы 5.1.

Таблица 5.1 – Зависимость средних размеров островков и их поверхностной плотности от температуры подложки

Температура, °С	Средний размер, нм	Поверхностная плотность, см ⁻²
450	18	0,9·10 ¹¹
500	15	1,1·10 ¹¹
550	17	0,9·10 ¹¹
600	19	0,6·10 ¹¹
650	31	0,4·10 ¹¹

Однако, важно отметить, что температурный рост с 450 до 550 °С практически приводит к изменению поверхностной плотности, достигающей 10¹¹ см⁻². Начиная с температуры 550 °С наблюдается стабильное снижение плотности островков, которая уменьшается на правом границе температурного интервала более чем в два раза. Существование области стабилизации как размеров, так и поверхностной плотности островков в интервале от 450 до 500 °С указывает на возможность формирования предложенным методом низкоразмерных наноструктур на основе моноарсенидов индия и галлия, потенциально практически востребованных для создания устройств оптоэлектроники.

5.2.2 Плотность ионного тока

Величину ионного тока можно варьировать изменяя давление рабочего газа, используемого для формирования плазмы, либо управляя напряжением на специальном электроде. Регулировка напряжения предпочтительнее из-за большей прецизионности методики. Изучение влияния величины силы ионного тока на особенности формирования островковых наноструктур проводилось при постоянной оптимальной температуре 500 °С, выбранной

на основе анализа полученных экспериментальных результатов, представленных на рисунке 5.3. Энергия ионов поддерживалась неизменной и составляла 150 эВ. Ток варьировался с дискретным шагом 30 мкА внутри диапазона 60 – 180 мкА. Время осаждения подбиралось таким образом, чтобы во всех указанных экспериментах толщина квазислоя оставалась неизменной, что достигалось перерасчетом скорости осаждения по определенным из рисунка 5.1 коэффициентам распыления при заданных параметрах ростового процесса. Угол падения пучка также и в случае температурных зависимостей выбирался равным 50° . Полученные данные обобщены и наглядно представлены на рисунке 5.4 и в таблице 5.2.

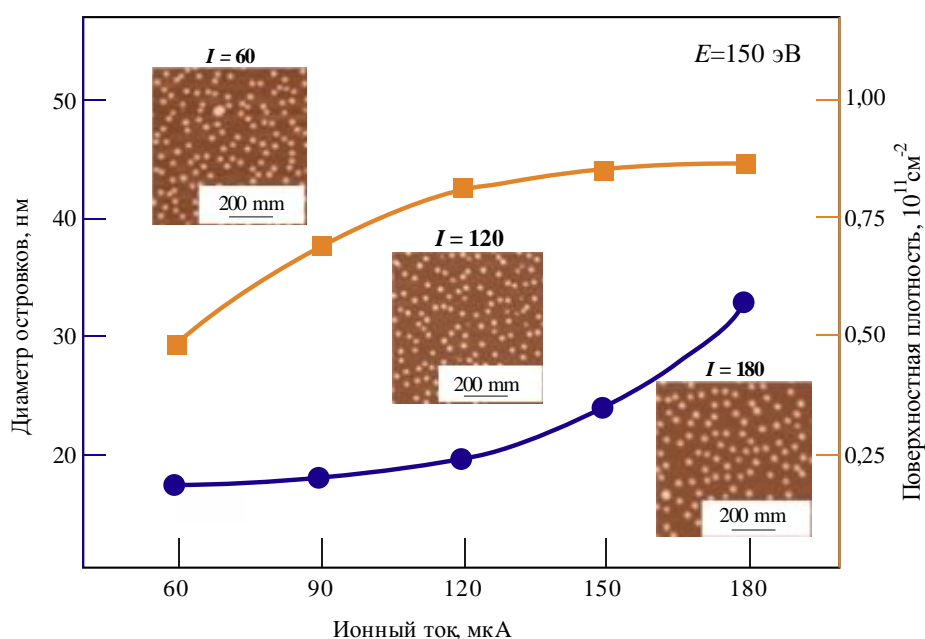


Рисунок 5.4 – Влияние ионного тока

Видно, что повышение ионного тока достаточно слабо сказывается на средних размерах островков при токах ниже 120 мкА. Средний размер наноструктур в интервале 150 – 180 мкА стремится к 30 нм. Наблюдаемый эффект, по-видимому, обусловлен тем, что повышение тока приводит к возрастанию плотности массопотока в результате чего в начальный момент зарождения островков количество адатомов на поверхности подложки увеличивается, что в свою очередь вызывает их разрастание.

Наименьшая дисперсия размеров при общих средних размерах порядка 20 нм и весьма большой поверхностной плотности около $0,8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ достигается при токах 110 – 120 мкА. В случае, если ток достигает 180 мкА создаются условия, в которых атомы не успевают встраиваться в растущий слой наноструктура примитивного типа с минимальным количеством граней и это вызывает зарождение новых граней и формирование куполообразных островков.

Минимальная дисперсия по размерам, которую позволяет обеспечить предлагаемая методика достигает 25%. В общем случае повышение величины ионного тока приводит прежде всего к увеличению поверхностной плотности островков. Это подтверждают АСМ-изображения на вставках к рисунку 5.4. При этом оценивая данные третьего столбца таблицы 5.2, можно прийти к не совсем корректному выводу о необходимости увеличения величины ионного тока, что приводит к росту поверхностной плотности островков.

Таблица 5.2 – Зависимость средних размеров островков и их поверхностной плотности от величины ионного тока

Ионный ток, мкА	Средний размер, нм	Поверхностная плотность, см^{-2}
60	17	$0,5 \cdot 10^{11}$
90	18	$0,7 \cdot 10^{11}$
120	19	$0,75 \cdot 10^{11}$
150	23	$0,8 \cdot 10^{11}$
180	30	$0,85 \cdot 10^{11}$

Отметим, что поверхностная плотность островков, позволит повысить выходные характеристики конечного устройства. Однако, этому препятствуют следующие причины. Во-первых, результаты, представленные во второй колонке таблицы 5.2 свидетельствуют о значительном росте

средних размеров островков. При этом следует указать, что островки с размерами выше 20 нм практически не возможно использовать в электронных устройствах. Вторая причина кроется в том, что возрастание ионного тока значительно размывает ионный пучок, делая распределение ростового массопотока по поверхности подложки слишком неоднородным. Это способствует созданию неравномерных скоростей роста в различных локальных областях подложки. Кроме того, неконтролируемое распыление за пределы подложки приводит к загрязнению рабочей камеры и весьма существенному ухудшению чистоты технологического процесса.

5.2.3 Энергия ионов

Энергия ионов является еще одним характеристическим параметром от которого зависят особенности формирования nanoостровков. Особенности самоорганизованного роста nanoостровков накладывают существенные ограничения на величину скорости осаждения ростового материала. Как было показано в п.5.1, использование энергий более 300 эВ нецелесообразно по причине избыточно высоких скоростей осаждения материала. Кроме того, неоднородность распределения энергий ионов в пучка также приводит к неоднородности плотности ростового массопотока. Основываясь на результатах исследования влияния температуры и тока пучка для изучения влияния энергии выбирались следующие условия. Угол падения пучка так же сохранялся равным 50° . Температура подложки составляла 500°C , ток пучка выдерживался равным 120 мкА. Эксперименты проводились в диапазоне энергий от 120 до 300 эВ. Полученные данные обобщены в таблице 5.3 и на рисунке 5.5.

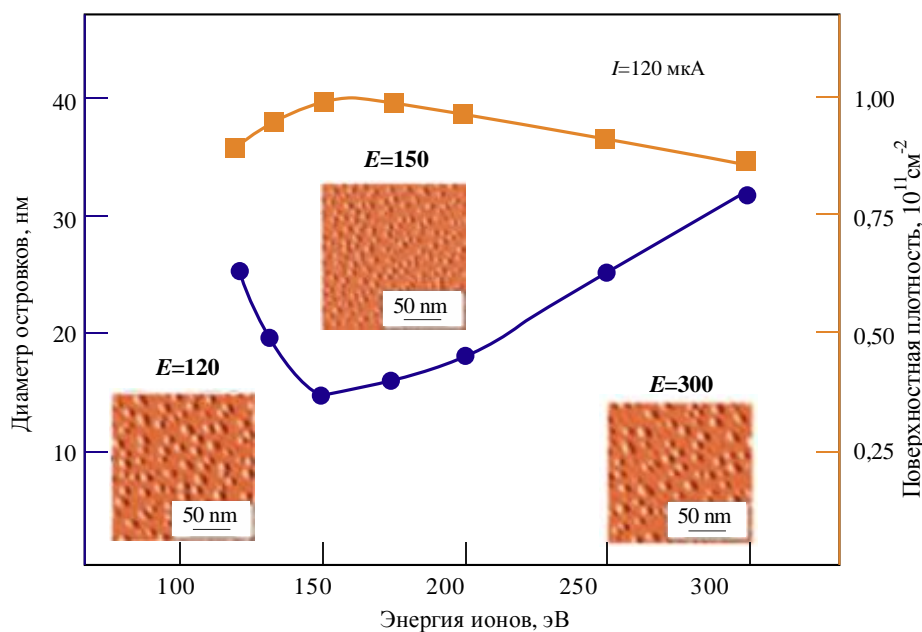


Рисунок 5.5 – Влияние энергии ионов

Нижняя граница обусловлена следующими причинами. Во-первых, тем что она достаточно близка к пороговой энергии при которой начинается процесс распыления. Во-вторых, весьма чувствительной нестабильностью плотности формируемого ионного пучка. Верхняя граница, как уже отмечалось, обусловлена необходимостью достижения малых коэффициентов распыления и, как следствие, малых скоростей массопотока.

Таблица 5.3 – Зависимость средних размеров островков и их поверхностной плотности от энергии ионов

Энергия, эВ	Средний размер, нм	Поверхностная плотность, см^{-2}
120	27	$0,8 \cdot 10^{11}$
135	19	$0,9 \cdot 10^{11}$
150	15	$1,1 \cdot 10^{11}$
170	16	$1,0 \cdot 10^{11}$
200	17	$0,9 \cdot 10^{11}$
250	25	$0,85 \cdot 10^{11}$
300	31	$0,8 \cdot 10^{11}$

Минимальные средние размеры наностроек достигались при энергиях в диапазоне 150 – 200 эВ и не превышали 20 нм. Дальнейший рост энергии ионов вызывал рост размеров островков. Укажем также на то, что при энергиях 120 эВ средние размеры островков значительно увеличивались примерно на 10 нм. Это, по всей вероятности, обусловлено отмеченной ранее нестабильностью плотности тока ионного пучка из-за особенностей используемого типа сеточного источника. Дисперсия островков, выращенных при низких энергиях ионного пучка также была весьма существенной и достигала 50%.

Поверхностная плотность островков в окрестности энергий 150 эВ стабилизируется и составляет порядка 10^{11} см⁻². При возрастании энергий до значений выше 200 эВ поверхностная плотность достаточно плавно незначительно уменьшается примерно на $0,2 \cdot 10^{11}$ см⁻². Это можно объяснить тем, что плотность островков зависит от потока ростового вещества, который определяется прежде всего ионным током, а не энергией. Отметим также, что выбор энергии ионов 150 эВ, которая использовалась в ранее описанных экспериментах, обусловлен именно указанными причинами.

5.3 Свойства низкоразмерных наноструктур

5.3.1 Электрические свойства

Изучение эффекта размерного квантования в выращенных наноструктурах моноарсенидов галлия и индия проводили тремя взаимодополняющими методами: емкостной спектроскопией, фотолюминесцентными исследованиями и спектроскопией комбинационного рассеяния.

Изучение емкостных характеристик потребовало создания специально подготовленных образцов. Использовалась следующая технологическая

последовательность формирования слоев. На подложку арсенида галлия электронного типа проводимости, легированного до 10^{18} см^{-3} при температуре $600 \text{ }^\circ\text{C}$ наращивали слой арсенида галлия с концентрацией электронной примеси $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ толщиной $0,6 \text{ мкм}$, выполняющего функцию буферного слоя. Энергия ионов выдерживалась равной 150 эВ . Слой островковых структур получали при разных величинах ионного тока $120, 150$ и 180 мкА при температуре подложки $500 \text{ }^\circ\text{C}$. Сверху наращивали покровный слой при температуре $600 \text{ }^\circ\text{C}$. Финишная операция препарирования заключалась в нанесении золотого слоя для создания металлического контакта. Всего было получено четыре типа образцов: референтный (без nanoостровков) и три образца с nanoостровками, выращенными при трех значениях ионного тока. Вольт-фарадные характеристики образцов показаны на рисунке 5.6.

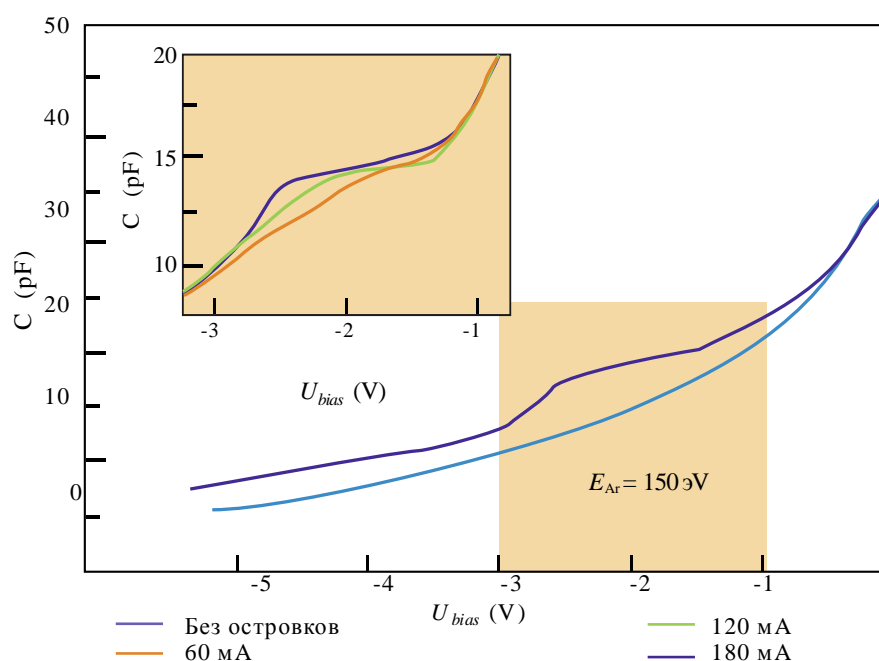


Рисунок 5.6 – Влияние ионного тока на электрическую емкость наноструктуры

Полученные результаты косвенно подтверждают наличие островковых наноструктур в выращенных гетероструктурах, что отражается в виде практических параллельных оси абсцисс протяженных плоских участков,

образование которых обусловлено захватом носителей заряда локальными энергетическими уровнями. Установлено, что увеличение тока ионного пучка в рассматриваемом экспериментальном диапазоне вызывает расширение плоского участка кривой. Эта особенность может быть объяснена эффектом повышения поверхностной плотности массива наностроек при больших ионных токах, как это наглядно следует из рисунка 5.4.

5.3.2 Оптические свойства

Для фотолюминесцентных исследований выращивались три лабораторных образца при фиксированном токе пучка 150 мкА и различных энергиях 150, 200 и 300 эВ. Исследования выполнялись в спектральном диапазоне от 650 до 1200 нм при температуре 77 К. Рисунок 5.7 демонстрирует полученные результаты. На графиках можно выделить два доминирующих пика. Первый и наиболее интенсивный характеризует фотолюминесценцию подложки GaAs. Второй является результатом излучения за счет переходов с участием основного квантованного энергетического состояния в сформированных наностройках InAs. Пики фотолюминесценции указанного типа характеризуются двумя особенностями.

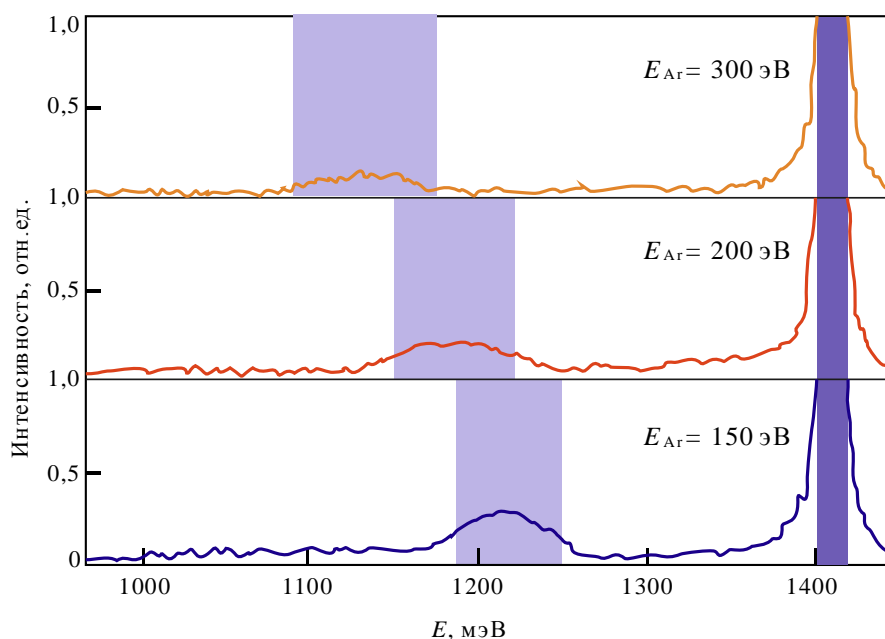


Рисунок 5.7 – Влияние энергии ионов на фотолюминесцентные свойства

Во-первых, при больших энергиях ионов наблюдается расширение пика. Это объясняется, по-видимому, повышением дисперсии размеров массива наностроек, что наглядно видно из рисунка 5.5. Во-вторых, проявляется эффект синего смещения в сторону меньших энергий за счет возрастания размеров наностроек при повышении энергии ионов. Данные результаты весьма хорошо коррелируют с данными исследования гистограмм распределения наностроек по размерами при различных энергиях ионов.

Рисунок 5.8 отражает результаты спектроскопии комбинационного рассеяния образцов, полученных при различных токах ионного пучка.

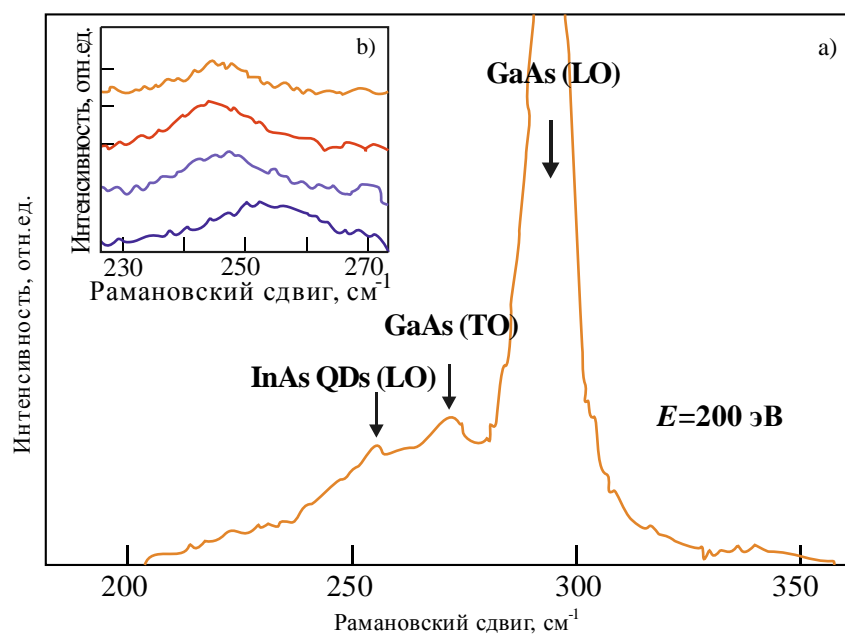


Рисунок 5.8 – Влияние ионного тока на спектры комбинационного рассеяния

Интенсивный превалирующий пик при 295 см^{-2} , связан с рассеянием LO-фононов матричного материала – арсенида галлия при $x(yz)$ поляризации. Пик при 270 см^{-2} связан с рассеянием TO-фононов матричного материала. Левее при 254 см^{-2} наблюдается слабый пик, вызванный наличием nanoостровков арсенида индия. На вставке приведены масштабированные результаты рамановских исследований образцов, содержащих массивы nanoостровков, выращенных при разных значениях ионного тока. Дрейф пиков связан как со снижением упругих напряжений, так и с ростом размеров nanoостровков.

5.4 Выводы по главе 5

1. Получены данные о коэффициентах низкоэнергетичного распыления моноарсенидов индия и галлия ионами аргона с энергиями 0,1 – 0,5 кэВ, падающих под углами 0 – 80°. Установлено, что в диапазоне от 0,1 до 0,3 кэВ наблюдается линейная зависимость коэффициентов распыления от энергии

ионов аргона. Это обеспечивает возможность контролируемого управления процессом осаждения нанометровых квазислоев со скоростями в единицы нанометров в минуту.

2. Увеличение температуры ионной кристаллизации моноарсенида индия на подложках арсенида галлия в интервале 500 – 650°C при постоянном токе пучка 110 – 130 мкА и энергии 150 – 200 эВ вызывает разрастание nanoостровков с 18 до 30 нм. При больших температурах формируются островковые структуры куполообразной формы с большим количеством дислокаций несоответствия.

3. Показано, что повышение тока пучка в интервале 70 – 110 мкА при температурах подложки 500 – 550 °С не приводит к существенному изменению размеров nanoостровков. Использование ионов аргона с энергией 150 – 200 эВ позволят вырастить nanoостровки арсенида индия на подложках арсенида галлия со средними латеральными размерами не более 18 нм и поверхностной плотностью не менее 10^{11} см⁻².

4. Полученные методом атомно-силовой микроскопии экспериментальные закономерности распределения островковых структур по размерам от температуры, энергии и тока пучка коррелируют с результатами косвенных измерений, выполненных с использованием фотолюминесценции, комбинационного рассеяния и емкостной спектроскопии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные в диссертационной работе результаты могут быть обобщены в следующем виде:

1. Экспериментально установлено, что изменение направления падения низкоэнергетического аргонового пучка на поверхность моноарсенидов галлия и индия от нормального до критического угла сопровождается формированием волнообразной поверхности с перпендикулярным упорядочиванием волн. В окрестности критических углов наблюдается образование неупорядоченной морфологически развитой структуры. Для скользящих углов характерна смена направления упорядочивания волн с перпендикулярной – на параллельную. Найдено, что для арсенида галлия критический угол составил θ_c , для арсенида индия – θ_c .

2. Показано, что при скользящем падении за пределами критического угла происходит значительное возрастание длины волны рифленой поверхности, которая становится на порядок больше значений длин волн, формируемых при докритических углах. Показано, что при воздействии ионного пучка с энергией $E = 1$ кэВ, потоком $f = 1,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$, падающего на поверхность моноарсенидов галлия и индия под различными углами от нормального к скользящему при температуре подложек $T_{\text{под}} = 450 \text{ }^\circ\text{C}$ минимальная длина волны для поверхности GaAs составила 48 нм, для InAs – длина волны превысила 65 нм.

3. Предложена модель формирования периодически модулированной упорядоченной волнообразной структуры на поверхности моноарсенидов при бомбардировке ионов, падающих под некоторым углом на поверхность. Получено аналитическое выражение для скорости эрозии волнообразной структуры в зависимости от кривизны поверхности, энергии и средней глубины проникновения ионов, ширины полос волнообразной структуры. Теоретически показано, что в приближении относительно высоких температур и низкой плотности ионного тока, когда процессы поверхностной

диффузии активируется термически, расчетная длина волны рифленой структуры, упорядоченной перпендикулярно направлению падения пучка, составляет порядка 50 нм, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами.

4. Разработана модель нестехиометричного распыления бинарных полупроводниковых материалов, учитывающая изменение состава приповерхностных слоев за счет преимущественного распыления одной из компонент. Предложено аналитическое выражение, определяющее временную зависимость изменения концентрации каждой из компонент бинарной полупроводниковой системы в предположении относительно малого коэффициента диффузии, что практически всегда реализуется в экспериментах по распылению полупроводниковых материалов в условиях термического нагрева мишеней и подложек.

5. Исследована температурная зависимость изменения состава приповерхностной области монокристаллических подложек арсенида галлия при бомбардировке ионами аргона с энергией 0,5 – 5 кэВ. Обнаружен эффект снижения нестехиометричности начальной фазы распыления с 2,2 до 1,7 долей $N_{\text{Ga}}/N_{\text{As}}$ в диапазоне от -50 °С до +150 °С. Показано, что уменьшение энергии приводит к сдвигу температурной зависимости нестехиометричного распыления, что связывается с конкуренцией процессов стимулированного образования дефектов и термического отжига, приводящий к наблюдаемой температурной зависимости изменения состава.

6. Изучено влияние облучения ионами аргона низкой энергии естественно окисленной поверхности арсенида галлия, используя рентгеновскую фотоэлектронную спектроскопию. Установлено, что естественно окисленная поверхность арсенида галлия содержит оксиды трех типов: Ga_2O_3 , As_2O_3 , As_2O_5 . Продемонстрировано, что окисленный арсенид галлия обеднен мышьяком, что обусловлено образованием двух типов оксидов As_2O_3 , As_2O_5 , при этом галлий образует только один оксид

Ga₂O₃. Показано, что воздействие ионного пучка для всех энергий и углов падения пучка приводит к увеличению концентрации мышьяка.

7. Показано, что увеличение температуры ионной кристаллизации моноарсенида индия на подложках арсенида галлия в интервале 500 – 650 °С при постоянном токе пучка 110 – 130 мкА и энергии 150 – 200 эВ вызывает разрастание nanoостровков с 18 до 30 нм. При больших температурах формируются островковые структуры куполообразной формы с большим количеством дислокаций несоответствия. Продемонстрировано, что повышение тока пучка в интервале 70 – 110 мкА при температурах подложки 500 – 550 °С не приводит к существенному изменению размеров nanoостровков. Использование ионов аргона с энергией 150 – 200 эВ позволят вырастить nanoостровки арсенида индия на подложках арсенида галлия со средними латеральными размерами не более 18 нм и поверхностной плотностью не менее 10¹¹ см⁻².

По теме диссертации опубликовано 15 работ, из них 8 статей в журналах из перечней ВАК и Scopus.

Публикации в рецензируемых журналах из перечня ВАК и Scopus

A1. Chebotarev, S.N. Obtaining and doping of InAs-QD/GaAs(001) nanostructures by ion beam sputtering / S. N. Chebotarev, A. S. Pashchenko, L. S. Lunin, E. N. Zhivotova, G. A. **Erimeev**, M. L. Lunina // Beilstein Journal of Nanotechnology. – 2017. – Vol. 8. – P.12–20.

A2. Chebotarev, S.N. Zone thermal recrystallization of thin layers from a discrete source / S. N. Chebotarev, A. N. Yatsenko, V. N. Lozovskii, A.A. Mohamed, G. A. **Erimeev** // ARPN Journal of Engineering and Applied Science. – 2017. – №5(12). – P. 1453– 1457.

A3. Чеботарев, С.Н. Эффекты воздействия низкоэнергетическими ионами аргона на поверхность монокристаллов арсенида галлия и арсенида индия / С. Н. Чеботарев, М. Л. Лунина, Д. Л. Алфимова, Г. А. **Еримеев**, Л. М.

Гончарова, Л. Туель, А. А. А. Мохамед // Наука Юга России. – 2018. – Т. 14. – № 1. – С. 9-18.

А4. Чеботарев, С.Н. Индуцированные механические напряжения и электрические поля в наногетероструктурах с квантовыми нитями / С. Н. Чеботарев, М. Л. Лунина, Д. Л. Алфимова, Г. А. **Ермеев**, Л. М. Гончарова, А. А. А. Мохамед // Наука Юга России. – 2017. – Т. 13. – № 3. – С. 18-26.

А5. Чеботарев, С.Н. Генерационно-рекомбинационные процессы в фотоэлектрических наногетероструктурах с прямозонной промежуточной подзоной / С. Н. Чеботарев, А. А. А. Мохамед, М. Л. Лунина, И. А. Сысоев, Л. С. Лунин, А. С. Пащенко, Л. М. Гончарова, Г. А. **Ермеев** // Вестник Северо-Кавказского федерального университета. – 2017. – № 1 (58). – С. 13-20.

А6. Чеботарев, С.Н. Зонная термическая кристаллизация тонких слоев из дискретного источника / С. Н. Чеботарев, А. Н. Яценко, В. Н. Лозовский, М. Л. Лунина, Г. А. Ермеев, А. А. А. Мохамед, Л. М. Гончарова // Наука Юга России. – 2017. – Т. 13. – № 1. – С. 3-10.

А7. Яценко, А.Н. Метод зонной термической перекристаллизации из дискретного источника / А. Н. Яценко, В. Н. Лозовский, С. Н. Чеботарев, Л. С. Лунин, А. С. Пащенко, М. Л. Лунина, Г. А. **Ермеев** // Известия ЮФУ. Технические науки. – 2016. – № 9(182). – С. 134–144.

А8. Чеботарев, С.Н. Моделирование упругой деформации и пьезоэлектрического потенциала на поверхности полупроводника AlN(0001) с внедренными гексагональными квантовыми точками InN / С. Н. Чеботарев, М. Л. Лунина, Л. С. Лунин, А. С. Пащенко, Д. А. Арустамян, Г. А. **Ермеев**, А. Н. Яценко // Известия ЮФУ. Технические науки. – 2016. – № 4 (177). – С. 32-39.

Доклады, опубликованные в сборниках трудов научных конференций

А9. Chebotarev, S.N. Features of ion-beam sputtering of indium arsenide for producing intermediate band heterosstructures / S. N. Chebotarev, G. A. **Erimeev**,

V. A. Irkha, A. A. A. Mohamed, L. M. Goncharova // Book of abstracts of the 9th international conference on advanced materials: ROCAM 2017: 11-14 July 2017, Bucharest, Romania. – Bucharest: EDITURA GRANADA. – 2017 – P. 83.

A10. Yatsenko, A.N. Germanium layers grown by zone thermal crystallization from a discrete liquid source / S. N. Chebotarev, V. N. Lozovskii, A. A. Mohamed, G. A. **Erimeev**, L. M. Goncharova, A. A. Varnavskaya // Book of abstracts of 4th International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures, 3-6 Apr. 2017, Saint-Petersburg, Russia. – Saint-Petersburg: Academic University Publishing. – 2017. – P. 62-63.

A11. Чеботарев, С.Н. Закономерности временной устойчивости и пространственной направленности ионно-лучевого распыления InAs и GaAs, используемого для получения оптоэлектронных наноструктур / С. Н. Чеботарев, Г. А. **Ерimeев**, А. А. А. Мохамед, Л. М. Гончарова // Мокеровские чтения: сб. тр по материалам 8-й Междунар. науч.-практ. конф. по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники, 24 мая 2017 г. / Национальный исследовательский ядерный ун-т "МИФИ". - М.: НИЯУ МИФИ. – 2017. – С. 66-67.

A12. Чеботарев, С.Н. Особенности низкоэнергетического распыления арсенида галлия и арсенида индия / С. Н. Чеботарев, А. Williamson, Г. А. **Ерimeев**, Л. М. Гончарова, А. А. А. Мохамед // Труды V межд. молод. симп. «Физика бессвинцовых пьезоактивных и родственных материалов (Анализ современного состояния и перспективы развития)», 2-6 сент. 2017 г., Туапсе, Россия. – Ростов н/Д: Изд-во ЮФУ. – 2017. – Т.2 – С. 330-334.

A13. Чеботарев, С.Н. Эффекты взаимодействия низкоэнергетического аргонового пучка с приповерхностными слоями кристаллов арсенида индия / С. Н. Чеботарев, Г. А. **Ерimeев**, Л. М. Гончарова, А. А. А. Мохамед // Материалы XXIII межд. конф. «Оптика и спектроскопия конденсированных сред», 17-23 сентября 2017 г., Краснодар, Россия. – Краснодар: изд-во КубГУ. – 2017. – С. 135-139.

A14. Чеботарев, С.Н. Ионно-лучевая кристаллизация упруго-напряженных наногетероструктур InAs-QD/GaAs / С. Н. Чеботарев, В. А. Ирха, Г. А. **Ермеев**, А. Н. Яценко // Мокеровские чтения: сб. тр по материалам 7-й Междунар. науч.-практ. конф. по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники, 25 мая 2016 г. / Национальный исследовательский ядерный ун-т "МИФИ". – М.: НИЯУ МИФИ. – 2016. – С. 79-81.

A15. Чеботарев, С.Н. Исследование упругонапряженных наноструктур InAs-QD/GaAs / С. Н. Чеботарев, Г. А. **Ермеев**, Л. М. Гончарова, А. Williamson // Труды IV межд. молод. симп. «Физика бессвинцовых пьезоактивных и родственных материалов (Анализ современного состояния и перспективы развития)», 12-15 сент. 2016 г., Туапсе, Россия. – Ростов н/Д: Изд-во ЮФУ. – 2016. – Т.2 – С. 259-264.

A16. Чеботарев, С.Н. Ионно-лучевая кристаллизация упругонапряженных наноструктур InAs-QD/GaAs / С. Н. Чеботарев, Г. А. **Ермеев**, Л. М. Гончарова // Материалы XXII межд. конф. «Оптика и спектроскопия конденсированных сред», 18-24 сентября 2016 г., Краснодар, Россия. – Краснодар: изд-во КубГУ. – 2016. – С. 8-12.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Klump, A., Zhou, C., Stevie, F.A., Collazo, R., Sitar, Z. Improvement in detection limit for time-of-flight SIMS analysis of dopants in GaN structures / B. Nanotechnology and Microelectronics. / Journal of Vacuum Science and Technology. – 2018. – Vol. 36(3). – 03F102.
2. Drozdov, M.N., Danil'tsev, V.M., Drozdov, Y.N., Khrykin, O.I., Yunin, P.A. Selective analysis of the elemental composition of InGaAs/GaAs nanoclusters by secondary ion mass spectrometry / Technical Physics Letters. – 2017. – Vol. 43(5). – P. 477-480.
3. Makino, H., Shimizu, H. Influence of crystallographic polarity on the opto-electrical properties of polycrystalline ZnO thin films deposited by magnetron sputtering / Applied Surface Science. – 2018. – Vol. 439. – P. 839-844.
4. Bose, S., Arokiyadoss, R., Bhargav, P.B., Ahmad, G., Mandal, S., Barua, A.K., Mukhopadhyay, S. Modification of surface morphology of sputtered AZO films with the variation of the oxygen / Materials Science in Semiconductor Processing. – 2018. – Vol. 79. – P. 135-143.
5. Ayata, S., Ensinger, W. Ion beam sputter coating in combination with sol-gel dip coating of Al alloy tube inner walls for corrosion and biological protection / Surface and Coatings Technology. – 2018. – Vol. 340. – P. 121-125.
6. Jithin, M.A., Kolla, L.G., G.N.V.R., V., Udayashankar, N.K., Mohan, S. Pulsed DC magnetron sputtered titanium nitride thin films for localized heating applications in MEMS devices / A. Physical. / Sensors and Actuators. – 2018. – Vol. 272. – P. 199-205.
7. Sreedhar, A., Kwon, J.H., Yi, J., Gwag, J.S. Effect of Ar ion-beam-assistance and substrate temperature on physical properties of Al-doped ZnO thin films deposited by RF magnetron sputtering / Materials Research Bulletin. – 2018. – Vol. 95. – P. 451-458.
8. Dvurechenskii, A., Smagina, Z., Novikov, P., Zinovyev, V., Kuchinskaya, P., Rudin, S., Nenashev, A. Spatially arranged chains of Ge quantum

dots grown on Si substrate prepatterned by ion-beam-assisted nanoimprint lithography / *Physica Status Solidi (C) Current Topics in Solid State Physics*. – 2016. – Vol. 13(10-12). – P. 882-885.

9. Smagina, Z.V., Novikov, P.L., Zinovyev, V.A., Armbrister, V.A., Teys, S.A., Dvurechenskii, A.V. Molecular-beam epitaxial growth of Ge/Si nanostructures under low-energy ion irradiation / *Journal of Crystal Growth*. – 2011. – Vol. 323(1). – P. 244-246.

10. Lyadov, N.M., Bazarov, V.V., Vagizov, F.G., Vakhitov, I.R., Dulov, E.N., Kashapov, R.N., Noskov, A.I., Khaibullin, R.I., Shustov, V.A., Faizrakhmanov, I.A. Structural and magnetic studies of thin Fe57 films formed by ion beam assisted deposition / *Applied Surface Science*. – 2016. – Vol. 378. – P. 114-119.

11. Herrmann, A., Lehnhardt, T., Strauß, M., Kamp, M., Forchel, A. Optimization and comparison of depth profiling in GaAs and GaSb with TOF-SIMS / *Surface and Interface Analysis*. – 2011. – Vol. 43(1-2). – P. 673-675.

12. Mazel, Y., Nolot, E., Barnes, J.-P., Charles, M., Bouveyron, R., Mrad, M., Tempez, A., Legendre, S. Multitechnique elemental depth profiling of InAlGaN and InAlN films / *B. Nanotechnology and Microelectronics. / Journal of Vacuum Science and Technology* – 2018. – Vol. 36(3). – P. 03F119.

13. Ivanova, A.A., Surmeneva, M.A., Surmenev, R.A., Depla, D. Influence of deposition conditions on the composition, texture and microstructure of RF-magnetron sputter-deposited hydroxyapatite thin films / *Thin Solid Films*. – 2015. – Vol. 591. – P. 368-374.

14. Simpson, R., White, R.G., Watts, J.F., Baker, M.A. XPS investigation of monatomic and cluster argon ion sputtering of tantalum pentoxide / *Applied Surface Science*. – 2017. – Vol. 405. – P. 79-87.

15. Rupp, J.A.J., Querré, M., Kindsmüller, A. Waser, R., Wouters, D.J. Different threshold and bipolar resistive switching mechanisms in reactively sputtered amorphous undoped and Cr-doped vanadium oxide thin films / *Journal of Applied Physics*. – 2018. – Vol. 123(4). – P. 044502.

16. Bernal-Correa, R., Gallardo-Hernández, S., Cardona-Bedoya, J., Pulzara-Mora, A. Structural and optical characterization of GaAs and InGaAs thin films deposited by RF magnetron sputtering / *Optik*. – 2017. – Vol. 145. – P. 608-616.
17. Miyasaka, T., Yamauchi, T., Nagatomi, T., Kono, T. Ar cluster ion beam sputtering of InSb investigated by TOF-SIMS / *Surface and Interface Analysis*. – 2014. – Vol. 46(S1). – P. 261-263.
18. Trynkiewicz, E., Jany, B.R., Wrana, D., Krok, F. Thermally controlled growth of surface nanostructures on ion-modified AIII-BV semiconductor crystals / *Applied Surface Science*. – 2018. – Vol. 427. – P. 349-356.
19. Tah, T., Singh, C.K., Amirthapandian, S., Mathews, T., Dash, S. In-situ formation of Ge-rich SiGe alloy by electron beam evaporation and the effect of post deposition annealing on the energy band gap / *Materials Science in Semiconductor Processing*. – 2018. – Vol. 80. – P. 31-37.
20. Elleuch, R., Salhi, R., Deschanvres, J.-L., Gucciardi, P.G., Maalej, R. Growth rate induced high efficient light trapping/photon conversion ZnO:Nd³⁺ nanodisk shaped thin films deposited by AACVD process / *Journal of Alloys and Compounds*. – 2015. – Vol. 651. – P. 756-763.
21. Ageev, V., Klimentov, S., Ugarov, M., Loubnin, E., Bensaoula, A., Badi, N., Tempez, A., Starikov, D. Enhanced free carrier generation in boron nitride films by pulsed laser radiation / *Applied Surface Science*. – 1999. – Vol. 138-139(1-4). – P. 364-369.
22. Stognij, A.I., Novitskii, N.N., Golikova, O.L., Bespalov, A.V., Gieniusz, R., Maziewski, A., Stupakiewicz, A., Smirnova, M.N., Ketsko, V.A. Growth of Y₃Fe₅O₁₂ films on Si with AlO_x and SiO₂ buffer layers by ion beam sputtering / *Inorganic Materials*. – 2017. – Vol. 53(10). – P. 1069-1074.
23. Nikolaev, A.G., Oks, E.M., Vizir, A.V., Yushkov, G.Y., Frolova, V.P. Boron ion beam generation utilizing lanthanum hexaboride cathodes: Comparison of vacuum arc and planar magnetron glow / *Review of Scientific Instruments*. – 2016. – Vol. 87(2). – P. 02A902.

24. Mezdrogina, M.M., Eremenko, M.V., Smirnov, A.N., Petrov, V.N., Terukov, E.I. Emission intensity of the $\lambda = 1.54 \mu\text{m}$ line in ZnO films grown by magnetron sputtering, diffusion doped with Ce, Yb, Er / *Semiconductors*. – 2015. – Vol. 49(8). – P. 992-999.
25. Singh, S.K., Singhal, R. Thermal-induced SPR tuning of Ag-ZnO nanocomposite thin film for plasmonic applications / *Applied Surface Science*. – 2018. – Vol. 439. – P. 919-926.
26. Zinovyev, V.A., Zinovieva, A.F., Kuchinskaya, P.A., Smagina, Zh.V., Armbrister, V.A., Dvurechenskii, A.V., Borodavchenko, O.M., Zhivulko, V.D., Mudryi, A.V. Strain-induced improvement of photoluminescence from the groups of laterally ordered SiGe quantum dots / *Applied Physics Letters*. – 2017. – Vol. 110(10). – P. 102101.
27. Cirilin, G.E., Shtrom, I.V., Reznik, R.R., Samsonenko, Y.B., Khrebtov, A.I., Bouravleuv, A.D., Soshnikov, I.P. Hybrid AlGaAs/GaAs/AlGaAs nanowires with a quantum dot grown by molecular beam epitaxy on silicon / *Semiconductors*. – 2016. – Vol. 50(11). – P. 1421-1424.
28. Singh, U.B., Yadav, R.P., Kumar, R., Ghosh, S., Singh, F. Nanostructuring and wettability of ion treated Au thin films / *Journal of Applied Physics*. – 2017. – Vol. 122(18). – P. 185303.
29. Huang, M., Feng, M., Li, H., Zhang, F., Du, G. Rapid microwave-assisted synthesis of SnO₂ quantum dots/reduced graphene oxide composite with its application in lithium-ion battery / *Materials Letters*. – 2017. – Vol. 209. – P. 260-263.
30. Stepina, N.P., Dvurechenskii, A.V., Ambrister, V.A., do Carmo, M.C., Sobolev, N.A. MBE growth of Ge/Si quantum dots upon low-energy pulsed ion irradiation / *Thin Solid Films*. – 2008. – Vol. 517(1). – P. 309-312.
31. Dvurechenskii, A.V., Smagina, J.V., Groetzschel, R., Teys, S.A., Gutakovskii, A.K. Ge/Si quantum dot nanostructures grown with low-energy ion beam-assisted epitaxy / *Surface and Coatings Technology*. – 2005. – Vol. 196(1-3 SPEC. ISS.). – P. 25-29.

32. Camps, I., Borlaf, M., Colomer, M.T., Serna, R., György, E. Structure-property relationships for Eu doped TiO₂ thin films grown by a laser assisted technique from colloidal sols / RSC Advances. – 2017. – Vol. 7(60). – P. 37643-37653.
33. Dito Fauzi, A., Aziz Majidi, M., Rusydi, A. Mechanisms of spin-flipping and metal-insulator transition in nano-Fe₃O₄ / Journal of Physics Condensed Matter. – 2017. – Vol. 29(13). – P. 135802.
34. Vamsi Krishna, K., Dutta, V., Paulson, P.D. Effect of electric field on spray deposited CdTe thin films / Thin Solid Films. – 2003. – Vol. 444(1-2). – P. 17-22.
35. Deng, C., Sigmon, T.W., McCarthy, J.M. Examination of Ge/Si and GeSi/Si surface nanostructures using transmission electron microscopy and focused ion beam assisted processing / B. Microelectronics and Nanometer Structures. / Journal of Vacuum Science and Technology. – 1996. – Vol. 14(3). – P. 1650-1654.
36. Bae, J.W., Lim, J.-W., Mimura, K., Isshiki, M. Agglomeration of copper thin film in Cu/Ta/Si structure / Materials Transactions. – 2004. – Vol. 45(3). – P. 877-879
37. Sreedhar, A., Kwon, J.H., Yi, J., Gwag, J.S. Effect of Ar ion-beam-assistance and substrate temperature on physical properties of Al-doped ZnO thin films deposited by RF magnetron sputtering / Materials Research Bulletin. – 2017. – Vol. 95. – P. 451-458.
38. Zhukavin, R.Kh., Bekin, N.A., Lobanov, D.N., Novikov, A.V., Shastin, V.N. Coulomb centers assisted tunneling in a δ -doped triple barrier SiGe heterostructure / E. Low-Dimensional Systems and Nanostructures. / Physica. – 2014. – Vol. 57. – P. 42-46.
39. Jafarian, M., Danaee, I., Maleki, A., Gobal, F., Mahjani, M.G. Electrocrystallization of Pb and Pb assisted Al on aluminum electrode from molten salt (AlCl₃-NaCl-KCl) / Journal of Alloys and Compounds. – 2009. – Vol. 478(1-2). – P. 83-88.

40. Aumayr, F., Varga, P., Winter, H.P. Potential sputtering: Desorption from insulator surfaces by impact of slow multicharged ions / *International Journal of Mass Spectrometry*. – 1999. – Vol. 192(1-3). – P. 415-424.
41. Dildar, I.M., Boltje, D.B., Hesselberth, M.B.S., Beekman, C., Aarts, J. Mitigating target degradation in sputtering manganite thin films / *Vacuum*. – 2018. – Vol. 148. – P. 131-135.
42. Bürgi, J., Molleja, J.G., Bolmaro, R., Craievich, A., Feugeas, J. (1011) preferential orientation of polycrystalline AlN grown on SiO₂/Si wafers by reactive sputter magnetron technique / *EPJ Applied Physics*. – 2016. – Vol. 74(1). – P. 10301.
43. Sanchette, F., Czerwiec, T., Billard, A., Frantz, C. Sputtering of Al-Cr and Al-Ti composite targets in pure Ar and in reactive Ar-N₂ plasmas / *Surface and Coatings Technology*. – 1997. – Vol. 96(2-3). – P. 184-190.
44. El-Atwani, O., Allain, J.P., Suslova, A. The effect of native oxide on ion-sputtering-induced nanostructure formation on GaSb surfaces / *Applied Physics Letters*. – 2012. – Vol. 101(25). – P. 251606.
45. Gauneau, M., Chaplain, R., Rupert, A., Riviere, D., Callec, R. Swelling of GaSb at low energies (1.3-14.5 keV) / *B. Nuclear Inst. and Methods in Physics Research*. – 1993. – Vol. 80-81(PART 1). – P. 543-547.
46. Gauneau, M., Chaplain, R., Rupert, A., Callec, R., André, E. Secondary ion mass spectrometry generates swelling of GaSb: Depth resolution and secondary ion yields / *Journal of Applied Physics*. – 1993. – Vol. 73(5). – P. 2051-2056.
47. Baturin, V.A., Yeryomin, S.A. Mass-spectrometric research of ion sputtering processes at high primary ion energies / *Journal of Nano- and Electronic Physics*. – 2009. – Vol. 1(1). – P. 80-103.
48. Kumar, T., Kumar, M., Gupta, G., Verma, S., Kanjilal, D. Role of surface composition in morphological evolution of GaAs nano-dots with low-energy ion irradiation / *Nanoscale Research Letters*. – 2012. – Vol. 7. – P. 1-8.

49. Wei, Q., Lian, J., Lu, W., Wang, L. Highly ordered Ga nanodroplets on a GaAs surface formed by a focused ion beam / *Physical Review Letters*. – 2008. – Vol. 100(7). – P. 076103.
50. Miyasaka, T., Yamauchi, T., Nagatomi, T., Kono, T. Ar cluster ion beam sputtering of InSb investigated by TOF-SIMS / *Surface and Interface Analysis*. – 2014. – Vol. 46(S1). – P. 261-263.
51. Van Vaeck, L., Adriaens, A., Gijbels, R. Static secondary ion mass spectrometry: (S-SIMS) / *Mass Spectrometry Reviews*. – 1999. – Vol. 18(1). – P. 1-47.
52. Benninghoven, A. Surface investigation of solids by the statical method of secondary ion mass spectroscopy / *Surface Science*. – 1973. – Vol. 35(C). – P. 427-457.
53. Window, B., Müller, K.-H. Strain, ion bombardment and energetic neutrals in magnetron sputtering / *Thin Solid Films*. – 1989. – Vol. 171(1). – P. 183-196.
54. Winters, H.F., Taglauer, E. Sputtering of chemisorbed nitrogen from single-crystal planes of tungsten and molybdenum / *B. Physical Review*. – 1987. – Vol. 35(5). – P. 2174-2187.
55. Murota, J., Matsuura, T., Sakuraba, M. Atomically controlled processing for group IV semiconductors / *Surface and Interface Analysis*. – Vol. 34(1). – P. 423-431.
56. Petrov, I., Hultman, L., Sundgren, J.-E. Polycrystalline TiN films deposited by reactive bias magnetron sputtering: Effects of ion bombardment on resputtering rates, film composition, and microstructure / *A. Vacuum, Surfaces and Films. / Journal of Vacuum Science and Technology*. – 1992. – Vol. 10(2). – P. 265-272.
57. Abadias, G., Tse, Y.Y., Guérin, Ph., Pelosin, V. Interdependence between stress, preferred orientation, and surface morphology of nanocrystalline TiN thin films deposited by dual ion beam sputtering / *Journal of Applied Physics*. – 2006. – Vol. 99(11). – P. 113519.
58. Robinson, M.T. Basic physics of radiation damage production / *Journal of Nuclear Materials*. – 1994. – Vol. 216(C). – P. 1-28.

59. Sigmund, P., Gras-Marti, A. Distortion of depth profiles during sputtering. I. General description of collisional mixing / Nuclear Instruments and Methods. – 1980. – Vol. 168(1-3). – P. 389-394.

60. Hofer, W.O., Littmark, U. A theoretical treatment of cascade mixing in depth profiling by sputtering / A. Physics Letters. – 1979. – Vol. 71(5-6). – P. 457-460.

61. Chadderton, L.T. Nuclear tracks in solids: Registration physics and the compound spike / Radiation Measurements. – 2003. – Vol. 36(1-6 SPEC.). – P. 13-34.

62. Karim, M.R., Raza, M.T., Othman, Z.A., Alturaif, H.A., Amin, N. Fabrication of ultra-thin CdTe layers by the close-spaced sublimation techniques for CdTe/CdS solar cells / Chalcogenide Letters. – 2017. – Vol. 14(10). – P. 425-429.

63. Sato, H., Minami, T., Takata, S., Yamada, T. Transparent conducting p-type NiO thin films prepared by magnetron sputtering / Thin Solid Films. – 1993. – Vol. 236(1-2). – P. 27-31.

64. Lim, J.-H., Kong, C.-K., Kim, K.-K., Hwang, D.-K., Park, S.-J. UV electroluminescence emission from ZnO light-emitting diodes grown by high-temperature radiofrequency sputtering / Advanced Materials. – 2006. – Vol. 18(20). – P. 2720-2724.

65. Bose, S., Arokiyadoss, R., Bhargav, P.B., Barua, A.K., Mukhopadhyay, S. Modification of surface morphology of sputtered AZO films with the variation of the oxygen / Materials Science in Semiconductor Processing. – 2018. – Vol. 79. – P. 135-143.

66. Yakushev, M.V., Volkov, V.A., Mursakulov, N.N., Sabzaliyeva, C.E., Martin, R.W. RBS-channeling study of radiation damage in Ar+implanted CuInSe₂ crystals / A. Vacuum, Surfaces and Films. / Journal of Vacuum Science and Technology. – 2017. – Vol. 34(5). – P. 051203.

67. Wojcik, H., Merkel, U., Bartha, J.W., Neumann, V., Liske, R. Comparison of PVD, PECVD and PEALD Ru-TaN films with high Ru

concentration for direct Cu plating / Advanced Metallization Conference (AMC). – 2011. – P. 78-79.

68. Park, K.C., Ma, D.Y., Kim, K.H. The physical properties of Al-doped zinc oxide films prepared by RF magnetron sputtering / Thin Solid Films. – 1997. – Vol. 305(1-2). – P. 201-209.

69. Miura, O., Sasaki, K., Wagatsuma, K. Effect of the duty ratio on FFT power spectrum of the emission signal excited by square-wave-pulsed glow discharge plasma / Microchemical Journal. – 2018. – Vol. 139. – P. 62-68.

70. Brackmann, V., Hoffmann, V., Kauffmann, A., Gemming, T., Eckert, J. Glow discharge plasma as a surface preparation tool for microstructure investigations / Materials Characterization. – 2014. – Vol. 91. – P. 76-88.

71. Chakrabarti, C.L., Headrick, K.L., Bertels, P.C., Back, M.H. Transient atomisation by cathodic sputtering in a glow discharge for atomic absorption spectrometry / Journal of Analytical Atomic Spectrometry. – 1988. – Vol. 3(5). – P. 713-724.

72. Iacob, E., Demenev, E., Giubertoni, D., Gennaro, S., Bersani, M. Development of nano-roughness under SIMS ion sputtering of germanium surfaces / Surface and Interface Analysis. – 2013. – Vol. 45(1). – P. 409-412.

73. Wu, B., Haehnlein, I., Shchelkanov, I., Leng, Y., Ruzic, D.N. Cu films prepared by bipolar pulsed high power impulse magnetron sputtering / Vacuum. – 2018. – Vol. 150. – P. 216-221.

74. Zaporozhenko, V.I., Stepanova, M.G., Vojtusik, S.S. Preferential sputtering and surface binding energy in metal silicides / Vacuum. – 1996. – Vol. 47(5). – P. 421-424.

75. Mizutani, T. Preferential sputtering of oxygen from sio₂ by low-energy ion beam and neutral beam bombardment / Japanese Journal of Applied Physics. – 1991. – Vol. 30(4). – P. L628-L631.

76. Kumar, P., Ahmad, A., Carrère, M. Plasma induced sputtering yield and backscattering for ITER-relevant materials as calculated by TRIM / Radiation Effects and Defects in Solids. – 2015. – Vol. 170(7-8). – P. 567-573.

77. Drobny, J., Hayes, A., Curreli, D., Ruzic, D.N. F-TRIDYN: A Binary Collision Approximation code for simulating ion interactions with rough surfaces / *Journal of Nuclear Materials*. – 2017. – Vol. 494. – P. 278-283.
78. Kwok, Dixon Tat-Kun, Chu, Paul K., Wood, Blake P., Chan, Chung Particle-in-cell and TAMIX simulation of the hydrogen plasma immersion ion implantation ion-cut process / *IEEE International Conference on Plasma Science*. – 1999. – P. 159.
79. Kang, H.J., Kim, J.H., Kim, Y.S., Moon, D.W., Shimizu, R. Dynamic Monte Carlo simulation of surface composition changes on TiC and AuCu under Ar⁺ion bombardment / *Surface Science*. – 1990. – Vol. 226(1-2). – P. 93-100.
80. Yang, L., Zhao, Y., Feng, C., Zhou, H. The influence of size effect on sensitivity of Cu/CuNi thin-film thermocouple / *Physics Procedia*. – 2011. – Vol. 22. – P. 95-100.
81. Murdoch, B.J., Barlow, A.J., Fletcher, I.W., Cumpson, P.J. The plasmonic properties of argon cluster-bombarded InP surfaces / *Applied Physics Letters*. – 2017. – Vol. 111(8). – P. 081603.
82. Chou, P.S., Ghoniem, N.M. Collisional aspects of preferential sputtering using the Monte Carlo method / *Journal of Nuclear Materials*. – 1986. – Vol. 141-143. – P. 216-220.
83. Vargas, M., Castillo, H.A., Restrepo-Parra, E., De La Cruz, W. Stoichiometry behavior of TaN, TaCN and TaC thin films produced by magnetron sputtering / *Applied Surface Science*. – 2013. – Vol. 279. – P. 7-12.
84. Yu, Q., Fan, J.-Q., Guan, C.-L. Effect of oxygen flux on stress and optical properties of Ta₂O₅ using Ion-beam sputtering / *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*. – 2017. – Vol. 10255. – P. 102551E.
85. Jiang, J., He, K., He, X., Pang, X., Wei, Z. Structure, mechanical and tribological properties of TiSiC films deposited by magnetron sputtering segment target / *Materials Research Express*. – 2017. – Vol. 4(12). – P. 126401.
86. Vicinanza, N., Svenum, I.-H., Næss, L.N., Borg, A., Venvik, H.J. Thickness dependent effects of solubility and surface phenomena on the hydrogen

transport properties of sputtered Pd77%Ag23% thin film membranes / *Journal of Membrane Science*. – 2015. – Vol. 476. – P. 602-608.

87. Ke, S., Lin, S., Ye, Y., Li, C., Chen, S. Temperature-dependent interface characteristic of silicon wafer bonding based on an amorphous germanium layer deposited by DC-magnetron sputtering / *Applied Surface Science*. – 2018. – Vol. 434. – P. 433-439.

88. Ponath, P., Posadas, A.B., Demkov, A.A. Ge(001) surface cleaning methods for device integration / *Applied Physics Reviews*. – 2017. – Vol. 4(2) . – P. 021308.

89. Dasović, J., Dubček, P., Pucić, I., Radić, N., Pivac, B. The interface quality of Ge nanoparticles grown in thick silica matrix / *Applied Surface Science*. – 2017. – Vol. 414. – P. 1-7.

90. Nujhat, N., Papouloute, J.-P., De Berry, M., Jiang, L., Korivi, N.S. Sputtered germanium/silicon devices for photonics applications / *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*. – 2015. – Vol. 9586. – P. 95861B.

91. Shahahmadi, S.A., Aizan, A., Bais, B., Alamoud, A.R.M., Amin, N. Ge-rich SiGe thin film deposition by co-sputtering in in-situ and ex-situ solid phase crystallization for photovoltaic applications / *Materials Science in Semiconductor Processing*. – 2016. – Vol. 56. – P. 160-165.

92. Ajiki, T., Nakamura, I., Isomura, M. Micro-crystalline silicon-germanium thin films prepared by the multi-target RF sputtering system / *Materials Research Society Symposium Proceedings*. – 2005. – Vol. 862,A6.2. – P. 201-206.

93. Lobo, A., Kulkarni, S.K., Bhagwat, A. Clustering of Ge atoms after high-energy heavy ion bombardment of germanium films / *Journal of Materials Science Letters*. – 1999. – Vol. 18(6). – P. 453-455

94. Cunningham, B., Chu, J.O., Akbar, S. Heteroepitaxial growth of Ge on (100) Si by ultrahigh vacuum, chemical vapor deposition / *Applied Physics Letters*. – 1991. – Vol. 59(27). – P. 3574-3576.

95. Sebastian, S., Conti, G.N., Pelli, S., Ferrari, M., Tosello, C. Characterization of a highly photorefractive RF-sputtered SiO₂-GeO₂ waveguide / *Optics Express*. – 2005. – Vol. 13(5). – P. 1696-1701.
96. Otsuka, S., Mori, T., Morita, Y., Masahara, M., Matsukawa, T. Epitaxial growth of Ge thin film on Si (001) by DC magnetron sputtering / *Materials Science in Semiconductor Processing*. – 2017. – Vol. 70. – P. 3-7.
97. Ke, S., Lin, S., Ye, Y., Li, C., Chen, S. Temperature-dependent interface characteristic of silicon wafer bonding based on an amorphous germanium layer deposited by DC-magnetron sputtering / *Applied Surface Science*. – 2018. – Vol. 434. – P. 433-439.
98. Loka, C., Lee, K., Moon, S.W., Choi, Y., Lee, K.-S. Enhanced transmittance of sapphire by silicon oxynitride thin films annealed at high temperatures / *Materials Letters*. – 2018. – Vol. 213. – P. 354-357.
99. Asaumi, K., Minomura, S. Compression of the sputtered NaCl-type InSb / *Journal of the Physical Society of Japan*, 1979. – Vol. 46(3). – P. 1039-1040.
100. Eltoukhy, A.H., Greene, J.E. Compositionally modulated sputtered InSb/GaSb superlattices: Crystal growth and interlayer diffusion / *Journal of Applied Physics*. – 1979. – Vol. 50(1). – P. 505-517.
101. Cvetko, D., De Renzi, V., Floreano, L., Cháb, V., Prince, K.C. Greene, J.E., Wickersham, C.E. Structural and electrical characteristics of InSb thin films grown by rf sputtering / *Journal of Applied Physics*. – 1979. – Vol. 47(8). – P. 3630-3639.
102. Greene, J.E., Wickersham, C.E., Zilko, J.L. Epitaxial growth of In_{1-x}Ga_xSb thin films by multitarget rf sputtering / *Journal of Applied Physics*. – 1976. – Vol. 47(6). – P. 2289-2297.
103. Eltoukhy, A.H., Greene, J.E. Compositionally modulated sputtered InSb/GaSb superlattices: Crystal growth and interlayer diffusion / *Journal of Applied Physics*. – 1979. – Vol. 50(1). – P. 505-517.
104. Allmers, T., Donath, M., Rangelov, G. Pattern formation by erosion sputtering on GaSb: Transition from dot to ripple formation and influence of

impurities / B. Microelectronics and Nanometer Structures. / Journal of Vacuum Science and Technology. – 2006. – Vol. 24(2). – P. 582-586.

105. Ababneh, A., Schmid, U., Hernando, J., Sánchez-Rojas, J.L., Seidel, H. The influence of sputter deposition parameters on piezoelectric and mechanical properties of AlN thin films / B. Solid-State Materials for Advanced Technology. / Materials Science and Engineering. – 2010. – Vol. 172(3). – P. 253-258.

106. Alexandrov, D. Electronic structure and properties of nitride semiconductor compound alloys / Journal of Optoelectronics and Advanced Materials. – 2005. – Vol. 7(1). – P. 51-58.

107. Abe, K., Nonomura, S., Kobayashi, S., Okamoto, S., Kanemitsu, Y. Photoluminescence study of nano-crystalline GaN and AlN grown by reactive sputtering / Journal of Non-Crystalline Solids. – 1998. – Vol. 227-230. – P. 1096-1100.

108. Alay, J.L., Vandervorst, W., Bender, H. Ion-beam induced oxidation of GaAs and AlGaAs / Journal of Applied Physics. – 1995. – Vol. 77(7). – P. 3010-3022.

109. Afzal, N., Devarajan, M., Ibrahim, K. Growth of AlInN film on GaAs substrate and its application to MSM UV photodetector / Materials Research Express. – 2016. – Vol. 3(8). – P. 085904.

110. Adam, J.D., Krishnaswamy, S.V., Talisa, S.H., Yoo, K.C. Thin-film ferrites for microwave and millimeter-wave applications / Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1990. – Vol. 83(1-3). – P. 419-424.

111. Alvarez-Fregoso, O., Juárez-Islas, J.A., Zelaya-Angel, O., Mendoza-Alvarez, J.G. Nanostructured GaAs(N) thin films prepared by RF sputtering / Physica Status Solidi (B) Basic Research. – 2000. – Vol. 220(1). – P. 59-64.

112. Ameen, M.S., Mayer, T.M. Surface segregation during reactive etching of GaAs and InP / Journal of Applied Physics. – 1998. – Vol. 59(3). – P. 967-969.

113. Africh, C., Comelli, G. Scanning tunnelling microscopy investigations of simple surface reactions on Rh(110) / *Journal of Physics Condensed Matter*. – 2006. – Vol. 18(22). – P. R387-R416.
114. Abadal, G., Pérez-Murano, F., Barniol, N., Aymerich, X. Field induced oxidation of silicon by SPM: Study of the mechanism at negative sample voltage by STM, ESTM and AFM / *A. Materials Science and Processing. / Applied Physics*. – 1998. – Vol. 66(SUPPL. 1). – P. S791-S795.
115. A. Schmidt, J., von Recum, A.F. Surface characterization of microtextured silicone / *Biomaterials*. – 1992 – Vol. 13(10). – P. 675-681.
116. Abbati, I., Braicovich, L. Comments on "a secondary emission analog for improved auger spectroscopy with retarding potential analyzers" / *Review of Scientific Instruments*. – 1972. – Vol. 43(7). – P. 1054-1055.
117. Aalto, A., Genty, G., Toivonen, J. Extreme-value statistics in supercontinuum generation by cascaded stimulated Raman scattering / *Lasers and Electro-Optics*. – 2010. – Vol. 10. – P. 5500269.
118. Aarnink, W.A.M., Weishaupt, A., van Silfhout, A. Angle-resolved X-ray photoelectron spectroscopy (ARXPS) and a modified Levenberg-Marquardt fit procedure: a new combination for modeling thin layers / *Applied Surface Science*. – 1990. – Vol. 45(1). – P. 37-48.
119. Aaboubi, O. Hydrogen evolution activity of Ni-Mo coating electrodeposited under magnetic field control / *International Journal of Hydrogen Energy*. – 2011. – Vol. 36(8). – P. 4702-4709.
120. Aal, N.A., Al-Ghamdi, A.A., Al-Hazmi, F., El-Tantawy, F., Yakuphanoglu, F. Novel synthesis, optical, and photoluminescence properties of $Mg_xZn_{1-x}O$ nanoflowers / *Journal of Sol-Gel Science and Technology*. – 2015. – Vol. 74(3). – P. 726-733.
121. Sigmund, P. Energy density and time constant of heavy-ion-induced elastic-collision spikes in solids / *Applied Physics Letters*. – 1974. – Vol. 25(3). – P. 169-171.

122. Sigmund, P., Schinner, A. Binary theory of electronic stopping / B. Beam Interactions with Materials and Atoms. / Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section. – 2002. – Vol. 195(1-2). – P. 64-90.
123. Alvarez-Fregoso, O., Juárez-Islas, J.A., Zelaya-Angel, O., Mendoza-Alvarez, J.G. Nanostructured GaAs(N) thin films prepared by RF sputtering / Physica Status Solidi (B) Basic Research. – 2000. – Vol. 220(1). – P. 59-64.
124. Angelin, E.J., Hippler, R. Mass and energy distribution of negatively and positively charged small cluster ions sputtered from GaAs(100) by 150 keV Ar+bombardment / B. Beam Interactions with Materials and Atoms. / Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. – 2017. – Vol. 407. – P. 132-140.
125. Aaviksoo, Jaak, Reimand, I., Rossin, Victor V., Travnikov, V.V. Hot photoexcited electrons and exciton kinetics in GaAs / Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering. – 1992. – Vol. 1677. – P. 192-203.
126. Alt, H.Ch. Determination of the residual carbon acceptor concentration in semi-insulating GaAs wafers by IR spectroscopy: Accuracy and detection limits / Semiconductor Science and Technology. – 1998. – Vol. 3(2),013. – P. 154-160.
127. Ariyawansa, G., Perera, A.G.U., Su, X.H., Chakrabarti, S., Bhattacharya, P. Multi-color tunneling quantum dot infrared photodetectors operating at room temperature / Infrared Physics and Technology. – 2007. – Vol. 50(2-3). – P. 156-161.
128. Comas, J., Cooper, C.B. Sputtering yields of several semiconducting compounds under argon ion bombardment / Journal of Applied Physics. – 1966. – Vol. 37(7). – P. 2820-2822.
129. Abbarchi, M., Kuroda, T., Mano, T., Gurioli, M., Sakoda, K. Bunched photon statistics of the spectrally diffusive photoluminescence of single self-assembled GaAs quantum dots / B. Condensed Matter and Materials Physics. / Physical Review.– 2012. – Vol. 86(11). – P. 115330.
130. Abbarchi, M., Kuroda, T., Mano, T., Gurioli, M., Tsuchiya, T. Energy renormalization of exciton complexes in GaAs quantum dots / B. Condensed

Matter and Materials Physics. / Physical Review. – 2010. – Vol. 82(20). – P. 201301.