

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ ТЕХНОЛОГИИ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ
И ОСОБОЧИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

На правах рукописи

МИХАЙЛОВ ГЕННАДИЙ МИХАЙЛОВИЧ

**НИЗКОРАЗМЕРНЫЕ ПЛАНАРНЫЕ СТРУКТУРЫ НА
ОСНОВЕ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТУГОПЛАВКИХ
МЕТАЛЛОВ, ПРОЯВЛЯЮЩИЕ ВОЛНОВОДНЫЕ И
БАЛЛИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА**

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

Диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Черноголовка – 2004 г.

ОГЛАВЛЕНИЕ**2****ВВЕДЕНИЕ****4****Глава 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР****24**

§1.1. Электронный транспорт в низкоразмерных металлических структурах.

25

§1.1.1. Размерные эффекты в статической проводимости металлических структур.

29

§1.1.1.1. Классические эффекты.

30

§1.1.1.2. Волновые эффекты.

39

§1.1.2. Баллистический электронный транспорт.

63

§1.1.2.1. Модель Ландауэра-Буттикера. Размерные и магнетопольные аномалии в проводимости структур малого размера.

63

§1.1.2.2. Размерные эффекты в магнетопольной и температурной зависимости проводимости для протяженных структур.

76

§1.2. Методы нанотехнологии планарных низкоразмерных структур из металлов.

92

§1.2.1. Методы микроstructuring эпитаксиальных планарных низкоразмерных структур.

93

§1.2.2. Методы получения эпитаксиальных пленок.

105

Глава 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЯ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР**114**

§2.1. Методы (ИЛОСВ и ИЛОРИ) получения тонких эпитаксиальных пленок.

115

§2.2. Методы получения низкоразмерных монокристаллических структур из тугоплавких металлов.

118

§2.3. Методы исследования электронно-транспортных свойств низкоразмерных структур.

126

§2.4. Методы исследования состава и электронного строения.

131

§2.5. Методы исследования структурных и морфологических свойств структур.

150

Глава 3. УСЛОВИЯ ПОЛУЧЕНИЯ И ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ТУГОПЛАВКИХ МЕТАЛЛОВ**154**

§3.1. Введение к главе 3.

154

§3.2. Однослойные эпитаксиальные пленки тугоплавких металлов.

157

§3.3. Многослойные эпитаксиальные пленки.

169

§3.4. Монокристаллические микроstructures из тугоплавких металлов.

186

§3.5. Заключение к главе 3.

199

Глава 4. ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НИЗКО-РАЗМЕРНЫХ ПЛАНАРНЫХ СТРУКТУР ИЗ МОНО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТУГОПЛАВКИХ МЕТАЛЛОВ

§4.1. Исследование магнетосопротивления для магнитного поля в плоскости структуры.	207
§4.1.1. Мостиковые структуры.	208
§4.1.2. Многотерминальные структуры. Геометрический и возвратный баллистический эффект в магнетосопротивлении.	239
§4.2. Исследование магнетосопротивления для магнитного поля перпендикулярного плоскости структуры.	244
§4.2.1. Магнетосопротивление планарных наноструктур. Продольное, изгибное и холловское напряжения.	245
§4.2.2. Эксперимент по поперечной магнитной фокусировке.	253
§4.3. Заключение к главе 4.	257

Глава 5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗМЕРНОЙ И ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПРОВОДИМОСТИ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ НИЗКО-РАЗМЕРНЫХ ПЛАНАРНЫХ СТРУКТУР

§5.1. Введение к главе 5.	259
§5.2. Размерные зависимости в проводимости планарных структур.	264
§5.2.1. Эксперимент и дифракционная модель малоуглового электронного транспорта.	2654
§5.2.2. Экспериментальное исследование морфологии поверхности и связь с электронным транспортом в волноводной модели.	274
§5.2.3. Роль низкоиндексных состояний в волноводном электронном транспорте низкоразмерных моно-кристаллических структур.	285
§5.2.4. Размерные эффекты для монокристаллических мостиковых наноструктур.	288
§5.3. Влияние встроенных в объем пленки планарных потенциалов на электронный транспорт низкоразмерных многослойных монокристаллических структур.	291
§5.3.1. Случай двухслойных Mo/Nb(001) пленок.	293
§5.3.2. Случай трехслойных Mo-Nb-Mo(001) пленок.	297
§5.4. Температурные зависимости проводимости низкоразмерных структур из тугоплавких металлов.	309
§5.4.1. Температурные зависимости сопротивления пленок.	310
§5.4.2. Температурные зависимости сопротивления монокристаллических наноструктур в баллистическом пределе.	316
§5.5. Заключение к главе 5.	335
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	338
ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА	344

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы. Современная микроэлектроника, начиная с 70-х годов прошлого столетия, следует экспоненциальному статистическому закону возрастания вычислительных возможностей и скоростей обработки сигналов за счет уменьшения размеров элементов в процессе совершенствования либо оптимизации полупроводниковой технологии. Следуя этому эмпирическому закону, можно было бы ожидать, что в ближайшие 20 лет минимальное латеральное разрешение составит величину около 10 нм. В последнее время стало очевидным, что при таких малых нанометровых размерах дальнейший прогресс в микро-(нано)электронике в рамках существующих традиционных технологических подходов неминуемо столкнется как с технологическими, так и физическими ограничениями, либо новыми явлениями как для самих электронных устройств, так и для технологии их производства. Это волновые и квантово-размерные эффекты, флуктуации – как квантовые, так и статистические для малых токов и для пространственного распределения заряда малой плотности, более сильное влияние строения границ раздела при больших длинах свободного пробега электронов (ДСПЭ) и ряд других явлений.

В лабораторных условиях уже получено литографическое разрешение порядка 10 нм и менее, а с применением зондовой литографии - до 0.5 нм. Тонкие металлические пленки с толщиной в десятки нанометров находят все большее применение в электронике. Уменьшение размеров наноструктур приводит к тому, что ДСПЭ становится сопоставимой с их размерами, либо превосходит их. Начинают проявляться баллистические и волноводные эффекты, а доминирующее рассеяние электронов проводимости происходит на границах раздела проводника.

Долгое время считалось, что для нанометровых проводников из нормальных металлов волновые эффекты в их электронном транспорте могут быть существенны лишь при размерах, равных фермиевской длине волны электронов, которая составляет в нормальном металле величину около 1 нм.

Размерные эффекты в проводимости металлических пленок интенсивно исследовались на протяжении последних 100 лет, до середины 80-х годов прошлого столетия считалось, что эти эффекты укладываются в рамки классического приближения, например, модели Фукса, либо модели малоугловых электронов до тех пор, пока толщина пленки не станет микроскопически малой величиной. Именно в это время появились первые теоретические работы, указывающие на необходимость учета волноводного электронного транспорта при большой ДСПЭ в объеме пленки и для “макроскопических” размеров проводника.

Анализ опубликованных научных работ и результатов исследования по волноводному электронному транспорту в низкоразмерных планарных структурах (НПС) из металлов – пленок и наноструктур, для которых хотя бы один из размеров много меньше, чем ДСПЭ, показал, что к началу выполнения экспериментов по теме диссертации такие исследования для металлических пленок были лишь в начальной стадии. Представленные в публикациях малочисленные экспериментальные результаты выглядят малонадежными, поскольку тонкие пленки не были достаточно охарактеризованы с применением методов исследования их состава, кристаллической структуры, электронного строения и морфологии границ раздела, что понижало достоверность исследований по электронно-транспортным свойствам. Для планарных металлических наноструктур аналогичные исследования не проводились. Последнее было следствием того, что не были получены монокристаллические наноструктуры из металлов, тонкие пленки не были достаточно совершенны по своему строению, как в объеме, так и на границах раздела, и не было развито их микроstructuring. По этой же причине в таких наноструктурах не исследованными оставались также и баллистические эффекты электронного транспорта.

До последнего времени, как оказалось, подобные планарные проводники из металлов оставались малоизученными. Основные исследования

гальваномагнитных свойств образцов из металлов были проведены для пластин монокристаллов и вискеров, и лишь частично для толстых пленок. Исследования электронного транспорта, включая размерные, температурные и магнетополевые зависимости проводимости, для планарных металлических наноструктур с большой ДСПЭ не проводились. Нормальные металлы (при температурах жидкого гелия и выше) вольфрам и молибден рассматриваются как перспективные материалы электроники, а ниобий и тантал известны своими применениями как сверхпроводники. К началу выполнения работ по теме диссертации не были известны исследования монокристаллических планарных наноструктур из металлов, включая тугоплавкие металлы.

Информационные технологии, претерпевающие в настоящее время бурное развитие, основаны на использовании планарных проводников как элементов электронных устройств с размерами около 100 нм, а в перспективе до 10 нм. Из выше изложенного следует, что исследования по этой теме актуальны и представляют как научный, так и практический интерес.

Целью работы было исследовать основные закономерности электронного транспорта низкоразмерных планарных эпитаксиальных структур на основе монокристаллических тугоплавких металлов с размерами порядка 10-100 нм с большой ДСПЭ при доминирующем рассеянии электронов проводимости на границах раздела проводников в условиях, когда существенны баллистические и волноводные эффекты, что представляет как научный, так и практический интерес, и является **актуальным**.

Для достижения этой цели следовало решить следующие **основные задачи**:

- Развить экспериментальные методы получения совершенных тонких монокристаллических пленок тугоплавких металлов, включая гетероэпитаксиальные многослойные структуры, с ДСПЭ много большей ее толщины, при средней амплитуде шероховатости поверхностей раздела на уровне одного монослоя с когерентными и резкими внутренними границами.

- Предложить экспериментальные подходы для изготовления планарных монокристаллических наноструктур на основе полученных пленок с латеральным разрешением до 100 нм и менее при возможности создавать двух- и многотерминальные наноструктуры различной планарной геометрии.
- Применить комплекс методов исследования НПС для характеристики их состава, электронного строения, кристаллической структуры в объеме и на границах раздела, морфологии поверхности, геометрических параметров для повышения надежности исследования.
- Исследовать размерные эффекты в электронной проводимости низкоразмерных одно- и многослойных структур в широком диапазоне температур. Выявить зависимость электронной проводимости от морфологии границ раздела, в том числе и внутренних, определяющих рассеяние электронов на встроенных в объеме многослойных структур потенциалах, а также от геометрии проводника.
- Исследовать свойства НПС из монокристаллических металлов в волноводном и баллистическом пределах. Выяснить на сколько это существенно в размерной, температурной и магнетополевой зависимости их электронной проводимости.
- Развить физические модели электронного транспорта при доминирующем рассеянии электронов на границах раздела применительно к НПС из металлов.

Научная новизна работы

Впервые экспериментально показано, что при малых размерах НПС из монокристаллических тугоплавких металлов и большой, более чем на два порядка превышающей минимальный поперечный размер структуры, ДСПЭ в объеме проводника электронный транспорт осуществляется через низкоиндексные электронные состояния. Зависимость проводимости от морфологии планарных границ раздела более сложная, чем в общепринятых волноводных моделях. В коротковолновой области спектр плотности

флуктуаций (СПФ) шероховатой планарной границы структур проявляет степенную зависимость, характерную для фракталов. При малой длине экранирования в металлах это приводит к специфическому поверхностному рассеянию электронов на большие вектора рассеяния. С использованием предложенной микроскопической модели волноводного транспорта, учитывающей подобные рассеяния, впервые показано, что при размерности Хаусдорфа $H < 3/4$ важна область векторов рассеяния $1/L_c < q_{\max} < 2k_F$ (L_c – корреляционная длина для шероховатой поверхности), и, тем самым, проявляется коротковолновая область СПФ, в противоположность выводам общепринятых волноводных моделей. Вклад степенных СПФ в проводимость НПС становится существенно интегральным. В этих условиях, как впервые показано, для монокристаллических пленок металлов, в том числе с $L_c k_F \sim 100$ и более, существует критический размер, при котором происходит переход от квазиклассического к усиленному волноводному режиму электронного транспорта и который определяется соизмеримостью дифракционного угла и эффективного угла для малоугловых электронов.

Впервые экспериментально наблюдался переход от квазилинейной к квадратичной размерной зависимости в удельной проводимости пленок тугоплавких металлов при их толщине в 30-50 нм, более чем на порядок превосходящей фермиевскую длину волны электронов, при средней амплитуде шероховатости границ раздела около монослоя и корреляционной длине порядка 10-100 нм. Волноводные поправки к проводимости при низких температурах образцов составляли величину от 50 процентов и более. Обнаруженный усиленный волноводный эффект, как показано, есть следствие двух известных эффектов – влияния соизмеримости угла подлета электронов с дифракционным углом, определяемым размером щели, и расходимости проводимости (при бесконечной ДСПЭ в объеме) для малоугловых электронов, когда квантуются слабые степени свободы для их поперечного движения. В определенной степени это аналогично появлению в поперечных магнитных полях магнитных поверхностных уровней. Из-за

квантования слабых степеней свободы их можно наблюдать в слабых магнитных полях, а обнаруженный усиленный волноводный эффект при “макроскопических” размерах НПС. Предложенная волноводная модель объясняет обнаруженную квадратичную зависимость удельной проводимости в волноводном режиме для монокристаллических НПС и большую интенсивность рассеяния на поверхностях проводника, которые противоречили результатам общепринятых волноводных моделей. Квадратичная зависимость, как показано, возникает потому, что не происходит подавления межподзонного рассеяния электронов и при большой величине кванта для нормальной к поверхности компоненты волнового вектора электрона, когда $(3/2k_F)\pi^2/d^2 \geq 1/L_c$ (d – толщина пленки), из-за влияния коротковолновой области СПФ со степенной зависимостью и $H < 3/4$. По этой же причине происходит увеличение интенсивности рассеяния электронов на шероховатых планарных границах проводника.

В области волноводного режима экспериментально наблюдались существенные отклонения от правила Маттиссена и закона Блоха для температурных зависимостей удельных сопротивлений исследованных НПС. Обнаружено, что эти отклонения носят взаимоисключающий характер для толщины пленок, принадлежащей квазиклассической области размерной зависимости НПС. Температурные и размерные зависимости проводимости НПС из тугоплавких металлов объяснены с привлечением предложенной феноменологической дифракционной модели на количественном уровне, а наблюдавшиеся отклонения интерпретированы как проявление анизотропии интенсивности рассеяния электронов по каналам проводимости структуры в условиях, когда доминирует специфическое рассеяние электронов на планарных границах раздела проводника.

Обнаружено, что для многослойных НПС из тугоплавких металлов малые по величине эффективные контактные потенциалы, встроенные на границах металлических слоев, вносят значительный вклад в рассеяние электронов из-за того, что “поперечная” энергия низкоиндексных

электронных состояний мала и может быть сравнима с ними по величине. Показано, что это приводит к новым размерным аномалиям в проводимости НПС большой величины и в волноводном пределе. Впервые экспериментально наблюдалась зависимость проводимости двухслойных структур от толщины отдельного слоя металла из-за “локализации” электронных состояний в этом слое, совпадающая с логарифмической точностью с аналогичной размерной зависимостью однослойных пленок в области как волноводного, так и квазиклассического электронного транспорта. Наблюдались сильные, с глубиной модуляции до 100 процентов, осцилляции продольной проводимости трехслойных гетероэпитаксиальных структур из родственных металлов в зависимости от толщины ультратонкой прослойки металла с периодичностью в один монослой.

Впервые для металлических НПС наблюдались: смена знака от положительного к отрицательному изгибного и передаточного электросопротивлений при понижении температуры образца; близкая к экспоненциальной зависимость изгибного и передаточного сопротивления от обратной ДСПЭ и расстояния в силу инъекции коллимированных баллистических электронов; отсечка и смена знака вблизи нуля холловского напряжения из-за адиабатической коллимации электронов; изгибное магнетосопротивление; поперечная магнитная фокусировка электронов. Для исследованных НПС из компенсированных металлов существенный вклад в релаксацию токов для краевых состояний электронов дает электрон-дырочная рекомбинация. Это приводит к появлению суперлинейной магнетополевой зависимости для поперечного магнетосопротивления исследованных мостиковых структур и объясняет экспериментально обнаруженное возрастание изгибного магнетосопротивления в больших магнитных полях, перпендикулярных плоскости структуры, в отличие от ранее наблюдавшихся аналогичных зависимостей магнетосопротивления НПС на двухмерном электронном газе (ДЭГ).

В НПС из тугоплавких металлов впервые наблюдались сильные (до двух порядков) изменения в продольном магнетосопротивлении от направления магнитного поля, аномальные угловые зависимости с двумя минимумами и, в этих условиях, немонотонная температурная зависимость магнетосопротивления. Характерный угловой диапазон составлял величину в единицы градусов и определялся отношением поперечного размера НПС к ДСПЭ в объеме пленки. Наклон магнитного поля относительно плоскости структуры приводил к уходу электрона с краевого в объемное состояние, при этом, в условиях статического скин-эффекта, могло происходить не увеличение, в соответствии с известной теорией скин-эффекта, а уменьшение сопротивления мостиковой структуры из-за ее многотерминальности при определенной геометрии образца. Для многотерминальных НПС впервые наблюдался возвратный механизм в проводимости, когда баллистические свойства наноструктуры подавляются в средних и восстанавливаются в больших магнитных полях за счет электронного транспорта через объемные состояния. Показано, что вышеперечисленные эффекты в проводимости обусловлены магнетополевыми и угловыми зависимостями ДСПЭ, а не анизотропией плотности состояний электронов проводимости и топологией поверхности Ферми. Ранее подобные размерные, температурные и магнетополевые зависимости для НПС не наблюдались. Для ферромагнитных монокристаллических многотерминальных НПС впервые наблюдался изгибный баллистический ГМР эффект, усиливающийся более чем на два порядка при переходе от диффузного к баллистическому электронному транспорту.

В условиях сильно неравновесного ростового процесса с использованием метода импульсного лазерного осаждения в сверхвысоком вакууме возможен, как экспериментально показано, рост совершенных монокристаллических пленок тугоплавких металлов с малоразориентированными (около $0.1-0.2^\circ$) монокристаллическими блоками с размерами порядка 10-100 нм. Обосновано, что такие параметры структур

являются следствием подавления кинетики роста в дальнем порядке, что приводит к малой шероховатости поверхности пленок металла, и быстрой кинетикой роста пленки, состоящей из малоразориентированных монокристаллических блоков малого размера, в ближнем порядке. Показано, что такое строение НПС наиболее оптимально для высокой электронной подвижности и подтверждено применением комплекса методов анализа.

Впервые получены, надежно охарактеризованы и исследованы новые НПС, включая монокристаллические наноструктуры из металлов, в том числе со свойствами, которые не были ранее известны для них и которые во многом не укладывались в общепринятые теоретические модели. С привлечением развитых моделей электронного транспорта для исследованных НПС показано, что такие проводники следует рассматривать как шероховатые электронные волноводы, проявляющие баллистические свойства, с доминирующим специфическим рассеянием электронов на планарных границах раздела проводника.

Практическая значимость работы

- Разработанные нанотехнологические подходы могут быть использованы для изготовления гетероэпитаксиальных монокристаллических наноструктур с латеральным разрешением порядка 10-100 нм из нормальных металлов, сверхпроводников, магнитных металлов и диэлектриков с использованием эпитаксиальных методов роста пленок, субтрактивной электронной и зондовой литографий на практически значимых подложках из GaAs(001) и Si(001), например, при изготовлении гетероэпитаксиального контакта Джозефсона для квантового бита.
- Комплекс использованных методов исследования состава, структуры, электронного строения, морфологии и геометрических параметров применительно к НПС из металлов может быть применен для надежной и достоверной характеристики исследованных объектов в нанометровом диапазоне размеров.

- Показано, что при оптимизации электронно-транспортных характеристик НПС малого размера из монокристаллических металлов в технологических процессах определяющими становятся параметры морфологии планарных границ раздела при интегральном вкладе СПФ и геометрическое строение проводника, существенно влияющих на его баллистические и волноводные свойства.
- Изгибный баллистический ГМР эффект для монокристаллической планарной наноструктуры из ферромагнитного металла составляет величину более 200% и может быть использован в электронных устройствах с магнитными сенсорами.
- Исследованные монокристаллические НПС из нормальных металлов, сверхпроводников и ферромагнитных металлов проявляют новые свойства, в том числе волноводные и баллистические, что представляет практический интерес в баллистической криоэлектронике и баллистической спинтронике, а гетероэпитаксиальные структуры металл-диэлектрик могут быть применены в сверхскоростной электронике.

Основные защищаемые положения

- Гетероэпитаксиальные монокристаллические наноструктуры из металлов (на примере W, Mo, Nb, Ta), характеризуются новыми физическими и электронно-транспортными свойствами, такие структуры, как показано с привлечением разработанных физических моделей, следует рассматривать как шероховатые электронные волноводы, проявляющие баллистические свойства, с доминирующим специфическим рассеянием электронов на поверхностях проводника.
- С привлечением предложенной модели волноводного транспорта показано, что степенная зависимость СПФ шероховатой границы раздела НПС из металлов приводит к существенному влиянию на проводимость НПС поверхностных электронных рассеяний с большими векторами рассеяния

$q \gg 1/L_c$ при размерности Хауздорфа $H < 3/4$, что обуславливает специфичность таких рассеяний.

- Для монокристаллических пленок тугоплавких металлов впервые экспериментально наблюдался переход от классического к усиленному волноводному электронному транспорту при доминирующем специфическом рассеянии электронов на границах раздела. Эффект характеризуется новым масштабом длины, которая достигает значений в десятки нанометров, и более чем на порядок превосходит фермиевскую длину волны электрона.
- Большой размерный масштаб для металлических шероховатых волноводов обусловлен специфичностью поверхностного рассеяния электронов и квантованием слабых степеней свободы для поперечного движения электронов с малой энергией. Усиленный волноводный эффект аналогичен появлению в слабых магнитных полях магнитных поверхностных уровней. Подобная аналогия известна для квантового размерного эффекта и эффекта Шубникова-де Газа, для которых, однако, квантуются сильные степени свободы движения электронов.
- С использованием развитой волноводной модели впервые наблюдавшаяся квадратичная размерная зависимость удельной проводимости шероховатых НПС из монокристаллических металлов с большой корреляционной длиной объяснена тем, что в волноводном режиме не происходит подавления межподзонного рассеяния низкоиндексных электронов при малой толщине пленок, когда $(3/2k_F)\pi^2/d^2 \geq 1/L_c$, для степенных СПФ с размерностью Хауздорфа $H < 3/4$. По этой же причине происходит увеличение интенсивности рассеяния электронов шероховатыми границами.
- Впервые наблюдавшиеся гигантские осцилляции продольной проводимости планарной трехслойной гетероэпитаксиальной металлической структуры из родственных металлов в зависимости от толщины ультратонкой прослойки металла происходят из-за изменения ее рассеивающих свойств, поскольку “поперечная” энергия низкоиндексных электронов сопоставима по величине с малыми, много меньшими энергии Ферми, эффективными контактными

потенциалами, формируемыми на планарных границах раздела металлических слоев.

- Монокристаллические пленки, в том числе двухслойные гетероэпитаксиальные пленки, тугоплавких металлов проявляют, как обнаружено, “универсальную” с логарифмической точностью размерную зависимость удельной проводимости от толщины слоя при низкой температуре как в волноводной, так и в квазиклассической областях размеров проводника, что определяется одинаковым влиянием флуктуационных характеристик поверхности подложки на границы раздела металлических слоев.

- Впервые наблюдавшаяся близкая к экспоненциальной зависимость изгибного и передаточного сопротивлений металлической наноструктуры от эффективной обратной ДСПЭ и от геометрических латеральных размеров наноструктуры из металлов обусловлена инъекцией коллимированных баллистических электронов.

- Впервые наблюдавшиеся геометрические эффекты в температурной и магнетополевой зависимостях проводимости для баллистических НПС из металлов обусловлены большой ДСПЭ и взаимовлиянием электронного транспорта через краевые и объемные состояния.

- Впервые наблюдавшиеся резкие и аномальные угловые, аномальные температурные и магнетополевые зависимости сопротивления для НПС, связаны с анизотропией индикатрисы рассеяния электронов, а не плотности электронных состояний или с топологией поверхности Ферми.

- Впервые наблюдавшийся возвратный баллистический эффект в магнетосопротивлении многотерминальной наноструктуры обусловлен подавлением эффективной ДСПЭ для краевых состояний в средних магнитных полях и возрастанием эффективной ДСПЭ из-за появления объемных состояний в больших магнитных полях.

- Для планарных баллистических мостиков в условиях статического скин-эффекта впервые наблюдалось уменьшение, а не увеличение сопротивления в

соответствии с общепринятой теорией скин-эффекта для наклонного магнитного поля из-за влияния многотерминальности и геометрии структуры.

• Впервые наблюдалось усиление изгибного ГМР эффекта для многотерминальных наноструктур из монокристаллических ферромагнитных металлов при переходе к баллистическому электронному транспорту.

Апробация работы.

Результаты работы докладывались и обсуждались на научных семинарах ИПТМ РАН, а также на следующих конференциях:

1. Поверхность-89, Черногоровка, 1989.
2. 3-й международный симпозиум по молекулярно-лучевой эпитаксии, Болгария-1989.
3. Международный симпозиум IVC-11/ICSS-7, Koln, Germany, 1989; IVC-12, ICSS-8, The Hague, The Netherlands, 1992; IVC-14, ICSS-10, NANO 5, QSA-10, Birmingham, UK, 1998.
4. Конференции по перспективным технологиям и устройствам микро- и нанoeлектроники, Звенигород 1990-2003 годы.
5. 21 конференции по эмиссионной электронике, Ленинград, 1991.
6. ECOSS 12, Stockholm, Sweden 1991, ECOSS 17 Madrid, Spain, 2000.
7. 14th Symposium on Applied Surface Analysis and 19th Symposium of the Michigan Chapter of the AVS, Michigan, USA, 1992.
8. International conference on Physics of low dimensional system (PLDS- 1-3), Chernogolovka, Russia 1993, 1994, 2001.
9. Inter. conf. on the Physics and Technology of Metallic Nanostructures (Metallic Nano-Electronics), Chernogolovka, Russia, 1994.
10. Inter. Symp. Nanostructures: physics and technology, St. Petersburg, Russia, 1996-2004.
11. Российский симпозиум по растровой электронной микроскопии и аналитическим методам исследования твердых тел, Черногоровка, 1997-2001.

12.17-th General Conference of the CONDENCE MATTER DIVISION European Physical Society, Grenoble, France, 1999.

Краткое содержание работы.

Во **введении** обосновывается актуальность темы, сформулированы цель и основные задачи, обсуждается научная новизна и практическая значимость диссертационной работы. Приведен список положений, выносимых на защиту, и основных публикаций по материалам диссертации.

В **первой главе** дан литературный обзор по исследованию электронного транспорта в низкоразмерных металлических структурах, в том числе размерные эффекты в статической проводимости металлических структур, включая как классические, так и волновые эффекты; баллистического электронного транспорта, в том числе по модели Ландауэра-Буттикера, размерным, магнетополевым и температурным зависимостям электронной проводимости структур малого размера и протяженных структур; проанализированы методы нанотехнологии планарных низкоразмерных структур из металлов, включая методы микроstructuring и эпитаксиального роста пленок.

Во **второй главе** приведены экспериментальные методы получения низкоразмерных структур, включая рост тонких эпитаксиальных пленок методами импульсного лазерного осаждения в сверхвысоком вакууме и реактивного испарения (ИЛОСВ и ИЛОРИ), в том числе и для тугоплавких металлов, микроstructuring по субтрактивной технологии, методы исследования электронно-транспортных свойств, состава и электронного строения, структурных и морфологических свойств НПС на основе монокристаллических тугоплавких металлов.

В **третьей главе** представлены условия получения и результаты характеристики монокристаллических НПС, включая однослойные и многослойные эпитаксиальные пленки, монокристаллические микро- и

наноструктуры на основе тугоплавких металлов, включая диэлектрики и ферромагнитные металлы.

В четвертой главе приведены результаты исследования гальваномагнитных свойств НПС из монокристаллических тугоплавких металлов, включая исследование магнетосопротивления мостиковых и многотерминальных структур для магнитного поля как в плоскости, так и перпендикулярного плоскости структуры. Приведены результаты исследования магнетополевой и угловой зависимости продольного и поперечного магнетосопротивлений, холловского и изгибного напряжений, эксперимента по поперечной магнитной фокусировке электронов.

В пятой главе приведены результаты по экспериментальному исследованию размерной и температурной зависимости проводимости монокристаллических низкоразмерных планарных структур на основе тугоплавких металлов, включая экспериментальное исследование морфологии поверхности, проведен анализ ее связи с электронным транспортом в волноводной модели, роли низкоиндексных состояний в волноводном электронном транспорте, влияние встроенных в объем пленки планарных потенциалов в многослойных монокристаллических структур, в том числе, температурные зависимости проводимости низкоразмерных структур из тугоплавких металлов в баллистическом и диффузном режимах электронного транспорта.

В заключение сформулированы основные выводы диссертационной работы.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. G.M. Mikhailov, "Single Crystalline Refractory Metal Low-Dimensional Structures: Fabrication, Characterisation and Electron Transport Properties", *Physics of Low-Dimensional Structures* 1/2 (2002) 1-36.
2. G.M. Mikhailov, I.V. Malikov, A.V. Chernykh, "Novel Class of Metallic Low-Dimensional Structures, Characterised by Surface Dominated Electron Transport", *Physics of Low-Dimen. Structures*, 3 /4 (III) (1999) 1-24.

3. G. Mikhailov, A. Chernykh, V. Petrashov, "Electrical properties of epitaxial tungsten films growing by laser ablation deposition", J. Appl. Phys., 80(2) (1996) 948-951.
4. Г.М. Михайлов, И.В. Маликов, В.Т. Петрашов, "Электрофизические свойства эпитаксиальных пленок ниобия, полученных импульсным лазерным испарением", ФТТ 38 (1996) 3212.
5. I.V. Malikov, G.M. Mikhailov, "Electrical and structural properties of monocrystalline epitaxial Mo films, grown by LAD", J. Appl. Phys. 82(11) (1997) 5555-5559.
6. G.M. Mikhailov, I.V. Malikov, A.V. Chernykh, V.T. Petrashov, "The growth temperature effect on electrical properties and structure of epitaxial refractory metal films", Thin Solid Films 293 (1997) 315.
7. I.V. Malikov, G.M. Mikhailov, "Epitaxial bilayered Nb-Mo (001) films: growth, characterisation and size effect in electron conductivity", Thin Solid Films, 360 (2000) 278-282.
8. В.В. Аристов, Г.М. Михайлов, "Тонкие монокристаллические пленки тугоплавких металлов для металлической наноэлектроники", Химия в интересах устойчивого развития, 8(1-2) (2000) 13-16.
9. G. Mikhailov, A. Chernykh, "The ballistic effects in Volt-Current measurements of monocrystalline Tungsten nanostructures", In Abstracts book of Inter. Symp. "Nanostructures-96, St. Petersburg, Russia, 24-28 June 1996, 219-222.
10. Г.М. Михайлов, А.Ф. Фиошко, А.В. Черных, «Формирование резистивных нанообластей проводящим зондом», тезисы X Российского симпозиума по растровой электронной микроскопии и аналитическим методам исследования твердых тел, Черноголовка, июнь, 1997, стр. 156.
11. G.M. Mikhailov, L.I. Aparshina, S.V. Dubonos, Yu.I. Koval, I.V. Malikov, A.V. Chernykh, "Fabrication of monocrystalline refractory metal nanostructures, capable ballistic electron transport", Nanotechnology 9(1) (1998) 1-5.

12. Г.М. Михайлов, Л.И. Апаршина, С.В. Дубонос, С.В. Максимов, И.В. Маликов, А.В. Черных, А.М. Фиошко, “Монокристаллические наноструктуры на основе металлов: нанотехнология и электронно-транспортные свойства”, тез. Док. Всероссийской науч.-тех. Конф. Микро- и нано-электроника – 98, Звенигород, 1998, том 1, ОЗ-2.
13. Е.Ф. Голов, Г.М. Михайлов, А.Н. Редькин, А.М. Фиошко, “Зондовая литография на a-C:H пленках”, Микроэлектроника 2 (1998), 97-102.
14. C. M. Boubeta, J.L. Menendez, J.L. Costa-Kramer, J.M. Garcia, J.V. Anguita, B. Bescos, A. Cebollada, F. Briones, A.V. Chernykh, I.V. Malikov and G.M. Mikhailov, “Epitaxial metallic nanostructures on GaAs”, Surface Science 482-485 (2001) 910-915.
15. L. I. Aparshina, A. V. Chernykh, L. Fomin, I. V. Malikov, V. Yu. Vinnichenko and G. M. Mikhailov, "Epitaxial metallic electrodes, quantum dots and wires for application in solid-state qubit technology" Proceeding SPIE 5128 (2003) 83-90.
16. G.M. Mikhailov, S.A. Khudobin and I.V. Malikov, “Investigation of the effects of pretreatment between a GaAs(100) surface and an oxygen (ECR) plasma”, Vacuum 46(1) (1995) 65-68.
17. G.M. Mikhailov, L.A. Aparshina, A.V. Chernykh, S.V. Dubonos, I.V. Malikov, A.F. Fioshko, “Growth, Technology, Characterisation and Electron Transport Properties of Monocrystalline Refractory Metal Low-Dimensional Structures”, p. 353, in abstr. Book of IVC-14, ICSS-10, NANO 5, QSA-10, 31 August-4 September, 1998, Birmingham, UK.
18. А.Н. Редькин, Л.В. Маляревич, И.В. Маликов, Г.М. Михайлов “Электрохимическое травление пленки ниобия через оксидную наномаску, сформированную с помощью проводящего зонда атомно-силового микроскопа», Микроэлектроника 32(2) (2003) 112-115.
19. Г.М. Михайлов, Е.М. Лисецкий, С.В. Христенко, С.Л. Зимонт, С.И. Ветчинкин, Ю.В. Дадали, Ю.Г. Бородько, “Угловая зависимость тонкой структуры Оже-спектра графита», ФТТ 29(7) (1987) 2186-2188.

20. G.M. Mikhailov, V.T. Petrashov, "The Surface and Interface Composition of Hybride Al/Ag Nanostructures", *Phys. Low-Dim. Struct.*, 11/12 (1994) 135-140.
21. А.В. Черных, Г.Н. Панин, Г.М. Михайлов, Характеризация структур W/AlN/Si методами СТМ, АСМ и наведенного электронным пучком тока, *Поверхность* 12 (2000) 30-33.
22. S.I.Bozhko, A.N.Chaika, A.M.Ionov, A.V.Chernykh, I.V.Malikov, and G.M.Mikhailov. Surface studies of single-crystalline refractory metal low-dimensional structures. *Applied Surface Science*, 175-176 (2001) 260-264.
23. L.A. Fomin, I.V. Malikov, G.M. Mikhailov, The study of magnetic contrast size dependence in epitaxial Iron nanostructures, *Physics of Low-Dimensional Structures* 3/4 (2003) 93-96.
24. Г.М. Михайлов, В.И. Рубцов " Связь характеристических потерь энергий электронов с поперечным сечением рассеяния", *Поверхность*, 7 (1987) 99-105.
25. G.M. Mikhailov, V.I. Rubtsov, S.A. Orlov, "Inelastic scattering of middle energy electrons by solid surfaces", *Vacuum*, 41 (1990) 1721.
26. Г.М. Михайлов, И.В. Маликов, А.В. Черных, Влияние квантового размерного эффекта для скользящих электронов на электронную проводимость металлических пленок, *Письма ЖЭТФ* 66(11) (1997) 693-699.
27. Г.М. Михайлов, А.В. Черных "Баллистические эффекты в вольт-амперных характеристиках монокристаллических наноструктур из вольфрама", *Микроэлектроника*, 2 (1998) 83-86.
28. G.M. Mikhailov, I.V. Malikov, A.V. Chernykh, E. Olsson, L. Ryen, «Influence of a built-in potential on electron transport properties of metallic ballistic structures, as evidence of quantum well effect» in the proceedings of 7-th Inter. Symp. Nanostructures: physics and technology, St. Petersburg, Russia, 1999, 98-101.
29. Г.М. Михайлов, И.В. Маликов, "Об осцилляционной зависимости проводимости трехслойных структур Mo-Nb-Mo", *Письма в ЖЭТФ* 71(12) (2000) 730-735.

30. V.Yu. Vinnichenko, A.V. Chernykh, G.M. Mikhailov, Diffusive and ballistic regime for transfer resistances, Int. Conf. Micro- and Nanoelectronics-2003, Abstract book, I-41. Proc. SPIE 5401 (2004) 442-449.
31. G.M. Mikhailov, A.V. Chernykh, J.C. Maan, J.G.S. Lok, A.K. Geim, D. Esteve, P. Joyez, "The edge and bulk electron state dominated magnetotransport in multi-terminal single-crystalline refractory metal nanostructures", Nanotechnology 11 (2000) 379–382.
32. G.M. Mikhailov, A.V. Chernykh, J.C. Maan, J.G.S. Lok, A.K. Geim, D. Esteve, "High magnetic field dependence of the edge and bulk state electron transport in single-crystalline tungsten nanostructures", Nanostructures-2000: physics and technology, S.-Petersburg, 2000, 520-523.
33. G.M. Mikhailov, I.V. Malikov, A.V. Chernykh, L.A. Fomin, P. Joyez, H. Pothier, D. Esteve, and E. Olsson, "Signatures of ballistic transport in the magnetoresistance of nanostructures made of single-crystalline refractory metals", Nanotechnology 13 (2002) 226-230.
34. G. M. Mikhailov, L.I. Aparshina, A. V. Chernikh, I.V. Malikov, V. Yu.Vinnichenko, J.C. Maan, S. Olsthoorn, C. Possansini, H. Jonge, Ballistic effects in magnetoresistance of the planar point contact composed of single crystalline tungsten, Proceeding SPIE 5023 (2002) 478.
35. I.V. Malikov, V.Yu. Vinnichenko, L.A. Fomin, G.M. Mikhailov, Epitaxial Nickel Films and Giant Magnetoresistance in Ballistic Ni Nanostructures, Int. Conf. Micro- and Nanoelectronics-2003, Abstract book, O1-37.
36. V. Malikov, L. A. Fomin, V.Yu.Vinnichenko, G. M. Mikhailov. "Magnetic Epitaxial Nanostructures from Iron and Nickel", Int. J. Nanoscience 3(1-2) (2004) 51-57.
37. G. M. Mikhailov, A. V. Chernykh, V.Y. Vinnichenko, J. de Jonge, U. Zeitler, J. C. Maan, Temperature effects in the conductivity and angular dependence of magnetoresistance for epitaxial planar W(001) nanobridges, 12th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology", St Petersburg, Russia, June 21–25, 2004, 356-357.

Личный вклад автора в получении результатов.

Изготовление пленок было проведено совместно с Черных А.В. и Маликовым И.В., наноструктур – совместно частично с Дубоносом С.В. и частично с Апаршиной Л.И.. Измерения с использованием сканирующей зондовой микроскопии проведено совместно с Фоминым Л.А., измерения передаточного сопротивления - с Винниченко В.Ю. Основные результаты, представленные в диссертации, получены непосредственно автором, включая постановку задачи, проведение экспериментов и интерпретацию полученных результатов.

ГЛАВА 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

В диссертационной работе представлены результаты исследования электронного транспорта в планарных низкоразмерных структурах (НПС) из монокристаллических тугоплавких металлов (W, Mo, Nb, Ta), которые при температурах выше 10 К являются нормальными металлами. Низкоразмерность структур определяется тем, что длина свободного пробега электронов (ДСПЭ) (или их транспортная длина l_l) сопоставима, по крайней мере, с одним из минимальных геометрических размеров L структуры, либо превосходит его. Кроме этого, экспериментально исследуется случай, когда этот размер значительно превосходит фермиевскую длину электронной волны в нормальных металлах $\lambda_F \approx 1$ нм, которая обычно в несколько раз превосходит период решетки a .

В результате имеется следующее соотношение характерных размеров для исследованных НПС из тугоплавких металлов

$$l_l \geq L \gg \lambda_F \geq a \geq r_s \quad (1.1),$$

где r_s – радиус экранирования Томаса-Ферми, а L может иметь размеры порядка $10\text{-}10^2$ нм для толщины и порядка $10\text{-}1000$ нм, либо более для латеральных размеров структур. Соответственно, можно классифицировать двумерные низкоразмерные структуры (пленки), для которых один из геометрических размеров (толщина) удовлетворяет условию (1.1), одномерные (например, длинные узкие мостики) – для которых два геометрических размера (толщина и ширина) удовлетворяет условию (1.1) и нульмерные – все геометрические размеры структуры удовлетворяют условию (1.1). Под планарными низкоразмерными структурами будут пониматься структуры, полученные по пленочной технологии, и, таким образом, состоящие из пленки, либо участков пленки, выращенной на твердотельной подложке. Свойства таких металлических структур изучены в

меньшей степени по сравнению с объемными монокристаллами из нормальных металлов. Эта область физики остается не достаточно изученной. Например, в разделах физики металлов [1] можно найти лишь небольшие “включения” касательно свойств НПС из нормальных металлов. В то же время, следует учитывать то, что в практическом значении пленочные структуры находят все большее применение, в том числе, в информационных технологиях, претерпевающих в настоящее время, бурное развитие.

§1.1. Электронный транспорт в низкоразмерных металлических структурах

Наличие внешних и внутренних границ раздела оказывает существенное влияние на проводимость структур как статическую, так и высокочастотную. Это приводит к проявлению ряда эффектов и особенностей в размерной, температурной и магнетополевой зависимостях их электронной проводимости. Подобные вопросы, посвященные, главным образом, классическим эффектам, рассматриваются в монографиях и обзорных публикациях Займана, Грина, Лифшица-Азбеля-Каганова, Чамберса, Андреева, Чопра, Ларсона, Окулова и Устинова, Беннета, Гантмахера и Левинсона, Комника, Пиппарда, Фальковского, соответственно [2-14], и ряда других авторов [15-18].

Если электронный транспорт в одномерных планарных структурах (пленках) исследовался достаточно интенсивно на протяжении последних 100 лет, то одно- и нульмерные планарные структуры из нормальных металлов до начала выполнения работ по диссертации вообще не исследовались.

Однако, были проведены исследования *не планарных* одно- и нульмерных структур из металлов, например, пластин объемных монокристаллов с размерами порядка 0.1-1 мм, либо, что наиболее близко по геометрическим размерам к исследуемым в этой работе объектам, вискеро́в и микромостиков из объемных монокристаллов нормальных металлов с поперечными

размерами порядка одного микрометра, микроконтактов из металлов, для которых соотношения (1.1) могло выполняться. Отметим, что в этих исследованиях главным образом рассматривались мостиковые структуры (двухтерминальные структуры), а не *многотерминальные* структуры – структуры, в которых число соединенных между собой однородных проводников более двух. Особенно интересен случай, когда они соединены друг с другом на расстоянии порядка, либо меньшим L из (1.1).

Многотерминальные планарные структуры исследовались для двумерного (2D) электронного газа (ДЭГ) полупроводниковых гетероструктур, для которых, однако, соотношение (1.1) в полной мере не выполняется. Отметим, что для таких структур один из размеров (толщина) порядка λ_F (обычно, около ~ 10 нм), а длина экранирования существенно превосходит межатомное расстояние и может сравниваться с размерами структуры. Кроме этого, в металлических НПС возможно наличие носителей разного знака, в отличие от полупроводниковых структур с ДЭГ, и они могут быть многослойными, включая слои металлов разной природы и свойств. Наконец, размерность рассматриваемых металлических НПС на единицу выше, чем для НПС из 2-х мерного электронного газа.

Поскольку геометрические размеры исследованных НПС из монокристаллических тугоплавких металлов были много больше фермиевской длины, то следовало бы ожидать проявление сугубо классических эффектов в их электронном транспорте, связанных, например, с баллистическим транспортом. Однако, как это будет видно в дальнейшем, такое утверждение правильно лишь отчасти. Это связано с тем, что ДСПЭ в объеме структур l_o может стать достаточно большой, такой, что, при наличии интенсивного поверхностного рассеяния, электронный транспорт осуществляется малоугловыми электронами, для которых классическое приближение может стать не правомерным даже при $L \gg \lambda_F$. Кроме этого возможно проявление адиабатических эффектов, например таких, как

отсечка напряжения Холла в малых магнитных полях, определяемая адиабатической коллимацией электронов (см. далее).

Рассмотрим кратко также вопрос о мезоскопических эффектах, связанных со слаболокализационными поправками к проводимости. Если длина сбоя фазы электрона достаточно велика, то в геометрической области, определяемой ее величиной, возможно интерференция электронных волн с детерминированной фазой и их влияние на проводимость следует учитывать. Кроме этого для части электронных траекторий (самопересекающихся) их фаза скорелирована [1]. Обычная оценка для нормальных металлов при температурах жидкого гелия дает величину длины сбоя фазы как $l_\phi \sim 1$ мкм. И, таким образом, L из (1.1) попадает в мезоскопическую область размеров. Такие слаболокализационные процессы являются следствием применимости такого элемента симметрии как инвариантность по времени к решению уравнения Шредингера в условиях отсутствия процессов сбоя фазы волны электрона (и в отсутствии магнитного поля). Для определенного решения уравнения Шредингера – амплитуды волны, всегда существует комплексно-сопряженное решение, соответствующее движению вспять волны электрона по сравнению с исходной амплитудой волны. В результате фазы таких двух волн скорелированы, эти электронные волны описывают движение электрона в противоположных направлениях и, в результате, дают конструктивную интерференцию в точке самопересечения классической траектории электрона (в условиях большого спин-орбитального взаимодействия – деструктивную). При этом траектории электронов можно трактовать квазиклассически (так как $L \gg \lambda_F$), с поперечным размером порядка $\lambda_F = 2\pi/k_F$ [1]. Таким образом, существенно то, насколько число (плотность) таких самопересекающихся траекторий велико, поскольку это напрямую связано с величиной квантовой поправки к проводимости. Оно тем больше, чем меньше ДСПЭ l . Например, для неупорядоченных поликристаллических структур из нормальных металлов с большой плотностью статических дефектов, для которых $l \sim 10$ нм, слаболокализационная поправка обычно составляет относительную величину

порядка 10^{-3} - 10^{-4} . Для НПС из монокристаллических металлов с большой l , следует ожидать, что слаболокализационные поправки намного меньше 10^{-4} относительно величины проводимости. Они слишком малы, и по этой причине в дальнейшем не будут подробно рассматриваться.

Далее литературный обзор по электронно-транспортным свойствам НПС будет построен следующим образом. Будут рассмотрены размерные, как классические, так и волноводные, эффекты в проводимости НПС, а также магнетополевые и температурные зависимости статической электронной проводимости. При этом изложение опубликованных экспериментальных результатов будут включать исследования, проведенные на пленках нормальных металлов и вискерах, а также частично на низкоразмерных структурах из 2D электронного газа и пластинах объемных монокристаллов. Для последних подробный обзор части эффектов, таких как осцилляции Шубникова - де Гааза, осцилляции Нордгейма, квантовый Холл-эффект, будет опущен в гл. I, поскольку такие эффекты по разным причинам оказались не характерными для НПС из монокристаллических тугоплавких металлов для толщины пленочных структур порядка 10-100 нм.

Наибольшее внимание будет уделено проявлению специфики рассеяния электронов на границах раздела, малоугловому электронному транспорту, транспорту по краевым и объемным состояниям электрона в магнитном поле, геометрическим эффектам в проводимости многотерминальных структур, баллистическому и волноводному электронному транспорту. Соответственно, будут рассмотрено проявление таких эффектов в размерной, температурной и магнетополевой зависимостях статической проводимости металлов. Будут также рассмотрены методы нанотехнологии для НПС, включая микроструктурирование и эпитаксию тонких пленок.

§1.1.1. Размерные эффекты в статической проводимости металлических структур

Влияние границ раздела в металлах на их статическую проводимость связано в первую очередь с появлением дополнительного рассеяния, обусловленного влиянием потенциала границы раздела. Граница раздела может быть не регулярной, при этом формирующийся приповерхностный потенциал может иметь период отличный от периода кристаллической решетки в объеме, либо иметь нарушения периода в виде выступов, ступенек, либо дефектов – точечных или линейных. Это вызывает дополнительно к объемному - рассеяние электронов проводимости, приводящее к релаксации токовых состояний, вызываемых внешним электрическим полем, к равновесному состоянию с результирующим током равным нулю. В результате таких рассеяний появляется дополнительная поправка к удельной проводимости σ , уменьшающая ее значение, что приводит, соответственно, к увеличению удельного сопротивления $\rho=1/\sigma$. Существенны размеры структур, поскольку частота столкновений электронов с поверхностью раздела обратно пропорциональна расстоянию между границами раздела, и, таким образом, это ограничивает значение ДСПЭ. Наиболее сильно этот эффект проявляется при большой по сравнению с L длины свободного пробега электронов в объеме l_o . Соответственно рассматривают случай толстых пленок с толщиной $d > l_o$, и тонких пленок, когда $d < l_o$. Экспериментально такой размерный эффект был обнаружен в конце 19-го века в лаборатории Дж. Томсона и было дано его правильное объяснение по аналогии с ограничением длины свободного пробега молекул газа стенками сосуда при понижении в нем давления. В дальнейшем проводилось интенсивное экспериментальное исследование размерных эффектов в статической проводимости пленок металлов (обзор по таким работам можно найти, например, в [15]). Возникающие изменения в проводимости пленок из-за размерного эффекта носят классический характер до того предела, когда размер L становится

порядка λ_F . Такая точка зрения была определяющей до середины 80-х годов прошлого века. Как это уже отмечалось, она требует уточнения.

§1.1.1.1. Классические эффекты

Для описания упругого рассеяния электронов на поверхности раздела в классическом приближении можно использовать функцию распределения $f^>(\varepsilon, p_s)$ отраженных и падающих $f^<(\varepsilon, p_s)$ на поверхность электронов, где p_s – двухмерный волновой вектор вдоль поверхности, ε – кинетическая энергия электрона, равная энергии Ферми. Вводя функцию W , пропорциональную вероятности рассеяния электронов $p_s \rightarrow p_s'$ в процессе отражения от поверхности, получаем следующее выражение для $f^>(\varepsilon, p_s)$ [14]

$$f^>(\varepsilon, p_s) = f^<(\varepsilon, p_s) + k_z \int_{p_s' < \sqrt{2m\varepsilon}/\hbar} k_z' W(p_s, p_s') [f^<(\varepsilon, p_s') - f^<(\varepsilon, p_s)] d^2 p_s' / \pi^2 \quad (1.2),$$

где $\hbar k_z = (2m\varepsilon - \hbar^2 p_s^2)^{1/2}$ равна компоненте волнового вектора нормальной к идеальной (нешероховатой) поверхности.

Выражение (1.2) является граничным условием, связывающим распределение падающих и отраженных электронов. Более простая по сравнению с (1.2) формула (1.3) была использована Фуксом в 1938 [2, 3, 19] для построения модели электронного транспорта в пленках с шероховатыми границами раздела.

$$f^> = (1 - p)f_o + p * f^< \quad (1.3),$$

где f_o – равновесная функция распределения электронов, а параметр p – коэффициент зеркальности поверхности $0 \leq p \leq 1$ вводится феноменологически. При $p=1$ – отражение от поверхности полностью зеркальное, и рассеяние (отражение) электронов на поверхностном потенциале не вносит вклад в сопротивление пленки, а при $p=0$ – полностью диффузное и вклад рассеяния (отражения) электронов от поверхности вносит максимальный эффект в уменьшение проводимости пленки.

Решая уравнение Больцмана в τ -приближении, где учитываются объемные рассеяния с ДСПЭ l_o , а также граничное условие (1.3) для учета рассеяния электронов поверхностью, Фуксом было получено следующее выражение для проводимости пленки с шероховатыми границами, характеризующимися параметром зеркальности p ,

$$\sigma = \sigma_o \left(1 - \frac{3l_o}{2d} \int_0^1 u(1-u^2) \frac{(1-p)(1-E_d)}{1-p * E_d} du \right) \quad (1.4),$$

где $E_d = \exp(-d/(l_o * u))$. Выражение (1.4) также называют формулой Фукса-Зондгеймера [2, 3, 19, 20].

Выражение (1.4) упрощается в случае предела толстых, либо тонких пленок, соответственно как:

$$\frac{\rho}{\rho_o} = 1 + \frac{3l_o}{8d} (1-p), \text{ при } l_o/d \ll 1 \quad (1.5),$$

$$\frac{\rho}{\rho_o} = 1 + \frac{4l_o}{3d} \frac{(1-p)}{(1+p)} \ln^{-1}(l_o/d), \text{ при } l_o/d \gg 1 \quad (1.6),$$

где ρ_o - объемное удельное сопротивление.

Аналогичные выражения для проволок были получены Динглом в 1950 году

$$\frac{\rho}{\rho_o} = 1 + \frac{3l_o}{4d} (1-p), \text{ при } l_o/d \ll 1, \quad (1.7)$$

$$\frac{\rho}{\rho_o} = 1 + \frac{l_o}{d} \frac{(1-p)}{1+p}, \text{ при } l_o/d \gg 1.$$

Как видно из этих формул, уменьшение толщины пленки (диаметра проволоки) приводит к увеличению удельного сопротивления пленки (проволоки) из-за того, что число столкновений электрона с шероховатой поверхности в единицу времени также возрастает.

Рассмотрим зависимость проводимости от объемной длины свободного пробега электронов. Поскольку для металлов произведение

$$\rho_o l_o = 12(\pi\hbar)^3 / e^2 S_F \quad (\text{для кубических кристаллов [4]}, \quad S_F - \text{площадь}$$

поверхности Ферми) постоянная величина, то в формулах (1.4, 6,7) все определяется 1-им членом, равным объемному удельному сопротивлению.

Это не так для тонких пленок (1.6) из-за присутствия логарифма при $l_o \rightarrow \infty$, $\rho > 0$. Таким образом, малоугловые электроны, летящие параллельно поверхности, “шунтируют” сопротивление пленки [2,13].

Вместо формул (1.4-7) можно также использовать приближенно метод эффективной длины свободного пробега [15], складывая интенсивности рассеяния в объеме и на поверхности (обобщение правила Маттиссена)

$$\frac{1}{l_{eff}} = \frac{1}{l_o} + \frac{1-p}{d}, \quad (1.8),$$

где множитель при обратной толщине учитывает долю диффузных рассеяний и далее использовать формулу Друде-Лорентца для нахождения удельной проводимости, в которой в качестве длины пробега стоит транспортная длина [1,11].

Очевидно, что роль малоугловых электронов еще в большей степени возрастает из-за угловой зависимости параметра зеркальности от угла подлета электрона к поверхности θ (3,6,21-24), при малых углах имеем:

$$p(\theta) \approx 1 - Q * \theta \quad (1.9),$$

где параметр Q определяет интенсивность рассеяния электронов из-за шероховатости поверхности. Для корректного описания отражения электронов от поверхности и выводу граничных условий для функции распределения, даже в условиях правомерности “классического” приближения для электронного транспорта, необходимо привлечение квантовых моделей (см. обзор [9, 25]). Так, например, с учетом процессов переброса возможно проявление механизмов релаксации токовых состояний связанных не только с шероховатостью поверхности [6, 27], кроме этого, при определенных условиях возможно проявление эффекта “затенения” для скользящих электронов [25], что нарушает зависимость (1.9). При рассмотрении классических траекторий эффект “затенения” с очевидностью проявляется при углах скольжения $\theta < \theta_c = a/b$, где два последних параметра –

соответственно, средняя амплитуда шероховатости (a) и среднее расстояние (корреляционная длина) между шероховатостями (b). Если выступы на поверхности пленки резкие (например, ступеньки роста), то столкновение классической частицы с такими дефектами поверхности приводит к катастрофическому рассеянию с большой потерей импульса вдоль тока и зеркальность отражения от поверхности резко падает. В квантовом приближении – необходимо рассматривать соотношение размера первой Френелевской зоны и высоты выступа. Другим обстоятельством может быть ограничение снизу по углу подлета θ_d электрона к поверхности [26] из-за квантования поперечного импульса в пленке (более подробно см. параграф для волнового транспорта). Из формулы (1.9) видно, что в пределе малых углов (если, например, θ_c и θ_d тоже достаточно малы) – рассеяния (отражения) электронов поверхностью почти зеркальное и, таким образом, малоугловые электроны предпочтительны для электронного транспорта. Формула (1.9) следует при определенных условиях из (1.2) [14] и Q равно

$$Q = k_z \int k'_z W(\vec{p}_s, \vec{p}'_s) d^2 p'_s / \pi^2 \quad (1.10),$$

при этом функцию W рассматривают как Фурье-образ корреляционной функции шероховатости поверхности и аппроксимируют функцией Гаусса

$$W(\vec{p}_s, \vec{p}'_s) = W(\vec{p}_s - \vec{p}'_s) = \pi a^2 b^2 \exp(-(\vec{p}_s - \vec{p}'_s)^2 b^2 / 4) \quad (1.11),$$

где a – корень из дисперсии для амплитуды шероховатости поверхности, а параметр b – корреляционная длина. Подставляя эту функцию в (1.10) получаем [14]

$$Q = 8/3 (abk_F^2)^2 \quad (1.12)$$

для $k_F b \ll 1$, и

$$Q = 4\sqrt{\pi} \Gamma(3/4) (ak_F)^2 / (bk_F)^{1/2} \quad (1.13),$$

для $k_F b \gg 1$ и k_F – фермиевский волновой вектор. Однако использованное приближение для корреляционной функции может быть в значительной степени упрощенным. Для многих пленок (в общем случае для НПС) шероховатость поверхности следует рассматривать в рамках теории

фракталов, где вид зависимости для Фурье-образа корреляционной функции (спектра плотности флуктуаций границы раздела) не является Гауссовым, а может быть представлен степенной зависимостью [28,29] при больших $q=p_s'$ - p_s как $W \sim q^{-2-2H}$, где $0 < H < 1$ – показатель шероховатости, связанный с размерностью фракталов $D=3-H$. Обычно используют следующее выражение для спектра плотности флуктуаций [29] отклонения z-координаты (амплитуды) шероховатой поверхности, направленной к нормали идеальной (нешероховатой) поверхности

$$\langle |z(q)|^2 \rangle = W(q) = \frac{A}{(2\pi)^5} \frac{(ab)^2}{(1 + cb^2 q^2)^{1+H}} \quad (1.14),$$

где $z(q)$ – есть Фурье образ границы раздела $z(x,y)$ по координатам (x,y) вдоль поверхности и среднее $\langle z \rangle = 0$, A – площадь измеряемой шероховатой поверхности, параметр c – определяется требованием того, чтобы интеграл по q приведенного выражения во всем диапазоне значений равнялся дисперсии a^2 (математическое следствие для Фурье-образа корреляционной функции) и скобки означают усреднение по поверхности.

Это может существенно изменить ситуацию с найденными зависимостями для Q (1.12-13), поскольку для функции Гаусса всегда проходит отсечка рассеяний электронов при больших $q \sim 1/b$, а для степенных зависимостей это не всегда так, и возможно проявление расходимостей при больших q , если H достаточно мало. Мы вернемся к этому вопросу позже, в том числе и в гл. 5.

Отметим только, что для эпитаксиальных (монокристаллических) пленок ограничение на максимальный $q \sim 1/b$ также существенно по другому обстоятельству. Поскольку для них корреляционная длина может быть большой, порядка 10-100 нм и выше, если не учитывать “шероховатости” атомного масштаба, то в этих условиях отражение скользящих электронов от шероховатой границы почти зеркальное (при использовании функции Гаусса всегда) и введение коэффициента зеркальности может быть не корректным [14]. В этом случае необходимо использовать исходные формулы для граничного условия (1.2), не вводя коэффициент зеркальности.

Рассмотрим этот вопрос более подробно, следуя работам [9,25]. Более точная задача сводится к нахождению вида ядра в интеграле (1.2) и его связи со статистическими характеристиками шероховатой поверхности. Теоретические работы (см. ссылки в [9,25]) посвящены нахождению амплитуды отраженной волны от шероховатой поверхности и последующему вычислению коррелятора амплитуд для нахождения $W(q)$ из (1.2). Используемое приближение – разложение по малому параметру $a/b/\theta$, учитывающему угол подлета электрона к поверхности θ . В силу малости этого параметра, с учетом того, что $a/b=\theta_c$, очевидно также требование малости угла отсечки для эффекта “затенения” $\theta_c \ll 1$. Кроме этого, угол подлета электрона к поверхности не должен быть слишком мал - $\theta \gg \theta_c$, и, таким образом, в области совсем малых углов используемое приближение не правомочно. Аналитическое выражение $W(q)$ в рамках этих моделей получено для Гауссового типа поверхностей [25] (для фрактального типа оно отсутствует!). При условии $\theta_c/\theta \ll 1$ оно имеет следующий вид [25]

$$W(\vec{k}, \vec{k}') = 2\pi \int \vec{r} d\vec{r} W'(r) \frac{J_1(qr)}{q} \exp([- (k_z + k'_z)] [1 - W'(r)]),$$

где автокорреляционная функция $W'(\mathbf{r}-\mathbf{r}')$ равна $\langle z(\mathbf{r})z(\mathbf{r}') \rangle$, $J_1(\)$ – функция Бесселя 1-го рода, $\mathbf{k}=\{\mathbf{p}_s, k_z\}$ и $\mathbf{r}=\{\mathbf{x}, y\}$.

Приведем его следствия с использованием предельных значений параметра Релея $k_z a \ll 1$ и $\gg 1$.

В первом случае в пределах Борновского приближения получаем

$$W(\vec{q}) = \int_{-\infty}^{\infty} d^2 r W'(r) \exp(i\vec{q}\vec{r}) \quad (1.15).$$

Во втором случае (приближение Кирхгофа)

$$W(k_z, k'_z, q) = \frac{2\pi}{a^2 (k_z + k'_z)^4 |W''(0)|} \exp\left(-\frac{q^2 (k'_z - k_z)^2}{2a^2 (k_z + k'_z)^2 |W''(0)|}\right) \quad (1.16).$$

Существенным при рассмотрении граничного условия является соотношение ширины углового распределения (индикатрисы рассеяния) ϕ и угла подлета к

поверхности $\theta = k_z/k_F$. Для первого параметра имеется следующая интерполяционная формула [25]

$$\phi = \frac{1 + k_z a}{1 + k_z b} \quad (1.17).$$

Для области углов $\theta_c \ll \theta \ll \phi$ уравнение (1.2) сводится к (1.3), если ввести зависимость коэффициента зеркальности от угла (1.9) и (1.10). Для соотношения углов $\theta_c < \phi \ll \theta$ угловое распределение ядра в (1.2) более резкое, чем функция распределения, при этом последнюю разлагают в ряд по q и используют приближение Фоккера-Планка [25]. В этом случае, уравнение (1.3) не правомочно, и связь функций распределения падающих и отраженных от шероховатой поверхности электронов определяется дифференциальным уравнением, и ввести коэффициент зеркальности нельзя. Таким образом, физические условия рассеяния на границе существенно определяются соотношением углов θ и ϕ [47]. Отметим, однако, то, что при таких рассуждениях предполагался резкий спад подинтегральных функций при углах больших некоторой характерной ширины, считая вклад от “хвостов” распределений несущественным. Это заведомо так для сильных функций, таких как функция Гаусса (1.11), для более медленных, типа (1.14) функций такое предположение может быть не правильным и требующим дальнейшего уточнения. Более того, в случае расходимостей матричных элементов при использовании степенных зависимостей (1.14) теряется такое свойство корреляционной длины как $q_{max} \sim 1/b$, так как вклад для больших углов рассеяния (больших q) превалирует, и отсечки величины вектора рассеяния не происходит. Ограничением для максимального вектора рассеяния становится размер фермиевской сферы $2k_F$, либо величина $1/r_s$. С этой точки зрения корреляционной длиной выступает величина $1/q_{max} \sim \max\{1/2k_F, r_s\}$, где r_s – радиус экранирования. В этих условиях возникает вопрос о корректном вычислении таких важных для используемых приближений параметров как величина первой зоны Френеля $(b/k_F)^{1/2}$,

параметра гладкости поверхности $a/b=\theta_c$ (угла отсечки для теневого эффекта), “ширины” индикатрисы рассеяния ϕ (1.17).

Малоугловая модель классического электронного транспорта.

Рассмотрим приближенно влияние рассеяний электронов как на поверхности, так и в объеме пленки в рамках приближения эффективной длины свободного пробега (1.8), используя угловую зависимость коэффициента зеркальности (1.9). Будем считать, что ДСПЭ порядка транспортной длины. Тогда движение электрона без рассеяния в объеме можно представить как движение с многократным отражением от поверхности с некоторой вероятностью рассеяться зеркально, равной коэффициенту зеркальности p . В результате для эффективной длины свободного пробега электронов с учетом только поверхностного рассеяния l_s получаем для малых углов [16,28]:

$$l_s(\theta) = \frac{d}{\theta} (1 + p + p^2 + \dots) = \frac{d}{\theta(1 - p(\theta))} = \frac{d}{Q\theta^2} \quad (1.18),$$

при этом эффективная длина свободного пробега с учетом рассеяния в объеме (интерференцией каналов пренебрегаем) равна

$$\frac{1}{l_d^*} = \frac{1}{l_o} + \frac{Q\theta^2}{d} \quad (1.19),$$

и для удельной проводимости пленки σ_d получаем

$$\frac{\sigma_d}{\sigma_o} = \frac{l_d^*}{l_o} = \int d\theta \frac{l_s(\theta)}{l_o} = \int d\theta \frac{1}{1 + Ql_o\theta^2/d} \quad (1.20),$$

где l_d^* - эффективная ДСПЭ для пленки.

В пределе больших ДСПЭ в объеме интеграл в (1.20) расходится степенным образом при малых углах θ для пленок и, как это можно показать аналогично (1.20), логарифмически для проволок на нижнем пределе (малоугловые электроны отражаются зеркально и шунтируют проводимость остальных электронов). Это обстоятельство существенно отличается от модели Фукса (1.4), так как из-за расходимости на нижнем пределе в (1.20) нельзя ввести усредненный по всем электронам (углам) параметр зеркальности Фукса и малая группа электронов (малоугловых) определяет проводимость всей

пленки (проволоки) [14], поскольку они отражаются от поверхности почти зеркально. Из знаменателя (1.20) следует, что малоугловыми электронами следует считать электроны с углом подлета к поверхности меньшим эффективного угла θ^* , равного

$$\theta^* = \sqrt{\frac{d}{Ql_o}} \quad (1.21).$$

Точное решение для этой задачи было впервые опубликовано Фальковским [14,29], в случае широкого диффузного углового рассеяния при отражении электронов ϕ поверхностью получаем следующие выражения для удельной проводимости пленок

$$\frac{\sigma_d}{\sigma_o} = \frac{3}{2} \theta^{*2} [(\theta^* + \theta^{*-1}) \arctan \frac{1}{\theta^*} - 1] \quad (1.22)$$

и проволок

$$\frac{\sigma_d}{\sigma_o} = 3\theta^{*2} [(1 + \theta^{*2})^{1/2} \arcsin h \frac{1}{\theta^*} - 1] \quad (1.23),$$

где θ^* определяется (1.21).

Из (1.22) при большой ДСПЭ в объеме следует, что $\sigma_d \sim \theta^* \sim d^{1/2}$, и, таким образом, зависимость коэффициента зеркальности от угла (1.9) приводит к более медленной зависимости удельной проводимости от толщины пленки по сравнению следующей из (1.4) [9,14, 21-24, 29]. Экспериментально корневая размерная зависимость удельной проводимости от толщины наблюдалась для пленок сурьмы [16, 30], однако для нормальных металлов четких данных, указывающих на такую зависимость, не было опубликовано.

Отметим, что последние выражения для проводимости получены в рамках одноэлектронной изотропной модели в приближении почти свободных электронов для полубесконечной среды. Как это видно для рассматриваемой модели, именно флуктуации координат поверхности приводят к диссипации импульса электрона вдоль тока при его отражении от поверхности и отличию коэффициента зеркальности от единицы, а, соответственно, параметра Q от

нуля. Однако, уже не в длинноволновом приближении, когда модель свободных электронов не достаточно точна и отражение от гладкой поверхности может происходить когерентно с процессами переброса при сохранении тангенциальной составляющей квазиимпульса, но не импульса электрона, возможно отличие параметра Q от нуля и для нешероховатой поверхности раздела [11, 25]. Упрощенно можно разделить вклады от когерентного и некогерентного процессов и записать приближенно параметр Q из (1.10) как

$$Q = Q_c + Q_{inc} \quad (1.24),$$

при этом интерференцией когерентного и некогерентного каналов рассеяния, как предполагается, можно пренебречь.

§1.1.1.2. Волновые эффекты

Квантовое приближение для описания электронного транспорта в низкоразмерных структурах, например пленках, особенно важно при низких температурах, когда необходимо учитывать пространственное квантование поперечного движения электрона. Корректное описание движения электрона вблизи поверхности связано с двумя группами задач. Первая – изменение электронного спектра вблизи поверхности, в случае низкоразмерных структур – также учет пространственного квантования, вторая – влияние хаотизации фазы и направления движения электрона как квантовой частицы в процессе взаимодействия с шероховатой поверхностью. Кроме этого, следует учитывать возможную корреляцию шероховатости двух поверхностей пленки, что изменяет вид ядра в граничном условии (1.2), а также возникает вопрос о корректности использования уравнения Больцмана для функции распределения, поскольку такое уравнение может не адекватно передавать процессы интерференции отраженных от двух поверхностей волн. Для пленок нормальных металлов с толщиной $d \sim 10$ нм и более вторая группа задач наиболее существенна, поскольку параметр $k_F d \gg 1$, а

слаболокализационными эффектами можно пренебречь в силу их малости для высококачественных пленок (микроструктур).

Квантование поперечного движения электрона приводит к изменению его взаимодействия с шероховатой поверхностью. Особенно это проявляется тогда, когда энергетический квант расщепления энергетических уровней электрона δE больше столкновительного уширения уровней с характерным временем рассеяния τ , либо температурой, соответственно, $\delta E > \hbar/\tau, kT$. По-видимому, одной из первых работ, посвященной этой проблеме, была работа Чаплика и Энтина [31]. В отличие от классического приближения, как было теоретически предсказано, электронная проводимость шероховатой пленки конечна даже при отсутствии рассеяний в объеме пленки. В последствии появилось большое количество теоретических работ, использующих различные квантовые приближения и посвященных описанию волнового транспорта электронов в шероховатых пленках и микроструктурах [26, 32-46].

Энергетический одноэлектронный спектр гладкой пленки в приближении свободных электронов в изотропном случае может быть представлен [33] как

$$E_{p_s n} = \frac{\hbar^2}{2m} (p_s^2 + (n\pi/d)^2) \quad (1.25),$$

где d – толщина пленки, $n=1, 2$ и т.д. – квантовое число для поперечного движения электрона вдоль z – перпендикулярного к поверхности направления. Энергетический спектр разбивается на двухмерные параболические подзоны, соответствующие определенному значению n . Для волновых (пространственная часть) функций электрона получаем следующее выражение

$$\Psi_{p_s n}(z, \mathbf{r}) = \sqrt{\frac{2}{d \cdot A}} \sin\left(\frac{n\pi z}{d}\right) \exp(i\mathbf{p}_s \mathbf{r}) \quad (1.26),$$

где двухмерные вектора $\mathbf{p}_s$ и $\mathbf{r}$ определяют волновой вектор и радиус вектор вдоль пленки, площадь пленки равна A , а ее толщина d . Функция (1.26)

удовлетворяет граничному условию на поверхностях пленки - при $z=0$, либо d , $\psi=0$, что соответствует приближению бесконечно высокого отталкивающего потенциала на границе пленки, так называемому жесткому потенциалу.

Плотность состояний равна

$$g(E) = \frac{1}{d * A} \sum_{n, p_s} \delta(E - E_{p_s, n}) = \frac{m}{2\pi\hbar^2 d} \text{Int}[(E / (\hbar^2 \pi^2 / 2md^2))^{1/2}] \quad (1.27),$$

где знак $\text{Int}[\]$ означает целочисленную часть. Плотность состояний меняется ступенчато от E (из-за дискретности n) по корневой огибающей, соответствующей 3-х мерному случаю без учета квантования поперечного движения в пленке. Для мостиков – обобщение формул (1-19-21) очевидно, и энергетический спектр разбивается на одномерные подзоны, которые соответствуют определенным дискретным значениям двух квантовых чисел, характеризующих поперечное движение электронов в двух направлениях (см. далее).

Для описания электронного транспорта в НПС, главным образом, используют теоретические модели на основе Борновского приближения [33, 28, 34-37, 39-44, 45], что предполагает малость параметров Релейя, Френеля и гладкости поверхности пленок, соответственно,

$$(k_z a)^2 \ll 1, \quad k_F a^2 / b \ll 1 \quad \text{и} \quad (a/b)^2 \ll 1 \quad (1.28).$$

В ряде работ [48, 49, 25, 38] используют малость параметра $\theta_c / \theta \ll 1$, что позволяет ослабить условие малости параметра Релейя. Однако используемый подход основан на решении кинетического уравнения с “улучшенными” граничными условиями, и в случае сильной пространственной корреляции двух поверхностей пленок он в общем случае не пригоден.

Идея рассматривать НПС как волноводы электронных волн по аналогии с электромагнитными, либо акустическими волнами, когда шероховатость волноводов проявляется в дефазировании и затухании определенных волновых мод, восходит к работам Басса и Фукса [50, 51]. Следует отметить

также работу [52], посвященную экспоненциальному затуханию радиоволн в волноводах со слабым беспорядком. При этом поле создаваемое шероховатой поверхностью может быть усреднено по некоторому статистическому распределению. В случае если условие эргодичности выполняется, то такое усреднение по ансамблю эквивалентно усреднению по пространственным координатам. Такой статистический подход возможен при выполнении следующих условий

$$|\delta p_n| \Lambda_n \ll 1, \quad |\delta p_n| \tilde{b} \ll 1 \quad (1.29),$$

где $\delta p_n = \gamma_n + i(2L_n)^{-1}$ – изменение исходного продольного (вдоль тока) волнового вектора p_n для гладкой пленки, вызванного шероховатостью, $\tilde{b}$ – длина реализации, за оценку которой можно (что требует специального рассмотрения) использовать корреляционную длину b для шероховатости, $\Lambda_n = d / (\sqrt{k_F^2 - p_n^2} / k_F)$ – длина цикла для n -ной моды, при которой происходит два отражения волны от границы, L_n – длина затухания моды n . Исследования в этой области проведены в специальных случаях, более подробно при условии слабого рассеяния поверхностью и, главным образом, наиболее полно для квазиодномерных одномодовых проводников. Следуя работе [45], рассмотрим случай наиболее близкий к исследуемым в этой работе НПС из тугоплавких металлов, для которых $ak_F \sim 1$, а $bk_F \geq 1$. Для $ak_F \sim 1$ всегда существует волноводный режим и рассеяние первичной моды идет в “резонансную” область с номерами подзон

$$N_a \cong \frac{d}{\pi a} \quad (1.30).$$

Для рассматриваемого случая этот номер приблизительно попадает в область распространяющихся мод. Поскольку максимальное число заполненных подзон определяется через фермиевский волновой вектор k_F как

$$N_d = \text{Int} \left[\frac{k_F d}{\pi} \right] \quad (1.31),$$

далее, так как

$$\frac{N_a}{N_d} \cong \frac{1}{k_F a} \quad (1.32),$$

получаем при $ak_F \sim 1$ номера резонансных мод соотносятся с N_d : $N_a \sim N_d$.

В этом случае вклад такого рассеяния первичной волны (моды) приводит к сдвигу ее спектра ($\delta p_n = \gamma_n + i(2L_n)^{-1}$) как в действительной, так и мнимой части, соответственно, и они могут быть сопоставимы между собой. В случае $ak_F \gg 1$ и $bk_F \geq 1$ превалирует мнимая часть, и, таким образом, затухание моды дает больший вклад, чем ее дефазирование. Для $a^*k_F \sim 1$ и $b^*k_F \geq 1$ при численном расчете [45] величина $\Lambda_n/2L_n$ порядка 0.1., а $\gamma_n\Lambda_n \sim 0.01$. Из этого следует, что гладкость пленки ($a/b \ll 1$) и малость френелевского параметра ($k_F a^2/b$) достаточны для выполнения условий малости поверхностного рассеяния (1.29). Отметим, однако, что в случае не гауссовых поверхностей требуется уточнение такого параметра, как используемый в этих формулах радиус корреляции b , для исследуемых НПС условия (1.28) (или их часть) может быть по этой причине не выполнена.

Приведем для полноты некоторые решения для квазиодномодовых проводников. Не претендуя на полноту изложения этого вопроса, поскольку он выходит далеко за рамки диссертационной работы (в качестве обзора см. [53]), рассмотрим влияния неоднородностей границ волноводов для прохождения и отражения электронных волн. Известно точно, что для многомодовых проводников оно приводит к диссипативным (затуханию тока) процессам, а также к не диссипативным процессам – локализации Андерсона для одномодовых проводников.

При прохождении электронной волны через проводник длиной L с шероховатыми границами, который соединяет два резервуара, происходит как отражение электронной волны вошедшей в проводник, так и ее прохождение из одного резервуара в другой через узкий мостик. Рассматривается случай, когда длина сбоя фазы и длина когерентности велики, сбой (недетерминированного) фазы электронной волны не происходит, и, таким образом, электронный транспорт является

когерентным. В результате одномодовый проводник обладает конечным электрическим сопротивлением $R(L)$. Его кондактанс $G(L)$, равный обратному сопротивлению $1/R$, имеет следующее выражение [54]

$$G(L) = \frac{2e^2}{h} T(L) \quad (1.33),$$

где вероятность

$$\langle T(L) \rangle \cong 1 - L / L_{bs} \text{ при } L / L_{bs} \ll 1 \quad (1.34),$$

или

$$\langle T(L) \rangle \cong \frac{\pi^{5/2}}{2} \left(\frac{L}{L_{bs}} \right)^{-3/2} \exp\left(-\frac{L}{4L_{bs}}\right) \text{ при } L / L_{bs} \gg 1 \quad (1.35).$$

Длина L_{bs} определяется рассеянием “назад” и ее можно рассматривать как одномерный аналог транспортной длины.

Как видно из полученных результатов, для короткого проводника (1.34) имеет место баллистический (или диффузный) режим проводимости, а для длинного когерентного одномодового проводника проявляется андерсоновская локализация. Это приводит к экспоненциальному затуханию кондактанса от его длины. Длина локализации равна $L_{loc} = 4L_{sb}$.

Для многомодовых проводников ее оценка следующая [53]

$$L_{loc} \cong N_{tr} l_1 \quad (1.36),$$

где l_1 – транспортная длина, N_{tr} – число поперечных мод. Для проводника толщиной d и шириной W оно равно

$$N_{tr} = \text{Int}\left[\frac{dk_F}{\pi}\right] \text{Int}\left[\frac{Wk_F}{\pi}\right] \quad (1.37).$$

Для реально исследованных НПС тугоплавких металлов с характерными геометрическими размерами из (1.1) число поперечных мод составляет величину $N_{tr} \sim 10^4 - 10^5$, либо большую. Таким образом, при $l_1 \sim 10^{-4}$ см получаем из (1.36) $L_{loc} \sim 1 - 10$ см, что намного превосходит реальную длину исследуемых проводников, не говоря уже о длинах сбой фазы и когерентности. Следовательно, для исследуемого в диссертации случая такими

локализационными процессами можно пренебречь, и режим электронного транспорта соответствует случаю (1.34) $L/L_{loc} \ll 1$, его иногда называют [53] режимом “металлической” проводимости, в отличие от локализованного режима (1.35). Для квазиодномерного (квазиодномодового) проводника [55] длина затухания для рассеяний “назад” по аналогии с (1.34-35) равна

$$\frac{1}{L_n^b} = \frac{(\pi n/d)^2}{p_n d} \sum_{n'=1}^{n'=N_d} \frac{(\pi n'/d)^2}{p_{n'} d} W(p_n + p_{n'}) \quad (1.38),$$

где $W(q)$ – Фурье-образ корреляционной функции шероховатости границы (1.11) и продольный волновой вектор $p_n = \sqrt{k_F - (\pi n/d)^2}$.

Отметим интересный случай, когда при определенных условиях, начиная с какого-то значения $q > q_o$ $W(q)=0$, если присутствует специально приготовленный “беспорядок” границы раздела с корреляцией в дальнем порядке. Более подробно о нахождении функции $Z(x,y)$ для границы проводника смотрите [55]. В этом случае для определенных мод, для которых выполняется

$$|p_n - p_{n\pm 1}| > q_o \quad (1.39),$$

переходы запрещены. Они становятся независимыми от рассеяний, не смотря на присутствие шероховатости границы, для них (1.38) обращается в ноль, вероятность из (1.33) для каждой из этих мод $\langle T \rangle = 1$, а кондактанс суммируется по всем поперечным модам [53].

Из (1.34) следует, что при нулевой длине проводника или бесконечной транспортной длине сопротивление проводника не равно нулю, равно баллистическому сопротивлению. Вернемся к этому вопросу ниже при рассмотрении баллистического электронного транспорта.

Борновское приближение. Предположим, что условия (1.28) выполнены. Тогда рассеяние поверхностью слабое и можно использовать приближение Борна. Под борновским приближением понимается 1-ий порядок возмущения в амплитуде волны по “шероховатому” потенциалу поверхности (границ раздела), при этом невозмущенные исходные волновые функции и их спектр

соответствуют таковым для проводника с гладкими стенками (со стенками без флуктуации границы) (1.25-26). Обычно используют длинноволновое приближение (приближение почти свободных электронов), и, таким образом, атомной дискретностью пренебрегают.

По-видимому, одной из первых таких работ была работа [34], которая привлекла внимание к волноводному транспорту с шероховатыми стенками для многомодового проводника. Авторы использовали трансформацию волновых функций в системе координат с исправленными нешероховатыми стенками, изменение оператора Гамильтона в такой системе координат приводило к появлению дополнительных членов, связанных с шероховатостью границы, которые рассматривались как возмущение. Далее для вычисления электронной проводимости использовалась формула линейного отклика. К сожалению, авторы использовали не точный оператор, так как он был не Эрмитов. Этот вопрос с построением уточненного оператора будет рассмотрен в гл. 5.

Теория возмущений по оператору “шероховатости” использовалась также другими авторами [35-37, 39-44]. В работе [43] использовался подход координатного преобразования для исправления шероховатости границ, при этом рассматривался случай, когда у пленки две ее поверхности шероховаты с некоторой корреляцией друг с другом. Для новых пространственных координат строился канонически сопряженный обобщенный импульс. Далее Гамильтониан для пленки с исправленными границами представлял собой Гамильтониан свободного движения в нешероховатой пленке плюс дополнительные члены, связанные с наличием шероховатости в исходной пленке. Последние использовались как возмущение для построения интеграла столкновений в квантовом (для движения электрона вдоль нормали к поверхности пленки) и квазиклассическом для движения вдоль пленки кинетическом уравнении. Получаемые явные выражения достаточно громоздки, поскольку авторы используют координатное представление для операторов. В более ранних своих работах, например [56], они также

получили не правильный, не эрмитовый оператор “шероховатости”, как и авторы работы [34], что указывает на не тривиальную сложность рассматриваемой задачи. В дальнейшем была проведена коррекция результатов, которые заключалась в том, что координатное преобразование, выравнивающее стенки пленки, дополнялось всесторонним сжатием так, чтобы Якобиан преобразования равнялся единице. Это обеспечивало эрмитовость операторов, так как подправленное координатное преобразование становилось унитарным. Отметим, что идея исправления деформированных координат за счет преобразования пространственных координат использовалась в работах Мигдала [57] при исследовании спектра деформированных ядер в квантовой механике.

Следуя вышеперечисленным работам, рассмотрим основные результаты по электронной проводимости в шероховатой пленке в квантовом приближении.

Для мелкомасштабных флуктуациях в пленке при малой корреляционной длине, когда флуктуации границы пленки δ -коррелированы – так как длина корреляции стремится к нулю, а другая поверхность пленки гладкая, получается с учетом конечной длины свободного пробега в объеме l_o (она включает рассеяния электронов на статических объемных дефектах и фононах) следующее выражение для удельной проводимости пленки толщиной d [35]:

$$\sigma_{xx} = \frac{e^2 k_F}{\hbar \pi^2} \frac{\pi}{k_F d} \sum_{n=1}^{n=N_d} \frac{1 - (n\pi / k_F d)^2}{\left[\frac{2N_d + 1}{k_F^2 l_o d / \pi} + \left(\frac{a}{d}\right)^2 \frac{s(N_d) n^2}{3k_F d / \pi} \right]} \quad (1.40),$$

где a – корень из дисперсии для амплитуды шероховатости границы пленки, суммирование идет по всем занятым подзонам пленки с числом квантованных поперечных мод равным (1.31), а сумма $s(N_d)$ определяется как

$$s(N_d) = 3 \sum_{n=1}^{n=N_d} n^2 / N_d^3 = N_d (N_d + 1) (2N_d + 1) / (2N_d^3) \quad (1.41).$$

При выводе (1.40) интенсивности рассеяния в объеме пленки и на поверхности для данного электронного состояния складывались, а интерференцией каналов рассеяния в объеме и на поверхности пренебрегали. Из-за того, что параметр $k_F d / \pi$ меняется непрерывно, а значения N_d принимают только целочисленные значения, зависимость (1.40) осциллирует с периодом $k_F d / \pi$, что следует отнести к проявлению пространственного квантования движения электрона относительно нормали к поверхности пленки, а именно к осцилляциям плотности состояний на уровне Ферми [58]. Однако реально, в отличие от структур с полуметаллами, либо двухмерным электронным газом, [12], в нормальных металлах наблюдается первые 1-3 осцилляции, а остальные “затираются” [61]. При толщине пленки из нормального металла более пяти фермиевских полувольт, что составляет величину около 2-3 нм, осцилляционную часть в (1.40) можно опустить. Кроме того, можно пренебречь “единичками” в (1.41) и (1.41), так как $N_d \gg 1$. Соответственно для многомодового проводника, получаем $N_d / (k_F d / \pi) \cong 1$ и $s(N_d) \cong 1$.

Рассмотрим следствия (1.40) для такого проводника (далее $N_d \gg 1$). Во-первых, при отсутствии рассеяния в объеме ($l_o \rightarrow \infty$) удельное сопротивление пленки конечно, если присутствует шероховатость ($a \neq 0$). Во-вторых, размерная зависимость удельного сопротивления квадратична по толщине пленки в этом пределе, который для удобства будем называть “волноводным”, в отличие от волнового (ультраквантового) предела, когда $N_d \sim 1$. Переход от волноводного к классическому пределу происходит при соизмеримости двух членов в знаменателе выражения (1.40), соответственно, получаем

$$d^* \cong (\pi a^2 l_o / 6)^{1/3} \quad (1.42).$$

В третьих, очевидно, что в общем случае нарушается правило Маттиссена. Это так, поскольку вклад в сопротивление от всех мод не аддитивен по их средней (после усреднения по всем модам) интенсивности рассеяний

электронов в объеме и на поверхности пленке, не смотря на то, что постулируется такая аддитивность для отдельно взятой моды.

К сожалению, используемое приближение с малой длиной корреляции b , обеспечивающее δ -коррелированность шероховатостей границы раздела пленки, вряд ли пригодно для эпитаксиальных пленок, рассматриваемых в диссертации, в которых обычно выполняется другое соотношение $ak_F \sim 1$ и $bk_F \gg 1$. Таким образом, не известно, на сколько формулы (1.40-1.42) можно использовать даже для оценок величин. Также, не ясен физический смысл величины d^* . Кроме этого, при большой толщине пленки должен бы быть переход к классическим формулам для проводимости пленок, рассмотренных в параграфе 1.1.1. Обычно это вопрос в цитируемых работах при рассмотрении волноводных моделей подробно не обсуждался, либо говорилось о переходе к модифицированной модели Фукса. Исключением является лишь работа [38] (см. ниже).

Вышеперечисленные вопросы будут рассмотрены более подробно в гл. 5, где будет показано в частности, что такой переход в волноводных моделях дает формулы для малоуглового транспорта, с размерной зависимостью более медленной, чем фуксовская зависимость. Будет обобщена формула (1.42) и прояснен ее физический смысл.

Рассмотрим, в отличие от (1.40), случай, когда обе поверхности пленки z_1 и z_2 шероховаты с некоторой корреляцией между собой. Следуя работе [43] получаем, что даже в упрощенном кинетическом уравнении для диагональных компонент возмущенной матрицы плотности, уравнение не сводится к квазиклассическому случаю, так как присутствует осцилляционная зависимость от номера подзоны j для межповерхностного коррелятора $\langle z_1 z_2 \rangle$:

$$(\omega - \frac{\vec{k} * \vec{q}}{m}) \delta n_j(\vec{q}) = 2\pi \sum_{j'} \int \frac{d^2 p}{2\pi} W_{jj'}(\vec{q}, \vec{p}) [\delta n_{j'}(\vec{p}) - \delta n_j(\vec{q})] \delta(E_{j\vec{q}} - E_{j'\vec{p}}) \quad (1.43),$$

а вероятность рассеяния равна

$$W_{jj'}(\vec{q}, \vec{p}) = \frac{(\pi^2 jj' / d^2)^2}{md^2} [|\langle z_1(\vec{q} - \vec{p}) \rangle|^2 + |\langle z_2(\vec{q} - \vec{p}) \rangle|^2 + 2(-1)^{j+j'} \langle z_1(\vec{q} - \vec{p}) z_2(-\vec{q} + \vec{p}) \rangle] \quad (1.44),$$

где вектора – двумерные волновые вектора для движения электрона вдоль пленки, а энергия электрона E определяется формулой (1.25). Осцилляционная добавка от $\langle z_1 z_2 \rangle$ в (1.44) не исчезает при больших значениях номеров подзон j . Изменение на единичку номера подзоны меняет знак добавки и, таким образом, единичкой нельзя пренебречь. Это не позволяет строго применять квазиклассическое приближение в пределе $N_d \rightarrow \infty$. Далее с учетом интерференции рассеянных электронных волн от двух шероховатых поверхностей пленки, получены конечные выражения проводимости пленки в трех предельных случаях [46]: а) радиус корреляции много больше толщины пленки $b/d \gg 1$, б) одномодовый проводник (в режиме металлической проводимости) $N_d = 1$ и в) длинноволновый режим $k_F b \sim b N_d / d \ll 1$. Последнее неравенство эквивалентно малости величины корреляционной длины (δ -коррелированность шероховатостей). Отметим еще раз, что для нормальных металлов такое соотношение трудно выполнить, поскольку корреляционная длина ограничена снизу межатомным расстоянием, а электронная длина волны Ферми обычно не намного превосходит межатомное расстояние.

В случае а) получено следующее выражение для проводимости пленки толщиной d

$$\sigma = \pi e^2 \left(\frac{d}{\pi} \right)^4 \sum_{j=1}^{j=N_d} \frac{\nu(2n_o d^2 / \pi) - j^2}{j^4 [Y_j^{(0)} - Y_j^{(1)}]} \quad (1.45),$$

в случае б) - та же формула (1.45), но с $N_d = 1$,

и в случае в)

$$\sigma = \frac{3e^2 d^4 / \pi^3}{N_d (N_d + 1) (2N_d + 1) [\zeta_{11}(0) + \zeta_{22}(0)]} \sum_{j=1}^{j=N_d} \frac{\nu(2n_o d^2 / \pi) - j^2}{j^2 (1 + \Xi_j)} \quad (1.46),$$

где $\Xi_j = \frac{6}{2N_d + 1} \frac{(-1)^{j+N_d} \zeta_{12}(0)}{\zeta_{11}(0) + \zeta_{22}(0)}$, величины $\zeta_{ij}(0)$ – значения спектра плотности флуктуаций (Фурье-образ от коррелятора $\langle z_i z_j \rangle$) для 1-ой и 2-ой границы пленки, а также перекрестное межплоскостное значение Фурье-образа коррелятора в нуле, n_o – объемная плотность электронов, безразмерная величина ν равна $\nu = 2mE_F(d/\pi)^2$ (постоянная Планка равна единице), а $Y^{(j)}$ – угловые гармоники коррелятора. Хотя авторы цитируемой работы представляют эти формулы как формулы для удельной проводимости пленки, анализ их размерной зависимости показывает, что они получены на самом деле для проводимости пленки на квадрат. Соответственно, из-за геометрического фактора нужно понизить степень при d на единицу во всех предыдущих и последующих формулах, взятых из этой работы. С этой поправкой формула (1.46) дает квадратичную зависимость удельной проводимости пленки от ее толщины при $N_d \gg 1$, аналогично формуле для δ -коррелированных шероховатостей (1.40). В этом случае вклад интерференции каналов рассеяний электронов на шероховатостях от разных поверхностей не велик (величина Ξ_j мала) для многомодового проводника. Это так потому, что в случае в) рассеяние электронов происходит во все возможные состояния, в том числе и с большими $n \sim N_d$ и вектором рассеяния $\Delta q \sim k_F$ (в классической терминологии – на большие углы). Соответственно, происходит усреднение осциллирующего фактора от $\langle z_1 z_2 \rangle$ в (1.44) при суммировании (из-за больших значений верхнего предела суммы N_d), когда вычисляется полная вероятность рассеяния электрона из данного состояния. Такого усреднения не происходит в случае а) (если действительно выполняется $\Delta q < 1/b$), поскольку суммирование ограничивается небольшими значениями вектора рассеяния, соответственно, изменения n при переходе в другие состояния малы. Для гауссовых поверхностей получаем из (1.45) следующее выражение

$$\sigma \cong \frac{2e^2 d^2}{\pi^4 a^2} \frac{1}{a_{11} + a_{22} + a_{12}} \frac{\pi^{3/2}}{2^{3/2}} [(\nu(2n_o d^2 / \pi) - 1)^{5/2} + \frac{(\nu(2n_o d^2 / \pi) - 4)^{5/2}}{16} + \dots] \quad (1.47),$$

где корень из дисперсии для всех корреляторов равен a , a_{ij} – весовые множители при соответствующих корреляторах от поверхностей, включая перекрестный коррелятор с индексом $1,2$. Получаемая размерная зависимость удельной проводимости пленки более сложная. Она более сильная, чем квадратичная, а показатель степенной зависимости может равняться, например, шести. Учет интерференционного члена (a_{12}) дает лишь перенормировочный коэффициент, хотя его абсолютный вклад может быть существенным [46].

Поскольку для многомодового проводника вклад интерференции рассеяния электрона на шероховатостях от разных поверхностей либо мал (случай а), либо дает лишь перенормировочный множитель (случай в), рассмотрим более подробно для полноты изложения этого вопроса результаты работы [38], в которой использовалось упрощенное в этом смысле кинетическое уравнение. Оно не учитывало такую интерференцию каналов рассеяния от разных поверхностей при выводе удельной проводимости пленки. При решении кинетического уравнения использовалось интегральное граничное условие, аналогичное (1.2), с ядром

$$W(\vec{k}, \vec{k}') = 2\pi \int \vec{r} d\vec{r} W'(r) \frac{J_1(qr)}{q} \exp([-k_z + k'_z][1 - W'(r)]), \quad (1.48),$$

где автокорреляционная функция $W'(\mathbf{r}-\mathbf{r}')$ равна $\langle z(\mathbf{r})z(\mathbf{r}') \rangle$, $J_1(\)$ – функция Бесселя 1-го рода, а вектора равны $\mathbf{k}=\{p_s, k_z\}$ и $\mathbf{r}=\{x, y\}$.

Конечные формулы для проводимости представлены в следующих предельных случаях.

Мелкомасштабные шероховатости. Выполняются следующие условия

$$k_F b < 1 \text{ и } a < b, \quad (1.49).$$

Таким образом, корреляционная длина и амплитуда шероховатостей мала по сравнению с фермиевской длиной волны электрона. Из этого автоматически следует малость параметров Френеля и Релейя, а также выполнение условия гладкости пленки (1.28). В квантовом приближении с учетом (1.49) получается следующая формула для удельной проводимости пленки [38]:

$$\frac{\sigma_d}{\sigma_i} = \frac{3 (k_\mu d / \pi)^2}{2 (k_F d / \pi)^3} \sum_{n=1}^{N_d} \left[1 - \frac{n^2}{(k_\mu d / \pi)^2} \right] \left[\frac{V_o}{V_s^i} + n^2 N_d (N_d + 1/2)(N_d + 1) \left(\frac{k_F d}{\pi} \right)^{-6} \right]^{-1} \quad (1.50).$$

Частота объемных столкновений определяется через длину свободного пробега (или транспортную длину) в объеме пленки и скорость Ферми как $v_o = V_F / l_o$, соответственно, для объемной удельной проводимости выполняется формула Друде-Лорентца:

$$\sigma_o = \frac{n_o e^2}{m v_o} \quad (1.51),$$

а для σ_i из (1.50):

$$\sigma_i = \frac{n_o e^2}{m v_s^i} \quad (1.52),$$

где частота v_s^i соответствует (формально) частоте релаксации на поверхностных рассеяниях для пленки с одним каналом проводимости вдоль нормали ($N_d=1$) и определяется (при условии (1.49)) как

$$v_s^i = \alpha (k_F a)^2 (k_F b)^2 k_F V_F / \pi \quad (1.53),$$

где $\alpha \sim 1$. Частота (1.53) вводится как характеристика шероховатости поверхности и материала пленки. Кроме этого, вводится химпотенциал μ , неравный энергии Ферми $E_F = \hbar^2 k_F^2 / 2m$ (отличие – около половины кванта, см. (1.25)), и волновой вектор k_μ :

$$\mu = \frac{\hbar^2 k_\mu^2}{2m} \quad (1.54).$$

Число мод вдоль нормали пленки определяется как

$$N_d = \text{Int} \left[\frac{k_\mu d}{\pi} \right] \quad (1.55),$$

это уточняет введенное ранее определение (1.31). Для многомодового проводника такое уточнение не существенно. Однако, при $\frac{k_F d}{\pi} \rightarrow 0$ оно

важно, так как только из (1.55) получается, что при этом $N_d \rightarrow 1$. Таким образом для ультратонких пленок одна подзона всегда заселена, а не пустая.

Формула (1.50) должна быть дополнена уравнением для k_μ :

$$\frac{3}{2} \left(\frac{k_F d}{\pi} \right)^{-3} \left(\frac{k_\mu d}{\pi} \right)^2 N_d \left[1 - \frac{1}{3} \left(N_d + \frac{1}{2} \right) (N_d + 1) \left(\frac{k_\mu d}{\pi} \right)^{-2} \right] = 1 \quad (1.56),$$

таким образом, чтобы удовлетворить условие сохранения числа электронов в объеме

$$n_o = k_F^3 / 3\pi^2 \quad (1.57).$$

Рассмотрим следствия и предельные случаи формулы (1.50).

1). Ультраквантовый предел ($N_d=1$). Размерная зависимость удельной проводимости пленки степенная в отсутствии объемных столкновений и пропорциональна d^6 , в согласии с результатами работы [33].

2). Многомодовый проводник ($N_d \gg 1$).

2.1). Область высоких температур. Частота столкновений в объеме высока из-за интенсивного электрон-фононного рассеяния и выполняется $\nu_s^i \pi / k_F d \ll \nu_o$. В этом случае релаксация в объеме доминирует, а удельная проводимость определяется следующей формулой

$$\frac{\sigma_d - \sigma_o}{\sigma_i} \cong -\frac{1}{5} \left(\frac{\nu_s^i}{\nu} \right)^2 \quad (1.58).$$

Как видно из (1.58) – размерная зависимость отсутствует в этом пределе и частота столкновений в объеме входит как квадрат.

2.2). Область промежуточных температур, выполняются неравенства $\nu_s^i (\pi / k_F d)^3 < \nu_o < \nu_s^i (\pi / k_F d)$. Удельная проводимость пленки, нормированная на (1.52), равняется

$$\frac{\sigma_d}{\sigma_i} \cong \frac{3\pi}{4} \left(\frac{k_F d}{\pi} \right)^{1/2} \left(\frac{\nu_i}{\nu_o} \right)^{1/2} \quad (1.59).$$

Размерная зависимость присутствует – она корневая. С такой же степенью входит частота столкновений в объеме.

2.3). Область низких температур, выполняется неравенство $\nu_s^i(\pi/k_F d)^3 > \nu_o$.

Удельная проводимость равна

$$\frac{\sigma_d}{\sigma_i} \cong \frac{\pi^2}{4} \left(\frac{k_F d}{\pi} \right)^2 \left[1 - \frac{\pi^2}{15} \left(\frac{k_F d}{\pi} \right)^3 \frac{\nu_o}{\nu_s^i} \right] \quad (1.60).$$

Размерная зависимость остаточной проводимости квадратичная, такая же как и для δ -коррелированных шероховатостей в согласии с (1.40). Правило Маттиссена нарушается из-за присутствия размерной зависимости от d при ν_o . Авторы работы [38] отмечают, что формула (1.60) получена в квазиклассическом приближении, однако она не имеет классического аналога (!?). Более точный анализ (см. более подробно гл. 5) показывает, что квазиклассическое приближение, строго говоря, не пригодно для этого режима проводимости, именно поэтому нет классического аналога. Поскольку, если считать, что квазиклассическое приближение полностью выполняется, получается формула малоуглового транспорта электронов в классическом пределе (1.22), а не (1.60) (см. также формулы в гл. 5). Переход от квантового (ранее был использован термин волноводного) электронного транспорта к квазиклассическому – происходит при равенстве между собой двух слагаемых в квадратных скобках (1.60). Это дает аналогичную (1.42) формулу для оценки переходного значения d^* .

Крупномасштабные шероховатости. Используется выполнение следующих неравенств

$$k_F b \gg 1 \quad (1.61),$$

что обеспечивает большое значение корреляционной длины по сравнению с фермиевской длиной волны электрона, а также малость параметра Френеля

$$k_F a^2 / b \ll 1 \quad (1.62).$$

Из (1.61-62) следует условие гладкости поверхности

$$a/b \ll 1 \quad (1.63).$$

При добавлении условия малости параметра Релейя, условия (1.28) выполнены с учетом (1.61-63). Существенным становится следующее обстоятельство. При многократном рассеянии электрона на поверхности с

периодом порядка Λ_n из (1.29) необходимо, чтобы выполнялось следующее условие

$$b \ll \Lambda_n \quad (1.64).$$

Это дает возможность не учитывать корреляцию “шероховатого” потенциала поверхности при двух (и далее) рассеяниях электрона. Выполнение (1.64) необходимо, поскольку интегральное граничное условие (1.2) с ядром (1.48) выведено в приближении однократного рассеяния и не учитывает корреляцию “шероховатого” потенциала поверхности при многократном рассеянии. При выводе следующих формул считается, что корреляционная длина также много меньше толщины пленки:

$$b \ll d \quad (1.65).$$

Отметим, что для эпитаксиальных пленок величина корреляционной длины может составлять 10-100 и более нанометров. Таким образом, условие (1.65) существенно ограничивает применимость используемого приближения для тонких пленок. Из (1.64) и (1.65) следует, что

$$1 \ll k_F b \ll k_F d / \pi \cong N_d \quad (1.66).$$

Рассмотрение всех случаев соотношения частот рассеяния в объеме и на поверхности достаточно громоздки. Ограничимся формулой для многомодового проводника, которая справедлива при выполнении (1.66):

$$\frac{\sigma_d}{\sigma_o} = \frac{3}{2} \left(\frac{\pi}{k_F d} \right) \sum_{n=1}^{n=N_d} \left[1 - \left(\frac{n\pi}{k_F d} \right)^2 \right] / [1 + \nu_l / \nu_o] \quad (1.67),$$

где

$$\nu_l = \begin{cases} \nu_{lf}, & \text{при } \frac{n\pi}{dk_F} < (k_F b)^{-1/2} \\ \nu_{ls}, & \text{при } (k_F b)^{-1/2} < \frac{n\pi}{dk_F} \leq 1 \end{cases} \quad (1.68).$$

Используемые частоты определяются следующими формулами:

$$\nu_{ls} = \frac{2}{(k_F a k_F b)^2} |W^{(n)}(0)| \left(\frac{a}{b}\right)^2 \frac{V_F}{d} \frac{dk_F}{\pi n} \quad (1.69),$$

где W' – коррелятор из (1.48), а ν_{lf} как

$$\nu_{lf} = \beta (k_F a)^2 (k_F b)^{-1/2} (V_F / d) (n\pi / dk_F)^2 \quad (1.70),$$

где $\beta = \frac{\Gamma^2(3/4)}{\pi^2 \Gamma(3/2)} \int_0^\infty x^{3/2} \frac{W'(x)}{(k_F^2 a b)^2} dx$.

Вводятся дополнительные частоты для характеристики диапазонов изменения частоты столкновения в объеме:

$$\nu_{lf}^{\min} = \beta (k_F a)^2 (k_F b)^{-1/2} (k_F d / \pi)^{-2} (V_F / d) \quad (1.71),$$

$$\nu_{ls}^{\min} = \frac{2}{(k_F a k_F b)^2} |W^{(n)}(0)| \left(\frac{a}{b}\right)^2 \frac{V_F}{d} \quad (1.72),$$

$$\nu_l^{eq} = \frac{16\pi^2}{(k_F a k_F b)^2} |W^{(n)}(0)|^2 \left(\frac{(k_F a)^2}{(k_F b)^{7/2}}\right) \frac{V_F}{d} \quad (1.73).$$

1). Область высоких температур, когда $\nu_{ls}^{\min} \ll \nu_o$:

$$\frac{\sigma_d}{\sigma_o} \cong 1 - \frac{3}{4} \left(\frac{\nu_o}{\nu_{ls}^{\min}}\right)^{-1} \quad (1.74).$$

Отклонение от насыщения зависит как d^3 .

2). Область частот $\nu_{ls}^{\min} \gg \nu_o$ характеризуется появлением дополнительной характеристической частоты ν_l^{eq} , определяемой из (1.73).

Асимптотики получены лишь для достаточно толстых пленок при выполнении неравенств

$$1 \ll (k_F b)^{3/2} \ll k_F d / \pi \quad (1.75),$$

что эквивалентно

$$\nu_{lf}^{\min} \ll \nu_l^{eq} \ll \nu_{ls}^{\min} \quad (1.76).$$

Для эпитаксиальных пленок нормальных металлов с $b \sim 10-100$ нм и $k_F \sim 8$ нм⁻¹ получаем оценку толщины как $d \sim 300-6000$ нм, что полностью исключает область тонких пленок менее 100 нм.

2.1). В области частот рассеяния $\nu_l^{eq} \ll \nu_o \ll \nu_{ls}^{\min}$:

$$\frac{\sigma_d}{\sigma_o} \cong \frac{3}{8} \frac{\nu_o}{\nu_{ls}^{\min}} \quad (1.77).$$

В этой области наблюдается линейная зависимость от толщины пленки.

2.2). В области частот рассеяния $\nu_{lf}^{\min} \ll \nu_o \ll \nu_s^{eq}$:

$$\frac{\sigma_d}{\sigma_o} \cong \frac{3\pi}{4} (k_F b)^{-1/2} \left(\frac{\nu_o}{\nu_l^{\max}} \right)^{1/2}, \quad (1.78),$$

при $\nu_l^{\max} = (k_F a)^2 (k_F b)^{-3/2} (V_F / d)$.

Получаемая зависимость от d – корневая.

2.3). В области низких температур, $\nu_o \ll \nu_{lf}^{\min}$:

$$\frac{\sigma_d}{\sigma_o} \cong \frac{\pi^2}{4} (k_F d / \pi)^{-1} \left(\frac{\nu_o}{\nu_{fl}^{\min}} \right) \quad (1.79).$$

Получаемая размерная зависимость квадратичная.

Экспериментальные результаты по исследованию классических размерных эффектов многочисленны и достаточно подробно исследованы. В качестве обзора можно использовать работу [15]. При интерпретации экспериментальных результатов, главным образом, используются формулы модели Фукса. Однако, касательно экспериментальных работ, где исследуются тонкие пленки из нормальных металлов, в которых могли бы наблюдаться волноводные эффекты в электронном транспорте, в частности в размерных зависимостях проводимости, следует отметить, что они практически отсутствовали на начало выполнения диссертационной работы.

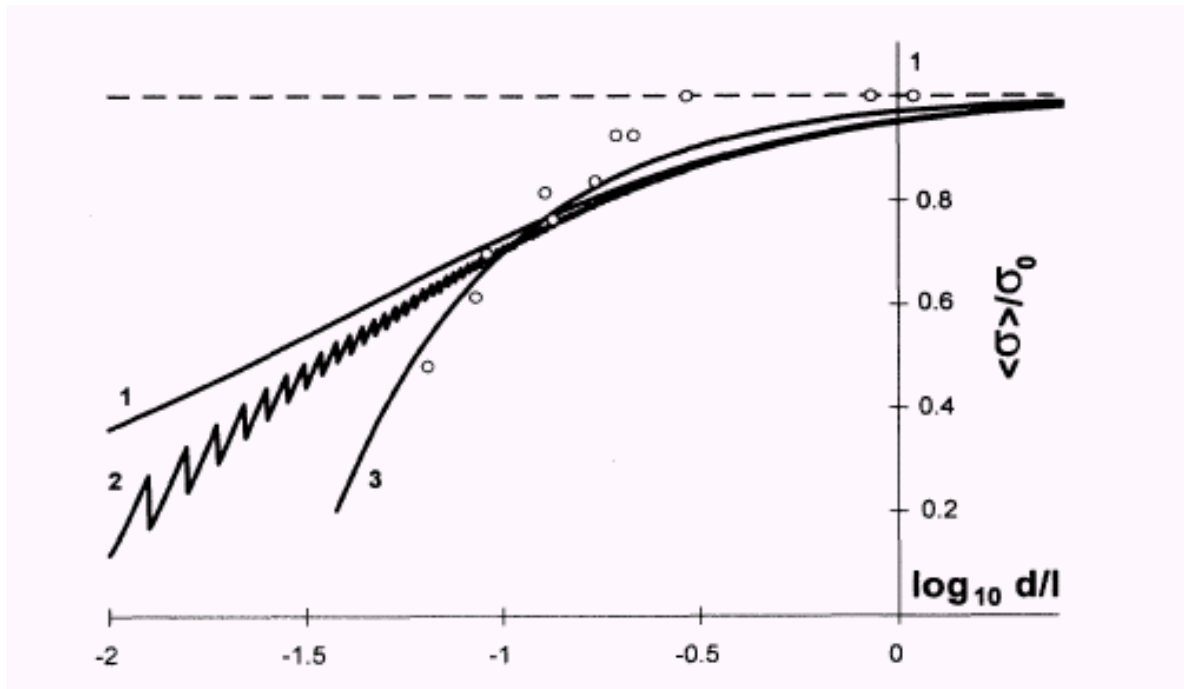


Рис.1.1. Проверка теоретических результатов [38] при сравнении с экспериментом [59]. Кружки – экспериментальные данные для пленок CoSi_2 , 1 – формула малоуглового классического транспорта (1.22), 2 – квантовая формула (1.50) и 3 – формула для классического электронного транспорта (1.74).

Более подробный анализ показывает, что фактически единственно надежными экспериментальными результатами в этой области, полученными до проведения исследований в рамках диссертационной работы, была работа по исследованию эпитаксиальных пленок дисилицида кобальта толщиной 6-110 нм [59]. Хотя авторы цитируемой работы не интерпретировали свои результаты как проявление волноводных эффектов, используя фуксовские зависимости, за этой публикацией последовали теоретические работы, например [38], которые уже применяли волноводные модели для объяснения экспериментальных данных. Теоретические и экспериментальные результаты по CoSi_2 представлены на рис. 1.1. Они показывают, что длина свободного пробега электронов в объеме таких пленок, которая оценивалась авторами работы [59] как $l_o \cong 100$ нм, все-таки не достаточна для того, чтобы стал реализовываться волноводный режим проводимости. Для реализации волноводного режима и появления волноводных эффектов в размерных зависимостях проводимости пленок необходимо достичь условия $d/l_o < 10^{-2}$.

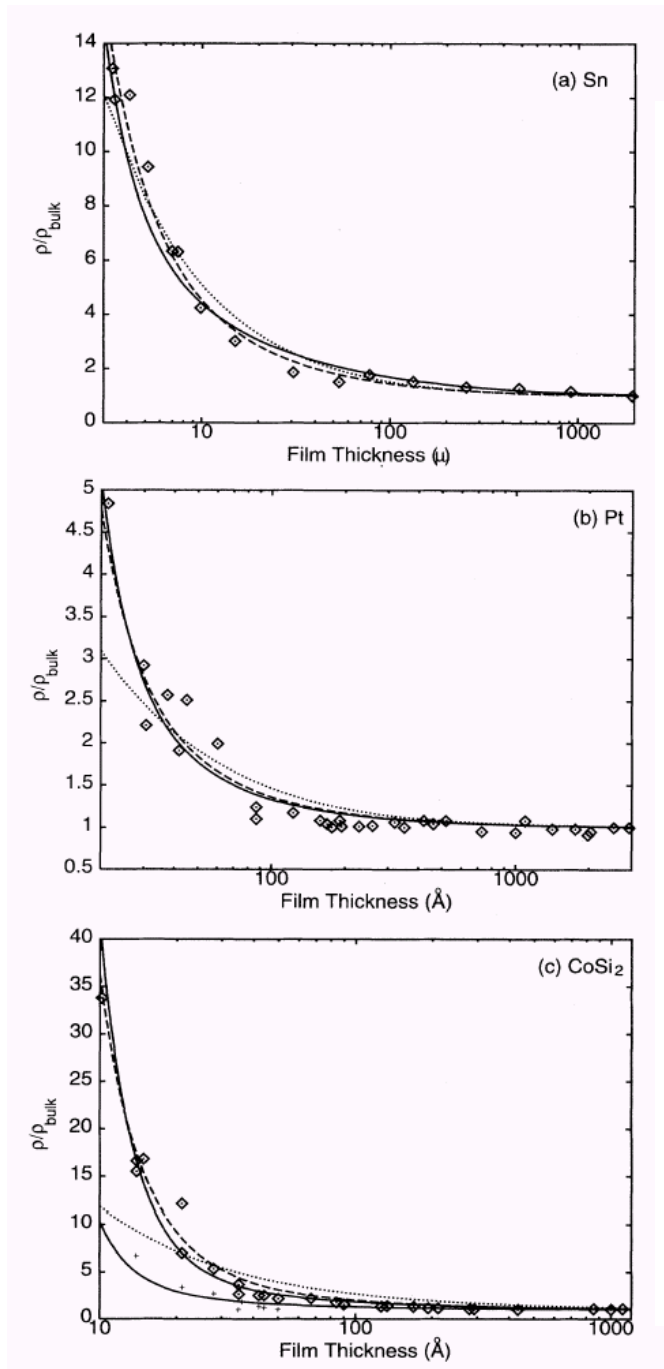


Рис. 1.2. Зависимость удельного сопротивления пленок, нормированного на удельное сопротивление в объеме пленки как функция толщины пленки. Значки – экспериментальные данные для пленок Sn [60], Pt [61] и CoSi_2 [59, 62]. Сплошная линия – квантовая формула для многомодового проводника с δ -коррелированными шероховатостями, пунктирная линия – модификация этой формулы, точечная – фуксовская зависимость, теоретический расчет проведен в работе [37].

В последующих главах будут приведены технология получения и экспериментальные результаты по проводимости эпитаксиальных пленок тугоплавких металлов, которые удовлетворяют вышеназванному условию и в которых проявляются свойства, связанные с волноводным электронным транспортом. Для CoSi_2 такие условия не были выполнены, и экспериментальные данные легли на формулу классического электронного транспорта (рис. 1.1.)

Приведем для полноты экспериментальные результаты других работ, которые использовались в теоретических работах, например [37], по волноводным моделям для сопоставления расчетных и экспериментальных зависимостей (рис. 1.2). Поскольку размерная зависимость для CoSi_2 была обсуждена ранее, рассмотрим более подробно результаты по пленкам Sn и Pt. По пленкам Sn заведомо можно сказать, что наблюдаемое отклонение от фуксовской зависимости не связано с волноводными поправками, поскольку такие отклонения наблюдаются при слишком большой толщине пленок с $N_d \gg 400$, а последняя цифра оценивалась как предельная для наблюдения волноводных эффектов [38]. Следующая из этого оценка дает “предельную” толщину пленки порядка 200 нм, в то время как наблюдаемые отклонения проявляются при толщине около $5 \cdot 10^4$ нм (рис. 1.2, а). Более того, реализация волноводного режима проводимости требует сверх высокого качества эпитаксиальных пленок и, соответственно, совершенного оборудования для эпитаксии. В сороковых годах прошлого века такие экспериментальные методы просто отсутствовали. Хотя формально получено хорошее согласие между квантовой формулой и экспериментальными данными, его нужно рассматривать как случайное. Увеличение сопротивления пленок по сравнению с фуксовской зависимостью связано, скорее всего, с ухудшением объемных свойств пленок при уменьшении их толщины. Аналогичные вопросы возникают с пленками Pt. Наблюдаемые отклонения от фуксовской зависимости возникают при $d \sim 5$ нм. Хорошо известно, что при такой малой (и менее) толщине начинается островковый рост пленок. Требуется специальные исследования, чтобы исключить влияние такого фактора, что достаточно подробно не исследовалось. Поэтому наблюдаемое отклонение с большой вероятностью связано с ухудшением качества пленок из-за островкового роста пленок, а не с волноводными эффектами. Кроме этого, при толщине менее 5 нм, ее величина становится порядка фермиевской длины волны электрона, и начинают проявляться свойства, связанные с ультраквантовым пределом (N_d -

>1). В этом случае стираются различия между квантовым и волноводным режимом проводимости, характерным для многомодового проводника.

В заключение к параграфу 1.1.1. кратко отметим, что хотя фуксовские размерные зависимости проводимости пленок нормальных металлов достаточно хорошо описывают многие эксперименты, теория предсказывает существенные отклонения от таких зависимостей, когда выполняется условие $d/l_o < 10^{-2}$. В этих условиях толщина пленок может существенно превосходить фермиевскую длину волны электрона с достаточно большим числом занятых двухмерных подзон $1 \ll N_d < 400$. Отклонения связаны с проявлением волноводных эффектов и специфики малоуглового электронного транспорта. Более того, как будет видно из анализа проводимости монокристаллических НПС из тугоплавких металлов (гл. 5), относительная величина волноводной поправки к проводимости может на порядки превосходить $1/N_d$. Эти поправки по своей природе отличаются от уже хорошо известных эффектов, связанных с поперечным квантованием кондактанса, когда осцилляции плотности состояний проявляются в размерной от поперечного сечения проводника зависимости его проводимости, как от его толщины, так и ширины. В новых условиях проводник становится волноводом для электронных волн, которые рассеиваются на дефектах границы раздела. Хотя такой проводник является и многомодовым с $1/N_d \ll 1$ и, поэтому, он должен бы проявлять сугубо классические свойства с возможными заведомо малыми квантовыми поправками, его все же следует рассматривать как волновод с шероховатыми стенками, а классическое (квазиклассическое) приближение для него перестает работать. Такой режим проводимости многомодового проводника можно назвать волноводным.

На момент выполнения экспериментов по теме диссертации отсутствовали прямые и надежные экспериментальные результаты по такому исследованию волноводных эффектов в проводимости, включая как планарные, так и не планарные низкоразмерные структуры из нормальных металлов.

§1.1.2. Баллистический электронный транспорт

§1.1.2.1. Модель Ландауэра-Буттикера. Размерные и магнетополевые аномалии в проводимости структур малого размера. Для баллистического проводника малого размера, соединяющего две или более электропроводящие контактные области (далее резервуары или терминалы) больших размеров, удобно характеризовать электронную проводимость, используя понятия трансмиссионных вероятностей прохождения или отражения электрона в баллистическом проводнике(ах), соединяющим(их) эти резервуары. Такой подход часто называют методом Ландауэра – Буттикера [63-66]. Развитие этой модели связано также с именами других авторов, см. более подробно об этом в обзорах и оригинальных статьях [67-73].

Необходимость в новой модели электронного транспорта в таких проводниках связана с тем, что при малых размерах становятся существенными контактные сопротивления, которые аналогичны по своей природе контактному сопротивлению Шарвина для апертуры [67]. Становится важным, каким образом проводник, в общем случае произвольной длины, соединен с резервуарами. В этих условиях теряется понятие сопротивления (или проводимости – кондактанса) проводника как такового, и необходимо рассматривать систему – проводник плюс резервуары как целое. Для упрощения описания такой системы в случае когерентного электронного транспорта в проводнике (возможно также обобщение при определенных условиях для некогерентного транспорта) предполагается, что в пределах одного резервуара осуществляется равновесное распределение носителей тока с химпотенциалом μ_i , где i нумерует резервуар. К резервуару может быть приложен или самосогласованно возникать электрический потенциал V_i , меняющий аддитивным образом химпотенциал резервуара $\mu_i = \mu_0 + eV_i$ и через резервуар, в общем случае, может протекать ток I_i , практически не нарушающий

локальное равновесие в резервуаре. При этом электрическое сопротивление резервуара считается бесконечно малой величиной. Предполагается также, что проводник соединен к резервуару через контактную область с плавными границами так, что нет отражения электронов при входе в резервуар из проводника. Для когерентного электронного транспорта в проводнике необходимо выполнить условие большой длины сбоя фазы электрона l_φ относительно размеров проводника. Поскольку рассматривается только координатная часть волновой функции электрона – последнее требование сводится к большой длине l_{in} (или времени) свободного пробега электрона относительно неупругих столкновений и $l_\varphi \sim l_{in}$. Предполагается также, что при входе электрона в резервуар его когерентность теряется из-за большого времени пребывания в резервуаре, он становится равновесным, и резервуар “стирает” его фазовую память.

Центральной формулой этой модели является следующее выражение для кондактанса 2-х терминального проводника (соединяющего два резервуара) [63]

$$G = \frac{2e^2}{h} \sum_{m_c, n_c=1}^{m_c, n_c=N_{tr}} T_{m_c n_c} = \frac{2e^2}{h} N_{tr} \langle T \rangle_{ij} \quad (1.80),$$

$T_{m_c n_c}$ – трансмиссионная вероятность перехода электрона из проводящего канала m_c в n_c при прохождении из одного резервуара с номером i в другой с номером j через проводник без изменения направления движения (в данном случае $i=1, j=2$), N_{tr} – нумерует максимальное число занятых поперечных мод в проводнике, например, как в (1.37) при прямоугольной форме проводника, остальные обозначения в формуле – фундаментальные константы, скобки означают усреднение по каналам проводимости. Для квантовомеханического рассмотрения прохождения электрона из одного резервуара в другой можно связать трансмиссионную вероятность T с матрицей рассеяния, вводя $\hat{t}$ матрицу [73] и $T = Sp(\hat{t}\hat{t}^+)$. В общем случае для нахождения $T_{m_c n_c}$ необходимо привлекать модели электронного транспорта, учитывающие

конкретные условия эксперимента. Отметим, что при $\langle T \rangle = 1$ для очень короткого мостика (апертуры) формула (1.80) дает значение эквивалентное контактному сопротивлению Шарвина $4\pi\hbar/(2e^2k_F^2dW)$ [67].

Волновая функция (спиновую часть опускаем) электрона характеризуется свободным движением вдоль проводника (z -ось) в оба направления и поперечными модами по нормали к оси проводника

$$\psi_{\pm k_z n_c}(x, y, z) = e^{\pm k_z z} f_{n_c}(x, y) \quad (1.81).$$

Для проводника прямоугольной формы с толщиной d и шириной W :

$$f_{n_c}(x, y) = \sqrt{\frac{4}{dW}} \sin(k_{xn}x) \sin(k_{ym}y) \quad (1.82),$$

где

$$k_{xn} = \frac{\pi n}{d} \text{ и } k_{ym} = \frac{\pi m}{W} \quad (1.83)$$

и $m, n = 1, 2, 3, \dots$.

Таким образом, номер проводящего канала n_c определяется двумя квантовыми числами поперечного движения электрона m и n и электронный спектр проводника состоит из набора одномерных параболических подзон.

Энергия электрона в состоянии (k_z, m, n) равна

$$E_{k_z mn} = \frac{\hbar^2}{2m} (k_z^2 + k_{xn}^2 + k_{ym}^2) \quad (1.84).$$

Для занятых состояний она не должна быть больше энергии Ферми E_F .

Проводимость между резервуарами сводится к задаче рассеяния [73] электрона вошедшего в проводник, соединяющий два резервуара. При этом резервуар трактуется как аналог “черного тела” как в задаче излучения, температура которого определяется химпотенциалом.

Возможно обобщение формулы (1.80) для многотерминального проводника, который соединяет несколько резервуаров [65]. Полный ток I_j из резервуара j с учетом разных значений энергий электронов определяется как

$$I_j = \int i_j(E) dE \text{ и } i_j(E) = \frac{2e}{h} \sum_q \langle T \rangle_{jq} * N_{tr} [f_j(E) - f_q(E)] \quad (1.85),$$

где функция распределения Ферми-Дирака равна $f_q = [\exp(\frac{E - \mu_q}{kT}) + 1]^{-1}$.

Средние вероятности перехода из одного резервуара в другой подчиняются правилу сумм

$$\sum_j \langle T \rangle_{jq} = \sum_j \langle T \rangle_{qj} \quad (1.86),$$

поскольку необходимо выполнить условие сохранения тока.

Считая, что изменения химпотенциалов в резервуарах малыми, так, что возможна лианеризация в (1.85), получаем с учетом (1.86)

$$I_j = \sum_q G_{jq} (V_j - V_q) \quad (1.87),$$

где электрический потенциал в резервуаре $V_j = \mu_j / e$ (равновесный химпотенциал зануляем для упрощения, поскольку в (1.87) стоит разность потенциалов), и

$$G_{jq} = \frac{2e^2}{h} N_{tr} \int \langle T \rangle_{jq} (E) \left(-\frac{\partial f}{\partial E} \right) dE \quad (1.88).$$

При достаточно низких температурах

$$G_{jq} = \frac{2e^2}{h} N_{tr} \langle T \rangle_{jq} (E_F) \quad (1.89).$$

Для простоты в приведенных формулах считается, что число поперечных мод N_{tr} в проводниках соединяющих резервуары одинаково. Знание матрицы G_{jq} или $\langle T \rangle_{jq}$ позволяет решать систему уравнений (1.87), дополненную условиями эксперимента по протеканию известного тока через резервуары, для нахождения электрических потенциалов резервуаров. Обычно в эксперименте к двум i и j резервуарам прикладывается напряжение и через них протекает известный ток $I_j = I$ и $I_i = -I$, а для остальных резервуаров токи отсутствуют. Соответственно, можно определить сопротивление любого

“участка” цепи между резервуарами p и q после нахождения из уравнения (1.87) неизвестных потенциалов как

$$R_{ijpq} = \frac{V_p - V_q}{I} \quad (1.90).$$

Экспериментально возможно реализовать такие условия, когда через резервуары протекают измеряемые в эксперименте токи так, что напряжения во всех резервуарах зануляются кроме одного выбранного V_q [74]. Тогда уравнение (1.87) упрощается и $G_{jq} = I_j/V_q$. Используя экспериментальные значения токов и потенциала сразу находим G_{jq} , а с использованием (1.89) - $\langle T \rangle_{jq}$ [75].

Без магнитного поля матрица G_{jq} или $\langle T \rangle_{jq}$ симметрична по перестановке индексов. Система уравнений (1.87) сводится к уравнениям, получаемых из законов Кирхгофа для цепи известных сопротивлений. Однако такое не выполняется в магнитном поле B , симметрия по перестановкам индексов в общем случае нарушается, и симметрия G_{jq} становится аналогичной симметрии кинетических коэффициентов Онсайгера

$$G_{jq}(B) = G_{qj}(-B) \quad (1.91).$$

Уравнения (1.87-90) обобщаются на случай некогерентного электронного транспорта, при этом вероятности $\langle T \rangle_{jq}$ заменяются эффективными вероятностями, которые вычисляются при решении (1.87) для этой же структуры, к которой дополнительно присоединили фиктивный резервуар [66]. Для такого обобщения необходимо выполнить условия малости влияния так называемого “вертикального” транспорта, когда изменения энергии электрона за счет неупругих столкновений не существенны. Более подробно смотрите обоснование этого приближения в ссылке [69].

Размерные эффекты от ширины микросужения. Для 2-х терминального мостика число проводящих мод N_{tr} меняется на единицу при пересечении уровня энергии проводящего канала E_F и зависит от поперечных размеров проводника, а также k_F (1.37). Соответственно, плавное изменение одного из

этих параметров приводит в некоторый момент к скачкообразному изменению N_{tr} , а по формуле (1.80) – кондактанса на величину $2e^2/h$ для баллистического мостика (считаем $\langle T \rangle \cong 1$). Ступенчатое изменение кондактанса наблюдалось экспериментально, и было теоретически предсказано как для двухмерных структур из полупроводниковых гетероструктур, так и для трехмерных структур – тонких металлических проволок и точечных контактов [76-83], смотрите также ссылки в обзоре [80]. Во всех случаях, чтобы экспериментально наблюдать этот эффект необходимо, чтобы поперечные размеры структуры были микроскопическими, порядка λ_F . В адиабатическом приближении [81,82] наиболее важны характеристики наиболее узкой части проводника, микросужения (“горлышка”), параметры которого и определяют электронный транспорт через проводник. Для описания транспорта также используют приближение “жесткого” потенциала, когда потенциальный барьер, ограничивающий структуры резкий и высокий, в этом случае волновая функция зануляется на границе такого потенциала, а также – приближение “мягкого” потенциала, когда форма потенциала ограничивающего проводник остается постоянной и протяженной, но флуктуирует “дно” потенциала [80]. Отметим, что размерный эффект квантования кондактанса микросужения от его ширины близок по своей природе к квантовому размерному эффекту в пленках [58].

Для нахождения зависимости $\langle T \rangle$ от длины проводника L рассмотрим результаты упрощенной квазиодномерной модели [69]

$$\langle T \rangle = \frac{1}{1 + L/L^*} \quad (1.92),$$

где характеристическая длина L^* пропорциональна транспортной длине l_{tr} . Коэффициент пропорциональности зависит от размерности электронного транспорта. Формула (1.92) совпадает с точным решением для одномодового проводника (1.34) в режиме металлической проводимости. Таким образом, зависимость $\langle T \rangle$ от L степенная при больших L , а не экспоненциальная, как

могло бы показаться при первом рассмотрении по аналогии с поглощением света. Из-за перерасеяния электронов $\langle T \rangle$ уменьшается с расстоянием более медленно по сравнению с экспонентой. Подстановка (1.92) в (1.80) приводит к закону Ома при больших L . Экспериментальное исследование зависимости кондактанса двухтерминального мостика было проведено для полупроводниковой гетероструктуры на 2-х мерном электронном газе при температуре 1.5 K [84]. Было обнаружено, что при малых длинах мостика его сопротивление действительно насыщается и выходит на сопротивление Шарвина. Отметим только, что авторы вычитали из экспериментальной зависимости сопротивление резервуаров, поскольку вклад в эту зависимость был большой. Это означает, что в планарной геометрии не просто выполнить условие, когда контактную область можно действительно считать равновесным резервуаром с бесконечно большой проводимостью (см. также рассуждения в гл. 5 для 2-х терминальных мостиков). Было найдено, что по мере увеличения длины мостика L его сопротивление возрастало, при этом приращение сопротивления аппроксимировалось экспонентой ($\exp(L/l_e)$, l_e – ДСПЭ). Это противоречит уравнению (1.92) для зависимости $\langle T \rangle$ от L . Кроме этого было обнаружено, что для менее широких (W) мостиков область насыщения была большей, чем для широких мостиков. Авторы [84] объясняли эту особенность подавлением рассеяния электронов из-за влияния увеличения энергетического кванта расщепления подзон по энергии для узких проводников. При большем энергетическом расщеплении необходимо передавать электрону большой импульс при его рассеянии в другие подзоны на флуктуациях потенциала границ мостика. Это приводит к подавлению интенсивности рассеяния электронов и, соответственно, к увеличению ДСПЭ.

Интересны также эксперименты по измерению изгибного сопротивления [86-88] и зависимости передаточного сопротивления от расстояния (схема эксперимента показана на рис. 1.3) для многотерминальных структур [88-89].

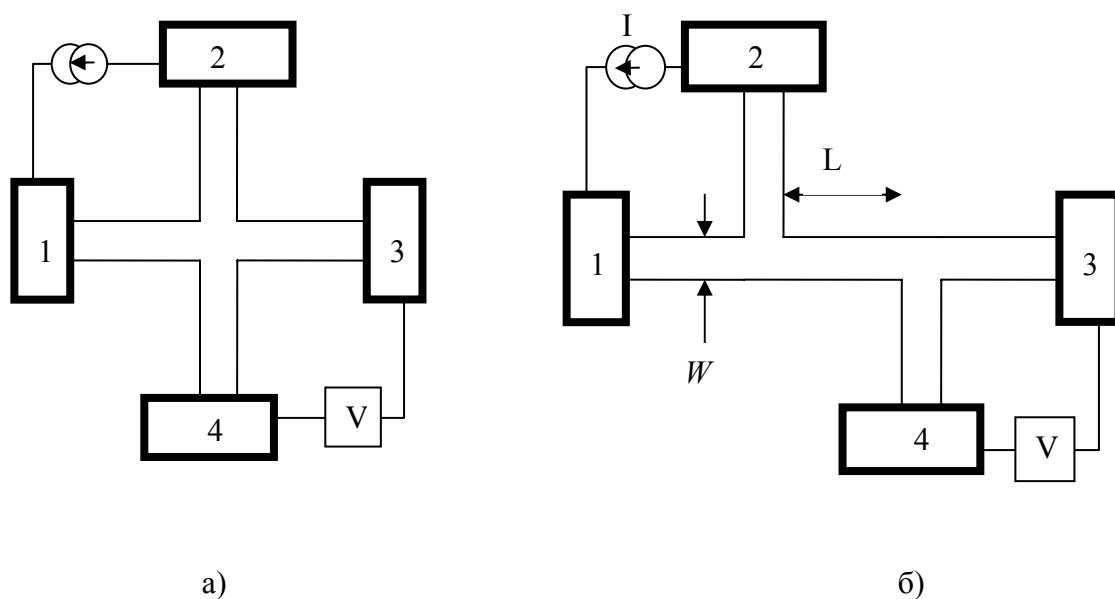


Рис. 1.3. Схема измерения изгибного (а) и передаточного (б) сопротивлений для 4-х терминальных структур.

Приведем решение (1.87) для изгибного сопротивление R_b (рис. 1.3 а) [90,91]:

$$R_b = \frac{V_4 - V_3}{I_{12}} = \frac{h}{e^2 N_{tr}} \frac{(T_{14} T_{12} - T_{13}^2)}{(T_{12} + T_{14})(2T_{13}(T_{13} + T_{12} + T_{14}) + T_{12}^2 + T_{14}^2)} \quad (1.93).$$

Для баллистических структур с ДСПЭ $> W$ вероятность перехода электрона по “прямой” (T_{13}) больше, чем с “поворотом” (T_{12} или T_{14}), изгибное сопротивление становится отрицательным из-за числителя в (1.93). В отсутствии магнитного поля вероятности T_{12} и T_{14} равны между собой и выражение (1.93) упрощается.

Экспериментально отрицательное изгибное сопротивление наблюдалось для полупроводниковых гетероструктур на 2-х мерном электронном газе [85-88]. Вольтамперные характеристики в этих экспериментах не были линейными, поскольку не выполнялось условие лианеризации в (1.88). При увеличении потенциала и, соответственно, энергии электронов включались дополнительные каналы рассеяния электронов, например, на оптических фононах [86], это приводило к зависимости $\langle T \rangle$ от разности потенциалов. Трансмиссионные вероятности менялись, и наблюдалось смена знака

изгибного сопротивления 4-х терминальной структуры, поскольку T_{12} (T_{14}) становились больше T_{13} из (1.93) за счет увеличения рассеяния электронов в объеме структуры. Для объяснения эксперимента авторы [86] использовали экспоненциальную зависимость для $\langle T \rangle \sim \exp(-L/l_e)$.

Зависимость величины передаточного сопротивления от L исследовалась в работах [88,89]. Изготавливались полупроводниковые многотерминальные мостиковые структуры на 2-х мерном электронном газе с разным расстоянием между электродами. Было экспериментально обнаружено, что наблюдается экспоненциальная зависимость передаточного сопротивления (V/I) от расстояния ($\exp(-L/l_e)$), см. рис. 1.3б. Более того, при $L \sim W$ измеренное ДСПЭ составляет величину около $l_e \sim 2W$, а при увеличении L ДСПЭ l_e становилась почти на порядок больше, чем $2W$ [89].

Магнетополевые аномалии для баллистических наноструктур на 2-х мерном электроном газе. Рассмотрим магнетополевые зависимости сопротивления Холла и изгибного сопротивления для баллистических 4-х терминальных наноструктур в перпендикулярном к плоскости структур магнитном поле.

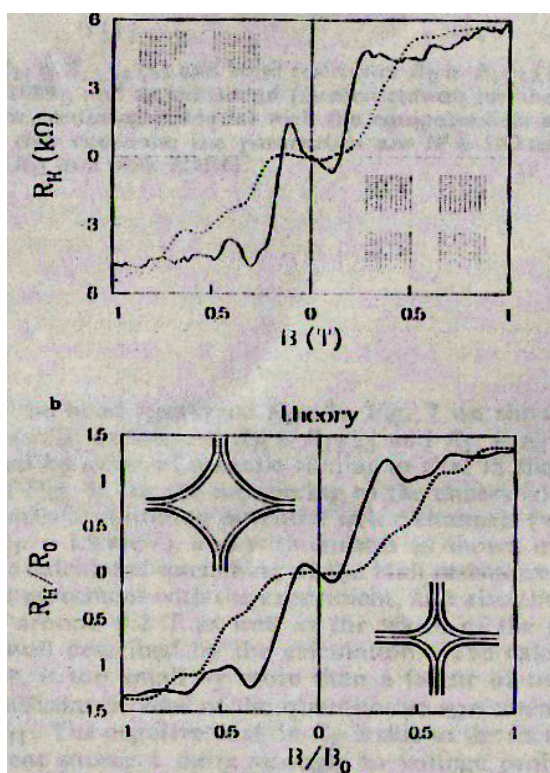


Рис. 1.4. Экспериментальная зависимость холловского сопротивления для креста с острыми углами (точечные линии) и с широкой центральной частью (сплошные линии). Верхний рисунок – эксперимент [94], нижний – расчет [96].

Под аномалиями будем понимать отсечку напряжения Холла [92-95], смену знака холловского напряжения в малых полях [94] (рис.1.4), подавление изгибного сопротивления с увеличением магнитного поля [88] (рис. 1.5).

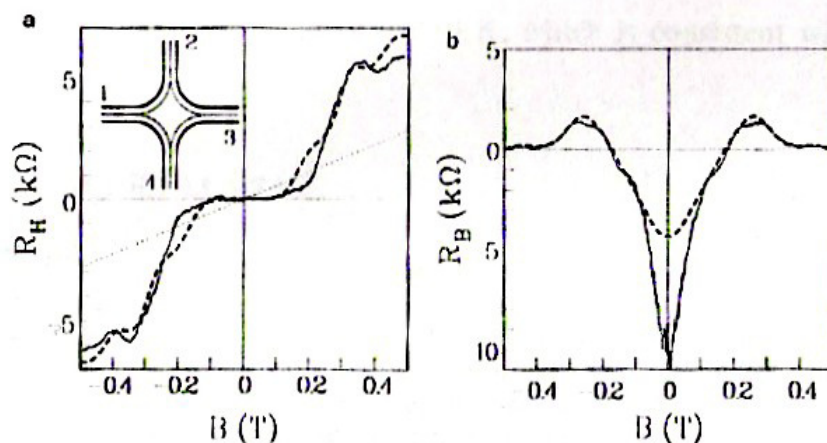


Рис. 1.5. Магнетополевая зависимость (а) холловского (R_H) и (б) изгибного (R_B) сопротивлений. Сплошные линии – эксперимент [88], пунктирные – расчет [96].

Экспериментально эти эффекты наблюдались для баллистических структур, при этом обнаруживалась сильная зависимость эффектов от геометрии центральной части креста (рис. 1.3а).

На рис. 1.4 представлены экспериментальные и расчетные данные для R_H как для креста с резкими углами, так и с уширенной центральной частью. В последнем случае наблюдается увеличение эффекта отрицательного сопротивления Холла в малых полях. Оба креста показывают подавление (резкий спад) сопротивления Холла при $B < 0.5$ Т. Для изгибного сопротивления наблюдается его подавление при $B > 0.4$ Т (рис. 1.5).

Существенную роль для объяснения вышеперечисленных магнетополевых аномалий играет эффект коллимации [90, 96, 97] неравновесных электронов в центральной части креста. Рассмотрим возможные механизмы такой коллимации более подробно.

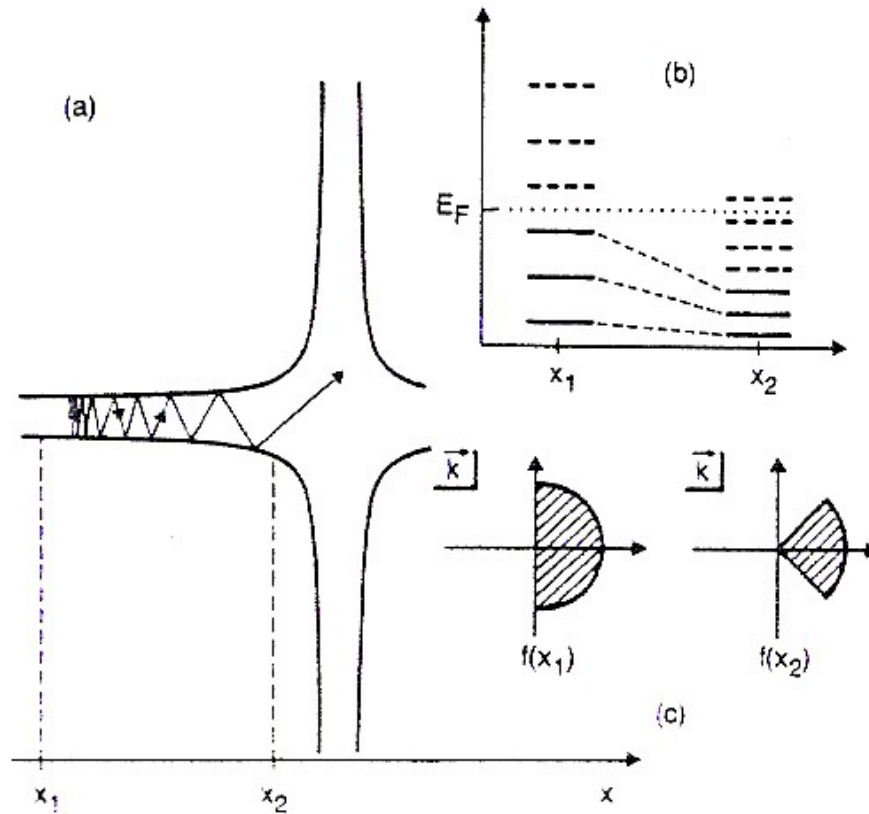


Рис. 1.6. Изображение крестообразной структуры и электронной траектории с коллимацией в центральной части креста (а), объяснение эффекта адиабатической коллимации электронов (б) [90].

Рис. 1.6а показывает коллимированную траекторию электрона. Возможно два объяснения: 1) – классический эффект – основан на том, что граница углов в центральной части креста плавная как на рис. 1.6а, а не на рис. 1.3а, при этом радиус закругления углов превосходит ширину контакта W . В результате многократного зеркального отражения от границы проводника направление движения электрона поворачивается и становится почти вдоль оси креста, когда электрон входит в центральную часть креста, 2) объяснение на основе волновой модели коллимации основано на том, что выполняются условия адиабатического прохождения электроны через структуру [81] с одного контакта креста в противоположный. В этом случае электрон не рассеивается и остается в своей подзоне с квантовыми индексами (m, n) (рис. 1.6.б) [90]. Поскольку центральная часть креста более широкая по сравнению с шириной контакта, то согласно (1.83) перпендикулярная к движению электрона

компонента волнового вектора уменьшается. В силу сохранения энергии увеличивается k_z компонента – вдоль движения. В результате в точке x_1 угловое распределение электронов изотропное, а в точке x_2 – коллимированное (рис 1.6.с). Эффект аналогичен планаризации звуковой волны при выходе из горна [98].

С использованием уравнения (1.97) получаем следующее выражение для сопротивления Холла [90]:

$$R_H = \frac{V_4 - V_2}{I_{13}} = \frac{h}{e^2 N_{tr}} \frac{(T_{14}^2 - T_{12}^2)}{(T_{12} + T_{14})(2T_{13}(T_{13} + T_{12} + T_{14}) + T_{12}^2 + T_{14}^2)} \quad (1.94),$$

где нумерация резервуаров такая же, как на рис. 1.3а, ток течет из резервуара 1 в 3, а потенциометр подключен к резервуарам 2 и 4.

Введем следующие характерные величины для сопротивления и магнитного поля [90,96]:

$$R_0 = \frac{h}{2e^2} \frac{1}{N_{tr}} \quad (1.95)$$

и

$$B_o = \frac{\hbar k_F}{eW} \quad (1.96),$$

где W – ширина контакта (рис. 1.3), либо размер центральной части креста. R_0 – баллистическое сопротивление контакта (сопротивление Шарвина), а B_o – магнитное поле, при котором ларморовская траектория электрона помещается в контакт (центральную часть креста).

При увеличении магнитного поля электроны, вышедшие из резервуара 1 заворачиваются под действием силы Лорентца в резервуар 4, увеличивая вероятность T_{14} и уменьшая вероятности T_{13} и T_{12} . Однако наличие коллимированной траектории (а) на рис. 1.7 приводит к тому, что для такого отклонения необходимо приложить большее магнитное поле, чтобы завернуть коллимированный электрон в резервуар 4. Тем самым есть область магнитных полей, при которых отклонение коллимированной траектории магнитным полем не достаточно для попадания ее в резервуар 4. Это

приводит к тому, что холловское напряжение остается малым. Возникает эффект подавления (отсечки) холловского напряжения.

Дальнейшее увеличение поля $B > B_0$ приводит к тому, что $T_{14} > 1$, а T_{13} и $T_{12} > 0$. Соответственно из (1.94) получаем, что

$$R_H \rightarrow \frac{h}{2e^2 N_{tr}}.$$

Однако нужно иметь ввиду то, что проведенные рассуждения верны для краевых состояний. При полях $B > B_0$ появляются также и объемные состояния, циклотронный радиус которых помещается внутри проводника, их траектория не касается границы, а вклад в транспорт электронов мал из-за малой подвижности при большой ДСПЭ в объеме проводника. Поэтому необходимо заменить N_{tr} на N_{tr}^{edge} (краевые), поскольку $B > B_0$, то $N_{tr} > N_{tr}^{edge}$. При больших полях $N_{tr}^{edge} \sim N_{tr}(r_L/W)$ (оценка приведена из соотношения объемов), где r_L – ларморовский радиус, и учет этого дает правильную зависимость [90] для холловского сопротивления при $B > B_0$

$$R_H \rightarrow \frac{h}{2e^2 N_{tr}^{edge}} \rightarrow -B / (n_o e c) \quad (1.97).$$

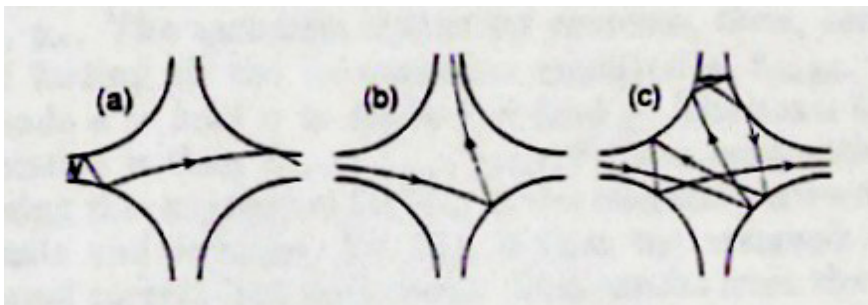


Рис. 1.7. Три типа электронных траекторий для объяснения магнетопольных аномалий: а) короткая коллимированная траектория (а), короткая траектория со сменой направления движения на $\pi/2$ (б), длинная запутанная траектория (с) [90].

В малых полях отклонение магнитным полем коллимированной траектории может привести к тому, что при определенном значении поля электрон летит в противоположном от резервуара 4 направлении в результате отражения от стенки креста (рис. 1.7 b). Тем самым возникает отрицательное холловское напряжение, что наблюдалось экспериментально (рис. 1.4).

Проводя аналогичные рассуждения для трансмиссионных вероятностей в случае изгибного сопротивления, получаем из (1.93) $R_b(B > B_o) \rightarrow 0$. Отметим, что за счет коллимированных траекторий подавление изгибного сопротивления магнитным полем становится более затянутым.

Расчет с использованием как классической (модель классического бильярда [97]), так и волновой модели [90] для магнетополевой зависимости холловского и изгибного сопротивлений показал удовлетворительное согласие с экспериментом (рис. 1.4 и 1.5). Отметим, что классическая модель дает заниженное значение для изгибного сопротивления (рис. 1.5 b). Кроме этого, квантомеханический расчет показывает [90], что вклад запутанных траекторий (1.7c) в рассмотренные магнетополевые аномалии не существен, и возможны флуктуации измеряемых величин за счет интерференции электронных волн.

§1.1.2.2. Размерные эффекты в магнетополевой и температурной зависимости проводимости для протяженных структур.

В этом параграфе будут рассмотрены результаты исследования размерных эффектов в магнетополевой и температурных зависимостях, главным образом, для тонких монокристаллических пластин и нитевидных кристаллов (вискеров). Эти результаты будут дополнены экспериментами, проведенными на пленках металлов (обычно микронной и более толщины), а также на полупроводниковых гетероструктурах с 2-х мерным электронным газом. Обзоры по этим экспериментам и теоретическим моделям можно найти в работах [7,8,10-18, 89, 99-101, 112].

Гальваномагнитные размерные эффекты. При приложении магнитного поля траектории электронов изгибаются под действием сил Лорентца. Обычная добавка к сопротивлению за счет изгиба траектории положительна и в малых полях ее относительный порядок равен $(l_e/r_L)^2$ (при $l_e/r_L \ll 1$) [1, 4]. В случае, когда $l_e > r_L$ и L , электрон достигает границы проводника без рассеяния и возможно проявление новых магнетопольных зависимостей, связанных с наличием поверхности (границы раздела) проводника, появляется дополнительный параметр d/r_L .

Продольное магнетосопротивление. За счет появления объемных состояний в сильных магнитных полях $r_L < L$, представляющих собой (в классической терминологии) спиральные орбиты, взаимодействие электрона с поверхностью исчезает. Тем самым, подавляется канал рассеяния электронов на шероховатостях поверхности [102-106]. Теоретический расчет (рис. 1.8) предсказывает небольшой рост сопротивления в магнитных полях $d/r_L \approx 0.2-0.4$ и дальнейший спад (отрицательное магнетосопротивление) с выходом на сопротивление проводника в объеме и с ДСПЭ равной длине свободного пробега электрона в объеме l_o .

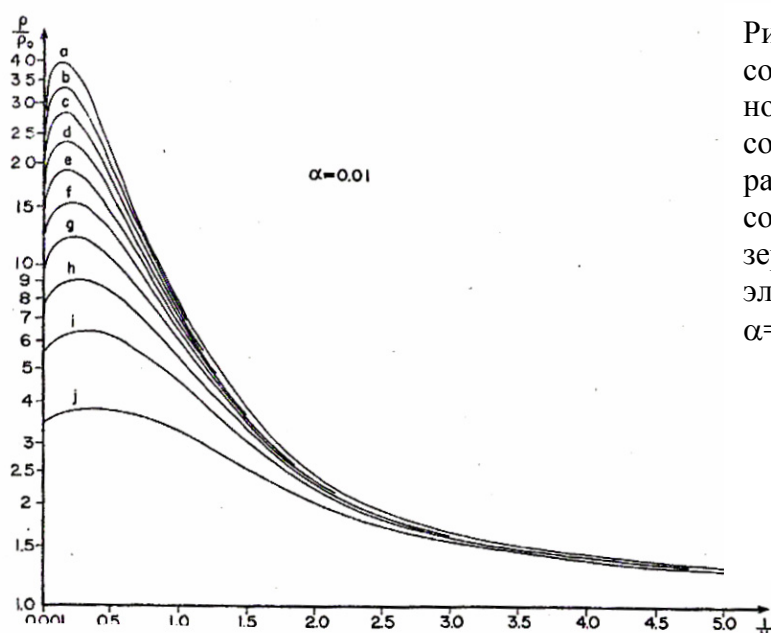


Рис. 1.8. Зависимость сопротивления пленки, нормированного на его объемное сопротивление, от d/r_L ; расчетные кривые $a, b, \dots, j$ соответствуют разным долям зеркально отраженных электронов как 0, 0.1, ..., 0.9; $\alpha = d/l_o = 0.01$ [105].

В простой модели [100] с полностью диффузным отражением электронов от поверхности асимптотика магнетосопротивления для пленок толщиной d в больших полях $d/r_L \gg 1$ равна

$$\rho_{film}(H)/\rho_o = 1 - 4r_L/d \quad (1.98),$$

где r_L – ларморовский радиус, равный $\frac{mc}{eH}v_F$.

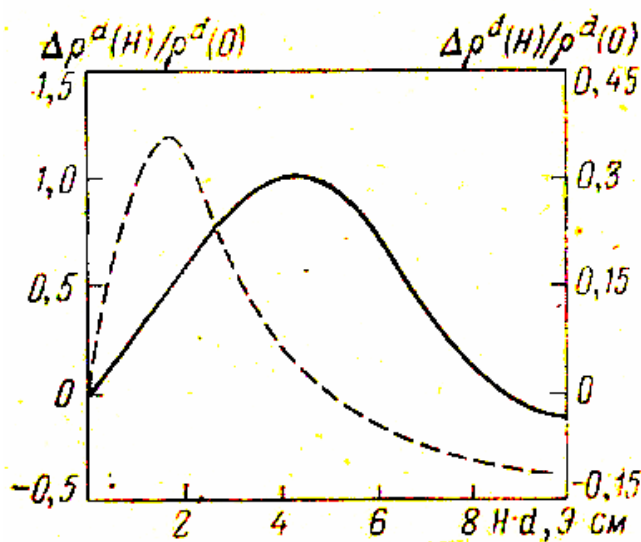


Рис. 1.9 Обобщенные данные для зависимости магнетосопротивления висконов цинка с $d=0.5-10\mu\text{м}$ и $\Delta\rho^d/\rho^d(0) = (\rho_{film}(H) - \rho_{film}(H=0))/\rho_{film}(H=0)$. Штриховая кривая – ток и поле вдоль [1-210]. Данные из [16, 110, 111].

Экспериментально такие зависимости магнетосопротивления наблюдались для висконов (рис 1.9) [110, 111] и толстых пленок металлов и полуметаллов [107, 108].

Поперечное магнетосопротивление в параллельном магнитном поле. В этих экспериментах магнитное поле направлено перпендикулярно току и параллельно поверхности проводника. Электронный транспорт осуществляется за счет краевых состояний, когда электрон “скачет” вдоль поверхности образца по дугам, проходя большие расстояния по направлению тока, в то время как объемные состояния малоподвижны, если длина пробега в объеме большая. В пределе $d/r_L \gg 1$ ток концентрируется вблизи поверхности и проявляется статический скин-эффект [17, 18, 113]. В более поздней работе [114] устранены недостатки модели статического скин-эффекта, развитой в цитируемых выше работах. Отмечено два существенных

дополнительных механизма, приводящих к релаксации краевых токовых состояний — через электрон-дырочную рекомбинацию (для скомпенсированных металлов) и уход электрона из приповерхностной области в объем (возможно, до другой поверхности проводника) в наклонном магнитном поле. (Более подробное обсуждение этого вопроса будет проведено в гл. 4.) Отмечается, что в случае отсутствия таких механизмов релаксации инфинитное движение электрона вдоль поверхности в краевом состоянии ограничивается лишь объемной длиной свободного пробега l_o , не зависимо от того является или нет отражение электрона от поверхности зеркальным. Следуя этой работе, возможно объяснение проведенных экспериментов по поперечному магнетосопротивлению.

После достижения максимума сопротивления пленки Al [116] далее при магнитных полях $d/r_L \sim 1$ происходит его падения до значений близких к объемному сопротивлению пленки (рис. 1.10).

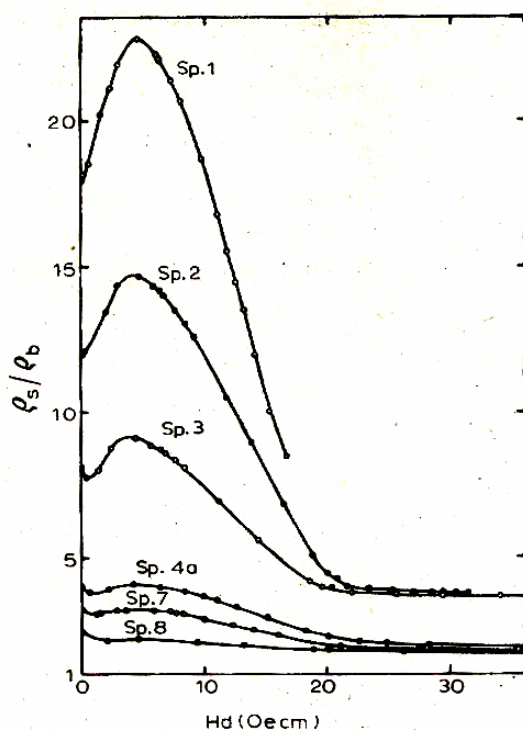


Рис. 1.10. Зависимость нормированного поперечного сопротивления пленок Al различной толщины [116].

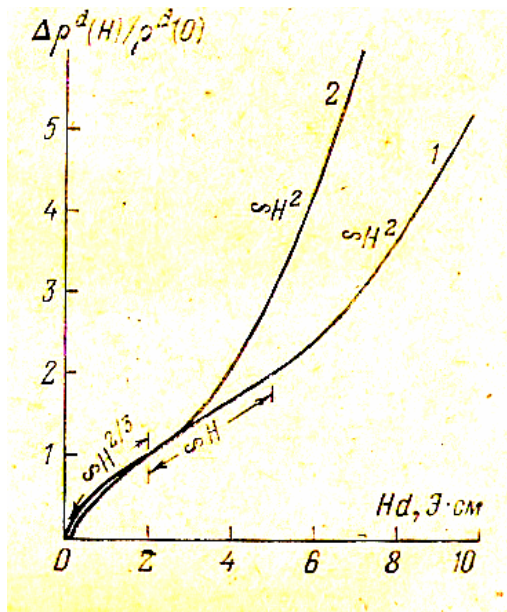


Рис. 1.11. Обобщенные данные для нормированного изменения поперечного магнетосопротивления для вискеров цинка [16, 110, 111].

Очевидно, что условие $d/r_L \sim 1$ означает, что все орбиты электронов, вносящие вклад в ток, становятся скачущими вдоль поверхности (краевые состояния), релаксация возможна только через объемное рассеяние. Таким образом, ДСПЭ становится равной l_0 . При дальнейшем увеличении поля число краевых состояний убывает и возрастает на соответствующую величину число объемных состояний. Для некомпенсированного металла возникают сильные холловские поля [114] и объемные состояния становятся подвижными в скрещенных полях.

Однако такие зависимости наблюдаются не для всех металлов. Например, на рис. 1.11 приведены обобщенные данные для вискеров цинка, для которых при $d/r_L \sim 1$ начинается не падение, а более быстрый рост поперечного магнетосопротивления. Очевидно, что в этом случае присутствуют дополнительные к объемному рассеянию каналы диссипации краевых состояний. Отрицательное поперечное магнетосопротивление аналогичное рис. 1.10 наблюдали и для 2-х мерного электронного газа (рис. 1.12) [89, 122].

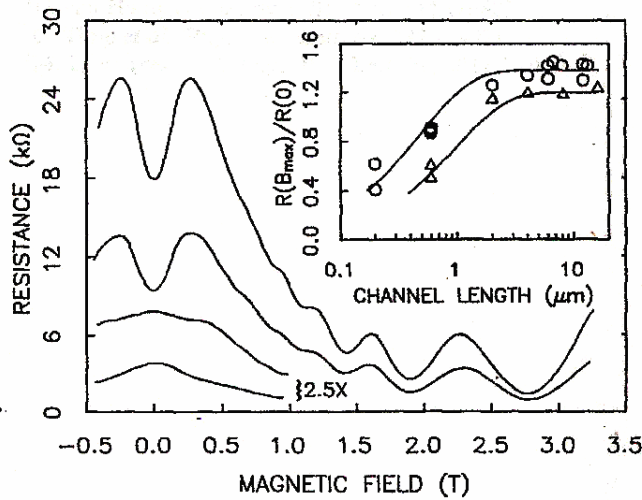


Рис. 1.12. Магнетополевая зависимость сопротивления мостика полупроводниковой гетероструктуры на 2-х мерном электронном газе для разных длин мостика $L=0.2, 0.6, 8$ и $16 \mu\text{м}$. На вставке нормированная зависимость сопротивления в максимуме от длины мостика [122].

В этом случае магнитное поле было перпендикулярно току и поверхности образца. Краевые состояния возникали вдоль боковых границ мостика. Очевидно, что механизм падения поперечного магнетосопротивления такой же, как и в пленках Al. Однако есть существенное дополнение, заключающееся в том, что была обнаружена зависимость прироста магнетосопротивления в малых магнитных полях, за которым начинается падение, от длины мостика L (вставка на рис. 1.12). При малых длинах мостика такой подъем сопротивления исчезает. Авторы [122] использовали следующую подгонку для этой зависимости (см. вставку к рис. 1.12)

$$R_{\text{max}}/R_0 = A(1 - \exp(-L/l_b)) \quad (1.99)$$

и нашли $l_b = 0.5 \mu\text{м}$ для ширины мостика в $0.27 \mu\text{м}$. При полях более 1 T сопротивление мостика выходило на объемное сопротивление, и наблюдались осцилляции Шубникова-де Газа.

В заключении отметим также экспериментальные работы по исследованию статического скин-эффекта на монокристаллических пластинах вольфрама и молибдена [117-121].

Магнитная фокусировка электронов. Идея использования однородных магнитных полей для фокусировки электронов в металлах принадлежит Ю.В. Шарвину [123]. При использовании образца с большой длинной пробега электронов возможно инжектировать в него через точечный контакт неравновесные электроны, обладающими избытком энергии за счет скачка

напряжение на контакте, которые под действием магнитного поля могут фокусироваться в определенной точке на поверхности проводника. Для продольной фокусировки два точечных контакта на противоположных гранях пластины монокристалла устанавливают вдоль магнитного поля. При определенных магнитных полях инжектированные с одного точечного контакта (острия) электроны собираются (фокусируются) на другом контакте, что вызывает всплеск напряжения на нем, которое можно измерить [124]. Другой вариант фокусировки электронов – поперечной, был использован В.С. Цойем [125]. Два точечных контакта (острия) расположены вдоль одной поверхности пластины кристалла. Магнитное поле направлено вдоль поверхности пластины и перпендикулярно отрезку АБ, соединяющему эти контакты. Электроны инжектированные из эмиттера А по нормали в кристалл в узком телесном угле фокусируются во втором порядке малости по углу раствора в окрестности коллектора Б при такой величине магнитного поля, когда

$$AB=2r_L \quad (1.100).$$

Однако, если угол раствора инжектированных электронов не мал, фокусировка ухудшается, часть электронов могут попасть в коллектор при других (меньших) магнитных полях, чем это следует из (1.100). Однако положение максимума распределения таких электронов по полю все равно совпадает с (1.100), хотя такое распределение не симметрично и затянато в область малых магнитных полей [126]. Электроны могут также зеркально отразиться и сфокусироваться в коллектор при двух и т.д. зеркальных отражениях от поверхности. Метод позволяет экспериментально изучать процессы отражения электронов от внешней поверхности пластины кристалла [126].

Идея эксперимента по поперечной магнитной фокусировке была перенесена на планарные структуры из 2-х мерного электронного газа [127-129].

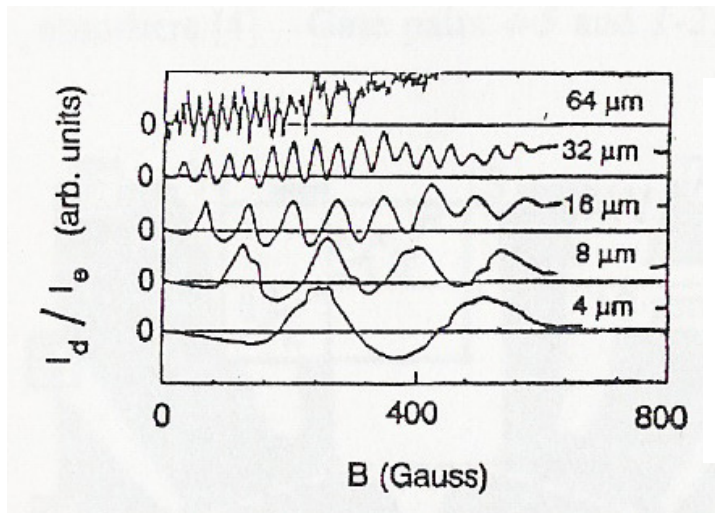


Рис. 1.13. Ток в коллекторе, нормированный на ток инжектора, в зависимости от магнитного поля для разного расстояния инжектор – коллектор [129].

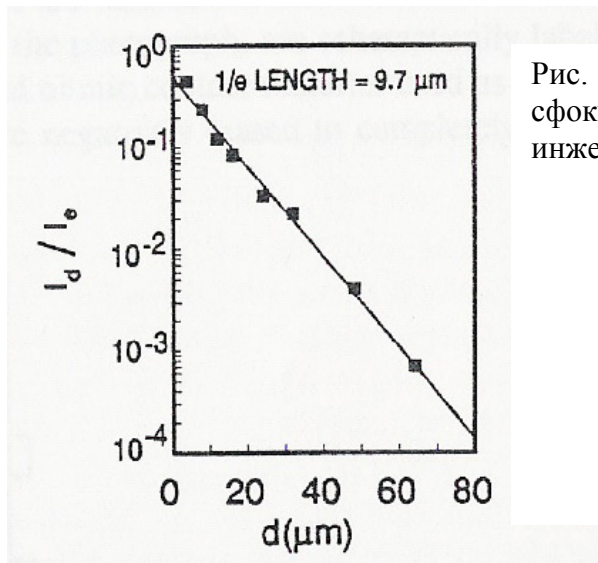


Рис. 1.14. Зависимость амплитуды пика сфокусированных электронов от расстояния инжектор – коллектор [129].

Коллектор и инжектор располагались в плоскости структуры, а поле было перпендикулярно этой плоскости. В частности, исследование амплитуды осцилляций тока коллектора позволяет определить баллистическую длину затухания сигнала от инжектированных электронов в зависимости от расстояния инжектор – коллектор [129]. На рис. 1.13 показаны результаты таких экспериментов. Помимо основного пика наблюдается серия равноотстоящих пиков сфокусированных электронов из-за многократного зеркального отражения от обедненной области на краю образца. Отметим, что наблюдаются как положительные, так и отрицательные, хотя и меньшей амплитуды пики (рис. 1.13). Затухание сигнала (рис. 1.14) от расстояния d инжектор - коллектор экспоненциальное ($\exp(-d/l)$). Характерная длина затухания сигнала (пересчитанная на реальную длину пути сфокусированных электронов) в 2-4 раза меньше, чем транспортная длина (30-100 μm),

определенная из величины подвижности электронов. Тем самым можно предположить, что рассеяние на малый угол в большей степени влияет на величину тока сфокусированных магнитным полем электронов, чем при обычном протекании тока через проводник.

Температурные размерные эффекты. Исторически влияние размеров на низко температурные зависимости статического сопротивления в пленках и пластинах нормальных металлов сводилось к исследованию отклонения температурнозависимой части сопротивления от закона Блоха и выполнения правила Маттиссена. Многочисленные обзоры по таким исследованиям можно найти в работах [7,8,12,15].

Правило Маттиссена и отклонение от него. При изучении температурной зависимости удельного сопротивления металлов $\rho(T, c)$ с примесями при их концентрации c было выведено эмпирическое правила Маттиссена [130]

$$\rho(T, c) = \rho(T = 0, c) + \rho_i(T) \quad (1.101),$$

где остаточное удельное сопротивление $\rho(T = 0, c)$ зависело только от введенной в металл примеси, а температурная часть $\rho_i(T)$ (так называемое идеальное сопротивление) - только от температуры. Правило выполняется, если концентрация примеси не велика.

Теоретическое обоснование этого правила было дано Зоммерфельдом (1928). Используем, полученное им, выражение для удельной проводимости

$$\rho = \frac{m}{ne^2} \frac{1}{\tau} \quad (1.102),$$

где m и e – масса и заряд электрона, n – объемная плотность электронов в металле, а τ - характерное время затухания (релаксации) неравновесного тока, связанное с рассеянием электронов на дефектах. Под дефектами структуры будем понимать нарушения трансляционной инвариантности потенциала идеального кристалла, их можно разделить на статические – точечные (вакансии, примесные атомы и т.д.), линейные (дислокации) или

планарные (шероховатая поверхность и т.д.) дефекты и динамические – тепловые колебания решетки, кроме этого взаимодействие с другими электронами или квазичастицами твердого тела также может приводить к диссипативным процессам, дающих вклад в электрическое сопротивление. Присутствие одновременно нескольких типов (каналов) рассеяния ставит вопрос о вычислении суммарного времени релаксации τ_Σ . Простейшая точка зрения – каналы рассеяния независимы и взаимно не влияют друг на друга (не интерферируют). Тогда вероятность рассеяния электрона в единицу времени будет складываться по каждому каналу и будет выполняться:

$$\frac{1}{\tau_\Sigma} = \sum_{\text{каналы рассеяния}} \frac{1}{\tau_i} \quad (1.103).$$

Из (1.102) формально следует, что

$$\rho_\Sigma = \sum_{\text{каналы рассеяния}} \rho_i \quad (1.104),$$

где ρ_i - удельное сопротивление в присутствии только одного i -го канала рассеяния. При этом предполагается, что масса, заряд и плотность электронов не меняется. Из (1.104) следует (1.101), при рассмотрении двух каналов рассеяния электронов – на статических дефектах- примесях и на фононах (и электронах). В дальнейшем, правило Маттиссена обобщается, оно соответствует выражению (1.104), а не только (1.101).

Анализ возможных причин отклонения от правила Маттиссена показывает, что можно выделить три группы причин, вызывающих нарушение правила Маттиссена [131]:

- влияние дефектов существенно изменяет электронный спектр металла;
- интенсивность рассеяния зависит от температуры;
- существенна интерференция каналов.

Отметим следующее обстоятельство. Из (1.103) и (1.104) следует, что формально складываются сопротивления по номерам каналов рассеяния. В то же время как это следует из (1.80) - складываются проводимости по номерам

каналов проводимости (или обратные сопротивления каналов проводимости), если они независимы. С этой точки зрения, очевидна самая простая причина отклонения от правила Маттиссена – анизотропия рассеяния по каналам проводимости. При рассмотрении, например, волноводной модели электронного транспорта в пленках [56] можно постулировать выполнение “правила Маттиссена” для данного m -ного канала проводимости при определенных условиях и записать:

$$\frac{1}{\tau_{\Sigma}(m)} = \sum_{\text{каналы рассеяния}} \frac{1}{\tau_i(m)} \quad (1.105),$$

(в литературе часто стали называть соотношение (1.105) как правило Маттиссена для m -ного канала проводимости, что, конечно, не точно). Таким образом, удельное сопротивление проводника в общем виде может быть записано как

$$\rho = \frac{1}{\sigma} \propto \frac{1}{\sum_{\text{каналы проводимости}} a_m \tau_{\Sigma}(m)} \quad (1.106),$$

где a_m – характеризую вклад в проводимость m -ного канала проводимости.

Очевидно, что в общем случае будет выполняться неравенство:

$$\frac{1}{\sum_{\text{каналы проводимости}} a_m \tau_{\Sigma}(m)} \neq \frac{1}{\sum_{\text{каналы проводимости}} a_m (1/\tau_{\Sigma}(m) - 1/\tau_n(m))^{-1}} + \frac{1}{\sum_{\text{каналы проводимости}} a_m * \tau_n(m)} \quad (1.107)$$

Тем самым, легко показать, что из (1.107) следует нарушение правила Маттиссена (1.104), хотя формально оно выполняется для отдельного канала проводимости (1.105). Очевидно, например, что зависимость Фукса для удельной проводимости при низких температурах для пленок (1.6), или формулы модели малоуглового электронного транспорта (1.22-23) демонстрируют нарушение правила Маттиссена именно по этой причине. Если вклад по n -каналу рассеяния мал ($\tau_{\Sigma}(m) \ll \tau_n(m)$), то после разложения в ряд Тейлора по такому малому параметру, неравенство (1.107) становится приближенным равенством, или в отсутствии анизотропии рассеяния по

каналам проводимости (нет зависимости τ_{Σ} от m) получаем в (1.107) равенство и выполнение правила Маттиссена (1.104).

Существуют и другие причины нарушения рассматриваемого правила, интерференция каналов рассеяния, например, из-за принципа Паули при сильном изменении функции распределения электронов за счет влияния всех каналов рассеяния на функцию распределения и тем самым на вероятность рассеяния в данном канале, из-за квантовых интерференций при рассеянии (см. подробное обсуждение этого вопроса в [132]).

Для пленок металлов нарушение правила Маттиссена было отмечено, например, в работах [133-137]. Обнаружено, что это происходит в достаточно узком интервале температур. Так для пленок серебра – это интервал 10-40 К [133]. При низких температурах – это может являться следствием выполнения приближенного равенства в (1.107) по причине слабого рассеяния на фононах (электронах) при низких температурах по сравнению с рассеянием на статических дефектах. Отклонение от правила Маттиссена было найдено также для вискеров [16] и пластин монокристаллов, если ДСПЭ электронов превосходила размеры образцов, например, для W и Mo [138-141].

Отклонение от закона Блоха. Как известно, например [4], в металлах τ из (1.102) есть транспортное время τ_l . Вводя транспортную длину l_l через скорость Ферми v_F как

$$l_l = v_F \tau_l \quad (1.108),$$

получаем из (1.102), что произведение

$$\rho l_l = \frac{m v_F}{n e^2} \cong const \quad (1.109)$$

есть постоянная величина с хорошей точностью для данного металла.

Транспортная длина может быть определена через транспортное сечение рассеяния и объемную плотность рассеивающих центров n_s . Введем длину

$$l_m = \frac{1}{n_s \sigma_m} \quad (1.110),$$

где

$$\sigma_m = \int d\sigma P_m(\theta) \quad (1.111),$$

θ - угол рассеяния, а P_m – полиномы Лежандра, при этом $P_0=1$, $P_1=\cos(\theta)$ и т.д.. Для $m=1$ получаем транспортное сечение

$$\sigma_1 = \int d\sigma (1 - \cos(\theta)) \quad (1.112),$$

и через (1.110) транспортную длину.

При преобладании малоуглового рассеяния из (1.112) следует

$$\sigma_1 \cong \frac{1}{2} \int d\sigma(\theta)^2 \quad (1.113),$$

и, таким образом, транспортное сечение, а через (1.110) и транспортная длина определяется через среднеквадратичный угол поворота частицы [57].

При низких температурах плотность фононов пропорциональна T^3 , а средний импульс фонона

$$p_{ph} = \frac{k_B T}{c_s} \quad (1.114),$$

где c_s – скорость звука, k_B – постоянная Больцмана. Тогда угол рассеяния при, например, поглощении фонона электроном

$$\theta \cong \frac{p_{ph}}{p_F} = \frac{k_B T}{c_s \hbar k_F} \cong \frac{k_B T}{c_s \hbar \pi / a / 2} = \frac{T}{T_D} \quad (1.115),$$

где импульс Ферми электрона $p_F = \hbar k_F \cong \hbar \pi / a$ (считая спектр металла простым и состоящим из одной изотропной долины, см. ниже рассуждения по отклонению от закона Блоха), a – постоянная решетки и температура Дебая T_D . Для металлов температура Дебая составляет величину порядка сотен Кельвин. Таким образом, при $T < 100$ K электрон-фононное рассеяние начинает быть малоугловым. Из-за присутствия квадрата угла рассеяния и из (1.115) в транспортном сечении в зависимости l_l добавляется квадрат температуры. В результате:

$$l_o(e-ph) \cong \text{const}_o T^{-3} \quad (1.116),$$

$$l_1(e-ph) \cong \text{const}_1 T^{-5} \quad (1.117),$$

при $T \ll T_D$. Подставляя (1.117) в (1.102) получаем закон Блоха - зависимость удельного сопротивления от температуры как T^5 при электрон-фононном рассеянии. Учет электрон-электронного рассеяния добавляет зависимость T^2 [11] и

$$l_o(e-e) \cong \frac{\hbar E_F}{k_B^2 T^2} v_F \quad (1.118),$$

$$l_1(e-e) \cong \frac{3}{4} l_o(e-e) \quad (1.119).$$

Более точное выражение для (1.117) для более широкого диапазона температур [11] равно:

$$l_1(e-ph) \cong \frac{v_F}{w_D} \frac{1}{\Xi(z)} \quad (1.120),$$

где частота Дебая $w_D = k_B T_D / \hbar$, $z = T / (\hbar k_F c_s)$ и функция Грюнайзена определяется выражением:

$$\Xi(z) = \frac{1}{4} z^5 \int_0^{2/z} dx \frac{x^5 e^x}{(e^x - 1)^2} \quad (1.121).$$

При подстановке (1.121) в (1.102) получаем формулу для удельного сопротивления, которое носит имя Блоха-Грюнайзена. При температурах $T \gg T_D$ она дает линейную зависимость удельного сопротивления от температуры, а при $T \ll T_D - T^5$ и переходит в закон Блоха.

Экспериментальные исследования проводимости в металлах показывают, что закон Блоха выполняется не всегда. Можно выделить несколько механизмов, приводящих к другой температурной зависимости удельной проводимости [131]. Это влияние особенностей электронного спектра, когда нарушается условие $k_B T \ll \hbar k_F c_s$ (см. 1-ую часть формулы (1.115)), например, при междолинном рассеянии; есть зависимость амплитуды рассеяния от температуры; проявляется межэлектронное рассеяние. Обнаруженная

экспоненциальная (Пайерлсовская) зависимость поперечного магнетосопротивления от температуры в монокристаллах вольфрама возникает из-за определяющей роли электрон-дырочной (междолинной) рекомбинации с участием фонона в статическом скин-эффекте [119, 121].

Для пленок также возможно [141] проявление специфики поверхностного рассеяния, когда малоугловое электрон-фононное рассеяние становится более эффективным из-за того, что электрон, даже рассеиваясь на малый угол и далее сталкиваясь с поверхностью пленки, подвержен сильной диссипации на шероховатостях поверхности. В силу этого малоугловое электрон-фононное рассеяние становится эффективным, и квадрат угла в (1.113) нужно заменить квадратом некоторого эффективного угла. Это сразу приводит к такой же зависимости l_l от температуры, как и для l_o (1.116). Тем самым показатель степени в температурной зависимости сопротивления понижается и становится T^3 вместо T^5 . ДСПЭ для пленки толщиной d может быть выражено через некоторую эффективную величину [141]

$$\frac{1}{l_{эфф}} = \frac{1}{l_1(e-e)} + \frac{1}{l_o(e-ph)} \left[\left(\frac{T}{T_D} \right)^2 + (\alpha_{эфф})^2 \right] \quad (1.122),$$

$\alpha_{эфф}$ - эффективный угол. Когда характерный угол рассеяния на фононе (1.115) становится меньше эффективного угла – выражение (1.122) дает зависимость T^3 , в противном случае - T^5 , и закон Блоха выполняется.

Экспериментально отклонение от закона Блоха наблюдалось для ряда пленок металлов [133-137], а также для пластин монокристаллов W и Mo [138-139]. При этом было доказано, что отклонение от закона Блоха для монокристаллических пластин W и Mo возникает только тогда, когда ДСПЭ сравнивается, либо превосходит размеры кристалла [138-139]. Тем самым, подтверждается роль поверхностного рассеяния электрона в нарушении закона Блоха. Однако следует отметить то, что такое отклонение для низкоразмерных структур наблюдалось не всегда, например, на вискерах кадмия его не было [16, 142, 143], хотя ДСПЭ превосходила поперечные размеры образца.

Угловая зависимость магнетосопротивления. Известно, что изучение угловой зависимости магнетосопротивления в больших магнитных полях $l/r_L \gg 1$ дает информацию о топологии Ферми-поверхности [1]. Метод наиболее информативен для металлов, в которых при определенных направлениях магнитного поля проявляются открытые траектории для электронов. Это приводит к сильной и резкой анизотропии магнетосопротивления. Однако, для замкнутых поверхностей угловая зависимость магнетосопротивления становится плавной. Например, анизотропия компоненты тензора магнетосопротивления ρ_{xx} для монокристалла Мо плавная от угла, хотя по величине она может достигать значений до 50% [120]. Для вискеров – также найдены плавные угловые зависимости магнетосопротивления [16]. В гл. 4 будет показано, что специфика поверхностного рассеяния в металлических НПС приводит к резким угловым зависимостям магнетосопротивления из-за анизотропии ДСПЭ.

В заключении к параграфу 1.1.2. кратко отметим следующее. Исследование магнетосопротивления НПС были проведены, главным образом, на структурах с 2-х мерным электронным газом и лишь частично для толстых 1-но и более микронных пленок металлов и вискеров. Для баллистических многотерминальных НПС на 2-х мерном электронном газе показано существенное влияние геометрических эффектов, приводящих к ряду аномалий в магнетосопротивлении, таких как отсечка напряжений Холла и смена знака константы Холла в малых магнитных полях, подавление изгибного сопротивления в больших магнитных полях. При этом отмечается влияние коллимации электронных траекторий. Были измерены изгибные и передаточные сопротивления, а также трансмиссионные зависимости $\langle T \rangle$ от расстояния. Эксперимент противоречил зависимостям простой одномерной модели, дающей степенную, а не экспоненциальную зависимость. Проведены эксперименты по поперечной фокусировке электронов. В температурной

зависимости сопротивления отмечается влияние поверхности в отклонении от закона Блоха и правила Маттиссена.

Аналогичных экспериментов, а также исследований как экспериментальных, так и теоретических баллистических НПС из металлов проведено не было. Это касается как магнетопольных, так и температурных зависимостей. Не было также проведено исследований по анизотропии магнетосопротивления в таких структурах.

На момент выполнения экспериментов по теме диссертации отсутствовали экспериментальные результаты для наноструктур из нормальных металлов с большой ДСПЭ по исследованию магнетопольных и температурных зависимостей электронной проводимости. Наиболее интенсивно, начиная с 80-х годов прошлого столетия, исследовались неупорядоченные НПС из поликристаллических пленок металлов с малой, порядка 10 нм ДСПЭ на предмет исследования мезоскопических эффектов в квантовых поправках к проводимости. Более подробное рассмотрение этого вопроса можно найти в обзорных и оригинальных публикациях, например в [70, 71, 132, 144-149].

§1.2. Методы нанотехнологии планарных низкоразмерных структур из металлов

Начиная с 70-х годов прошлого столетия развитие микроэлектроники подчиняется эмпирическому закону Мура – каждые 18 месяцев происходит удвоение мощности обработки электрических сигналов новыми электронными устройствами, выпускаемыми промышленностью [150, 151]. Очевидно, что такая экспоненциальная зависимость не может продолжаться долгое время, однако, тем ни менее, до настоящего времени закон Мура все еще выполняется. Дальнейшее его выполнение должно привести к значительным изменениям, как в физике работы электронных устройств, так и в нанотехнологии их изготовления в достаточно скором времени, поскольку размеры электронных приборов станут слишком малы. В частности прогнозируется, что рубеж в 10-30 нм – в латеральном размере

элемента электронного устройства, который предполагается достигнуть в ближайшие 10-20 лет, может оказаться критическим для полупроводниковой микро(нано)электроники в силу ряда физических и технологических ограничений [145, 150-156]. В этой связи возможно развитие новых альтернативных подходов в устройстве, электронных процессах и изготовлении нетрадиционных электронных приборов.

Современная микро(нано)электроника основана на планарной технологии. Электронные устройства состоят из слоев твердотельных материалов определенной структуры, толщины и геометрических форм в латеральных направлениях. Таким образом, можно выделить две группы задач в планарной нанотехнологии – получение слоев нужного качества и структуры – главным образом, с использованием ростовых эпитаксиальных методов выращивания тонких гладких пленок, в общем случае многослойных, и задачи по формированию нужных геометрических размеров в плоскости структуры - в латеральном направлении, решаемые методами микроструктурирования. Существенной частью последней группы являются методы литографии, задача которых перенести последовательно или параллельно топологический рисунок на чувствительный слой [152] (резист), нанесенный на поверхность подложки или пленки.

В последующих параграфах излагаются методы микроструктурирования и получения эпитаксиальных пленок, главным образом те, которые были использованы для изготовления НПС, исследованных в рамках диссертации.

§1.2.1. Методы микроструктурирования эпитаксиальных планарных низкоразмерных структур.

Оптическая литография используется для переноса рисунка с фотошаблона в латентный (скрытый) рисунок фоточувствительного слоя (резиста), расположенного на поверхности подложки (образца). Обычно используют метод контактной печати с зазором [157], когда точечный излучатель расположен в фокусе конденсорной линзы, которая формирует высоко коллимированное освещение. Оно проходит через маску – фотошаблон, на

поверхность которого нанесены определенно расположенные области, непрозрачные для света таким образом, чтобы оставшиеся прозрачные области маски формировали нужное пространственное распределение светового пучка на поверхности фоточувствительного слоя. Между маской и поверхностью образца существует небольшой зазор, учитывающий неровности подложки. Из-за не полной коллимированности светового потока, а также дифракционных явлений возникают неточности на краю области засветки, ухудшающие литографическое разрешение. Получаемое разрешение обычно составляет величину около 0.5 $\mu\text{м}$, либо даже немного меньшую. Использование фотошаблона позволяет переносить топологический рисунок маски на фоточувствительный слой параллельно (все элементы фотошаблона сразу), что увеличивает производительность литографического процесса. Отметим, что с использованием коротковолнового излучения возможно значительно повысить разрешение, например, для ультрафиолетового излучения – до 50 нм, мягкого рентгеновского излучения до 30 нм и рентгеновского – до 10 нм [150].

Электронно-лучевая литография очень часто используется в процессе последовательного переноса рисунка в электронно чувствительный резист. Для этого используют хорошо сфокусированный пучок электронов диаметром $D=1\text{-}50$ нм и энергией 10-100 кэВ. Этим пучком последовательно экспонируют нужные участки поверхности резиста. Процессы литографии проводятся в электронном литографе, компоненты такого оборудования во многом аналогичны растровому электронному микроскопу (РЭМ). В результате определенная (заэкспонированная) часть слоя резиста подвергается воздействию электронного пучка, в этой области выделяется избыточная энергия, которая идет на химические превращения в материале резиста, во многом аналогично тому, как это происходит при засветке резиста световым пучком в оптической литографии. Усложнение литографического процесса с использованием быстрых электронов связано с тем, что по мере входа хорошо сфокусированного пучка электрона в слой

резиста угловое распределение быстрых электронов расплывается из-за процессов рассеяния и эффективный диаметр пучка (D_1) первичных электронов уширяется. Кроме этого, существует обратный поток электронов со стороны подложки с более широким эффективным диаметром ($D_2 \gg D_1$) из-за отражения первичных электронов от слоя резиста и подложки. В результате функция близости, характеризующая пространственное распределение плотности энергии, может быть представлена в виде двух слагаемых [152]:

$$f(r) \propto \exp(-r^2 / D_1^2) + \eta_E \frac{D_1}{D_2} \exp(-r^2 / D_2^2) \quad (1.123),$$

где параметр η_E характеризует отношение суммарной энергии, выделенной отраженными электронами (второе слагаемое), к такой же величине для прошедших сквозь слой электронов (первое слагаемое).

Оценка диаметров пучков может быть проведена [161] с использованием формул (1.110-112) при подстановке в них дифференциального сечения рассеяния как

$$D_1 \propto \sqrt{\frac{d^3}{l_1}} \quad (1.124),$$

$$D_2 \propto l_1, \quad (1.125),$$

где d – толщина резиста.

В результате при последовательном экспонировании двух областей резиста, разделенных при обычных режимах электронно-литографического процесса расстоянием порядка $D_2 \sim 2-3 \mu\text{м}$, возникает эффект близости. Это связано с тем, что вторая область уже подверглась некоторому воздействию отраженных электронов, когда экспонировалась первая область. Для устранения таких эффектов используют метод коррекции эффекта близости (см. более подробно [152]). Практически получаемое литографическое разрешение этим видом литографии находится на уровне 90 нм [150]. Влияние потока отраженных электронов можно существенно понизить и, тем

самым, улучшить литографическое разрешение, если использовать менее чувствительные резисты (разрешение около 30 нм и менее [158]), либо тонкие слои резиста и подложку–мембрану (разрешение менее 10 нм). Существенным недостатком таких подходов – увеличение времени литографического процесса.

Процессы обработки, следующие за литографическим процессом, предназначены для проявления латентного (скрытого) рисунка в слое резиста с использованием растворителей. Обычно применяемые резисты – органические пленки на основе олигомеров ПММА (полиметилметаакриловая кислота) с добавками, повышающими чувствительность резиста. После нанесения слоя резиста с использованием центрифуги для равномерного растекания его по поверхности и сушки он подвергается полимеризации при нагреве. После литографического процесса латентный рисунок представляет собой области с пониженной степенью полимеризации из-за деструкции полимера позитивного резиста под действием пучка (для негативного резиста – наоборот, происходит дополнительная полимеризация в экспонированных участках). Эти участки слоя с использованием определенно подобранных селективных растворителей подвержены растворению (для негативного резиста – наоборот, устойчивы к растворению) в большей степени, чем те участки, которые оставались не экспонированными. Селективность процесса растворения экспонированных участков позволяет проводить их растворение вплоть до подложки, при сохранении достаточной толщины резиста для неэкспонированных участков, которые образуют резистную маску, а растворенные участки резиста – окна в маске. Профиль маски характеризуется крутизной наклона ее стенок в местах расположения окон. Существует определенная связь между распределением дозы экспонирования $I(x,y)$ и профиля толщины $h(x, y=y_0)$ границы между экспонированными и неэкспонированными областями [152]:

$$h(x, y_o) = \int_{x_o}^x \varphi(I(x', y_o)) \frac{\partial I}{\partial x'} dx' \quad (1.125),$$

функция $\varphi(I)$ – передаточная функция резиста. Подбор условий и отрезка времени для растворения (проявления) экспонированных областей, которое характеризуется временной зависимостью нормированной остаточной толщины резиста и скорости его растворения, позволяет формировать нужный профиль резистной маски. При этом растворение (проявление) экспонированных областей происходит до подложки, на которой лежит органическая пленка резиста. Обычно за процессом проявления резиста следует очистка подложки в открытых (проявленных) окнах резиста от остатков резиста, нанесение (напыление) твердотельной пленки по всей поверхности маски, включая проявленные участки. Далее происходит полное удаление слоя оставшегося резиста (неэкспонированные участки) с использованием другого растворителя. Нанесенная на неэкспонированные участки резиста твердотельная пленка механически разрушается (крошится) в процессе растворения резиста и в дальнейшем смывается с подложки. Процедура носит название “взрывной литографии”. Нетронутым остается твердотельная пленка в ранее проявленных участках резистной маски, поскольку она лежит на поверхности подложки. В таком виде сформированный литографическим процессом латентный рисунок трансформируется в твердотельную пленку определенной геометрической формы на поверхности подложки, повторяющей с некоторой точностью экспонированные участки резиста [152, 153, 159].

Полученный литографический рисунок в виде участков твердотельной пленки на поверхности подложки может быть использован как проводник определенной планарной формы, если в виде твердотельной пленки использовать, например, металл. В результате получаемый с субмикронными размерами поликристаллический проводник после подведения к нему макроконтрактов может быть измерен с использованием внешних источников

тока и микровольтметров. Более подробно описание методов получения планарных поликристаллических структур субмикронных размеров можно найти в [132, 159].

Следует отметить, что представленная выше процедура получения планарных проводников из металлов с использованием органической маски резиста имеет существенные ограничения, если пытаться получать монокристаллические НПС, используя процесс эпитаксиального роста металлических пленок. Эпитаксиальный рост пленок металлов требует повышенной температуры подложки, высокую степень чистоты подложки и высокий вакуум в процессе роста металлической пленки. Очевидно, что в этих условиях не возможно использовать органическую маску.

При изготовлении наноструктур по субтрактивной технологии, например, для изготовления полупроводниковых наноструктур на 2-х мерном электронном газе, удастся избежать таких трудностей, если использовать маску из неорганического материала [160]. Одним из вариантов такой реализации следующий. Представленная выше процедура получения поликристаллических наноструктур модифицируется. Сначала на подложке в оптимальных ростовых условиях выращивается совершенная слюевая полупроводниковая гетероструктура определенной толщины, потом на ее поверхности с использованием органической маски изготавливается неорганическая твердотельная маска по представленной ранее процедуре с использованием взрывной литографии, далее следует газофазное травление до глубины, превышающей толщину слюевой структуры. В результате под неорганической маской остается слюевая планарная наноструктура необходимой формы – меза-структура с исходной совершенной кристаллической структурой. Однако, исключением являются области, прилегающие к краю меза-структуры, поскольку при газофазном травлении вводятся дефекты, ухудшающие свойства изготовленной таким методом меза-структуры [160]. Отметим, что подобная методика микроструктурирования не применялась ранее для изготовления

эпитаксиальных монокристаллических НПС из металлов. Более детально она будет представлена в гл. 2.

Зондовая литография является новым методом микроstructuring. Основным ее преимуществом относительно других методов литографии стала возможность манипулировать отдельными атомами. Достижимое литографическое разрешение может находиться на уровне межатомного расстояния и составлять величину около 0.5 нм, при среднем уровне “практического” литографического разрешения – около 15 нм [150, 193]. Поскольку этот метод новый остановимся более подробно на его описании и на устройстве зондового микроскопа.

Изобретение сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) в 1978 г. Г. Биннигом и Г. Рорером в исследовательской лаборатории Швейцарского отделения компании IBM [162, 163] открыло новые возможности для изучения и модификации поверхности твердых тел с разрешением от микронного до атомного уровня. Измеряемой величиной в этом методе стал туннельный ток между остро заточенной иглой, близко подведенной к поверхности, и поверхностью образца, возникающий при приложении между ними разности потенциала. Вслед за этим изобретением, Г. Биннигом, Г. Квайтом и К. Гербером был предложен сканирующий атомно-силовой микроскоп (АСМ) [164, 165]. В качестве зонда стали использовать острую иглу (зуб), прикрепленную к концу плоской гибкой балки, отклонение балки стали измерять чувствительным датчиком. Зонд, включающий плоскую балку с закрепленным основанием и иглой на ее свободном конце, стали называть кантилевером. В дальнейшем были разработаны оптико-позиционные схемы регистрации [166], например, с использованием четырех секционного фотодиодного датчика. Основное достоинство АСМ по сравнению с СТМ это возможность исследования не только электропроводящих материалов. Более того, наблюдается тенденция в использовании АСМ как основы для зондовых измерений различных физических величин.

Зависимость силы взаимодействия зуб кантилевера – поверхность образца может быть представлен следующим образом:

$$F(r) = \frac{C_1}{r^{13}} - \frac{C_2}{r^7} \quad (1.126),$$

где C_1 и C_2 – константы, зависящие от материала зуба и образца, r – расстояние от кончика зуба до исследуемой поверхности. Формула (1.126) является следствием потенциала Леннарда-Джонса, первый член описывает короткодействующие силы отталкивания между электронными оболочками приведенных в контакт атомов кончика зуба и поверхности, а второй – действующие на относительно больших расстояниях дисперсионные силы притяжения. Следует учитывать также и то, что при измерениях не в вакууме возможно влияние конденсата молекул воды на рассматриваемое взаимодействие.

Принцип работы АСМ состоит в следующем: лазерный луч, падая на поверхность балки кантилевера, отражается и попадает на четырехсекционный фотодиод. В момент касания иглы поверхности образца кантилевер изгибается, и меняется местоположение отраженного лазерного пятна на фотодиоде, что детектируется, и системой управления дается команда на прекращение подвода образца к кантилевер. При сканировании поверхности сила взаимодействия кантилевера с поверхностью поддерживается постоянной. При сканировании рельефной поверхности кантилевер начинает изгибаться в вертикальном направлении, обходя рельеф. Это приводит к отклонению отраженного от кантилевера лазерного луча от нормального положения. Как следствие фототоки через верхние и нижние плечи фотодиода меняются. Система обратной связи отслеживает положение поверхности образца относительно кантилевера таким образом, чтобы кантилевер вернулся в исходное положение и был скомпенсировал возникший расбаланс фототоков. Движение кантилевера вдоль поверхности происходит в виде раstra, при этом в каждой точке записывается изменение

положение образца, диктуемое рельефом поверхности и отрабатываемое обратной связью.

Возможно использование модуляционной методики, когда кантилевер вынужденно колеблется около поверхности при резонансной частоте его колебания. С использованием этой методики достигается эффект снижения давления на поверхность со стороны зонда в процессе измерения топографии [167, 168]. Так, например, в контактном режиме сила воздействия на поверхность образца в зависимости от жесткости балки кантилевера может составлять величину порядка $\sim 10^{-9}$ - 10^{-6} Н, а в резонансной моде $\sim 10^{-12}$ Н.

При использовании модуляционной моды возможно использование известных методов определения амплитуды и фазы колебания кантилевера с использованием узкополосного усилителя и синхронного детектора [169].

Существенную роль при измерениях играет радиус кривизны зуба кантилевера, для кремниевых игл он обычно находится в диапазоне 5 - 15 нм. Недавно, было показано, что важна не только острота иглы при ее использовании в методе АСМ, но также положение фронтального атома на кончике иглы. Игла и образец могут рассматриваться как две гигантские молекулы [170] (см. рис. 1.15)..

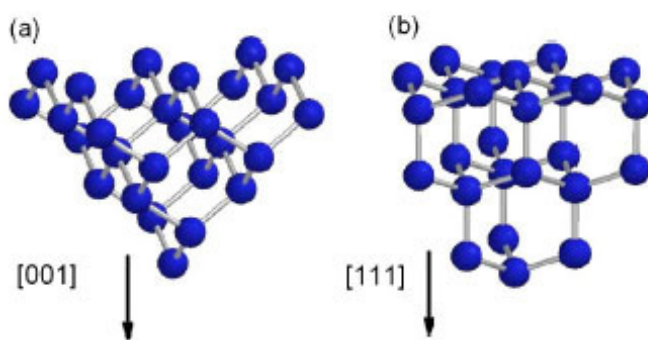


Рис. 1.15. Модель расположений атомов для кремниевых иглонок, имеющих кристаллическую структуру на конце. (а) игла указывает направление [001] и (b) [111] [170].

Если принимать во внимание объемную компенсацию, то сразу очевидно, что иглолки, ориентированные в [111] направлении - более стабильны, поскольку тогда фронтальный атом имеет три связи с остальной частью иглы

Для атомно-силовой микроскопии с истинным атомным разрешением, химическая идентичность и конфигурация связей фронтального атома, следовательно, являются критическими. В [001]- ориентированных кремниевых иглах, передний атом имеет две свободные химические связи (если предполагать, что не происходит реконструкции, и атомы не смещаются) и имеет только две связи с остальной частью иглы. В простом рассмотрении, когда только взаимодействия с ближайшими соседями дают значительный вклад в энергию связи, передний атом [111]- ориентированной кремниевой иглы имеет 3/4 объемной энергии связи. Для [111]- ориентированной металлической иглы с кубической гранецентрированной кристаллической решеткой, энергия связи фронтального атома обладает только 3/12 значения объемной энергии связи. Эти простые рассуждения могли бы объяснить, почему кремний может быть просканирован с атомным разрешением. Даже если бы [111] боковые стенки этих иглонок реконструировать, скажем, как Si 7×7, фронтальный атом зафиксирован тремя связями, и должна получиться более устойчивая игла.

Измерение токов растекания, когда АСМ используется в контактном режиме с проводящим кантилевером для одновременного исследования электрофизических свойств и топографии поверхности, оказалось высоко информативным. В контактном режиме АСМ проводящий зонд регистрирует не только рельеф поверхности, но и величину тока, протекающего между иглой и исследуемой поверхностью образца при приложении между ними разности потенциалов [171-191].

Сопротивление контакта макроскопической конструкции для однородных проводников может быть рассчитано по формуле Максвелла, если ДСПЭ меньше диаметра контакта a .

$$R_{\text{Максвелл}} = \frac{\rho}{2a} \quad (1.127).$$

В обратном, баллистическом пределе нужно использовать формулу Шарвина для апертуры [67] (1.128) или воспользоваться формулой Ландауера (1.80).

$$R_{\text{Шарвин}} = \frac{h}{2} \frac{\lambda_F^2}{e^2 \pi^2 a^2} \quad (1.128).$$

Необходимо при этом учитывать то, что даже при низких нагрузках давление иглы может превысить предел текучести исследуемого материала. Однако, в локальных областях сверхмалых размеров генерация и движение дислокаций, как оказалось, требуют гораздо больших давлений. Для нанообъектов этот предел на один порядок больше, чем для объемного материала.

Эксперименты по локальной модификации поверхности началась с момента изобретением сканирующего зондового микроскопа (СЗМ) на основе СТМ, либо АСМ. Локальное изменение свойств поверхности с использованием иглы СТМ или зонда АСМ стало называться в русскоязычной литературе зондовой литографией или зондовой нанотехнологией [152, 192].

Существует несколько путей локальной модификации поверхности образца с использованием аппаратуры СТМ или АСМ, в частности механическое воздействие на поверхность [194-197], приложение напряжения к зонду, для инициирования процессов окисления, либо нагрева или массопереноса.

Для улучшения формы ямок в органическом резисте при механическом воздействии зонда [195] был использован углеродный вискер, в дальнейшем стали использовать и углеродную нанотрубку [50]. Применяя иглы с вискерами при силовом давлении зонда в несколько мкН, авторы [195] продемонстрировали возможность формирования 2-5 нм углублений диаметром 40-50 нм в InAs подложке.

В работе [198] использовалась СТМ-игла для перевода органических молекул из низкорезистивного состояния в высокорезистивное состояние. При приложении импульса напряжения к игле модифицируется лишь одна молекула с размером 0,7 нм.

Использование негативных электронных резистов, применяемых в электронной литографии, для формирования углеродной наномаски с использованием проводящего кантилевера АСМ [199-201] дало возможность получить полосы органической маски шириной около 50 нм.

Широкое использование находит локальный окислительный процесс, индуцированный электрическим потенциалом острия иглы кантилевера АСМ. Среди этих способов локальной модификации поверхности наиболее перспективным оказался метод локального зондового окисления металлических [202, 203] и полупроводниковых поверхностей [204-214], при этом продемонстрирована возможность не только модификации поверхности, но создание с использованием зондовой литографии нанoeлектронных приборов [215-222]. Методика основана на инициировании электрохимической реакции в зазоре зонд – поверхность при отрицательном смещении зонда относительно поверхности. При этом отмечается роль тонкого слоя молекул воды на поверхности образца [213]. Такие нанолитографические операции были проведены на ряде металлических пленок, включая Nb [220] и Ta [205]. Подробно метод представлен в гл. 2.

В заключении к §1.2.1 отметим, что все перечисленные выше эксперименты по наноструктурированию металлических пленок с использованием оптической, электронной и зондовой литографий были проведены на поликристаллических пленках металлов, на момент начала работ по диссертации не было данных об изготовлении монокристаллических НПС с использованием эпитаксиальных пленок металлов. В гл. 2 будет представлен нанотехнологический маршрут изготовления монокристаллических наноструктур из металлов по субтрактивной технологии, включая метод зондовой литографии.

§1.2.2. Методы получения эпитаксиальных пленок.

Рост пленок из паровой фазы – есть разновидность конденсации потока атомов, кластеров или молекул на поверхности подложки с возможной

реорганизацией атомов в процессе роста пленки, как в ее объеме, так и на ее поверхностях. Чтобы происходил рост пленок должно быть нарушено равновесие паровая фаза – поверхность пленки, это достигается за счет пересыщения пара конденсата. При конденсации атомов на поверхность можно выделить стадии адсорбированного состояния атома, его миграции и встраивания в кристаллическую решетку растущей пленки.

Вводя время пребывания атома в адсорбированном состоянии τ_1 , можно определить длину диффузионного пробега [12]

$$l_D \cong \sqrt{2D\tau_1} \quad (1.129),$$

где коэффициент поверхностной диффузии $D = 0.25 / N_a * \exp(-E_D / k_B T)$ с энергией активации перескоков атомов вдоль поверхности E_D и поверхностной плотностью адсорбционных центров N_a .

Выделяют начальную и последующую стадии роста пленок. На первой стадии – стадии зародышеобразования, происходит формирование начальной толщины пленки, когда отдельные атомы, адсорбированные на поверхности подложки, образуют кластеры – зародыши, которые при увеличении массы материала пленки на подложке сливаются друг с другом и происходит их коалесценция. Завершение этой стадии при некоторой критической “толщине” пленки d_c условно обозначается появлением электрической проводимости металлической пленки с “удельной проводимостью” в 1% от пленки большой толщины, при этом критическая толщина зависит как от материала конденсата и подложки, так и от скорости конденсации атомов и температуры роста пленки [223]:

$$d_c = A_1 \exp(-Q_1 / 2k_B T) \quad (1.130).$$

Она может составлять величину порядка 1-100 нм. Помимо перечисленных факторов, влияющих на критическую толщину пленки, существуют и другие экспериментальные приемы, понижающие (что важно в практическом значении) ее величину, такие, например, как ионизация атомов в пучке.

Обычно образование зародышей идет через кинетически подавленную стадию – образование критического зародыша [224, 225]. Свободная энергия атома в зародыше (кластера) зависит от числа (n) атомов в нем F_n . Зависимость F_n от n – немонотонная, возрастающая до определенного предела функция, она достигает максимума при значении $n=n_c$, где n_c – число атомов в критическом зародыше, и претерпевает в дальнейшем спад при $n>n_c$. Соответственно, это число определяется как

$$n_c = n \exp(-F_{n_c} / k_B T) \quad (1.131).$$

Для пленок существенным фактором, влияющим на ее рост, является также и поверхностная энергия, характеризующая свободную энергию атомов пленки и подложки на границах раздела. Если процесс роста пленок близок к равновесному (существует квазиравновесие), то полезен, так называемый, критерий Бауера [226, 227], подсчитывающий изменение баланса поверхностной энергии при росте пленки:

$$\Delta\gamma \equiv \gamma_{f-v} + \gamma_{f-s} - \gamma_{s-v} \quad (1.132),$$

где γ_{s-v} , γ_{f-s} и γ_{f-v} – поверхностные энергии (энергия на единицу площади) для границы раздела подложка - вакуум, пленка - подложка и пленка - вакуум, соответственно. При толщине пленки большей критической, подложкой выступают нижележащие слои пленки. Если $\Delta\gamma > 0$, то пленка начинает расти с образования трехмерных зародышей, поскольку ей не выгодно увеличивать площадь границы раздела пленка - подложка. Если $\Delta\gamma < 0$, то это означает, что пленка смачивает подложку, ей выгодно увеличить площадь границы раздела с подложкой, и преимущество имеет послойный рост. Послойный рост будет происходить при дальнейшем росте пленки, если не будет увеличиваться удельная свободная энергия в объеме пленки, например, за счет напряжений, см. далее (1.133). Приведенные выше рассуждения имеют силу лишь тогда, когда система находится в

квазиравновесии и энергетически выгодные состояния реализуется за счет достаточной скорости кинетических процессов.

Возможны размерные эффекты при росте пленок. Например, вклад поверхностной энергии может сделать предпочтительным другое фазовое i -ое состояние пленки, поскольку общая свободная энергия Φ_i , рассчитанная с использованием удельной свободной энергии в объеме пленки F_i и поверхностной энергии σ_i , начинает не пропорционально зависеть от толщины пленки d [12]:

$$\Phi_i(d) = S(F_i(d) * d + \sigma_i) \quad (1.133),$$

где S – площадь пленки. Соответственно, зависимости (1.133) для разных фаз i и j могут пересекаться при каком-то d^* , что означает большую термодинамическую стабильность одной конкретной, например, i -фазы относительно другой j -фазы при $d < d^*$ ($\Phi_i < \Phi_j$), и обратную ситуацию при $d > d^*$. Кроме этого, размерные эффекты в термодинамической стабильности пленки могут быть связаны с накоплением избыточной энергии, например, за счет упругих напряжений, что отражено в (1.133) зависимостью F_i от толщины пленки d .

Наиболее важным и практически значимым методом получения монокристаллических пленок является эпитаксия [228].

Эпитаксия - это **ориентированный** или монокристаллический рост (пленки) одного материала на поверхности, в общем случае, другого материала (подложки), когда присутствует кристаллографическое соответствие между растущей пленкой и подложкой. Для эпитаксиального роста пленок используют монокристаллические подложки. Различают гомоэпитаксию – материал пленки и подложки один и тот же, и гетероэпитаксию, когда они разные.

Для гетероэпитаксии - важным является параметр решеточного несоответствия [229], определяемый как:

$$f = 100\% * 2(b-a)/(a+b) \quad (1.134),$$

где b и a - параметры решетки для пленки и подложки. Для подложки и пленки с различными типами симметрии решеточные несоответствия в базисных направлениях, лежащих вдоль поверхности подложки могут быть различны. Изначально, было принято считать, что эпитаксия возможна при условии, что рассогласование (1.134) не превышает 10-16%. Однако в дальнейшем было уточнено [229], что при введении дислокаций несоответствия эпитаксия возможна и при $f > 12\%$. При $f < 4\%$ возможна эпитаксия с повторением параметров кристаллической решетки подложки – псевдоморфный рост пленки. Кроме этого, очень часто о.ц.к. металлы растут как без поворота (“параллельная” эпитаксия), так и с поворотом в 45° (“ 45° ” эпитаксия) базисных направлений пленки относительно базисных направлений подложки, лежащих вдоль границы раздела. В последнем случае (1.134) модифицируется с учетом этого. Введение краевых дислокаций несоответствия на границах раздела приводит к появлению малого отклонения базисной оси относительно нормали подложки, и может реализоваться, так называемая, “наклонная” эпитаксия.

В настоящее время не существует микроскопической теории эпитаксии, однако выработаны определенные эмпирические критерии и правила, предложены упрощенные модели роста пленок. Важным является термодинамический критерий и кинетические условия по миграции и встраивания адатомов в решетку. Установлено, что эпитаксия начинается при повышенной температуре подложки – температуре эпитаксии, однако нет ее четкой корреляции с температурой плавления материала пленки. Температура эпитаксии зависит от конкретного выбора материала пары – пленка и подложка. Температура подложки влияет на рост пленки, начиная от кинетически подавленного режима при низких температурах, до квазиравновесного режима при более высоких температурах. Для последнего существует три известных режима эпитаксиального роста [226, 229]:

а) Франка - Ван дер Мерве (ФМ, послойный или 2D рост) . В этом режиме пленка растет слой за слоем. Возможна реализация режима “движения

ступеней” (step flow), когда адсорбированные атомы мигрируют к моноатомным ступеням подложки (или ростовым ступеням), встраиваясь в них. Это характерно для вицинальных поверхностей подложки. Выполняется критерий Бауера $\Delta\gamma < 0$ (1.132) и диффузионная длина (1.129) достаточно велика. В отсутствии (малом числе) ступеней или малости диффузионной длины – образуются двухмерные зародыши. В этом случае важно, чтобы барьер Швобеля [230] – энергии активации перескока адатомов с верхней плоскости 2-х мерного зародыша на его основание, не подавил кинетику 2-х мерного роста пленки. В противном случае, начинается 3D рост из-за кинетических ограничений.

б) Вольмера- Вебера (ВВ, островковый или 3D рост). Выполняется критерий Бауера $\Delta\gamma > 0$ (1.132), растущей пленке энергетически выгодно уменьшить свою поверхность, таким образом, возникает трех мерный рост с образованием островков.

в) Странского - Крастанова (СК, послойный рост на начальных стадиях с последующим переходом к трехмерному росту или 2D-3D рост). Выполняется критерий Бауера $\Delta\gamma < 0$ (1.132), пленка начинает расти по 2D механизму, повторяя параметры кристаллической структуры внешней поверхности подложки (псевдоморфный рост пленки), однако, по мере накопления упругих напряжений из-за несоответствия решеток (1.134), с некоторой толщины (1.134) идет сброс упругой энергии за счет образования дислокаций несоответствия и перехода к более энергетически выгодному 3D режиму роста пленки, дающему менее напряженную растущую пленку [229].

Эпитаксия и свойства пленок тугоплавких металлов. W, Mo и Nb, Ta относятся к тугоплавким металлам с температурой плавления выше 2400°C.

Основные работы по эпитаксии пленок тугоплавких металлов посвящены исследованиям структуры в объеме пленок, включая определения ориентационных соотношений пленка-подложка и возникновение дислокационной структуры, на подложках из монокристаллического сапфира (главным образом – *r*-плоскость (-1012) и *a*-плоскость (11-20)), а также MgO

(001). На r -плоскости монокристаллического сапфира и $\text{MgO}(001)$ растут (001)-, а на a -плоскости – (011)- о.ц.к. пленки тугоплавких металлов. В случае r -плоскости сапфира – осуществляется “наклонная” в единицы градусов эпитаксия. Попарно Nb и Ta, а также W и Mo имеют близкие значения параметров о.ц.к. решетки, соответственно, эти значения близки к 0.315 и 0.330 нм, а получаемые несоответствия решеток (1.134) равны, соответственно: r -плоскость – 1.8-8.8% и 6.4-13.1%, a -плоскость – 5.4-9.4% и 10.1-14.0%, $\text{MgO}(001)$ - -6.3% и -6%. Диапазон значений несоответствия для плоскостей сапфира возникает из-за того, что для них плоскостная симметрия лишь приближенно близка к симметрии квадрата. Используемые эпитаксиальные методы для роста пленок из этих металлов, см. соответственно [231-245] и [246-254] – это молекулярно-лучевая эпитаксия, электронно-лучевое испарение, магнетронное распыление, метод импульсного лазерного испарения. Более подробно последний метод будет представлен в гл. 2. Отметим только вклад в развитие этого метода С.В. Гапонова с сотрудниками [269-273].

Во всех перечисленных работах отмечается, что повышение температуры роста пленки улучшает ее свойства. Наиболее оптимальный диапазон для эпитаксии 400-800°C. Например, в [244] обнаружено, что при повышении температуры эпитаксии выше 300°C улучшаются как структурные, так и электронно-транспортные свойства пленок Nb. Полуширина линии качения в рентгеноструктурном анализе находится на уровне 0.5°, есть указание на появление более совершенной фазы, с меньшей на порядок полушириной. Измерения шероховатости пленок показывают, что амплитуда шероховатости находится на уровне 1-4 нм, а длина корреляции – 10-100 нм [252], при этом увеличение температуры эпитаксии и отжиг пленок при повышенной температуре улучшал их структурные свойства. Как будет показано в гл. 3 высокотемпературные обработки действительно улучшают объемные свойства пленок, однако это приводит к ухудшению морфологии и, тем самым, усилению рассеяния электронов на шероховатостях. Кроме

этого, необходимо учитывать то, что для достаточно тонких пленок шероховатость их границы раздела должна быть на порядок меньше их толщины, что дает значения для средней амплитуды шероховатости 1 нм и менее. К сожалению, лишь в некоторых цитируемых работах использовали электронно-транспортные измерения для оценки остаточной ДСПЭ, в остальных использовались структурные методы для оптимизации процесса эпитаксии пленок тугоплавких металлов.

Оценка остаточной ДСПЭ в пленках металлов производится с использованием экспериментально измеряемого параметра RRR (residual resistance ratio):

$$RRR = \frac{R(295K)}{R_{res}} \quad (1.135),$$

где R – электрическое сопротивление пленки, а в знаменателе стоит остаточное сопротивление, измеренное при низких температурах, когда вклад температурно-зависимых источников электрического сопротивления пренебрежимо мал. Используя закон Ома

$$R = \rho \frac{L}{S} \quad (1.136)$$

и формулы (1.102) для удельной проводимости и (1.108) для транспортной длины, получаем:

$$RRR = \frac{l_{res}}{l(295K)} \quad (1.137).$$

Значения транспортной длины при $T=295$ К могут быть определены из значений $\rho^* l_1$ (1.109) и $\rho(295$ К). Тем самым, определяя RRR из измеренных сопротивлений пленки и используя (1.135), можно определить остаточную l_1 (l_{res}) и, как видно из (1.137) параметр RRR пропорционален ей. Например, для W и Mo $l_1(295$ К) равны приблизительно 30 и 40 нм, соответственно. Поскольку остаточная l_1 зависит от толщины пленок d (см. §1.1.1), то качество эпитаксиальных пленок разной толщины удобно оценивать в виде отношения RRR/d (для одного материала пленок), либо l_{res}/d .

Приведем лучшие по этому параметру данные из цитируемых ранее работ по эпитаксиальным пленкам тугоплавких металлов. По Мо и Та – данные не были известны на начало выполнения работ по диссертации, для W - $RRR/d = 0.05-0.1$ $1/\text{нм}$ ($l_{res}/d=2-4$) [250], для Nb - $RRR/d = 0.145$ $1/\text{нм}$ [176, 245], 0.275 $1/\text{нм}$ [255], 0.995 $1/\text{нм}$ [240]. Поскольку в остаточную ДСПЭ дают вклад по крайней мере два канала рассеяния – в объеме и на границах раздела, то из этих данных не ясно какова, например, объемная остаточная ДСПЭ. В гл. 3 будут приведены лучшие по сравнению с приведенными данными по параметру RRR/d (l_{res}/d) пленки. В гл. 4 с использованием гальваномагнитных методов будет оценена остаточная ДСПЭ в объеме эпитаксиальных пленок тугоплавких металлов.

В заключении к параграфу §1.2.2 отметим, что хотя эпитаксиальные методы и методики для тугоплавких металлов были известны и были найдены оптимальные условия для их эпитаксии, их электронно-транспортные свойства были исследованы в значительно меньшей степени. Полученные оценки значений остаточных ДСПЭ не велики. Исключение составляет лишь результат для пленки Nb с толщиной в 200 нм [240]. Кроме этого, неизвестны значения остаточных ДСПЭ в объеме пленок. Оптимизация условий эпитаксии пленок тугоплавких металлов проводилась для улучшения их структурных свойств, главным образом, в объеме. Например, детектирование узких линий рентгено-структурного анализа часто служило главной мерой оценки качества эпитаксиальных пленок. Учитывая, что для тонких пленок важно не только качество структуры объема, но и границ раздела, оптимальные условия эпитаксии пленок с учетом этого могут претерпеть значительные изменения. В гл. 3 будут приведены такие условия для метода импульсного лазерного испарения.

В практическом отношении важны (001) пленки металлов, поскольку они эпитаксиально сопрягаются с практически важными полупроводниковыми подложками, такими как GaAs(001) и Si(001). Известно, что для эпитаксиального роста тугоплавких металлов используют буферные слои

MgO(001) [256-262], чтобы предотвратить химическое взаимодействие тугоплавкого металла с подложкой [262-264]. Не были известны результаты получения пленок тугоплавких металлов высокого качества на таких полупроводниковых подложках. Решение такой задачи перспективно также с другой практически значимой точки зрения [266, 267], многие магнитные металлы эпитаксиально сопрягаются с MgO(001) и, например, с W и Mo(001) пленкой [268]. Таким образом, возможно создание баллистических магнитных эпитаксиальных наноструктур на поверхности практически значимых полупроводниковых подложках, используя буферные слои MgO(001) и, например, Mo(001).

ГЛАВА 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЯ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР

В этой главе будут представлены методы получения тонких пленок (§2.1), методы микроструктурирования, включая нанотехнологический маршрут (§2.2), методы исследования электронно-транспортных свойств (§2.3), состава и электронного строения (§2.4), структуры и морфологии (§2.5) планарных низкоразмерных структур. Подробное описание использованных методов будет проведено лишь в тех случаях, когда они были развиты применительно к объектам исследования. В случае стандартного их использования описание будет конспективным со ссылкой на оригинальные работы.

§2.1. Методы (ИЛОСВ и ИЛОРИ) получения тонких эпитаксиальных пленок.

Для получения тонких пленок тугоплавких металлов, главным образом, использовался метод импульсного лазерного осаждения в сверхвысоком вакууме (ИЛОСВ) [274-281]. Метод импульсного лазерного осаждения в сочетании с методом реактивного испарения (ИЛОРИ) использовался для получения пленок MgO(001). В качестве подложек использовались монокристаллический сапфир (*r*-плоскость) [276-281], MgO(001), а также пластины GaAs(001) [282].

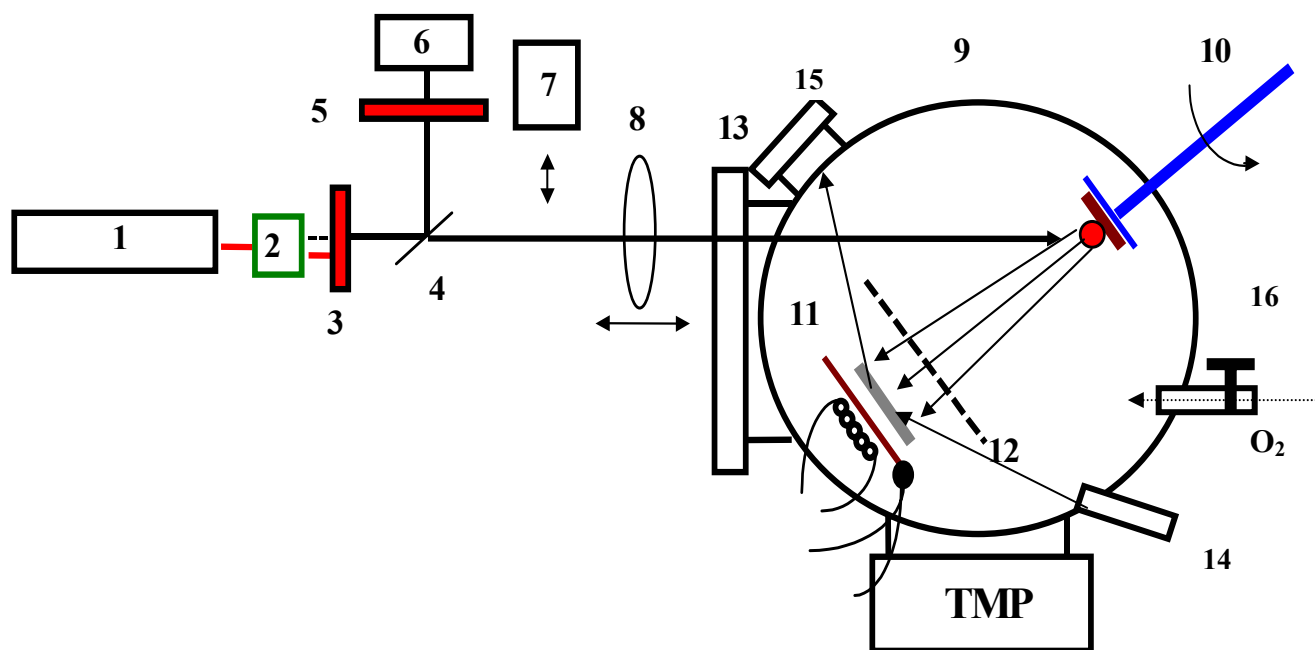


Рис. 2.1. Установка для роста эпитаксиальных пленок. 1 - импульсный лазер (энергия в импульсе около 0.2 Дж, $f=20$ Гц, $\tau=15$ нс, $\lambda=1.08, 0.54$ или 0.193 $\mu\text{м}$), 3 - интерференционный фильтр, 4 - стеклянная пластинка, 5 - световой фильтр, 6 - измеритель средней мощности излучения лазера, 7 - импульсный фотометр, 8 - фокусирующая линза ($\phi=0.9$ мм), 9 - высоковакуумная цельнометаллическая прогреваемая камера ($P=2\cdot 10^{-9}$ - 10^{-10} тор), 10 - вращающаяся мишень, 11- нагреваемый столик ($T=25-800$ °С) для образцов с термопарой, 12 - шторка, 13 – окно, 14 и 15 электронная пушка и сцинтилляционный экран (метод ДБЭ - опция), 16 – система тонкого напуска молекулярного кислорода и датчик давления 10^{-3} - 10^{-10} мбар.

Более детально о подготовке и характеристике подложек будет рассказано в параграфах 2.2-2.5. Для нанесения поликристаллических пленок алюминия,

используемых в качестве маски, применялся также метод термического испарения в среднем вакууме.

На рис. 2.1 показана схема установки метода ИЛОСВ и ИЛОРИ. Основные компоненты установки перечислены в подписи к рисунку. Излучение импульсного лазера (1), твердотельный – на иттриевом гранате (длина волны излучения 1.08 мкм, как опция - удвоитель частоты (2)), либо эксимерный (ArF, длина волны 193 нм), вводилось через окно в камеру (9) с использованием длиннофокусной линзы (8), фокусирующей излучение лазера на вращающуюся мишень (10) из испаряемого вещества. Плотность пиковой мощности на мишени составляла единицы гигаВатт на квадратный сантиметр. В результате происходило импульсное, сильно неравновесное испарение (абляция) вещества мишени с образованием плазмы в виде светящейся области эллипсоидной формы вытянутой вдоль нормали к поверхности мишени. Создаваемый поток испаряемого вещества был направлен вдоль этого направления в сторону подложки (11), со средней скоростью нанесения вещества около 10 нм в минуту. Скорость зависела от пиковой мощности лазера, для контроля мощности и энергии в импульсе использовались фотометры (6-7), и скорости чередования импульсов, последняя обычно составляла 10-20 Гц. Мощность излучения лазера подбиралась вблизи порога капельного испарения, так, чтобы испарение вещества мишени было бескапельным (при достаточной плотности пиковой мощности) и, в то же время, не происходил чрезмерный “перегрев” испаряемой плазмы из-за избытка подаваемой мощности. Капельное испарение было возможно также при эрозии поверхности мишени в виде ямок на поверхности. По этой причине использовалось механическое вращение мишени (10). При росте пленок температура подложки контролировалась термопарой, нагрев осуществлялся подачей регулируемой электрической мощности на обмотки спирали печки (11). При тренировке поверхности мишени излучением лазера (перед началом испарения), либо при смене места фокусировки лазера (для составной мишени из разных

материалов) использовалась заслонка (12) для того, чтобы избежать нанесение вещества на подложку в нежелательном режиме испарения.

Не смотря на то, что пиковая мощность была высокой (из-за малой длительности импульса – около 15 нс), средняя мощность излучения составляла единицы Ватт, и, как следствие, средняя температура мишени была близка к комнатной температуре. Это позволило подавить нежелательные процессы десорбции примеси с мишени при испарении веществ с высокой температурой плавления и сохранять высокую чистоту испаряемого вещества. Частично ионизируемый поток вещества также способствовал низкотемпературному эпитаксиальному росту пленок.

В методе ИЛОСВ базовый вакуум в процессе испарения составлял 10^{-8} - 10^{-10} мбар, что обеспечивало нужную чистоту по остаточным газам. Основными компонентами загрязнений обычно являются тяжелые компоненты углеродсодержащих молекул. Прогрев цельно-металлической камеры, и использование турбомолекулярных, либо ионных насосов для откачки камеры обеспечивал нужную чистоту как по “спектру вакуума”, так и по его уровню.

Для метода ИЛЮРИ использовался контролируемый напуск молекулярного кислорода ОСЧ до уровне 10^{-3} мбар (16). В результате осаждаемые на поверхность подложки адатомы металла (Mg) реагировали с адсорбированным на поверхности подложки кислородом с образование окисла металла (MgO).

Как опция – использовался метод ДБЭ (см. §2.5) для контроля структурных характеристик растущих эпитаксиальных пленок *in situ* (14, 15) [282].

Использование этих методов роста пленок позволило выращивать тонкие (2-200 нм) высокосовершенные эпитаксиальные пленки тугоплавких металлов и диэлектриков, включая гетероэпитаксиальные многослойные пленки, на поверхности подложек из монокристаллического сапфира (*r*-плоскость), MgO(001) и GaAs(001). Более подробно характеристики полученных пленок приведены в следующей главе.

§2.2. Методы получения низкоразмерных монокристаллических структур из тугоплавких металлов.

Полученные пленки, нанесенные на подложку размером 5x5 мм использовались для исследования состава, структуры и морфологических свойств. Для исследования электронно-транспортных свойств пленок они наносились через маску, в результате образовывалась макроструктура в виде 4-х терминального мостика шириной 0.2 и длиной 2 мм. Для изготовления низкоразмерных структур малого, до уровня 100 нм и менее размеров (наноструктур), включая структуры более сложной геометрической формы, необходимо было развитие новых нанотехнологических подходов. На рис. 2.2 приведены основные этапы одного из нанотехнологических маршрутов получения таких структур [274, 281-284].



Рис. 2.2. Маршрут изготовления металлических эпитаксиальных наноструктур.

Этап 1 включает:

- нанесение фоторезиста на подложку (BPRS Olin Hunt Positive Photo Resist) на центрифуге: 4000 об./ мин. , толщина пленки резиста около 1.3 мкм;
- сушка на воздухе – 10 мин.;
- отжиг в печи - 110С, время – 30 мин.;

- охлаждение на воздухе – 15 мин.
- экспонирование через фото шаблон УФ-излучением: 20 мВт/см^2 , время засветки 10 - 20сек.;
- проявление - 1 мин. (состав проявителя: 0.4% КОН);
- полоскание в деионизованной воде;
- удаление остатков резиста в окнах травлением в O_2 -плазме: 10 мА – 15 сек;
- осаждение пленки вольфрама методом ИЛО: толщина пленки металла - 200 нм, температуре подложки - 20°C ;
- процедура “взрывной литографии” – удаление неэкспонированных участков резиста в ацетоне; полоскание в деионизованной воде;
- удаление остатков резиста травлением в O_2 -плазме: 10 мА – 1 мин.

Этап 2 включает, либо:

- 1). Отжиг подложек монокристаллического сапфира или окиси магния в вакууме 10^{-9} - 10^{-10} мбар перед ростом пленок металлов при медленном нагреве подложек до температуры около 800°C , время термического цикла около 60 мин.
- 2). Обработка поверхности GaAs кислородной, либо водородной плазмой, давление 10^{-3} - 10^{-4} мбар, далее нагрев в высоком вакууме до температур десорбции окисла, контролируемого методом ДБЭ. Выращивание буферного слоя GaAs толщиной 300 нм при оптимальной температуре роста и защитного слоя As_2 толщиной 100 нм при более низких температурах.
- 3). Десорбция защитного слоя As_2 при температурах около 450°C в ростовой камере метода ИЛОСВ. Контроль процесса десорбции проводился с использованием метода ДБЭ.

Этап 3 включает:

Рост эпитаксиальных пленок тугоплавких металлов и диэлектриков (см. §2.1) на подложках из монокристаллического сапфира (г-плоскость), $\text{MgO}(001)$ или $\text{GaAs}(001)$. Более подробно условия роста и характеристики пленок представлены также в следующей главе.

Этап 4 включает:

- нанесение электронного резиста РММА-950, центрифуга - 3000 об./мин.;
- отжиг в печи: 170°C - 30 мин.;
- экспонирование электронным лучом: 25кВ - 30мкА; электронная литография (СЭМ JEOL-840, коррекции эффекта близости - программа PROXY);
- проявление в растворителе MIBK: IPA = 1:5, время - 1 мин.;
- термическое напыление пленки Al толщиной 100 нм;
- процедура взрывной литографии с использованием ацетона, а также ультразвуковой ванны.

Этап 5 включает:

Травление ионами Ag^+ , либо He^+ с добавлением O_2 при его парциальном давлении на уровне единицы пятой степени в мбарах, энергия пучка ионов - 500 эВ, плотность тока – 100-300 мА/см², время травление – до стративания эпитаксиальной пленки.

Этап 6 включает:

- удаление алюминиевой маски в водном растворе 0.4% NaOH, либо KOH до полного ее растворения.

Этап 7 включает:

- зондовую литографию с использованием сканирующего зондового микроскопа (СЗМ) Р4-MTMDT, оснащенного дополнительными приставками и программами для литографии (см. ниже);
- для окисления пленки тугоплавкого металла в качестве зонда использовался проводящий кремниевый кантилевер с радиусом закругления острия 10 - 20 нм, сила прижима зонда к поверхности подложки варьировалась в диапазоне $(1-3) \times 10^{-9}$ Н,
- устойчивое окисление эпитаксиальных пленок Ta и W толщиной 2-10 нм с формированием литографических линий шириной 10 – 400 нм наблюдалось в атмосфере воздуха с относительной влажностью 40–50% и

комнатной температуры (20°C) при напряжениях на образце от +3 до + 10 В (зонд заземлен) и скорости перемещения зонда в интервале 10 – 100 нм/сек.

На этапах 1-6 изготавливались эпитаксиальные наноструктуры из тугоплавких металлов с литографическим разрешением до 100 нм [285, 286] (последнее зависело от толщины пленки) и толщиной 2-400 нм. С использованием этапа 7 удается получить литографическое разрешение до 10 нм, однако, при этом, существует ограничение на толщину пленки в единицы нанометров [284, 287].

Этапы 1-6 позволяют изготавливать эпитаксиальные наноструктуры по субтрактивной технологии, при этом максимально возможно сохраняются свойства исходных высокосовершенных пленок, выращенных в оптимальных условиях. Они аналогичны процедуре изготовления мезоструктур (как это обсуждалось в гл. 1) в полупроводниковой технологии, однако, ранее такие нанотехнологические подходы не применялись для металлов, которые вносят свою специфику изготовления [286]. В сочетании с этапом 7 нанотехнологический маршрут позволяет получать монокристаллические наноструктуры из металлов с высоким литографическим разрешением до 10 нм (и даже менее), подобные результаты изготовления таких структур не были ранее опубликованы (известны) [284, 287].

По этой причине приведем более подробно описание литографических приставок к СЗМ Р4-NTMDT, разработанные совместно с сотрудниками НТ-МДТ (г. Зеленоград), и их функциональные возможности [284]. На рис. 2.3 приведена схема прибора. СЗМ (1-3, 6, 7) работает в режиме стабилизации положения кантилевера относительно поверхности образца (5) (восьми терминального чипа) за счет измерения положения отраженного луча лазера (1), проводя измерение (визуализацию) топографии поверхности. Через колпак СЗМ, где расположен чип, осуществляется прокачка воздуха (1-3 куб. см в минуту) с контролируемой и регулируемой влажностью, обычно 30-50% (12).

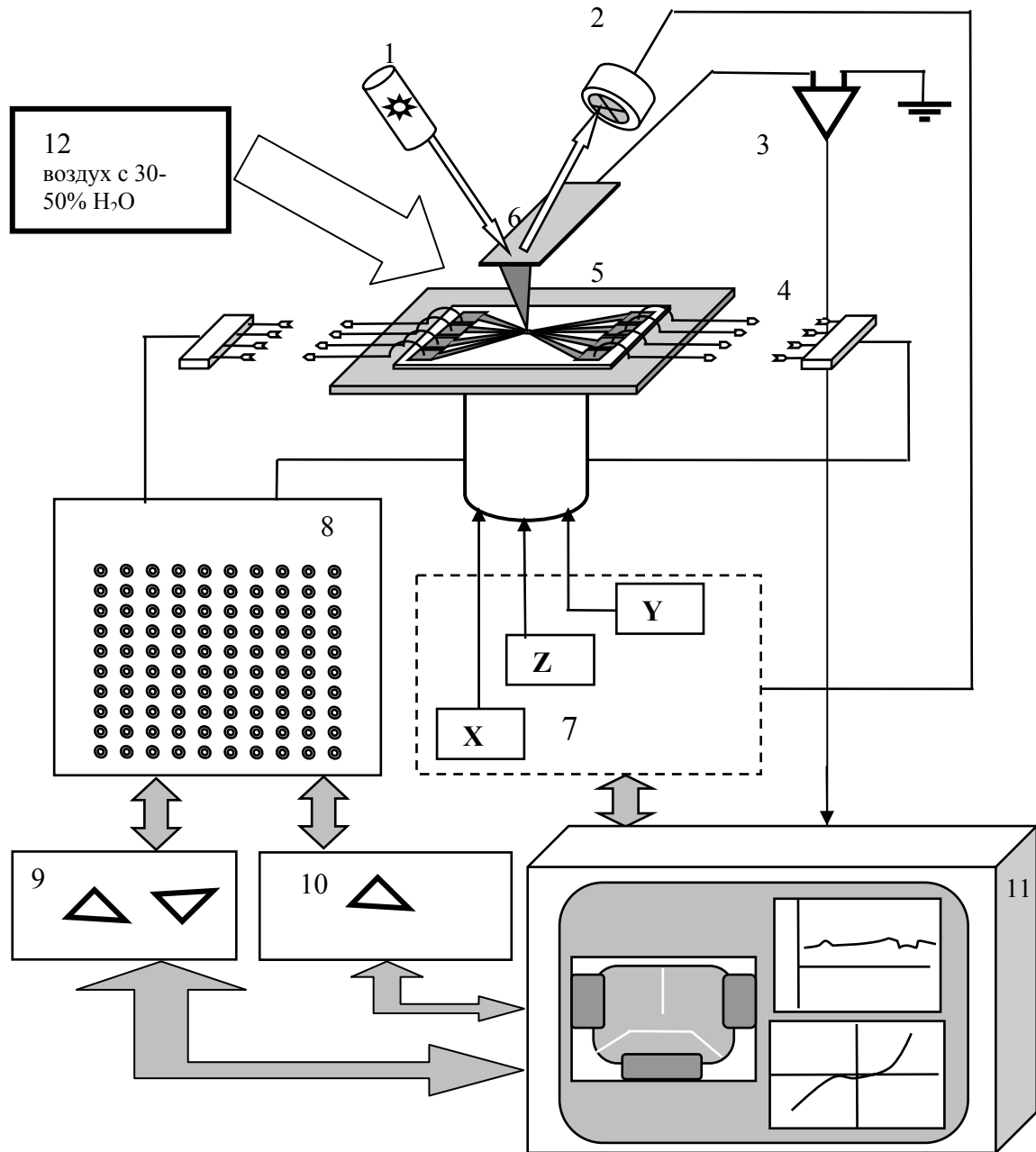


Рис.2.3. Блок схема СЗМ и литографических приставок. 1 – полупроводниковый лазер, 2 – 4-х секционный диод, 3 – конвертор тока, 4 – электрические разъемы для соединения с чипом, 5 – чип, 6 – проводящий кантилевер, 7 – пьезосканер с блоками управления сканированием, 8 – коммутационная матрица, 9 – блок управляемой подачи напряжения $-10+10\text{В}$ с системой измерения напряжения и конвертора тока, 10 – блок программированной подачи напряжения для литографии, 11 – компьютер, 12 – блок прокачки воздуха с контролируемой скоростью и влажностью.

При подаче команды с компьютера (11) – кантилевер может векторно перемещаться вдоль поверхности по заданной заранее траектории (задается относительно полученного топографического изображения поверхности чипа) за счет подачи управляющего сигнала на сканер (7), либо проводить сканирование поверхности на определенном заранее участке поверхности чипа. Одновременно, подается напряжение (переменное, либо постоянное) с блока (10) определенной амплитуды на нужные контактные площадки чипа (5) через коммутационную матрицу (8) и электроды (4). После процедуры литографии возможно проведение визуализации поверхности чипа и измерения ВАХ с использованием блока (10) (при подаче с него напряжения на чип и измерения напряжения, либо тока на структуре), коммутационной матрицы (8) и электродов (4). Результаты измерения хранятся в памяти компьютера (11).

Коммутационная матрица (8) позволяет подводить и снимать электрические сигналы с восьми терминального чипа, при этом наноструктура, находящаяся в центральной части поверхности чипа, может быть подсоединена к восьми внешним электродам (4). Отметим, что использование проводящего кантилевера и конвертора тока (3) давало возможность получать также изображение поверхности в токах растекания, при подаче напряжения на чип, его сканировании и одновременном измерении тока, протекающего через кантилевер.

Далее приведем три характерных примера использования зондовой литографии: окисление поверхности пленки W(001) – рис. 3.3 [284], удаление диэлектрической пленки с поверхности двухслойной пленки карбид кремния-W(001) – рис. 3.4 [287] и микротравление а-С:Н пленок – рис. 3.5 [288].

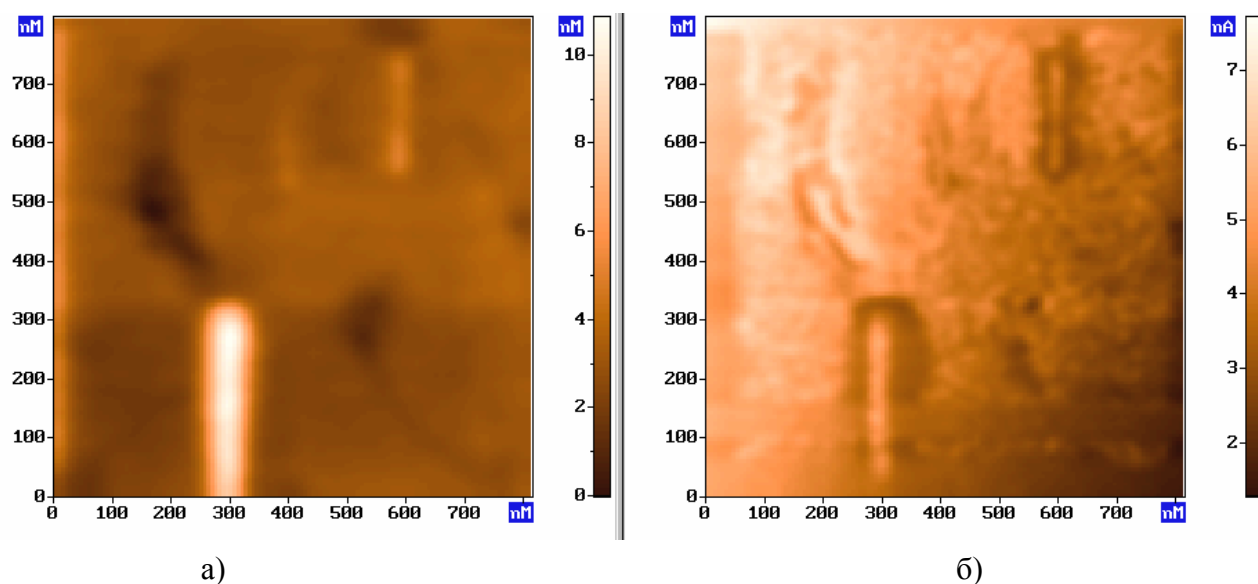


Рис. 3.3. Топографическое изображение профиля поверхности пленки W(001) (а) и токов растекания (б) после зондовой литографии.

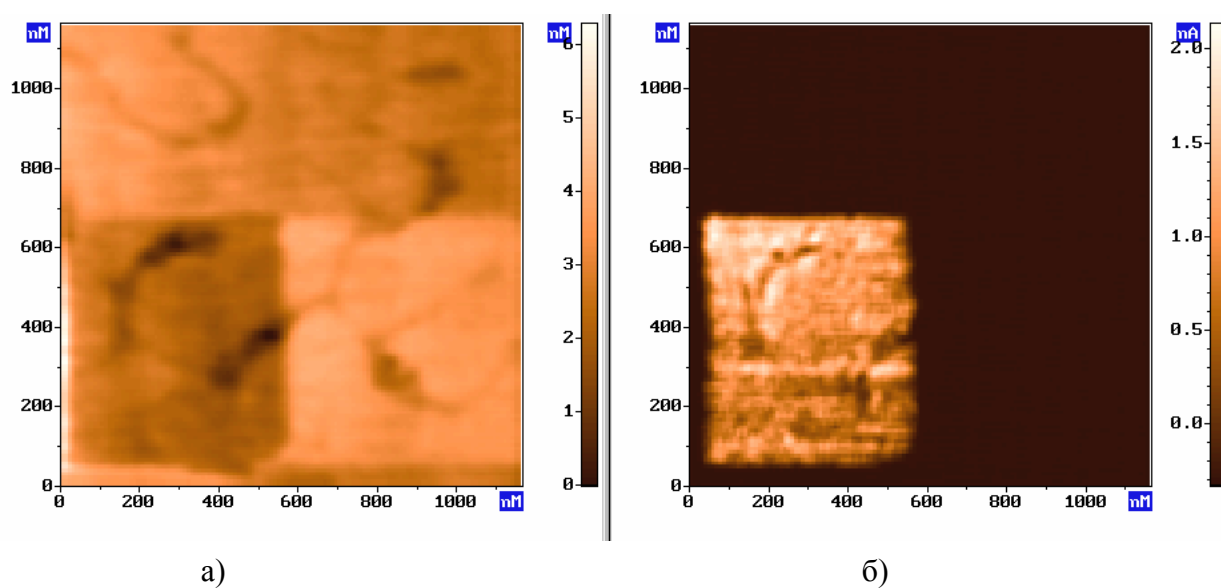


Рис. 3.4. Топографическое изображение (а) поверхности и токов растекания (б) двухслойной пленки SiC/W(001) после зондовой литографии участка пленки с приложением переменного напряжения с амплитудой 1.5 В и током 400 нА.

После проведения локального окисления зондом поверхности пленки W(001), что является аналогом анодного окисления пленок металла, поскольку при влажной атмосфере образуется адсорбат молекул воды вблизи острия кантилевера, видны образовавшиеся линии окисла металла в виде вертикальных отрезков (рис. 3.3) различной высоты и ширины, в зависимости

от величины приложенного к чипу напряжения. Более подробно примеры изготовления эпитаксиальных наноструктур из тугоплавких металлов с помощью этого метода будут приведены также и в следующей главе.

При пропускании токов большей величины при литографии участка (квадрат, в левом нижнем углу, рис. 3.4) двухслойной пленки SiC/W(001) возможно удаление диэлектрической пленки.

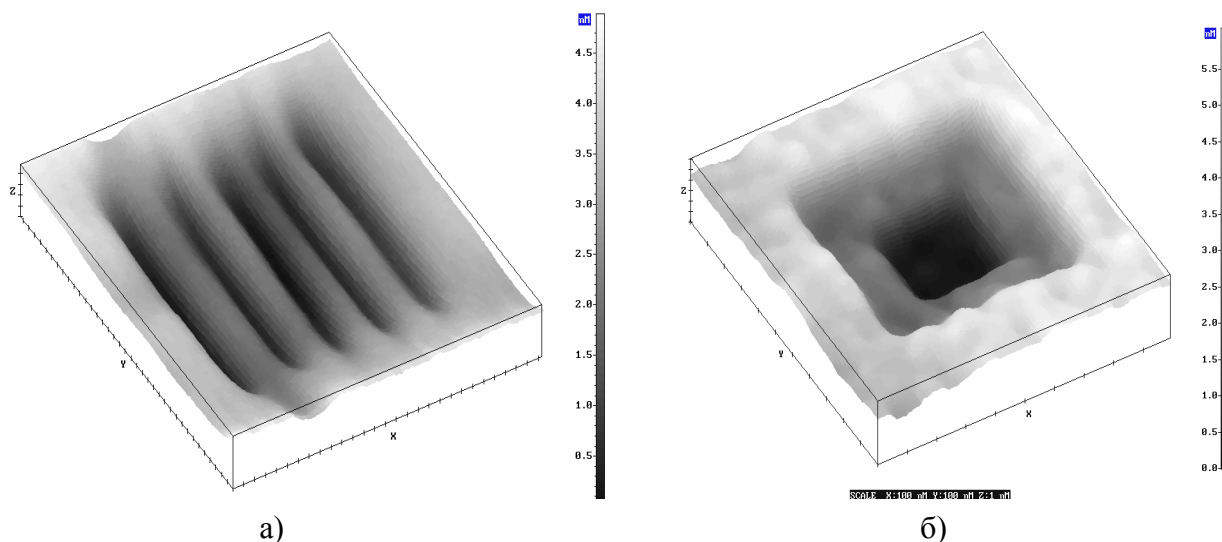


Рис. 3.5. Локальное травление зондом а-С:Н пленок в виде траншей шириной 15 нм (а) или объемных фигур (б) – два вставленных в друг друга куба.

Топографическое изображение слабо проявляет этот участок из-за малой толщины диэлектрической пленки. Однако изображение в токах растекания (рис. 3.4, б) четко визуализирует “литографический” участок, оставляя остальную часть чипа темной (малые токи через сохранившуюся диэлектрическую пленку), при этом во вскрытом участке видны детали морфологической структуры пленки W(001).

При подачи переменного напряжения амплитудой 3-4 В возможно травление диэлектрических алмазоподобных а-С:Н пленок (рис. 3.5). Глубина травления может достигать десятков нм и более, однако, при этом, падает разрешение. Кроме этого, в толщине пленки возможно создания более сложных 3-х мерных профилей (рис. 3.5, б). Процедура может быть использована для изготовления твердотельных масок на поверхности монокристаллических пленок. Другой

способ - формирование окисной маски на пленке Nb с помощью локального окисления зондом и селективное травление через нее мокрой химией [292].

Из-за малой величины радиуса закругления проводящего кантилевера, как это видно из представленных примеров, и при подаче разности электрических потенциалов между кантилевером и подложкой возникают электрические поля большой напряженности (до 10^7 - 10^8 В/см), что приводит к расщеплению и образованию кислород содержащих фрагментов молекул, в том числе ионов адсорбированной на поверхности пленок воды, которые обладают высокой химической активностью (именно для формирования адсорбированного слоя воды используется продув влажного воздуха через колпак СЗМ, рис. 2.3 (12)). В результате протекают стимулированные в локальной области, порядка размеров острия кантилевера, реакции окисления металлической пленки, либо углерод содержащей пленки с образованием летучих компонент (CO, CO₂), что приводит к ее локальному травлению. В случае металлов существенен знак прикладываемого напряжения, поскольку окисление металла аналогично процессу анодного окисления, а в случае непроводящих пленок – знакопеременность прикладываемого напряжения, что необходимо для снятия накапливаемых зарядов в области острия кантилевера – непроводящая пленка. Достижимое литографическое разрешение может быть на уровне 10 нм.

§2.3. Методы исследования электронно-транспортных свойств низкоразмерных структур.

Для электрических измерений использовалась стандартная блок-схема измерений на переменном токе, включающая генератор синусоидальных сигналов (1), два канала с низкошумящим предусилителем (2) и узкополосным усилителем с синхронным детектором (3), цифровым вольтметром (4) и подачей одного управляющего сигнала +10-10 В (6). Считывание и выход сигналов осуществлялся через КАМАК, соединенный с компьютером (5), с использованием управляющих программ (рис. 2.6).

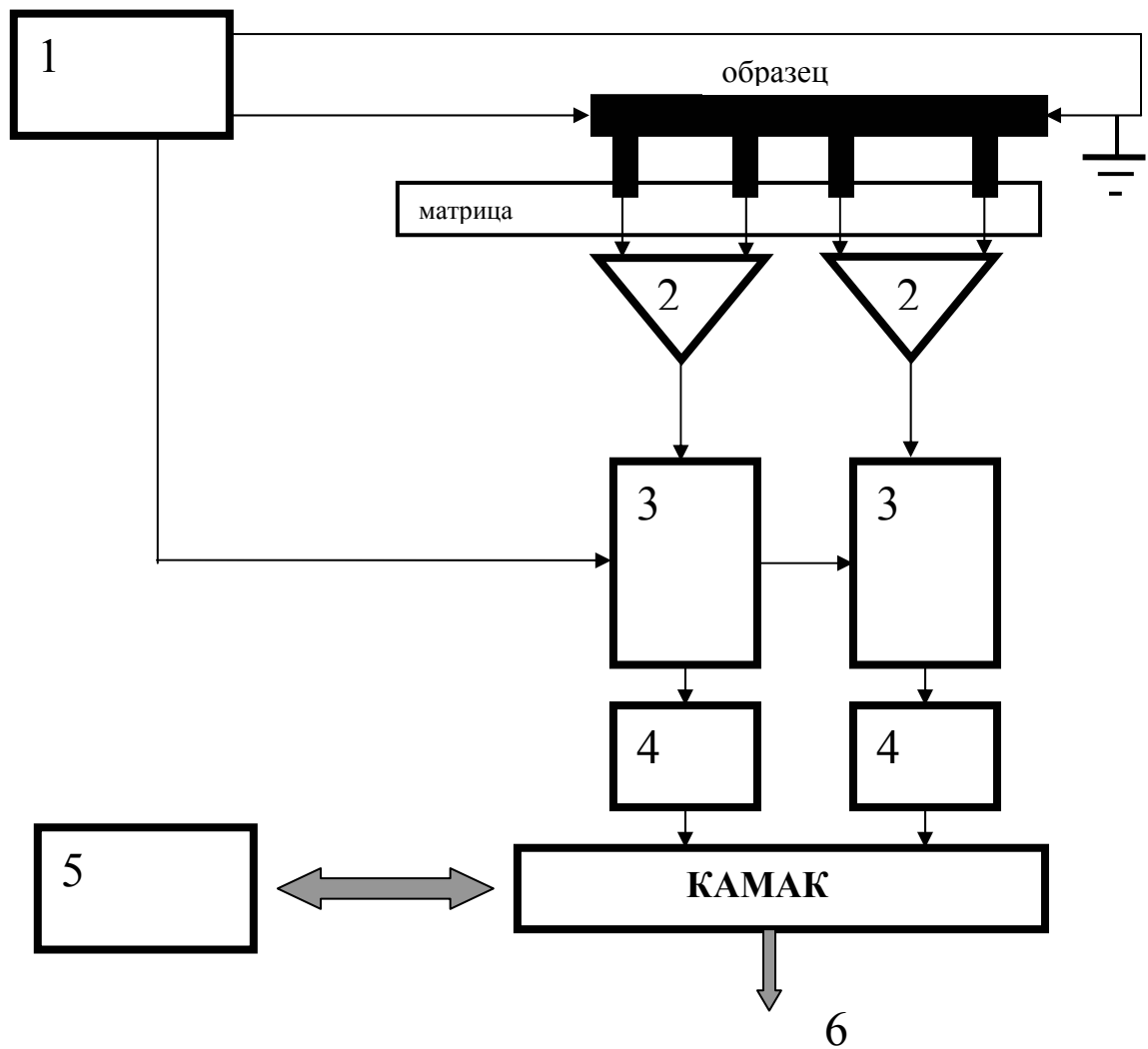


Рис. 2.6. Блок схема измерений на переменном токе. 1 – генератор токов, 2-предусилитель, 3 – узкополосный усилитель с синхронным детектором, 4 – цифровой вольтметр, 5 – компьютер, 6 – управляющий сигнал.

Данная схема позволяла проводить одновременно измерение двух сигналов (по 4-х точечной схеме) при протекании тока через образец. Биполярный управляющий сигнал использовался для измерений по транзисторной схеме, при этом управляющий сигнал подавался на эмиттерный повторитель и далее на образец, либо для управления величины внешнего магнитного поля, при этом этот же сигнал подавался на линейный усилитель питания магнита с последующей разверткой управляющего сигнала во времени в задаваемом диапазоне значений. Приведенная схема измерений позволяла измерять

дифференциальное сопротивление образца (два сигнала одновременно) во внешнем управляемом магнитном поле, либо при изменении температуры образца во время его охлаждения.

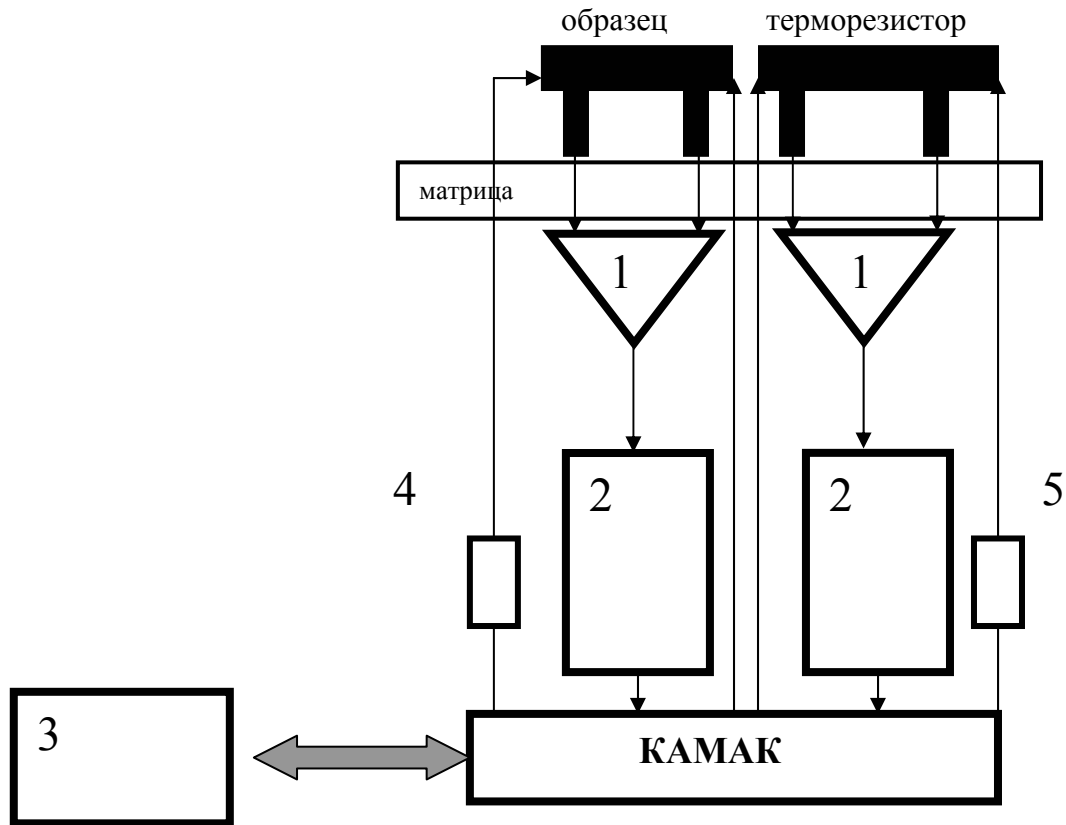


Рис. 2.7. Блок схема измерений на программируемом токе. 1 – предусилитель, 2 – цифровой микровольтметр, 3 – компьютер, 4 – управляемый компьютером ток через T_{O1} образец, 5 - управляемый компьютером ток через терморезистор.

3000 μA . Для коммутации подводящих электродов использовалась разводная матрица.

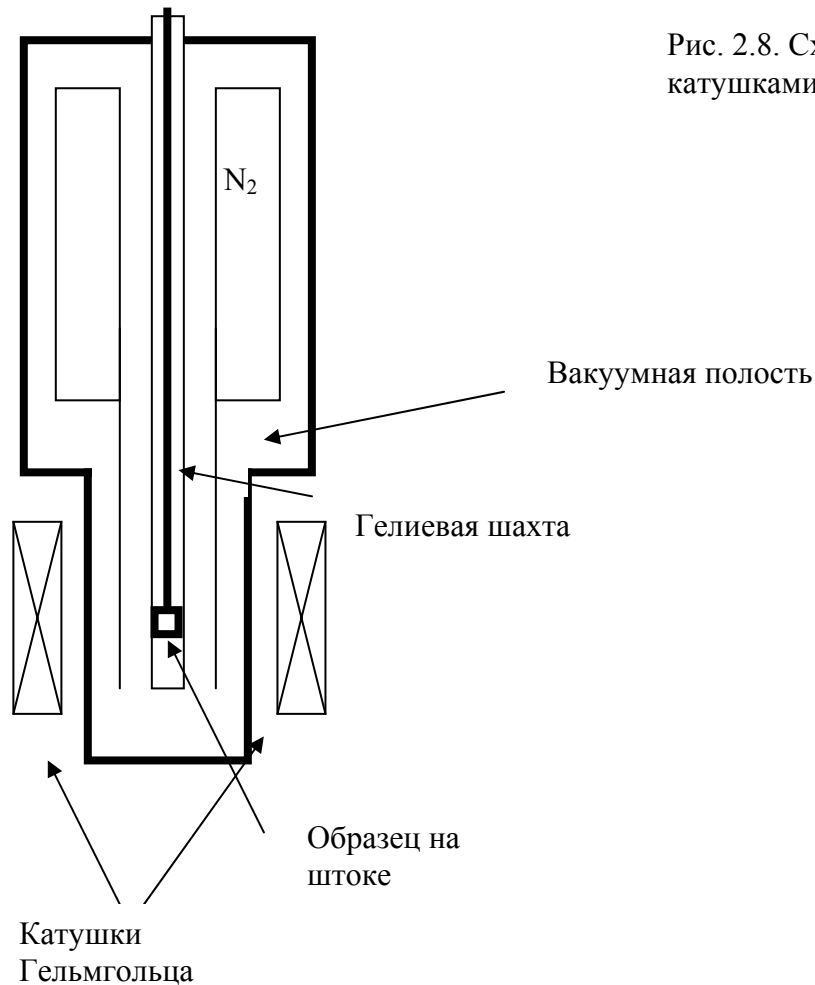
Для измерения температурных зависимостей, а также ВАХ использовалась другая схема измерений (на программируемом токе) (рис 2.7). На образец подавался известный ток определенной величины $I_s(+)$ (4) и проводилось измерение калиброванного напряжения на образце $U_s(+)$ (1,2). Далее на образец подавался ток противоположной полярности такой же величины $I_s(-)$ и измерялось напряжение $U_s(-)$. После этого компьютером вычислялось сопротивление образца R_s

$$R_s = \frac{U_s(+)-U_s(-)}{2I_s} \quad (2.1)$$

Ток через образец контролировался так, чтобы он был максимален (для увеличения чувствительности измерения), но в тоже время выделяемая мощность на образце не превышала определенной величины, обычно 2 $\mu\text{Вт}$. Такая схема измерений позволяла определять величину сопротивления с большой точностью (до 5 знаков), при этом увеличивался динамический диапазон измерений сопротивления, поскольку оно могло уменьшаться с понижением температуры более чем на два порядка, а увеличение тока через образец компенсировало уменьшение сигнала, и гарантировалось то, что не происходит перегрев образца (либо его разрушение) током. Кроме этого, такая схема позволяла вычитать вклад паразитных сигналов, приводящих к дрейфу нуля напряжения на образце. Аналогично проводилось (одновременно с измерением сопротивления образца) измерение сопротивления кремнегерманиевого терморезиста, с последующим переводом этой величины в абсолютную температуру с использованием встроенной в программу компьютера таблицы значений и подгоночных формул. Точность определения величины температуры была на уровне 0.1% в диапазоне температур 4.2-230 К.

Измерения ВАХ образца проводились с использованием схемы на рис. 2.7 линейной разверткой тока через образец в задаваемом диапазоне значений тока и измерением напряжения на образце.

Для измерения температурной зависимости сопротивления использовалась специальная вставка в транспортный сосуд Дьюара с 8-мью электродами и встроенным датчиком (кремне-германиевом терморезистом) температуры. Механическое перемещение вставки в сосуд с жидким гелием позволяло плавно понижать температуру образца от 295 до 4.2 К и проводить измерение сопротивления образца (и датчика температуры) по схеме рис. 2.6 (или 2.7).



Для проведения измерений сопротивлений образца до температур 15 мК использовался криостат растворения He_{III-IV} (эксперименты при сверхнизких температурах были проведены в группе квантовой электроники, СПЕК-СЕА Сакле, Франция), на котором был установлен сверхпроводящий соленоид с перпендикулярным к поверхности образца магнитным полем до 8 Т. Схема электрических измерений образца была аналогична рис. 2.6.

Для измерения магнетосопротивления в малых полях (менее 1 кЭ) использовался криостат на He_{IV} с внешними катушками Гельмгольца – для горизонтального магнитного поля (поле вдоль плоскости образца) с возможностью его вращения в этой плоскости, либо с соленоидом – для перпендикулярного к плоскости образца магнитным полем. Вставка в криостат позволяла проводить измерения 10-ти терминального чипа (10 внешних электродов, коммутируемых разводной матрицей). Схема части криостата

представлена на рис. 2.8. Электрическая схема измерения сопротивления образца и управляемой развертки магнитного поля показана на рис. 2.6. Калибровка линейного усилителя питания магнита осуществлялась датчиком Холла.

Для измерения сопротивления образцов в больших магнитных полях (до 20 Т) использовался аналогичный криостат со специальной вставкой, обеспечивающей вращение образца в 2-х плоскостях, при этом криостат вставлялся в магнит Биттера (лаб. Больших магнитных полей, г. Наймеген, Нидерланды) с вертикальным магнитным полем, направленным вдоль оси криостата (вставке с образцом) и вдоль поверхности образца. Точность выставления углов для образца относительно внешнего магнитного поля могла быть на уровне 0.1 градуса, а диапазон изменения около 10 угловых градусов. Схема электрических измерений была аналогична рис. 2.6.

§2.4. Методы исследования состава и электронного строения.

При получении пленок, особенно на начальной стадии отработки методики, включая подготовку подложек, существенную информацию дают методы исследования состава пленок. Кроме этого, строение и состав пленок влияет на их электронную структуру, проявляющуюся в изменении плотности как занятых, так и свободных состояний в валентной зоне, и изменяет локальное распределение электронной плотности на атомах вещества. Исследование электронной структуры дает дополнительную информацию о получаемых структурах. Методы исследования поверхности и тонких пленок широко используются в таких исследованиях, более подробно см. обзоры и монографии. Далее представлены три метода, используемые в экспериментальных исследованиях [296-298].

Метод фотоэлектронной спектроскопии, как рентгеновской (РФС), так и ультрафиолетовой (УФС), основан на внешнем фотоэффекте, когда происходит поглощение кванта света, а выделяемая энергия передается одному из электронов вещества, при этом он переходит из связанного

состояния (с отрицательной энергией) в свободное состояние (с положительной энергией) выше уровня вакуума. Его энергия (кинетическая, K) равна в соответствии с формулой Эйнштейна для внешнего фотоэффекта

$$K = \hbar\omega + E_{in}(n_i = 1, n_k = 0) - E_{fin}(n_i = 0, n_k = 1) = \hbar\omega - I_i \quad (2.2),$$

где E – полная энергия системы, взаимодействующей со светом, до поглощения кванта состояние n_i занято, а состояние фотоэлектрона n_k – свободно, после поглощения – они меняются местами; $\hbar\omega$ – энергия светового кванта, а I_i – потенциал ионизации i -того уровня. Для открытых оболочек (с исходным спином системы не равным нулю) необходимо указывать также и начальное спиновое состояние системы, а в общем случае, до и после ее ионизации. При сильном спин-орбитальном взаимодействии для описания состояния вводят приближении j-j связи, в противном случае используют Рассел-Саундровскую (L^*S) связь спина с орбитальным моментом.

Чувствительность метода к химическому (состав, структура, вид химической связи в веществе) состоянию системы проявляется следующим образом. При измерении фотоионизации с валентных уровней важен характер химической связи, изменяются потенциалы ионизации, а также интенсивность сигнала из-за изменения волновых функций валентных электронов для разных веществ, включающий данный химический элемент. При измерении фотоионизации с внутренних (глубоколежащих) уровней начинает проявляться изменение локальной плотности заряда вблизи атома, поскольку химическая связь может менять полярность (или степень полярности) в разных соединениях одного и того же элемента. Это приводит к тому, что потенциал ионизации уровня начинает меняться и коррелировать со степенью окисления химического элемента в данном веществе, поскольку есть взаимодействие между образовавшейся после ионизации заряженной вакансией (на данном атоме) в конечном состоянии и (его, атома) окружением. Кроме этого, нужно учитывать вклад электронной релаксации других электронов на образовавшуюся вакансию, что также зависит от химического строения вещества и также приводит к изменению потенциала ионизации.

Метод оже-спектроскопии, с использованием рентгеновского возбуждения (РОС) или электронного возбуждения (ЭОС), основан на оже-эффекте, обнаруженным в 1925 г. Пьером Оже. После процесса ионизации (например, после фотоэффекта, или при взаимодействии с быстрыми электронами – при электронном возбуждении) определенного уровня система находится в неустойчивом состоянии. Она релаксирует либо с испусканием светового кванта, при этом ее энергии понижается из-за перехода вакансии на более высоко лежащие уровни, – происходит процесс характеристического излучения, что лежит в основе, например, метода рентгеновского микроанализа, либо безизлучательно, при этом происходит электронная перестройка системы с испусканием свободного электрона (оже-электрона) и ее конечное состояние - дважды ионизированное с двумя вакансиями, расположенными на более высоких энергетических уровнях. Кинетическая энергия оже-электрона K равна

$$K_{ijl} = E_{fin}(n_i = 1, n_j = 0, n_l = 0, n_k = 1 | S_{fin}) - E_{in}(n_i = 0, n_j = 1, n_l = 1, n_k = 0 | S_{in}) \quad (2.3),$$

где спиновое состояние системы обозначено через S .

Формула (2.3) упрощается в одноэлектронном приближении для замкнутых оболочек как

$$K_{ijl} = I_i - I_j - I_l - W_{jl}(S_{jl}) \quad (2.4),$$

где $W_{jl}(S_{jl})$ – энергия взаимодействия 2-х вакансий в конечном релаксированном состоянии системы (после оже-процесса) с учетом их спинового состояния (синглетного, либо триплетного). Интенсивность оже-процесса определяется корреляционными электронными процессами и зависит в одноэлектронном приближении от волновых функций вакансий и оже-электрона. Поскольку начальное состояние обычно включает вакансию на глуболежащих уровнях, и поэтому пространственно локализовано на конкретном атоме, интенсивность оже процесса определяется локальной плотностью одноэлектронных состояний, вовлеченных в оже-процесс.

Чувствительность к химическому состоянию проявляется следующим образом. В случае участия в оже-процессе одноэлектронных состояний валентной зоны (и зоны проводимости) – влияние строения на форму оже-спектра очевидно, поскольку для разных веществ (включающих данный химический элемент) изменяется локальная плотность состояний из-за изменения спектра вещества. Кроме этого, энергия взаимодействия вакансий с окружением атома в начальном и конечном состоянии зависит от локальных зарядов, что коррелирует со степенью окисления элемента, и от релаксации окружения вакансии(ий) аналогично тому, как и при фотоэлектронном процессе. Это приводит к энергетическому сдвигу линий оже-спектра в зависимости от химического состояния элемента.

Для определения профиля залегания элементов по глубине – используют сочетание метода ЭОС с ионным травлением. Тогда удастся, после калибровки скорости травления вещества, определить распределение элементов по глубине.

Для определения того, как распределены элементы по поверхности образца используют сочетание метода ЭОС со сканированием электронного луча по поверхности и детектированием оже-сигнала от определенного элемента(ов). Этот метод дополняет метод сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), где обычно детектируется сигнал вторичных электронов без энергетического разрешения.

Спектроскопия характеристических потерь (СХП) энергий электронов на отражение основано на том, что быстрый электрон при взаимодействии с веществом может терять энергию на возбуждение квазичастиц. В обычном применении этого метода, в основном, исследуются плазмонные потери и потери на возбуждение одноэлектронных переходов с валентной зоны или зоны проводимости в незанятые состояния вблизи уровня вакуума. Определяемый спектр характеристических потерь расположен ниже энергии (1-100 эВ) упругого пика, он зависит от плотности как занятых, так и

свободных одноэлектронных состояний, а также от спектра многочастичных возбуждений. Они чувствительны к составу и структуре вещества.

Развитие перечисленных выше методов было необходимо из-за того, что электроны в диапазоне энергий 10-1000 эВ сильно взаимодействуют с веществом. В результате их длины свободного пробега относительно неупругих столкновений могут составлять 0.5-10 нм, что сравнимо, либо меньше толщины исследуемых пленок. Это приводит к тому, что в спектрах наблюдается сильно “искаженная” многократным неупругим рассеянием форма спектральных линий, что часто затрудняет корректный анализ их энергетического положения и интенсивности. В этой связи были решены задачи определения “истинного” спектра в этих методах путем решения обратной задачи [289-290].

Построение физической модели было основано на следующем. Рассмотрим в качестве примера более сложную, чем однородная полубесконечная среда слоевую структуру (рис. 2.9), которая сводится далее к более простым случаям. Рассмотрим в качестве примера отражение электрона от такой среды, что соответствует экспериментам по СХП энергий электронов на отражение. Модель поверхности состоит из прилегающего вакуумного слоя 1, в котором возможно неупругое рассеяние быстрого электрона, приповерхностного слоя вещества 2, где может происходить как упругое, так и неупругое рассеяние, а также полубесконечную среду вещества – 3, где также вероятно происходит все процессы рассеяния электронов. Рассеивающие характеристики слоя 2 могут отличаться от характеристик среды 3 даже в том случае, если вещество однородно по составу. Это связано с тем, что существуют поверхностные состояния (Таммовские, либо Шокли). Кроме этого электрон может потерять энергию, не входя в вещество, за счет дальнегодействующего кулоновского взаимодействия (вакуумный слой 1) за счет возбуждения поверхностных состояний, при этом, конечно, не происходит его рассеяния на большой угол, поскольку такое рассеяние

быстрых электронов происходит только на остовах атомов, отсутствующих в этом слое.

Далее существенно то, что для энергий электронов порядка 100-1000 эВ их транспортная длина много больше неупругой длины свободного пробега $l^{tr} \gg l^{in}$ и наиболее вероятны процессы с малой потерей энергией быстрым электроном, много меньшей его энергии, так что $\Delta E \ll E_p$.

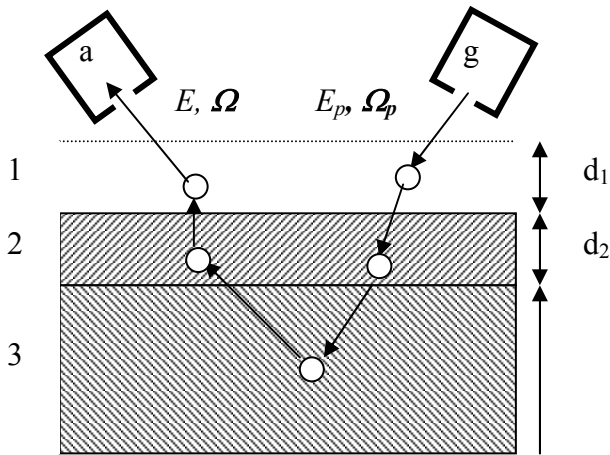


Рис. 2.9. Двухслойная модель поверхности. 1 – прилегающий к поверхности слой (вакуума), 2- приповерхностный слой вещества, 3 – полубесконечная среда. Стрелками показано движение быстрого электрона из источника (g) с энергией E_p и вектором направления движения Ω_p в энергоанализатор (a) (с энергией E и вектором Ω) с вероятностными актами рассеяния быстрого электрона при взаимодействии (кружки) с веществом.

В этом пределе в экспериментах СХП, когда наблюдается энергетический спектр вблизи упругого пика, и, таким образом, быстрый электрон теряет малую часть своей энергии за счет нескольких неупругих столкновений, его движение и взаимодействие с веществом можно представить как движение без изменения направления при неупругих столкновениях (приближение “вперед”) и маловероятных упругих рассеяний на большой угол. Отметим, что такое приближение возможно именно из-за того, что экспериментально наблюдается спектр быстрых электронов с малой потерей их энергии, тогда малоугловыми процессами рассеяния можно пренебречь, считая движение электрона при таких процессах прямолинейным, разворот электрона осуществляется за счет редких рассеяний (упругих) на большой угол. Интеграл столкновений в уравнении Больцмана можно записать следующим образом

$$I[F] = \int d^2\Omega' W^{el}(E_p, \bar{\Omega}, \bar{\Omega}') F(E, \bar{\Omega}') - W_o^{el}(E_p) + \int dE' W^{in}(E_p, E - E') F(E', \bar{\Omega}) - W_o^{in} \quad (2.5)$$

где W – дифференциальные вероятности рассеяния, а с ноликом внизу – полные вероятности рассеяния в единицу времени. Первые два члена описывают упругое рассеяние, а последующие – неупругое рассеяние. Отметим, что третий член записан в виде свертки, что после фурье-преобразования дает произведение фурье-образов функций, стоящих под интегралом.

Поскольку упругое рассеяние маловероятно, то первые два члена рассматриваются как возмущение при решении уравнения Больцмана, с граничными условиями – функция распределения для падающего потока – $F_p = F_o \delta(E_p - E) \delta(\bar{\Omega}_p - \bar{\Omega})$, и в глубине структуры на бесконечности $F \rightarrow 0$. Решением является функция распределения $F(E, \bar{\Omega})$ электронов попавших в энергоанализатор (рис. 2.9). Решая уравнение Больцмана для широкого пучка электронов (краевыми эффектами пренебрегаем) для каждого слоя (1-3) и учитывая непрерывность функции на границах слоев, получаем для оператора интегрального оператора отражения электронов, определяемого как

$$F(E, \bar{\Omega}) = \hat{R} F_p = \int d^2 \bar{\Omega}' dE' R(E - E', \bar{\Omega}, \bar{\Omega}') F_p(E', \bar{\Omega}') \quad (2.6),$$

следующее решение

$$\begin{aligned} \tilde{R}(\tilde{E}, \bar{\Omega}, \bar{\Omega}') = \exp[x_1(\tilde{y}_1(\tilde{E}) - 1)] \{ R_2^{el} \frac{1 - \exp[x_2(\tilde{y}_2(\tilde{E}) - 1)]}{1 - \tilde{y}_2(\tilde{E})} + \\ + R_3^{el} \frac{\exp[x_2(\tilde{y}_2(\tilde{E}) - 1)]}{1 - \tilde{y}_3(\tilde{E})} \} \end{aligned} \quad (2.7),$$

где знак тильда над функцией означает ее фурье-образ, а над переменной – фурье-сопряженную переменную, $x_i = (\sec \theta' - \sec \theta) d_i / l_i^{in}$ с углами равными углу между внутренней нормалью к поверхности структуры и направлением движения электрона, d – толщиной слоя и l^{in} – неупругой длиной свободного пробега электрона, нижний индекс $i=1-3$ нумерует номер слоя (рис. 2.8).

Упругий коэффициент отражения определяется как

$$R_i^{el} = W_i^{el}(\bar{\Omega}, \bar{\Omega}') / (1 - \cos \theta / \cos \theta') / W_{o,i}^{el} \quad (2.8),$$

а дифференциальная вероятность неупругого рассеяния как

$$y_i(E - E') = W_i^{in}(E_p, E - E') / W_{o,i}^{in} \quad (2.9).$$

Рассмотрим два предельных случая. Когда глубина проникновения электронов мала по сравнению с толщиной слоя d_1 и d_2 (например, за счет увеличения углов выхода, либо входа электронов относительно нормали при вращении образца относительно источника и детектора (фактор x_i в (2.6)), тогда (2.6) сводится к

$$\tilde{R}_s(\tilde{E}, \tilde{\Omega}, \tilde{\Omega}') = \exp[x_1(\tilde{y}_1(\tilde{E}) - 1)] R_2^{el} \frac{1}{1 - \tilde{y}_2(\tilde{E})} \quad (2.10).$$

В этом случае превалируют поверхностные неупругие рассеяния (слой 1 и 2). Когда глубина проникновения электронов велика (например, при большой энергии быстрых электронов), то вкладом приповерхностных слоев можно пренебречь и получаем

$$\tilde{R}_b(\tilde{E}, \tilde{\Omega}, \tilde{\Omega}') = R_3^{el} \frac{1}{1 - \tilde{y}_3(\tilde{E})} \quad (2.11).$$

В этом случае превалируют рассеяния в полубесконечной среде 3 (рассеяния в объеме).

Далее для упрощения считаем, что существуют только поверхностные возбуждения, тогда $y_1 = y_2 = y_s$, и объемные возбуждения $y_3 = y_b$. В результате для определения этих функций – дифференциальных вероятностей неупругого рассеяния быстрых электронов на поверхностных и объемных возбуждениях, необходимо два эксперимента. Измерение спектра характеристических потерь при скользящем угле входа (выхода) электронов – используется численное решение уравнения (2.10), где левая часть известная из эксперимента функция, и определяется функция y_s , и при обычных углах падения (отражения) – используется численное решение уравнения (2.7) и определяется функция y_b с использованием уже известной функции y_s и известной из эксперимента СХП левой части уравнения. Для численного определения левой части этих уравнений использовался экспериментальный спектр СХП $N(E - E_p)$, который аппроксимировался в области упругого пика дельта-функцией с интегральной интенсивностью S_p . Тогда связь коэффициента отражения (2.6) с экспериментальной зависимостью СХП определяется как

$$R(E - E_p) = N(E - E_p) / S_p \approx \delta(E - E_p) + N^{in}(E - E_p) / S_p \quad (2.12),$$

где N^{in} – часть спектра характеристических потерь, связанная с неупругим рассеянием быстрых электронов (СХП-спектр без упругого пика).

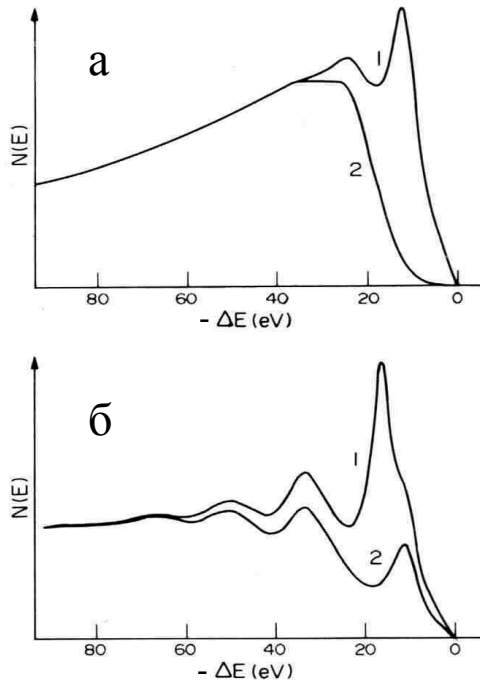


Рис. 2.10. Неупругая часть спектра характеристических потерь Si(001) для электронов, скользящих вдоль поверхности (а) и падающих при больших углах (б). 1 – неупругая часть экспериментального спектра, 2 – часть спектра для 2-х и более кратных потерь энергии, полученная численным решением.

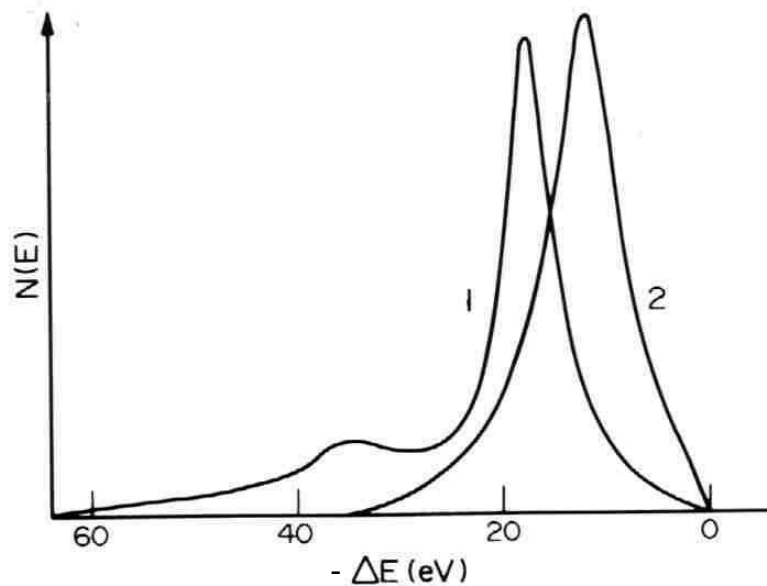


Рис. 2.11. Дифференциальные вероятности рассеяния электронов при однократном рассеянии (спектр однократных потерь) на объемных (1) и поверхностных (2) возбуждениях. Равны разности 1 и 2 на рис. 2.10.

Неизвестные численные коэффициенты (x_i) в уравнении (2.7) определялись дополнительным условием того, что при больших потерях энергий функции $y_i(\Delta E)$ стремятся к нулю и (или) площадь под этой функцией равна единице.

Примеры использования такой методики продемонстрированы на следующих рисунках.

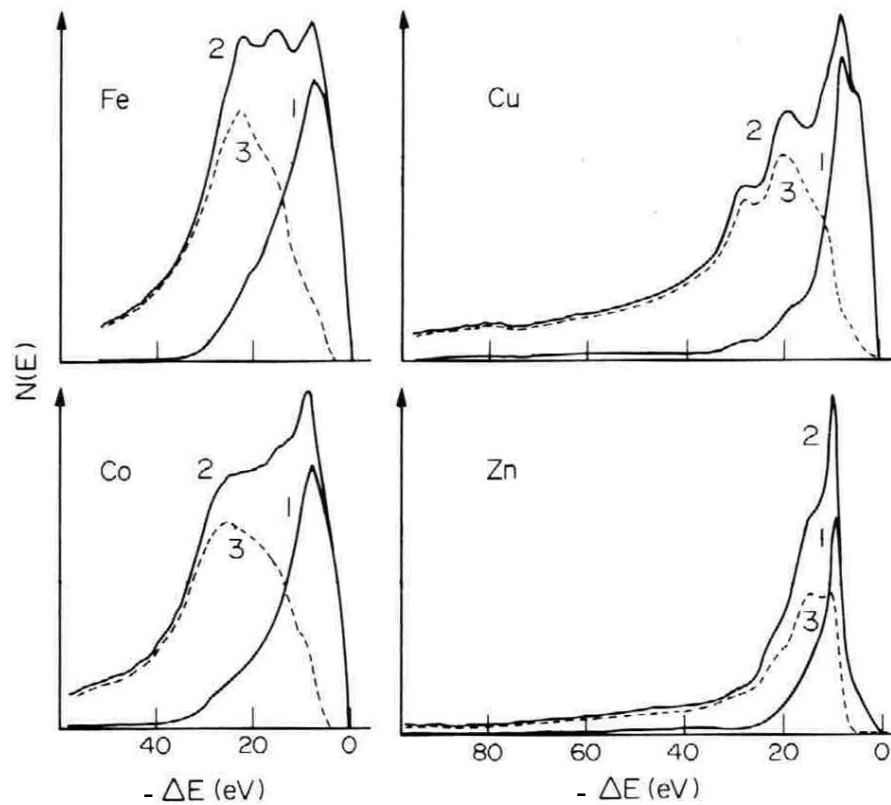


Рис. 2.12. Дифференциальные вероятности однократного неупругого рассеяния (спектры однократных потерь) (2), полученные численной обработкой экспериментальных СХП-спектров и вклады от поверхностного (1) и объемного (3) возбуждения при $E_p=1000$ эВ.

Измеренные зависимости СХП при $E_p=1000$ эВ для Si(001) (спектр представлен в энергетической шкале потерь энергий, положение упругого пика (не показан) соответствует нулю по шкале энергий), когда глубина анализа мала и наиболее вероятны рассеяния на поверхностных возбуждения (рис. 2.10, а) и когда глубина анализа велика (б), существенно отличаются, поскольку отличаются спектры поверхностных и объемных возбуждений (рис. 2.11, 2 и 1, соответственно).

Дифференциальные вероятности однократного неупругого рассеяния определяются возбуждением объемного плазмона (17.5 эВ) и двух объемных плазмонов (35 эВ) (рис. 2.11, 1) для функции y_b . Для функции y_s наблюдается один пик (2), связанный с возбуждением одного поверхностного плазмона (12.0 эВ), однако пик асимметричный, что указывает на возможность возбуждения двух поверхностных плазмонов в одном акте рассеяния. Аналогичные результаты получены для ряда металлов (рис. 2.12), где наблюдается существенное отличие объемных и поверхностных спектров однократных потерь энергий. То, что развитая методика по выделению спектра однократной неупругой потери из экспериментального СХП-спектра на отражение электронов, является корректной, доказывается данными рис. 2.13.

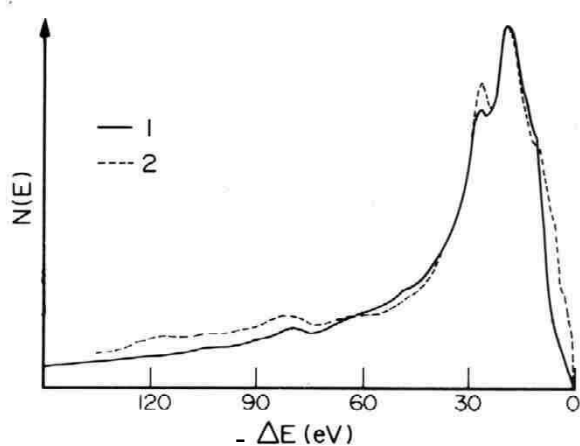


Рис. 2.13. Объемные спектры однократных неупругих потерь энергий для использованного метода – СХП на отражение (1), и для СХП на прохождение через тонкую пленку Cu (2).

Сопоставление полученной y_b для объемных рассеяний по предложенной методике из спектров СХП на отражение и данных по спектру СХП на прохождение электронов через пленку Cu с большими энергиями электронов, когда вкладом поверхностных возбуждений можно заведомо пренебречь, дают близкие результаты (соответственно, сплошная и пунктирная линии). В то время как различие между поверхностными и объемными спектрами однократных потерь значительно (см. рис. 2.12, Cu, 1 и 3). Таким образом, развитая методика позволяет корректно определять спектры однократных

потерь энергий быстрых электронов (дифференциальную вероятность неупругого рассеяния электронов $y(\Delta E)$) не только в однородных, но и более сложных слоевых структурах. Отметим, что уравнение (2.11) может также быть получено из уравнения инвариантного включения (погружения) для однородной среды.

Определенные из СХП-спектров функции $y(\Delta E)$ могут быть использованы в методах РФС и оже спектроскопии, поскольку фото- и оже-электроны также испытывают многократные неупругие потери при выходе из вещества, при этом их спектры “замазываются” и теряется информация об истинной форме (тонкой структуре) спектров. Рассмотрим для простоты однородную полубесконечную среду, рис. 2.14 поясняет происходящие процессы рассеяния.

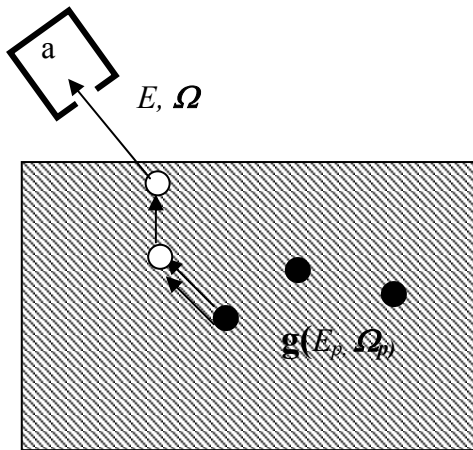


Рис. 2.14. Полубесконечная среда с распределенными источниками (сплошные кружки) вторичных электронов. Стрелками показано движение вторичного электрона из источника (g) с энергией E_p и вектором направления движения Ω_p в энергоанализатор (a) (с энергией E и вектором Ω) с вероятностными актами рассеяния вторичного электрона при взаимодействии (открытые кружки) с веществом.

Можно показать, используя аналогичный подход при решении уравнения Больцмана, как и для СХП-спектров, то, что функция распределения вышедших из вещества вторичных электронов равна

$$\tilde{F}(\tilde{E}, \tilde{\Omega}) = \frac{l^{in} \cos \theta^* \tilde{g}^*(\tilde{E}, \tilde{\Omega})}{1 - \tilde{y}(\tilde{E})} \quad (2.13)$$

где $\tilde{g}^*$ - источник вторичных электронов (включает часть несущественных размерных множителей по сравнению с g). С использованием (2.13), определенной из СХП-спектров функции $y(\Delta E)$ и экспериментального спектра (РФ- или оже-), возможно определить энергетическую зависимость источника

$g(E)$ – “истинную”, не искаженную неупругими процессами рассеяния, форму спектра.

В качестве примера, демонстрирующего возможности метода, приведем исследование $C(KVV)$ оже-спектра монокристаллического графита (0001) при разных углах вылета оже-электрона. Отметим, что примененная методика позволяет полностью устранить возникающую анизотропию, связанную с транспортом вторичных частиц и их рассеянием, оставляя анизотропию, связанную с изменением тонкой структуры оже-спектра, возникающую из-за анизотропии одноэлектронных состояний (электронная конфигурация $s\sigma^2, \pi$) графита, что и приводит к анизотропии вероятности образования двух вакансий в конечном состоянии системы после оже-процесса [293]. Это приводит к изменению интенсивностей компонент спектра, в результате форма спектра изменяется (рис. 2.15) и зависит от угла регистрации оже-электронов.

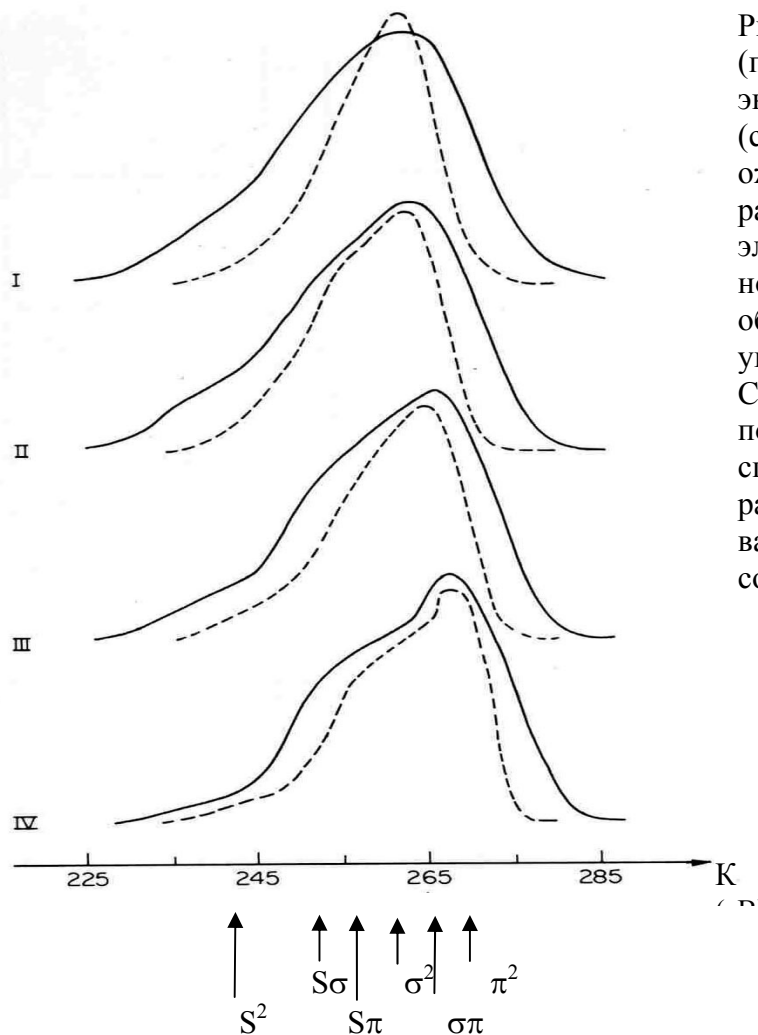


Рис. 2.15. Теоретическая (пунктир) и экспериментальная (сплошная) форма $C(KVV)$ оже-спектра графита для разных углов выхода оже-электрона относительно к нормали поверхности образца. I-IV соответствует углам выхода 84, 57, 35 и 3°. Стрелками показаны положения компонент спектра, соответствующие различным конфигурациям вакансий в конечном состоянии оже-процесса.

Экспериментальная сверхвысоковакуумная установка (Kratos-800) для измерения РФ-, УФ-, оже-спектров и спектров характеристических потерь показана на рис. 2.16 вместе с камерой подготовки образцов. Аналитическая камера и камера подготовки образцов соединены высоковакуумным шлюзом (13), что позволяло проводить процессы подготовки образцов, не ухудшая вакуумные условия в аналитической камере [299].

При измерении СХП-спектров образец помещался на манипулятор (12) на него направлялся пучок электронов (11) и измерялся спектр отраженных электронов энергоанализатором (7).

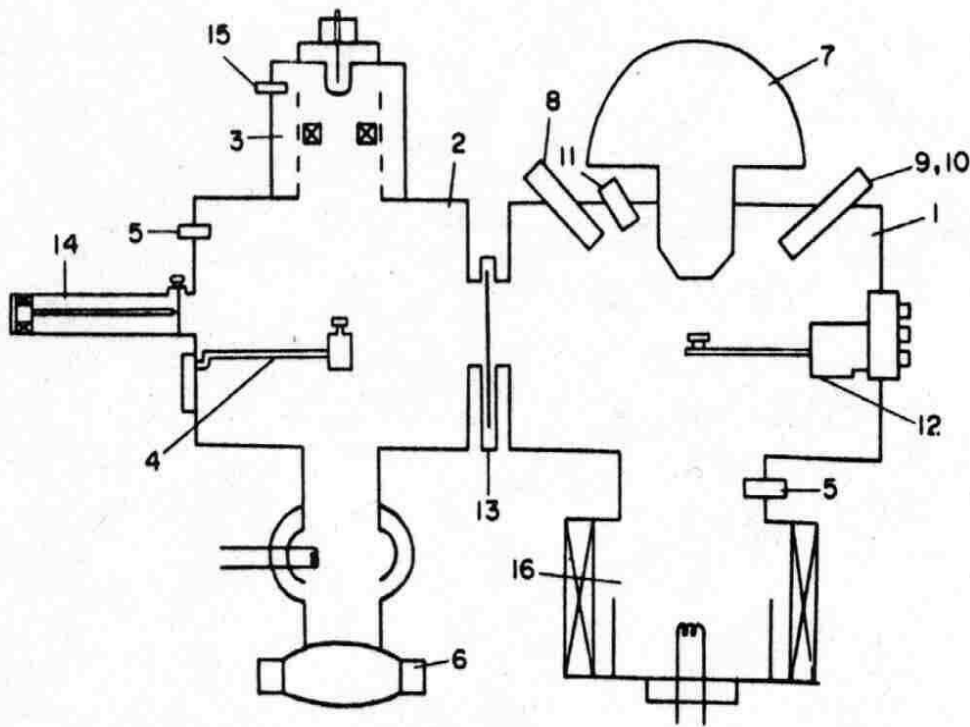


Рис. 2.16. Схема установки спектрометра с камерой подготовки образцов. 1 – аналитическая камера, 2 – камера подготовки образцов, 3 – ЭЦР источник плазмы, 4 – держатель образцов, 5 – ионный датчик давления, 6 – турбомолекулярный насос, 7 – анализатор энергий электронов, 8 – ионная и 11 – электронная пушка, 9-10 – источник рентгеновского характеристического, либо УФ-излучения, 12 – манипулятор образца, 13 – вакуумный шлюз, 14 – цельнометаллическое транспортное устройство для образцов, 15 – вентиль тонкой регулировки для напуска газов, 16 – ионный насос, совмещенный с Ti сублимационным насосом и криопанелью.

При измерении РФ- (УФ) спектров аналогично предыдущему проводилось измерение спектров вторичных электронов, при этом использовался рентгеновский (9) (УФ-10) источник излучения.

При измерении оже-спектров использовался либо рентгеновский источник, либо электронная пушка. Для профильного анализа использовалась ионная пушка (8) и в качестве газа для физического травления – Ar, давление которого регулировалось вентилем тонкой регулировки.

Для измерения распределения элементов по поверхности использовалась растровая электронная пушка (11).

Камера подготовки включала также держатель образца (с регулируемым нагревом до 800°C), ЭЦР источник плазмы (рис. 2.17) для плазмохимического травления поверхности образцов (3) вместе с вентилем напуска газа (15) [291]. Камера также была оборудована устройствами для реализации процесса импульсного лазерного осаждения слоев (см. рис. 2.1).

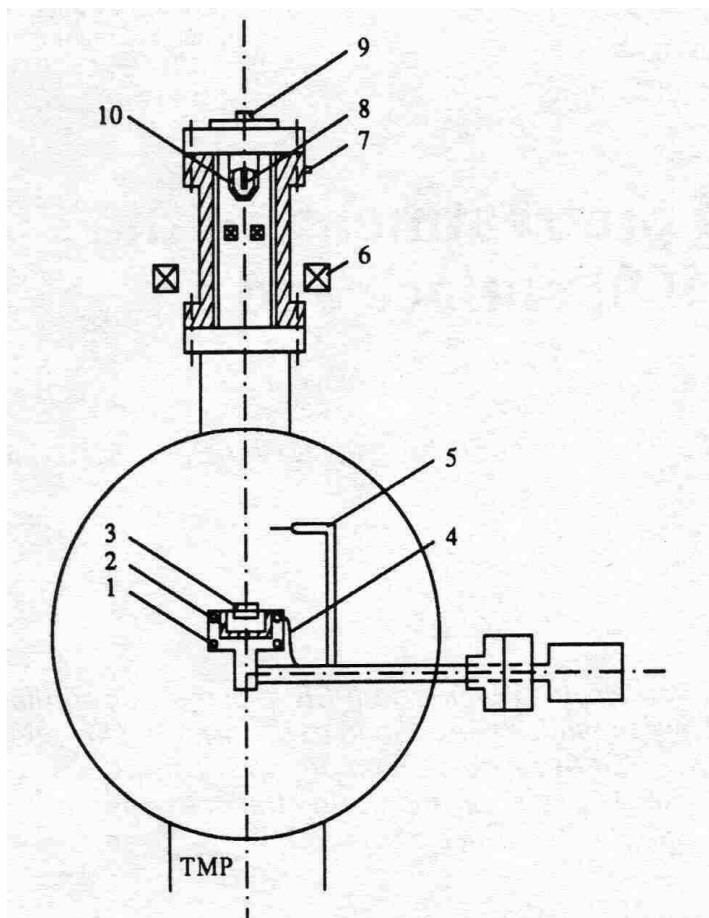


Рис. 2.17. Сверхвысоковакуумная камера подготовки образцов с ЭЦР источником. 1 – нагреватель образца, 2 – изолирующая керамика, 3 – держатель образца, 4 – термопара, 5 – зонд Ленгмюра, 6 – соленоид, 7 – напуск газа, 8 – антенна, 9 – СВЧ-разъем. Параметры плазмы – плотность тока при -35 В на зонде – 0.8 мА/см^2 , мощность – 100 Вт , давление газа – $3 \cdot 10^{-3}$ – $4 \cdot 10^{-4}$ торр.

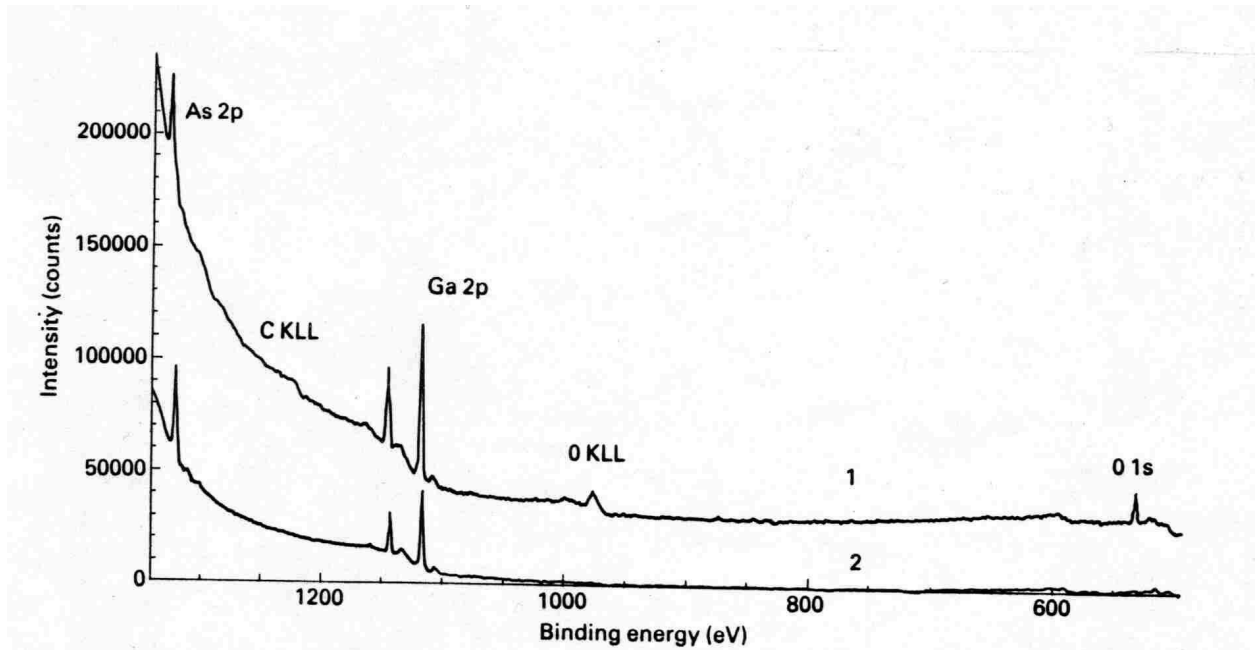


Рис. 2.18. РФ- и оже спектр GaAs(001) до (1) и после обработки в водородной ЭЦР плазме (2).

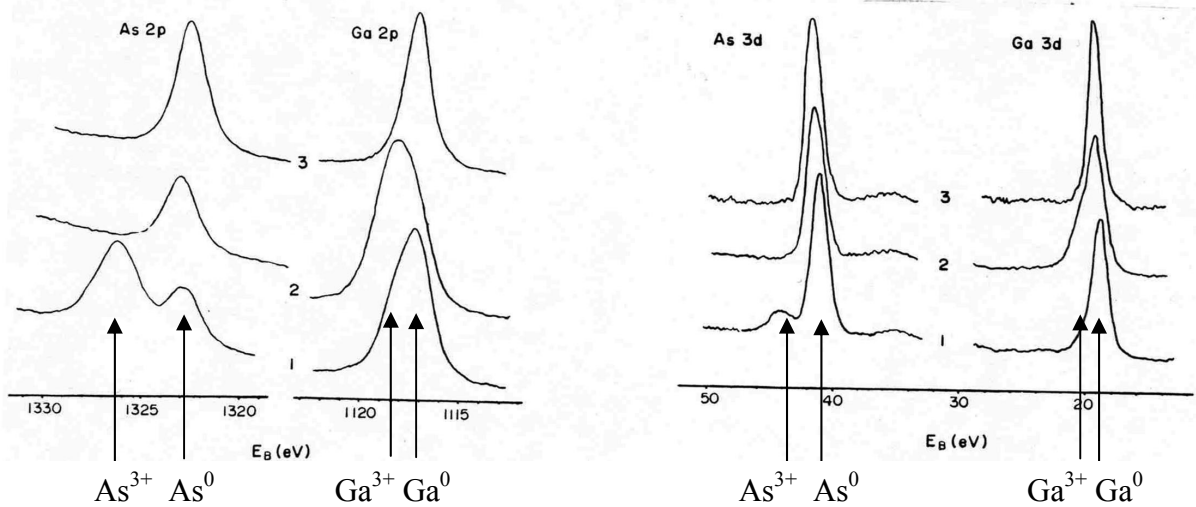
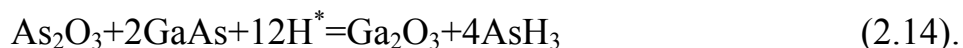


Рис. 2.19. 2p и 3d РФ-линии As и Ga подложки GaAs(001). 1 – после химической полировки ($\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}=5:1:1$), после обработки водородной ЭЦР плазмой при температуре подложки 150 (2) и 350°C (3).

В качестве примера подготовки подложек для эпитаксии слоев, приведем результаты исследования поверхности GaAs(001) после взаимодействия с водородной ЭЦР плазмой. На рис. 2.18 приведен обзорный спектр вторичных электронов, полученный при облучении образца характеристическим

излучением $Al\ K_{\alpha}$ до и после обработки плазмой. В спектре исходного образца (1) присутствуют РФ линии основных элементов (Ga, As), а также примеси кислорода и углерода. После обработки плазмой уровень концентрации примесей ниже уровня чувствительности метода (порядка 0.1%), что свидетельствует об эффективной очистке поверхности подложки от примесей, необходимой для последующей эпитаксии слоев материалов. Более детальная картина взаимодействия водородной плазмы с поверхностью GaAs проясняется при исследовании тонкой структуры РФ-спектров (рис. 2.19). Из-за чувствительности РФ-линий к степени окисления элемента их энергетическое положение различно для соединения As(Ga) с кислородом (степень окисления 3+) и в объеме подложки для соединения GaAs (степень окисления близка к 0). Как видно из этих данных соотношение компонент спектра меняется при обработке поверхности подложки. В начальном спектре (1) присутствует As_2O_3 и Ga_2O_3 . После обработки плазмой при температуре 150°C окисел мышьяка восстанавливается, однако при этом, составляющая окисла галлия увеличивается (2). Очевидно протекание следующей реакции



Обработка плазмой при более высокой температуре подложки 350°C полностью удаляет окислы как мышьяка, так и галлия по следующей реакции



с последующей термической десорбцией летучих соединений Ga_2O и H_2O .

Отметим, что относительная интенсивность окисных компонент (3+) в спектре 2p линий выше, чем в 3d. Это связано с тем, что глубина анализа для 1-х линий меньше, чем для 2-х. Поскольку окислы образуют пленку на поверхности подложки, то вклад окисных компонент тем выше, чем меньше глубина анализа.

Помимо такой зависимости глубины анализа, возможна ее зависимость от угла выхода фото-, либо оже электронов, что может быть использовано для неразрушающего анализа элементов по глубине. В качестве примера

приведем результаты [291] взаимодействия кислородной плазмы с поверхностью GaAs (001), что необходимо для подготовки защитных окисных слоев при транспортировке подложек из одной камеры в другую. Такое взаимодействие кислородной плазмы приводит к появлению сложных окисных слоев различной стехиометрии (рис. 2.20), которые зависят от параметров и последовательности процесса обработки поверхности.

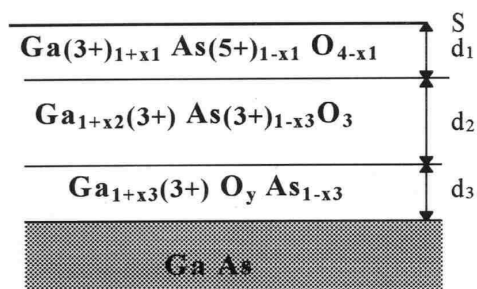


Рис. 2.20. Слои окисла 1-3 различной стехиометрии, степени окисления элементов и толщины при взаимодействии с кислородной ЭЦР плазмой.

Используя химическую чувствительность РФ- и оже спектров (рис. 2.21) и эксперименты при разных углах вылета электронов, возможно восстановить параметры этих слоев.

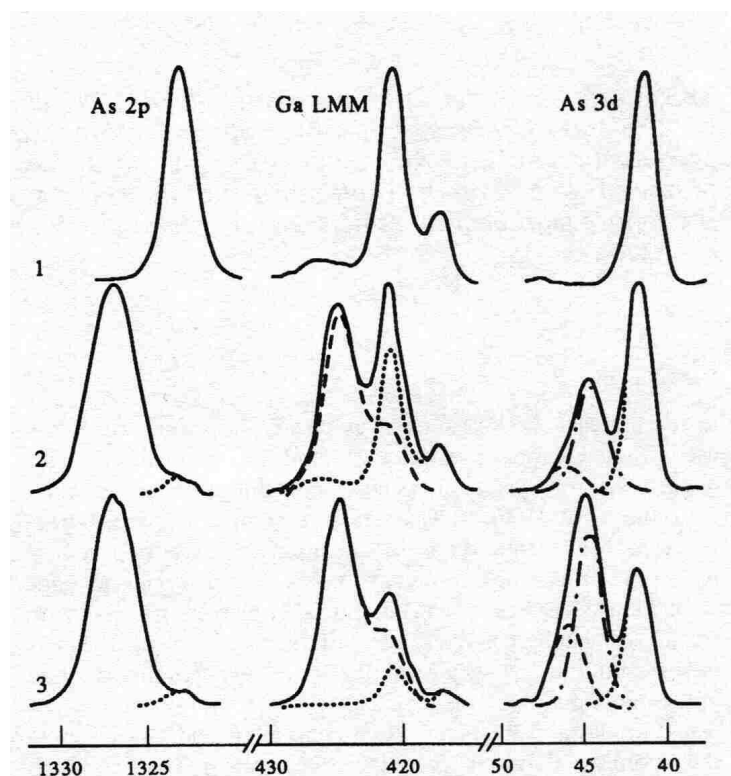


Рис. 2.21. Фото- и оже спектры As и Ga после коррекции фона из-за неупругих столкновений при различных обработках поверхности GaAs(001) ЭЦР-плазмой и углах вылета электронов при измерениях. 1 – H_2 ЭЦР плазма, температура подложки $350^\circ C$, длительность 20 мин., 2 – O_2 ЭЦР плазма, температура подложки $50^\circ C$ угол $\theta=0^\circ$, 3 – тоже, что для 2 и угол $\theta=60^\circ$.

Компоненты линий $As^0(Ga^0)$, $As^{3+}(Ga^{3+})$ и As^{5+} обозначены точечной, точечно-пунктирной и пунктирной линиями, соответственно.

Зависимость интенсивности, например 1-го слоя, записывалась следующим образом

$$I_{1,i} = S_i C_i^1 (1 - \exp(-d_1 / l_i \cos \theta)) / (C_m^1 + C_o^1 * K) \quad (2.16),$$

где S_i – элементная чувствительность, C_i – атомная концентрация элемента, индекс I нумерует элементы (As, Ga, O), а верхний индекс указывает номер слоя, $C_m = C_{As} + C_{Ga}$, l – глубина анализа. Определяя интенсивностей компонент линий для разных глубин анализа, возможно определение параметров окисных слоев (рис. 2.20), что приведено в таблице 2.1.

Таблица 2.1

Параметры окисных слоев при различных обработках ЭЦР плазмой.

N	Обработка	d₁ (нм)	d₂ (нм)	d₃ (нм)	d (нм)	x
1	H ₂ , 350°C, 20 мин	0	0	0	0	-
2	O ₂ , 50°C, 5 мин., после 1	0.27	1.2	0.79	2.3	0
3	O ₂ , 310°C, 5 мин., после 2	0.35	2.5	1.6	4.45	-0.04
4	O ₂ , 310°C, 5 мин., после 1	0.13	0.22	4.45	4.8	0.52

d равно сумме окисных слоев,

$$x = x_1 = x_2 = x_3$$

Как видно из этих данных обработки 3 и 4 отличаются лишь последовательностью (предисторией) начальных обработок (3 следует после 1 и 2, 4 – после 1). Однако состав окисных слоев кардинально отличается, в то время как их общая толщина близка друг другу.

С использованием таких подходов удалось оптимизировать процессы подготовки подложек к эпитаксии. Для окисных подложек (сапфир, окись магния) было показано, что возможно удаление примесей (углерод, вода) до уровня чувствительности метода при обработки ЭЦР-плазмой при температуре 100-150°C. Отметим также, что нагрев таких подложек до

температуры 800°C также эффективно убирает примеси, хотя удается зарегистрировать малый сигнал от углерода на уровне 0.1%.

Применение профильного анализа подтвердило, что уровень примеси по углероду находится на уровне фона спектрометра. Исследование распределения элементов по поверхности, наиболее важное при исследовании наноструктур, показало, что, например, для гибридных структур существенно качество интерфейса, на котором зафиксировано появление окисных слоев. Это связано с тем, что традиционная для изготовления металлических наноструктур “взрывная” литография не годится для получения высококачественных монокристаллических структур из-за того, что органический резист является сильным источником примеси. В этой связи необходимо было развитие новых технологических подходов (см. §2.2 и гл.3) для изготовления наноструктур.

§2.5. Методы исследования структурных и морфологических свойств пленок.

Для исследования объемной и поверхностной кристаллической структуры пленок и подложек были применены следующие методы:

дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭ),
рентгеновской дифракции высокого разрешения (РД),
метод просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения (ПЭМ),

Для исследования морфологии поверхности и геометрических параметров низкоразмерных структур использовались методы:

сканирующей атомно-силовой, либо зондовой микроскопии (СЗМ) для исследования морфологии поверхности пленок, магнитного контраста, геометрических параметров наноструктур;
сканирующий электронный микроскоп (СЭМ).

С применением дифракционных методов получают информацию о трансляционной симметрии вещества в виде “обратной решетки”.

Рентгеновская дифракция в объеме твердого тела приводит к набору дифрагированных пучков, которые легко интерпретируются на основе законов сохранения энергии и волнового вектора k с добавлением вектора обратной решетки. По их положению в обратном пространстве легко сделать вывод, с помощью обратного преобразования, о симметрии и параметрах реальной решетки. Вычисление межплоскостных расстояний d_{hkl} проводится в соответствии с законом Вульфа- Брэгга.

Применение ДБЭ часто связано с качественной оценкой поверхности. Область энергий первичных электронов в методе ДБЭ 30-100 кэВ. При этом средние длины свободного пробега электрона относительно неупругого рассеяния l^{in} сравнительно велики ($\sim 10-100$ нм). Поверхностная чувствительность достигается за счет использования электронных пучков, падающих на поверхность под скользящими углами ($\theta < 5^\circ$). При этом глубина анализа $l = l^{in} \sin \theta$. Дифракционные картины ДБЭ высококачественных поверхностей являются “полосчатыми”, а каждая точка обратной решетки представляется не отдельным точечным рефлексом, а дифракционной полосой. Удлинение рефлекса с образование полосы происходит в направлении перпендикулярном поверхности и размытие рефлекса в этом направлении $\Delta k_{\perp} \sim 1/l$. Такая дифракция характеризуется как двумерная (2d) и характерна для атомно-гладких пленок. Дифракционная картина полосчатая, с тяжами. При вращении монокристаллического образца происходит увеличение, либо затухание свечения отдельных полос, картина меняется в соответствии с проекцией обратной решетки, пересекающей сферу Эвальда, на плоскость экрана. Если дифракционная картина не меняется при вращении образца в плоскости пленки, но состоит из тяжей – это указывает на образование текстуры в плоскости пленки. Появление колец указывает на поликристалличность пленки, а образование галло – на ее аморфность. Увеличение шероховатости поверхности пленок может привести к тому, что часть выступов такой поверхности начинают дифрагировать электронный пучок на “просвет”, что приводит к появлению точечных рефлексов на

дифрактограмме. Для проведения исследований по ДБЭ использовался электронный дифрактометр производства г.Сумы.

Рентгеновская дифрактометрия широко используется для анализа структуры пленок, для этого регистрируют рентгеновскую дифракционную картину при облучении образца рентгеновским монохроматичным излучением, используют счетчики рентгеновского излучения и обработку данных с помощью ЭВМ. Для рентгеновских дифракционных измерений использовался дифрактометр Philips Ex-Pert с фокусировкой по Брэггу-Брентано, когда источник и детектор излучения располагаются на одной окружности, а в ее центре находится образец. Для уменьшения пространственной расходимости и отсечки β -линии Cu - источника рентгеновских лучей используется Ge - кристалл в качестве монохроматора. Дифрагированное от образца излучение попадает на кристалл- анализатор и далее - на детектор. Все детали, определяющие геометрию съемки, устанавливают на специальном гониометрическом устройстве. Съемка рентгенограмм проводится по точкам в автоматическом режиме, обеспечивающем смещение счетчика и образца на определенный угловой интервал (шаг) и регистрацию сигнала в зависимости от угла поворота. В настоящих измерениях использовалась съемка с шагом 0.02° . Помимо стандартной записи θ - 2θ дифракционного спектра для фазового анализа имеются возможности поворота образцов вокруг дополнительных осей. Такие возможности дифрактометра необходимы для исследования монокристаллических образцов при их юстировке, съемке кривых качания (ω - скан) симметричных пиков пленок, например, для определения размеров блоков монокристаллической пленки. При анализе несимметричных пиков также применяют сканирование по азимутальному углу (ϕ -скан), например, для анализа разориентировки монокристаллических блоков в плоскости пленки.

Атомно - силовая микроскопия (АСМ) - современный метод получения топографии поверхности пленок. Для исследований использовался атомно-силовой микроскоп SPM P4-NT-MDT и P47-NTMDT “Solver”. В применяемом АСМ использована оптическая схема регистрации отклонений кантилевера (рис. 2.3), которая позволяет регистрировать субангстремные отклонения кантилевера.

Для количественных характеристик поверхности исследовалась двумерная корреляционная функция (1.1.5) $A(x,y) = \langle h(x+x',y+y') * h(x',y') \rangle$, где x,y координаты поверхности, $h(x,y) = z(x,y) - \langle z(x,y) \rangle$, $\langle \rangle$ означает усреднение по поверхности пленки, знак $*$ - интеграл свертки. Значение $A(0,0)$ равно среднеквадратичному значению квадрата амплитуды шероховатости W^2 поверхности пленки. Для обработки полученных изображений поверхности образцов с целью вычисления параметров поверхности, таких, как шероховатость поверхности и корреляционная длина, использовались как встроенные программы вычисления шероховатости из программного обеспечения микроскопа, так и специальная программа численного определения двумерной корреляционной функции по известной из эксперимента $z(x,y)$. Фурье образ этой функции дает квадрат модуля фурье-образа $h(x,y)$ и является спектром плотности флуктуации профиля поверхности пленки. Как будет видно в дальнейшем (см. гл. 5) важно не только низкочастотная (большой период флуктуации профиля вдоль поверхности), но и высокочастотная (область мелко масштабных флуктуаций вдоль поверхности) часть этой функции.

ГЛАВА 3. УСЛОВИЯ ПОЛУЧЕНИЯ И ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ТУГОПЛАВКИХ МЕТАЛЛОВ

§3.1. Введение. В этой главе приведены результаты по условиям получения и характеристики монокристаллических низкоразмерных планарных структур из тугоплавких металлов. Необходимость проведения таких исследований связана с тем, что нужно было экспериментально решить два нанотехнологических вопроса – получение монокристаллических пленочных структур, обладающих совершенной монокристаллической структурой в объеме пленки и малой, на уровне монослоя и менее, шероховатостью границ раздела, а также разработать экспериментальные методы изготовления монокристаллических наноструктур, в том числе многотерминальных. Остаточная ДСПЭ в таких структурах должна быть больше толщины пленок (для макроструктур) и превышать также латеральные размеры для микроструктур.

Анализ литературных данных показал, что к моменту выполнения работ по диссертации эти два вопроса не были полностью (либо вовсе) решены (см. гл. 1). Не смотря на то, что были известны примеры успешного эпитаксиального роста пленок тугоплавких металлов, они не обладали достаточно малой шероховатостью поверхности, а остаточная ДСПЭ в них не была достаточно велика. Отметим также, что не было известно о примерах изготовления монокристаллических планарных наноструктур из металлов, включая тугоплавкие металлы.

Повышенные требования к структуре пленки в объеме, очевидно, вытекают из требования большой остаточной ДСПЭ электронов проводимости, поскольку при низких температурах рассеяние электронов определяется на статических дефектах в объеме (точечные и линейные дефекты, границы зерен). Традиционным подходом при оптимизации процесса роста пленок, часто используемым также для характеристики объемных монокристаллов,

является оценка уширения линий рентгеновской дифракции, характеризующих наличие такого рода дефектов. Такой подход действительно дает необходимую информацию о структуре пленок, однако, как это будет видно в дальнейшем, не достаточен. Во-первых, рентгеновская дифракция (в обычно используемых случаях) дает информацию только о когерентной части объемной структуры, поэтому привлечение дополнительных методов, таких как просвечивающая электронная микроскопия, крайне желательно. Во-вторых, при достаточно большой ДСПЭ наиболее существенным каналом рассеяния электронов становится рассеяние на границах раздела пленки. Игнорирование этого факта может привести к тому, что улучшение объемной структуры (увеличение остаточной ДСПЭ в объеме) не приводит к увеличению реальной ДСПЭ (иногда даже к ее уменьшению), поскольку при такой оптимизации возможно ухудшение морфологических свойств границ раздела пленки, которое этим методом не контролируется. Поэтому, применение структурно-чувствительных методов исследования поверхности, таких ДБЭ и ДМЭ, а также методов исследования морфологии поверхности пленок (АСМ) является также необходимым условием. Состав и электронная структура (плотность состояний), получаемая с использованием методов ЭОС и СХПЭ, дополняют методы характеристики низкоразмерных структур. Отметим, что для металлов, поскольку их плотность электронов не зависит от температуры, хорошим интегральным параметром для оценки качества пленок и наноструктур служит параметр RRR – (1.135). Из (1.137) при приближенном выполнении правила Маттиссена получаем

$$RRR=R(295K)/R(4.2K)\cong 1+l_{res}/l(295K) \quad (3.1)$$

Остаточная ДСПЭ l_{res} дает интегральную информацию об интенсивности рассеяния электронов на статических дефектах, включая дефекты, как в объеме, так и на границах раздела. Именно сочетание перечисленных выше методов характеристики НПС позволило наиболее оптимально выбрать

условия роста эпитаксиальных пленок тугоплавких металлов и методы микроструктурирования, при которых ДСПЭ наиболее максимальна.

При выборе методов эпитаксиального роста пленок учитывалось возможность получения как достаточно совершенной объемной структуры, так и поверхностей раздела пленок с малой шероховатостью. Был выбран метод импульсного лазерного осаждения в сверхвысоком вакууме (ИЛОСВ), при котором реализуется сильно неравновесные условия роста пленок. Целесообразность использования такого метода заключалось в том, что он обладает рядом достоинств по сравнению с другими более традиционными ростовыми методами. Отметим только, что сильно неравновесные условия роста приводили к образованию ростовых центров большой плотности, при этом угловая разориентация их кристаллографических осей была порядка 0.1 градуса. Как оказалось, именно такие условия роста позволяют сочетать достаточно высокое совершенство объемной структуры для достижения большой ДСПЭ (малая угловая разориентация монокристаллических блоков не приводит к сильному рассеянию электронов в объеме пленки) и, в то же время, пленки обладают гладкостью на уровне монослоя и менее, что не приводит к сильному рассеянию электронов (диссипации импульса вдоль тока) при их отражении (прохождении) через границы раздела.

Для микроструктурирования был выбран метод субтрактивной электронной литографии, который позволял “вырезать” из полученных пленок наноструктуры необходимой формы и геометрии с латеральным разрешением до 100 нм, а с применением зондовой литографии до уровня 10 нм. Таким образом сохранялось объемное качество и гладкость поверхностей исходных пленок. Поскольку боковые стенки наноструктур подвергались эрозии при ионном травлении, то для уменьшения влияния рассеяния электронов на них структуры изготавливались с большим аспектным отношением ширины к толщине. Схематично, нанотехнологический маршрут изготовления низкоразмерных структур из тугоплавких металлов приведен в гл. 2.

Глава 3 составлена следующим образом. В параграфе 3.2 приводятся результаты для однослойных эпитаксиальных пленок тугоплавких металлов (W, Mo, Nb и Ta), в параграфе 3.3 – для многослойных пленок тугоплавких металлов, а также результаты для диэлектрических пленок (MgO). В параграфе 3.4 представлены результаты микроструктурирования, а в 3.5 – заключение по результатам главы 3.

§3.2. Однослойные эпитаксиальные пленки тугоплавких металлов.

Эпитаксиальный рост пленок. Эпитаксиальный рост пленок проводился в цельнометаллической прогреваемой сверхвысоковакуумной камере с базовым вакуумом $5 \cdot 10^{-10}$ мбар методом ИЛОСВ (схема установки дана в гл. 2). Твердотельный импульсный лазер с длиной волны 1.08, либо 0.54 мкм, мощностью 0.2-0.4 Дж в импульсе и длительностью импульса излучения в 15 нс фокусировался длиннофокусной линзой через смотровое окно камеры на вращающуюся мишень из металла высокой чистоты (до 6 девяток). Частота следования импульсов составляла 20 Гц. Импульсная плотность выделяемой мощности на мишени составляла несколько гигаВатт на квадратный сантиметр. В результате происходило импульсное испарение (абляция) материала мишени и образовывался частично ионизированный атомарный поток в направлении подложки, установленной на температурном столике с контролируемой температурой в диапазоне 20-800°C. В результате происходил рост пленки металла со средней скоростью около 10 нм в минуту [274-281].

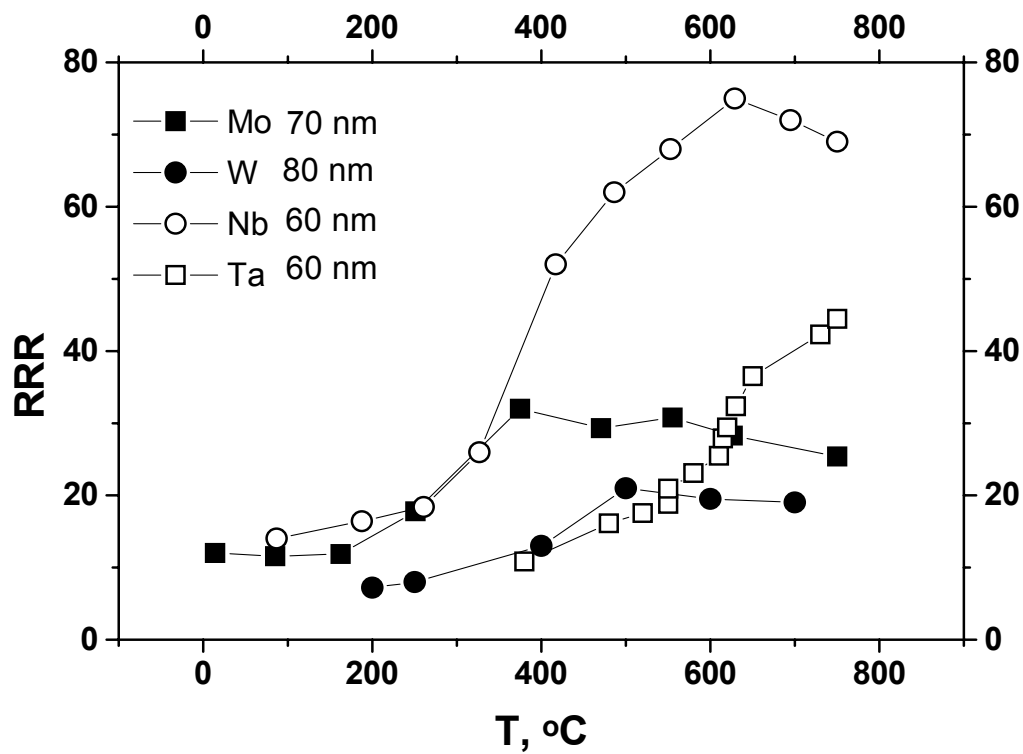


Рис. 3.1. Зависимость параметра RRR пленок тугоплавких металлов от температуры подложки – r-плоскости сапфира [275].

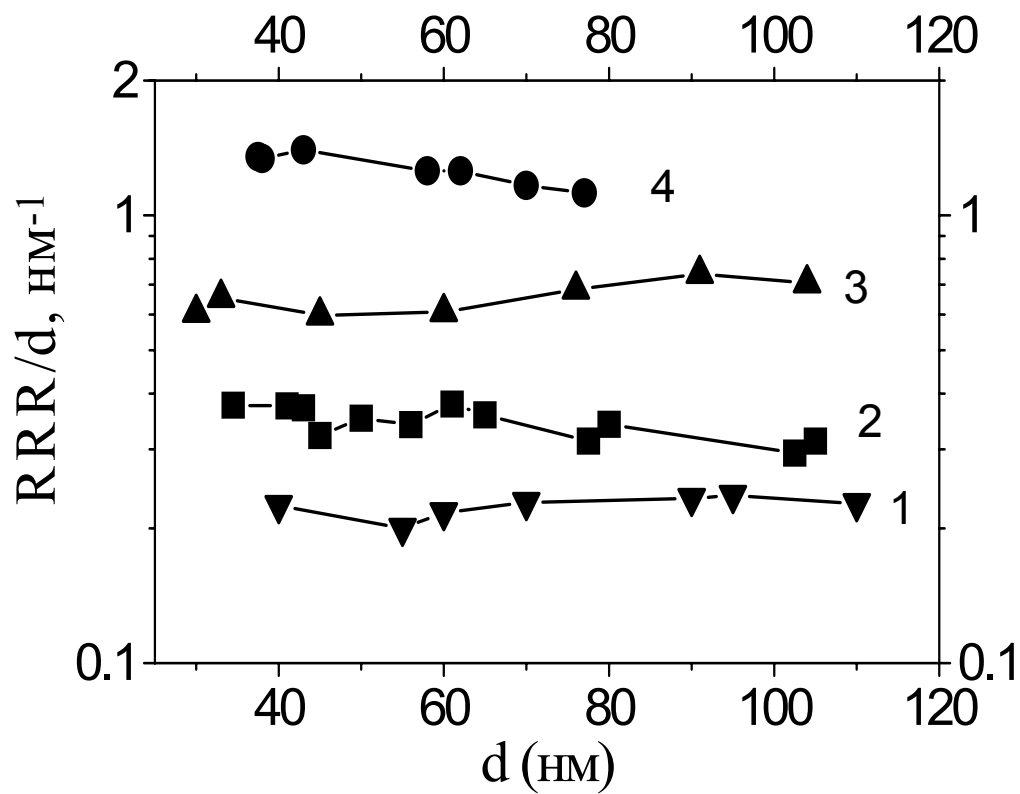


Рис. 3.2. Отношение параметра RRR к толщине пленки d для W (1), Mo (2), Ta (3) и Nb (4) [281].

ИЛОСВ использовался для эпитаксиального роста однослойных эпитаксиальных пленок тугоплавких металлов (W, Mo, Nb, Ta) на поверхности r -плоскости (-1012) монокристаллического сапфира, используемого в качестве подложки. Перед процессом эпитаксиального роста подложка очищалась прогревом в вакууме при температуре около 800°C , либо кислородной ЭЦР плазмой. Было установлено, что при температурах подложки выше $300\text{-}600^{\circ}\text{C}$ происходит рост совершенных монокристаллических (100) пленок. В этой области температур роста пленок полученные пленки обладают удельным сопротивлением, измеренным при высоких температурах, близким в пределах 10% к табличным значениям для монокристаллов.

На рис. 3.1 приведены зависимости параметра RRR от температуры роста. Общим свойством зависимостей является быстрое увеличение этого параметра при температурах роста $300\text{-}600^{\circ}\text{C}$ с последующим выходом на полку и небольшим уменьшением RRR при дальнейшем увеличении температуры. Исключение составляет Ta, для него, по-видимому, это происходит при температурах больших 800°C . Такая зависимость объясняется тем, что в этой переходной области начинает расти совершенная объемная фаза (что было известно в литературе, например, для пленок Nb, см. гл. 1).

Однако дальнейшее повышение температуры, хотя и приводит к росту более совершенной объемной фазы, но не дает увеличения параметра RRR, поскольку транспорт в пленках начинает определяться рассеянием электронов на границах раздела. Увеличение температуры роста приводит к возрастанию средней амплитуды шероховатости (см. ниже) и, как следствие, к увеличению интенсивности рассеяния электронов и понижению параметра RRR. Было исследовано влияние скорости роста на качество пленок. Оказалось, что изменение скоростей роста пленок в пределах порядка для W и Mo не влияло на их свойства. В то же время как для Nb оптимальными оказались скорости роста в $5\text{-}10$ нм/мин.

Для полученных пленок наблюдалась размерная зависимость остаточного сопротивления от толщины пленок. На рис. 3.2 приведена зависимость отношения параметра RRR к толщине пленки [281]. Полученная зависимость при $d=30-100$ нм с небольшим отклонением близка к константе. Более подробно размерная зависимость пленок обсуждается в гл.5. Отметим лишь, что, например, для W и Mo оценка остаточной ДСПЭ, найденная из значения параметра RRR и ДСПЭ при температуре 295 К (последняя приблизительно равна 40 и 30 нм) дает значения около 10 d. Для диапазона толщины пленок 30-300 нм эффективная ДСПЭ находится в пределах 300-3000 нм. Полученные значения ДСПЭ для исследуемой толщины пленок тугоплавких металлов на сегодняшний день являются рекордными (для сравнения см. результаты по эпитаксии пленок в гл. 1).

При микроструктурировании с использованием электронной литографии удастся получить литографическое разрешение до 100 нм, и, таким образом, полученные значения остаточных ДСПЭ в пленках позволяют изготовить микроструктуры с баллистическим транспортом, при условии, что в процессе микроструктурирования не произойдет существенного уменьшения ДСПЭ.

Удельное сопротивление ρ полученных пленок проявляет температурную зависимость «металлического» типа [276-280]. На рис. 3.3-5 приведены такого рода (наиболее характерные) зависимости для разной толщины и температуры роста пленок W(001), Mo(001) и Nb(001), а также при разной чистоте подложки. Зависимости для W показывают, что при уменьшении толщины растет остаточное сопротивление из-за размерной зависимости в силу увеличения частоты столкновения электронов с границами раздела пленки (1-4, рис. 3.3). Наблюдается существенное различие между качеством эпитаксиальных и поликристаллических пленок (кривые 1 и 5).

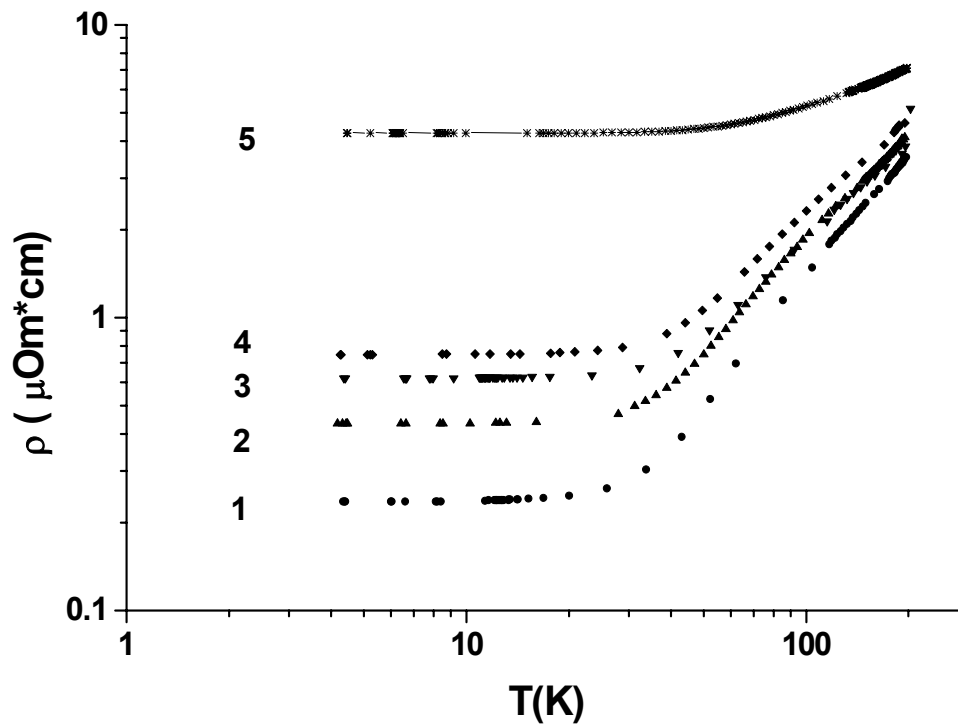


Рис.3.3. Зависимость удельного сопротивления ($\mu\Omega\cdot\text{см}$) пленок W от температуры. 1-4 – эпитаксиальные пленки (температура роста около 800°C , толщина 95, 60, 40 и 30 нм, соответственно), 5 – поликристаллическая пленка (температура роста 25°C , толщина 100 нм). Подложка – r-плоскость сапфира.

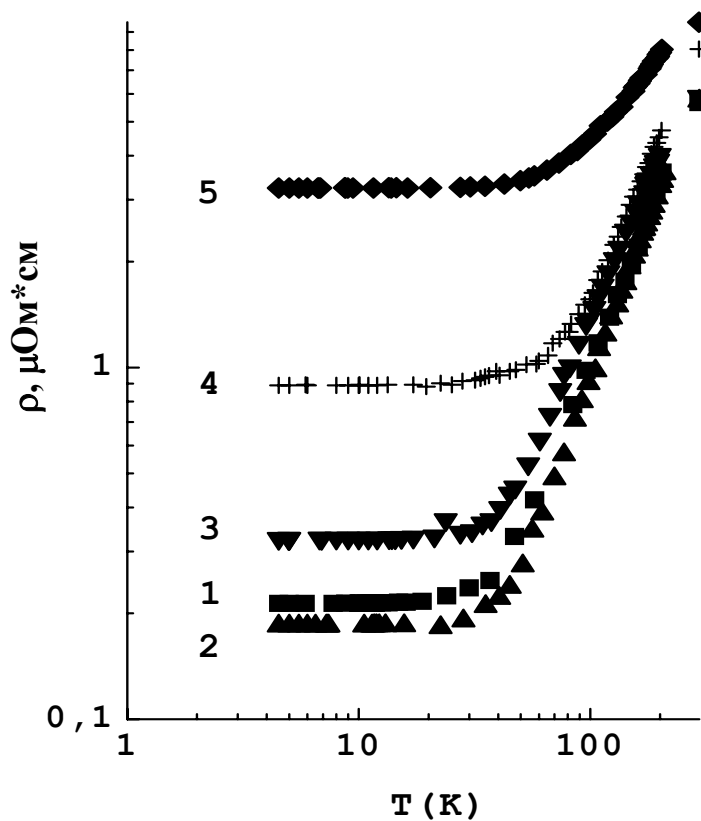


Рис. 3.4. Зависимость удельного сопротивления ($\mu\Omega\cdot\text{см}$) пленок Mo толщиной 70 нм от температуры. 1-4 – эпитаксиальные пленки (температура роста около 750 , 370 , 250 и 20°C , рост пленок проводился на отожженную подложку), 5 – поликристаллическая пленка (температура роста 20°C , рост пленки проводился на не отожженную подложку). Подложка – r-плоскость сапфира.

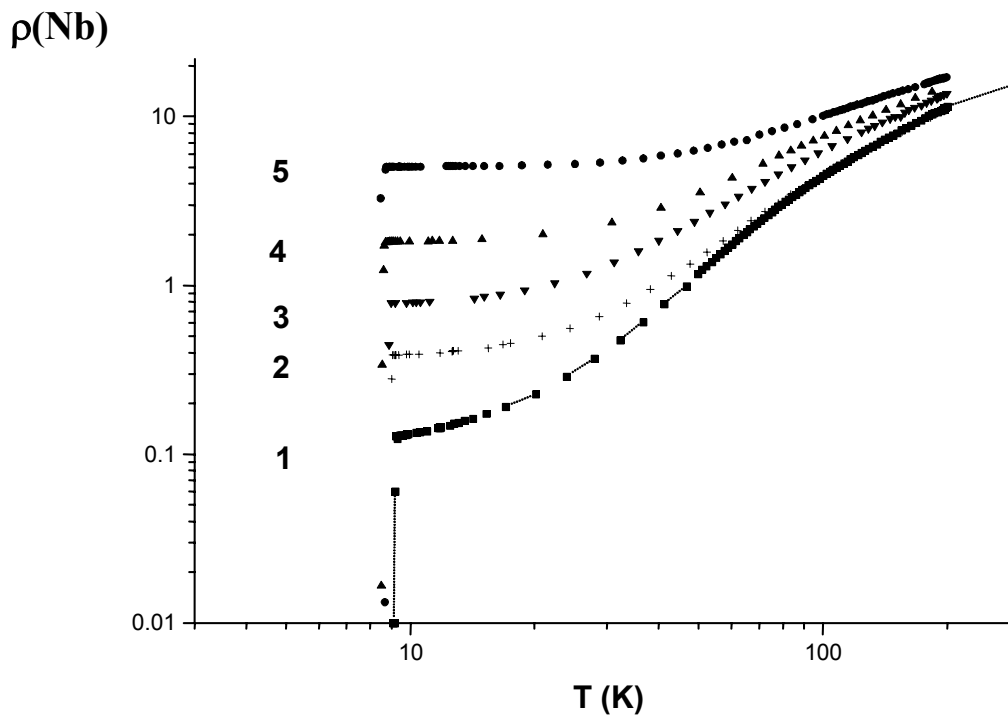


Рис. 3.5. Температурная зависимость удельного сопротивления ($\mu\text{Ом}\cdot\text{см}$) пленок ниобия. 1-4 - эпитаксиальные (температура роста около 800°C) пленки $d=120, 47, 22, 18$ нм; 5 - поликристаллическая (температура роста 25°C) пленка, $d = 80$ нм. Подложка – r-плоскость сапфира.

Для Mo (рис. 3.4) видно влияние температуры роста, при низких температурах роста остаточное сопротивление более высокое из-за низкого качества объемной структуры. При этом, если проводить рост пленок на плохо очищенную (не отожженную) подложку, ее качество существенно хуже (кривые 5 и 4). Для Nb представлены результаты аналогичные W (рис. 3.5). При температуре около 9.4 К наблюдается переход в сверхпроводящее состояние. Температура сверхпроводящего перехода T_s для пленок с $d=120$ нм близка к табличному значению для монокристалла. С уменьшением ДСПЭ для более тонких пленок (кривые 2-4) или пленок с худшим качеством объемной структуры (кривая 5) T_s понижается. Отметим также, что для пленок W и Mo (001) высокого качества также обнаружен сверхпроводящий переход при температуре около $T_s=15$ мК и 900 мК, соответственно.

Структурные характеристики пленок. Для характеристики объемной структуры пленок была использована рентгеновская дифракция. На рис. 3.6 представлены данные для (001) пленки вольфрама толщиной 100 нм для симметричного (002) (а) и несимметричного (110) (б, в) рефлексов. Полуширина линий равна соответственно 0.2, 0.25 и 0.5 градусов, что может служить оценкой угловой разориентации монокристаллических блоков, составляющих пленку вольфрама [281].

Аналогичные результаты получены для индивидуальных пленок молибдена и ниобия (пунктирные линии на рис. 3.7).

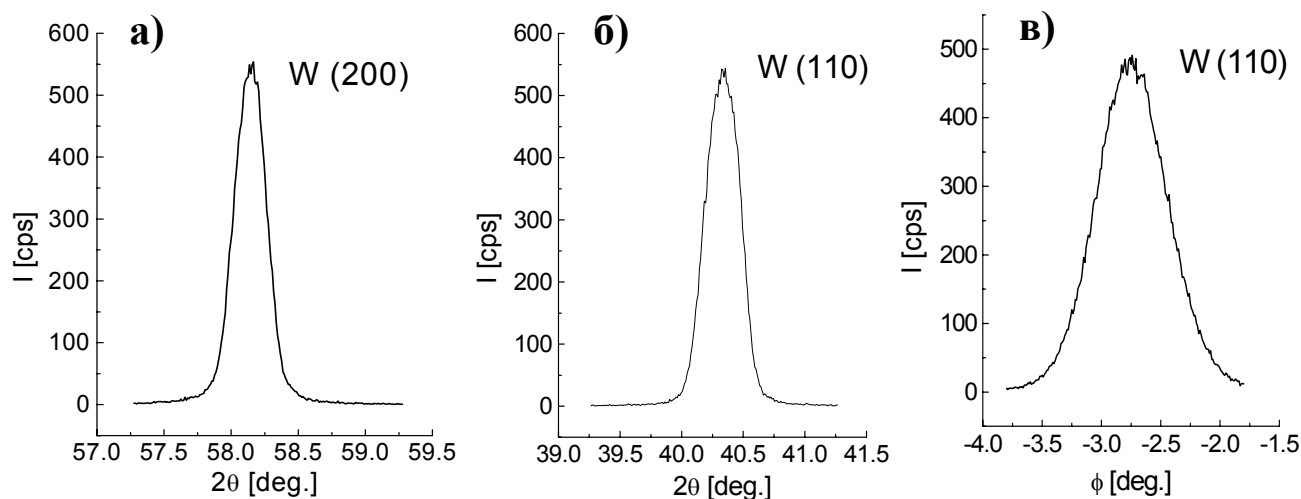


Рис. 3.6. Рентгеновская дифракция (001) пленок вольфрама. Данные представлены для симметричного (002) (а) и несимметричного (110) (б, в) рефлексов.

Полученные результаты показывают, что пленки имеют совершенную объемную ОЦК структуру с осью [001] близкой к нормали подложки с небольшим 3-5 градусов наклона в сторону базовой оси [0001] подложки. Они состоят из одной фазы как это следует из измерений сканов θ - 2θ для симметричных рефлексов в широком диапазоне углов и включают в себя слабо разориентированные монокристаллические блоки с размерами порядка 10-100 нм – что следует из измерений полуширины рефлексов по углу ϕ и ω . Сопоставление параметров решетки пленки с характеристиками объемного монокристалла (треугольники на рис. 3.7) показало их близкие значения.

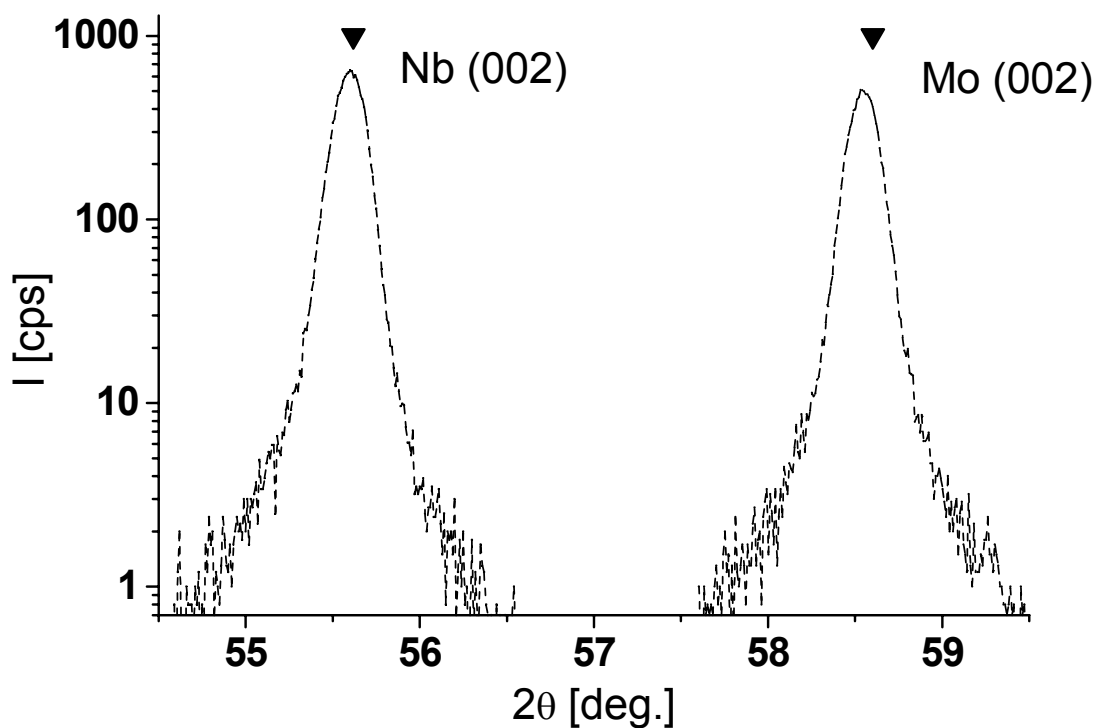


Рис. 3.7. Рентгеновская дифракция (001) пленок Nb и Mo (пунктир) для рефлекса (002). Треугольники показывают положение рефлекса для объемного кристалла.

Таблица 3.1

Ширина на полувысоте (ШПВ) пиков рентгеновской дифракции для Nb и Mo.

	Постоянная я решетки, нм	ШПВ (002) 2θ, град	ШПВ (011) 2θ, град.	ШПВ (101) φ, град	ШПВ (011) φ, град
Nb	0.3301	---	---	---	---
Nb/сапф.	0.3302	0.20	0.36	0.42	0.40
Mo	0.3147	0.19	0.36	0.55	0.47
Mo/сапф	0.3149	0.27	---	0.60	0.52

Пленки не напряжены, хотя наблюдается небольшое растяжение для W вдоль оси роста и сжатие в плоскости параллельной подложке (см. таблицы 3.1-2).

Данные по рентгеновской дифракции пленок сведены в таблицы 3.1 и 3.2.

Таблица 3.2.

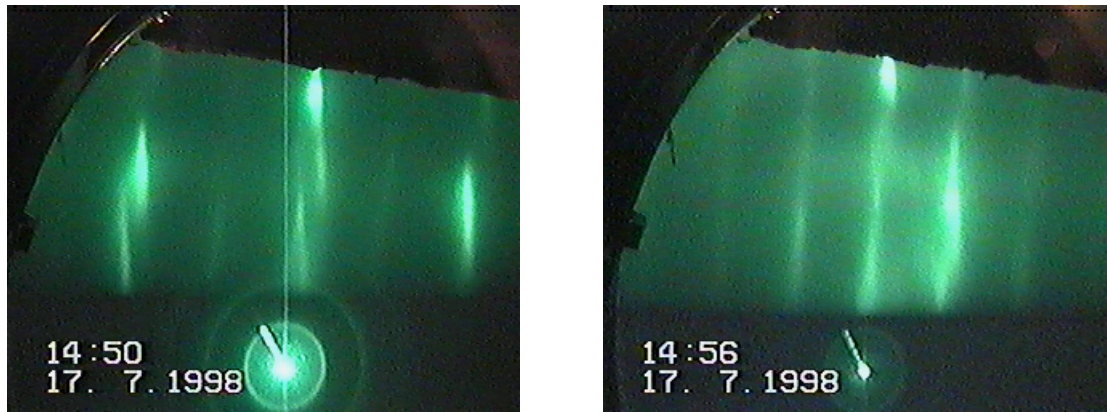
Данные рентгеновской дифракции для W

Пленка W на г-плоскости сапфира	Угол 2θ для (002) рефлекса (гр.)	Параметр решетки (ангстрем)	Деформация вдоль [001] – оси роста (%)	ППВ θ - 2θ скан рефлекса (002) (гр.)	ППВ для ω -скана, рефлекс (002) (гр.)	ППВ для φ -скана, рефлекс (011) (гр.)	Наклон решетки (гр.)
эксперимент	58.143	3.170	0.16	0.34	0.53	0.7	4.6
Таб. значение для монокристаллов	58.276	3.165					

Структурные свойства полученных пленок подтверждаются результатами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). В качестве примера на рис. 3.8 показано ПЭМ-изображение поперечного среза пленки (001) Mo на r-плоскости сапфира. Отчетливо наблюдаются монослои Mo вдоль оси [001] близкой к нормали подложки [275, 294].

Дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭ) (рис. 3.9) показывает характерную для ОЦК решетки дифракционные картины как вдоль направлений [100], так и [110] плоскости пленки. Рефлексы вытянуты вдоль нормали к поверхности пленки, что указывает на двухмерный тип дифракции [277-278].

Морфология поверхности. Используемые для эпитаксии пленок металлов подложки имели среднюю амплитуду шероховатости в пределах 0.1-0.2 нм. При оптимизации ростового процесса удалось получить пленки с шероховатостью внешней границе на уровне 0.2 нм. Морфология пленок существенно зависит от условий роста, могут наблюдаться как вытянутые морфологические структуры, так и структуры без признаков анизотропии вдоль поверхности.



[100]

[110]

Рис.3.9. ДБЭ вдоль двух направлений в плоскости пленки для W(001).

На рис. 3.10 представлен типичный профиль поверхности пленки, полученный атомно-силовым микроскопом, контраст определяет амплитуду рельефа. Профили даны для разных пленок W(001), полученных при разных температурах роста. При повышении до 500°C средняя амплитуда шероховатости уменьшается до 0.2 нм, при дальнейшем повышении температуры – возрастает снова.

Для характеристики морфологии пленки удобно определять автокорреляционную функцию, используя экспериментальные данные по топографии поверхности. этой подложки поверхность пленки W(001).

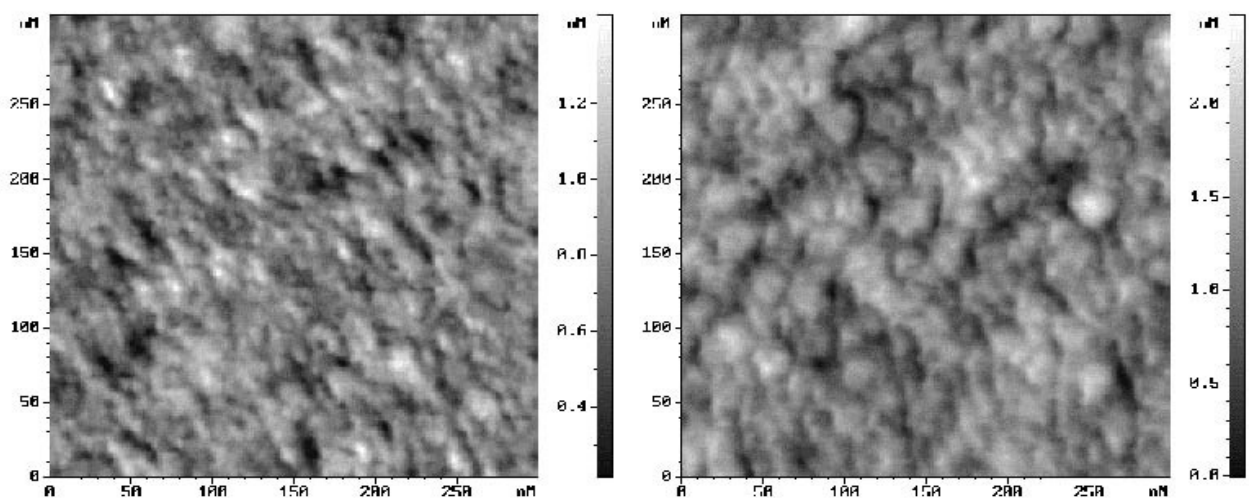


Рис. 5.2. Профиль поверхности АСМ для г-плоскости сапфира (слева - а) и W(001) пленки (справа - б).

На рис. 3.10 показано изображение поверхностей подложки из г-плоскости монокристаллического сапфира и выращенной на этой подложке пленки W(001). Изображение получено с использованием АСМ.

На рис. 3.13 (Б) показана двухмерная (х,у- значения сдвига координат вдоль поверхности) автокорреляционная функция, полученная численной обработкой профиля поверхности Mo(001) (А). Для удобства функция представлена в линейной шкале, контраст определяет величину значения функции. Амплитуда максимума в центре равна среднеквадратичному отклонению профиля поверхности, средняя амплитуда которого, как это видно, находится на уровне 0.15 нм. Значения функции по координатам х-у образует несимметричный рисунок. Это связано с проявлением различных корреляционных длин, характеризующих морфологию. Главный максимум в центре соответствует мелкомасштабным (вдоль поверхности) флуктуациям профиля поверхности со средней полушириной до 100 нм [275].

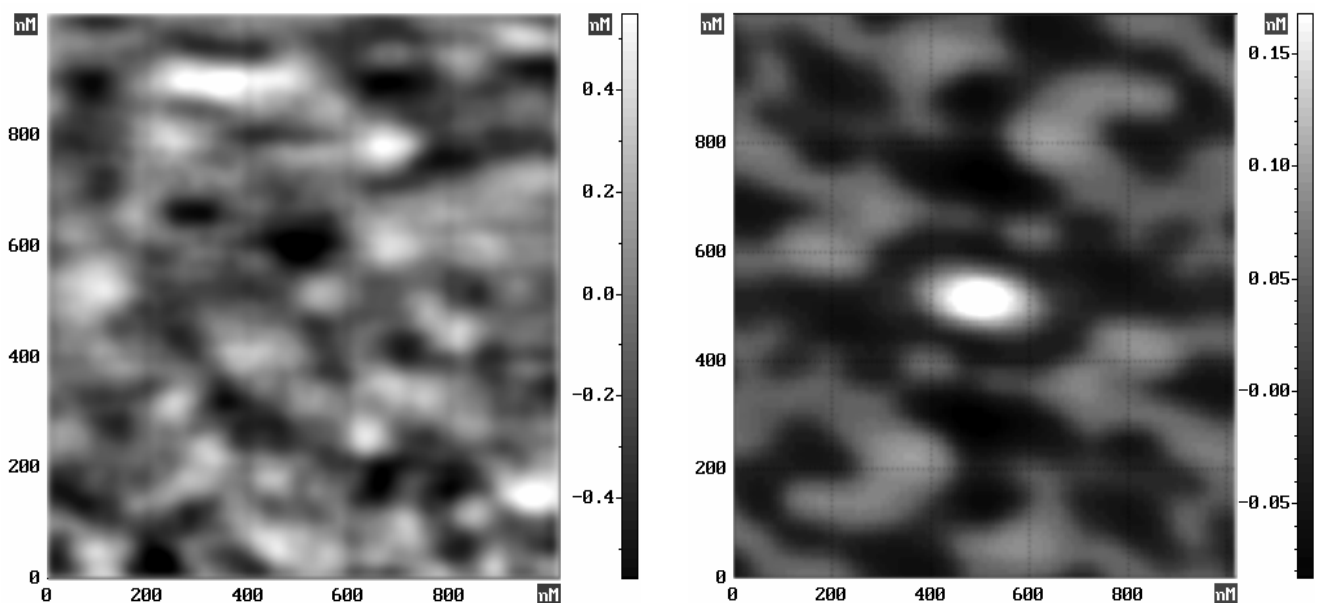


Рис. 3.13. Профиль поверхности Mo (100) пленки, полученный атомно-силовым микроскопом (а), (б) – двумерная автокорреляционная функция, полученная численной обработкой (а). Для удобства представлена в линейной шкале по оси z.

Как видно из последних данных, наблюдается некоторая анизотропия морфологических структур вдоль поверхности пленки. На рис. 3.14

представлены зависимости RRR, средней амплитуды (w) и корреляционной длины (L_c) от температуры роста пленки Mo(001). При температурах роста пленки более 400°C начинает увеличиваться средняя шероховатость, что коррелирует с уменьшением параметра RRR в следствии усиления рассеяния электронов на шероховатостях поверхности пленки.

Из этих данных также следует, что корреляционная длина может зависеть не только от направления в плоскости пленки, но и температуры роста пленки и меняться в пределах 30-100 нм. Эти величины характеризует средний размер монокристаллических блоков составляющих пленку, что согласуется с результатами по рентгеновской дифракции, которые дают значения размеров кристаллитов в пределах 10-100 нм.

Проведенные исследования позволили оптимизировать условия получения однослойных пленок тугоплавких металлов, в которых сочеталось как достаточно совершенная объемная структура, так и гладкость поверхности пленок. Отметим, что полученные данные по морфологии характеризуются численно двумя параметрами – средней амплитудой шероховатости (корень из дисперсии) и корреляционной длиной. Возникает вопрос о том, как эти два параметра определяют проводимость пленок в режиме, когда рассеяние на границах раздела становится существенным.

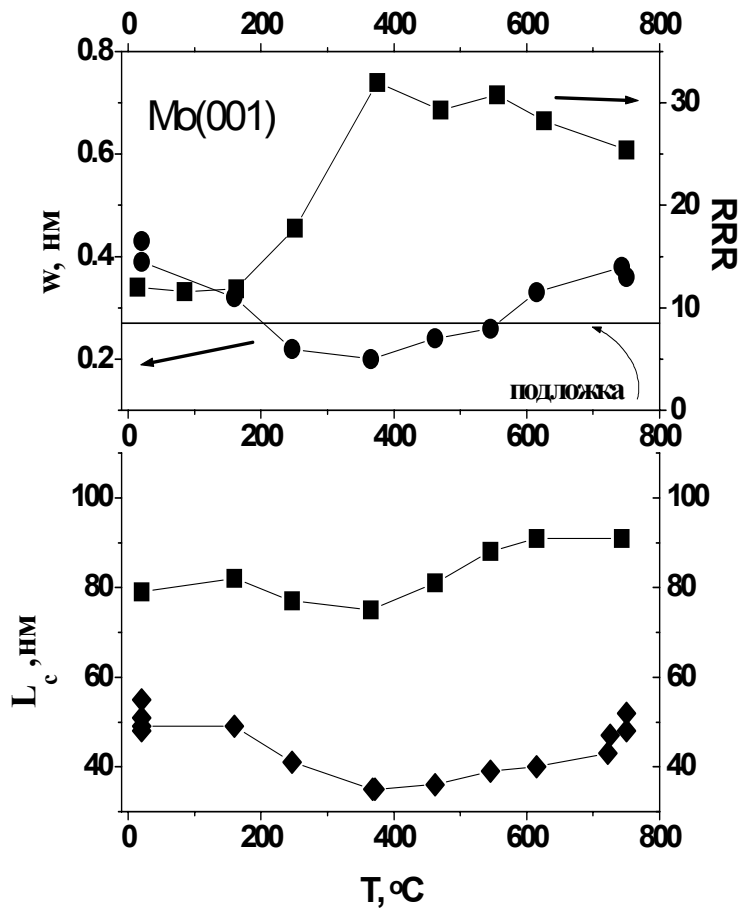


Рис. 3.14. Зависимость средней амплитуды шероховатости (w), RRR и корреляционной длины (L_c) – максимальной и минимальной, от температуры роста пленки.

На сколько важен вклад мелкомасштабных флуктуаций? Для ответа на эти вопросы необходимо построение спектра плотности флуктуаций (Фурье образ автокорреляционной функции) и исследование его связи с электронным транспортом. Более подробно этот вопрос вынесен в гл. 5.

§3.3. Многослойные эпитаксиальные пленки.

Эпитаксиальный рост пленок. Рост многослойных пленок металлов проводился аналогично росту однослойных пленок (§3.2) при температурах и скоростях роста наиболее оптимальных для роста двухслойных пленок металла методом ИЛОСВ.

Рост многослойных пленок металл-диэлектрик (MgO) проводился двумя способами - методом ИЛОСВ с использованием эксимерного лазера (193 нм) с мощностью в импульсе до 0.2 Дж и длительностью около 20 нс [282], при этом использовалась составная мишень из MgO и металла, а также методом ИЛО в сочетании с методом реактивного испарения Mg для синтеза пленок MgO при остаточном давлении молекулярного кислорода в камере на уровне 10^{-3} мбар и методом ИЛОСВ для последующего осаждения слоя из тугоплавкого металла, при этом использовалась составная мишень из Mg и тугоплавкого металла. Нанесение слоев проводилось последовательно.

Пленочные структуры Nb-Mo и Mo-Nb-Mo. Тугоплавкие металлы Mo и Nb имеют одинаковое строение кристаллической решетки (ОЦК) и близкие параметры решетки. Параметр несоответствия Mo относительно Nb составляет около 4.7%. Отметим, что в литературе отсутствовали какие-либо данные о взаимной гетероэпитаксии этих металлов.

Исследование рентгеновской дифракцией показало, что рост двухслойных пленок Mo-Nb происходит гетероэпитаксиально, “куб на куб” (параллельная эпитаксия), при этом верхний слой повторяет все направления кристаллографических осей нижнего слоя. Структура и свойства (см. ниже) двухслойных пленок, выращенных на г-плоскости сапфира, не зависели от порядка чередования слоев. На рис. 3.15 приведены данные рентгеновской дифракции пленки Mo/Nb (001) (сплошные линии) и для сравнения такие же данные для однослойных пленок (пунктир).

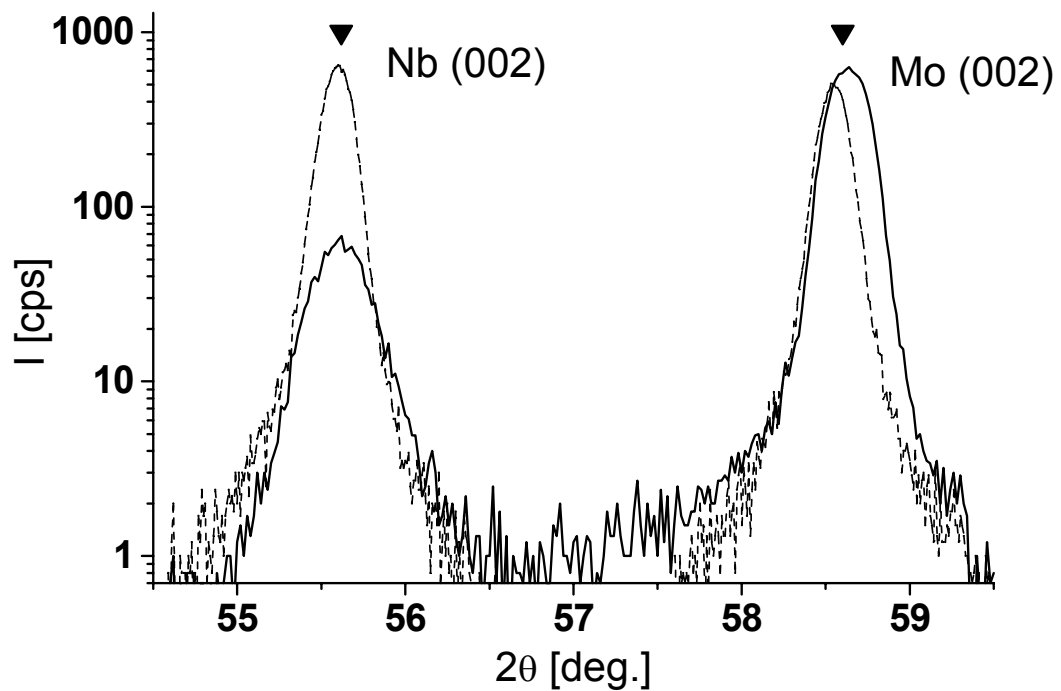


Рис. 3.15. Рентгеновский θ - 2θ скан (002) рефлекса двухслойной пленки Mo/Nb(001) с толщиной слоев 100 нм (сплошная линия) и однослойных пленок (пунктир) такой же толщины как слои. Треугольники показывают положения пиков для объемных монокристаллов [275].

Таблица 3.3

Измеренные параметры решетки и полуширины рентгеновских пиков двухслойной пленок

параметр		(002) 2θ -скан	(101) ϕ -скан	(011) ϕ -скан
решетки, нм		ППВ, гр.	ППВ, гр.	ППВ, гр.
Nb bulk	0.3301			
Nb (Nb/Mo)	0.3301	0.36	0.60	0.54
Mo bulk	0.3147			
Mo (Nb/Mo)	0.3145	0.27	0.60	0.52

Как видно, параметры решетки для двухслойных пленок Mo-Nb (001) и соответствующих однослойных пленок близки друг к другу и рост пленок гетероэпитаксиален. Параметры решетки и полуширины рентгеновских пиков двухслойной пленки представлены в таблице 3.3.

Они сопоставимы с данными для однослойных пленок (таблица 3.1), и, таким образом, объемное строение и качество однослойных и многослойных пленок близко друг к другу. Кроме этого полученные данные для многослойных пленок показывают очень близкие значения для параметров решетки объемных монокристаллов.

Аналогичные результаты получены для трехслойных пленок Mo-Nb-Mo, где слой Nb образует тонкую, на уровне монослоев, гетероэпитаксиальную прослойку. На рис. 3.16 приведены данные рентгеновской дифракции для Mo (интенсивность сигнала от Nb слишком мала из-за малой толщины слоя).

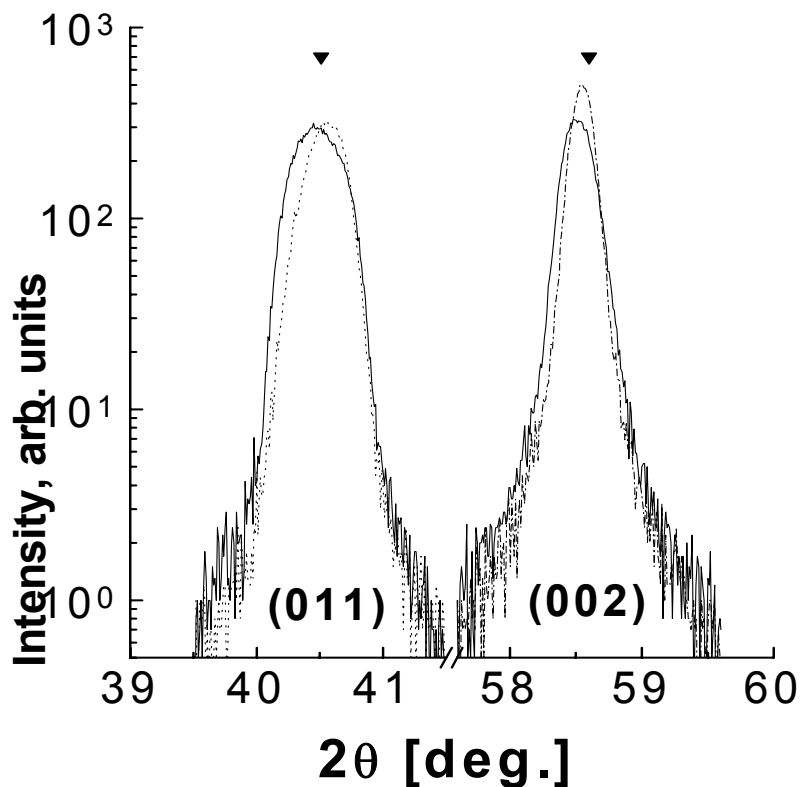


Рис. 3.16. Рентгеновский θ - 2θ скан рефлекса (001) и (002) Mo для трехслойной пленки Mo-Nb-Mo(001) (сплошная линия) и однослойной пленки Mo(001) (прерывистые линии) на г-плоскости сапфира. Треугольники указывают положение линий для объемных монокристаллов.

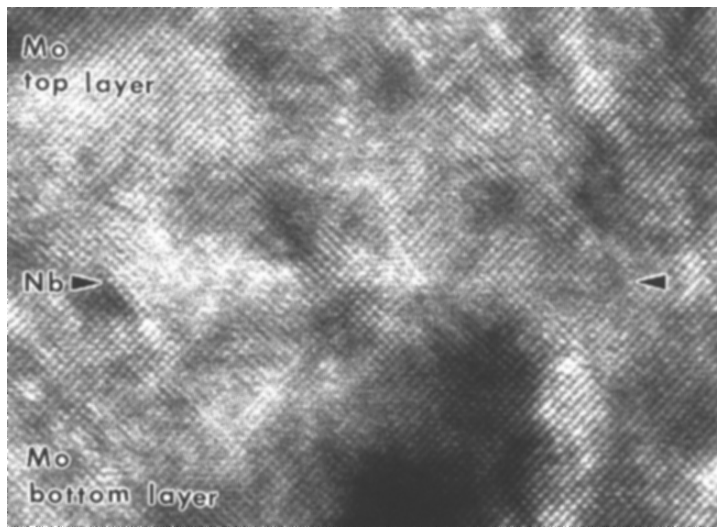
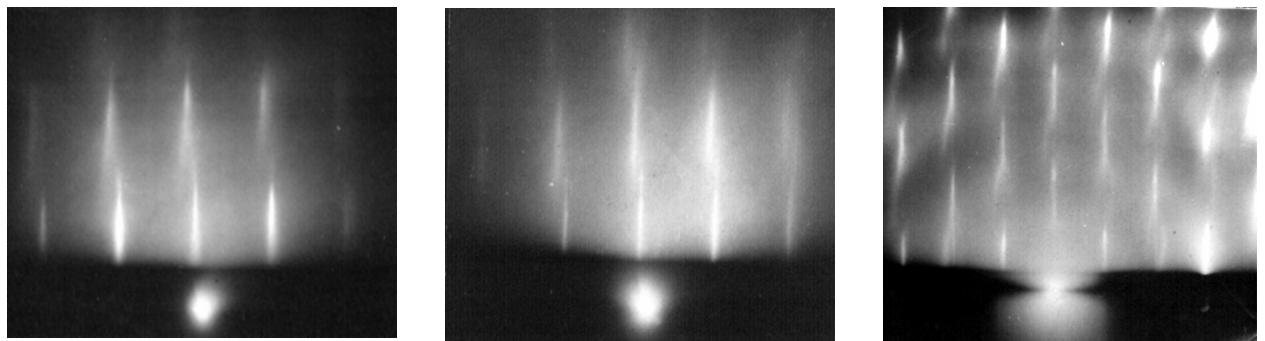


Рис. 3.17. ПЭМ-фотография поперечного среза пленки Mo-Nb-Mo(001). Стрелками указано положение слоя Nb толщиной в два монослоя [295].

Данные просвечивающей электронной микроскопии (рис. 3.17) также подтверждают гетероэпитаксиальный рост трехслойной пленки, при этом отчетливо видны линии непрерывающихся монослоев, проходящих через всю толщину пленки.



а)

б)

в)

Рис. 3.18. Дифракция быстрых электронов вдоль направления $[110]$ для пленки Mo (а), Mo-Nb (б); (в) – дифракция вдоль направления $[010]$ для пленки Mo-Nb [280].

Данные ДБЭ для пленки Mo-Nb(001) представлены на следующем рисунке (б и в). Для сравнения, на этом же рисунке показаны данные для однослойной пленки Mo(001) (а). Результаты свидетельствуют о том, что двухслойная пленка образует ОЦК структуру с осью $[001]$ близкой к перпендикуляру к плоскости пленки. Рефлексы вытянуты вдоль этого направления в

соответствии с двухмерной дифракцией, что характеризует высокую гладкость пленки.

Морфологические данные по исследованию поверхности пленок представлены на рис. 3.19 [275]. В зависимости от температуры роста наблюдается значительное изменение морфологических структур на поверхности пленки Mo-Nb(001) от шарообразных до вытянутых.

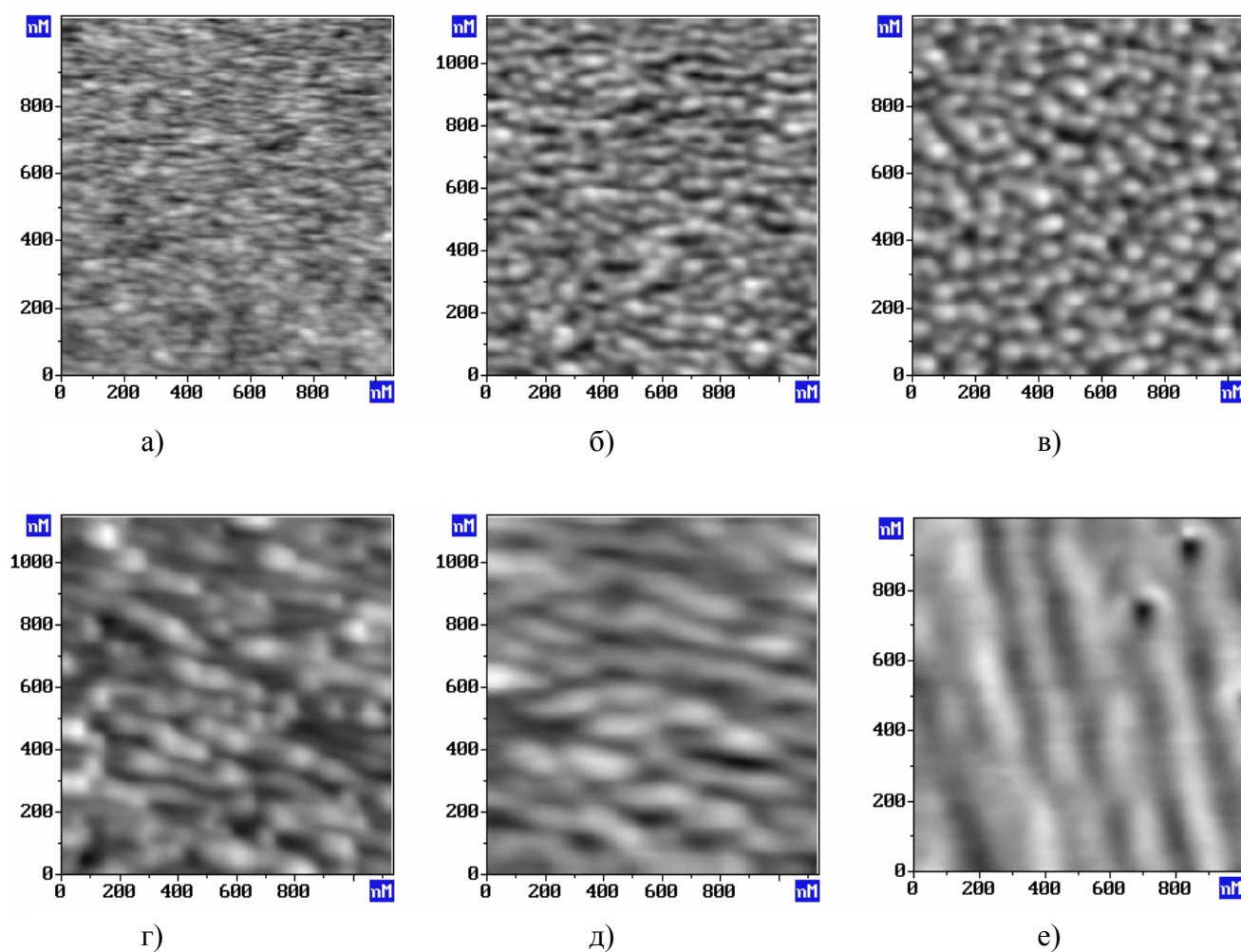


Рис. 3.19. АСМ исследование поверхности Mo/Nb(001) пленок толщиной 150 нм (каждый слой 75 нм), выращенных при 420, 540, 580, 670 and 750°C, а-е, соответственно.

Изменяется также и средняя шероховатость и длина корреляции. Данные по топографии поверхности и двумерной автокорреляционной функции приведены на рис. 3.20.

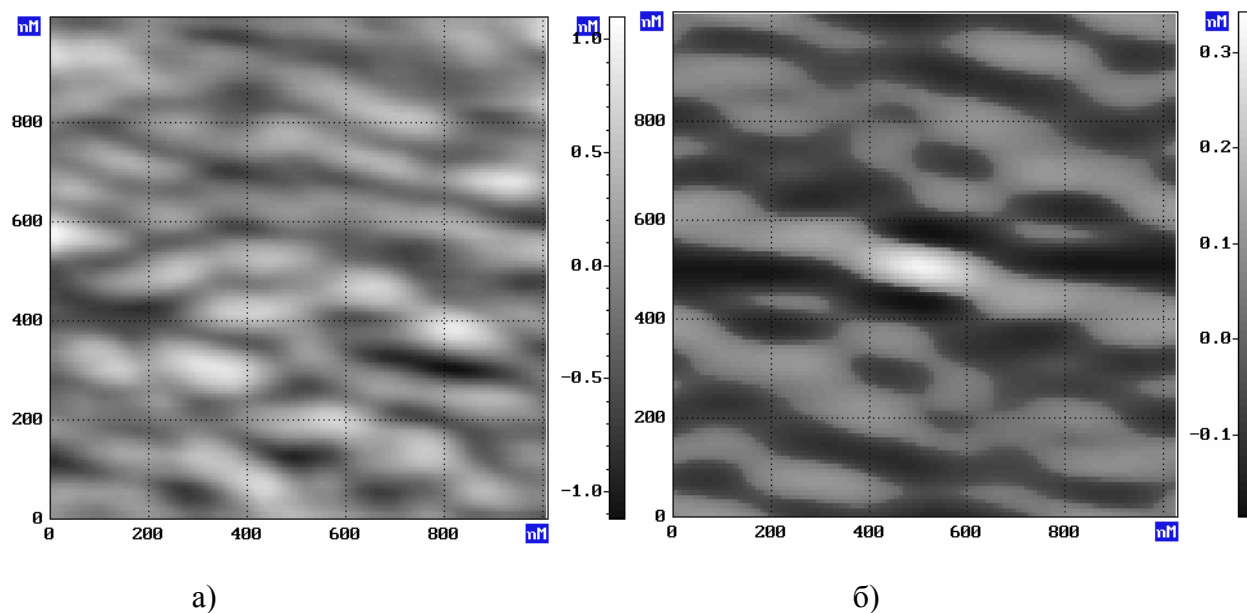


Рис. 3.20. Топография поверхности Mo/Nb(001) пленки, выращенной при 730°C (а), и соответствующая ей двумерная автокорреляционная функция (б), ось z в линейной шкале.

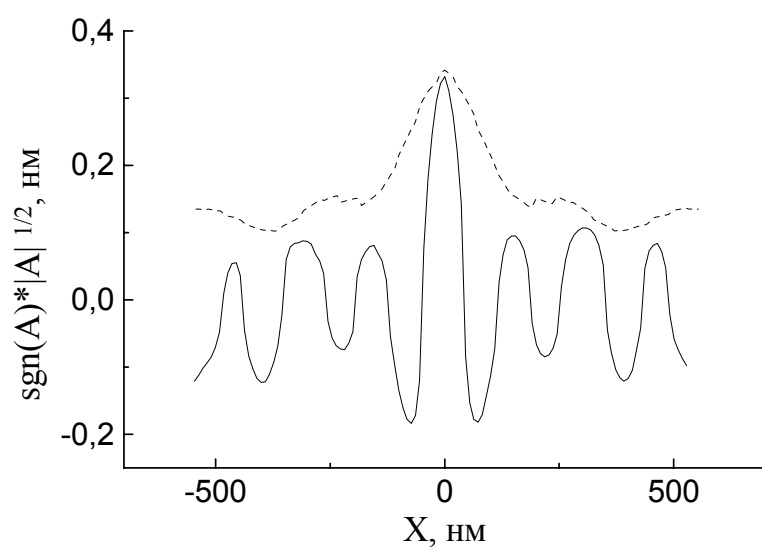


Рис. 3.21. Сечение двумерной корреляционной функции (рис. 3.20, б, вдоль двух направлений. Шкала y – корень из значений в нм, шкала x – расстояние в нм.

Сечение автокорреляционной функции вдоль наименьшей и наибольшей корреляционной длины показано на рис. 3.21.

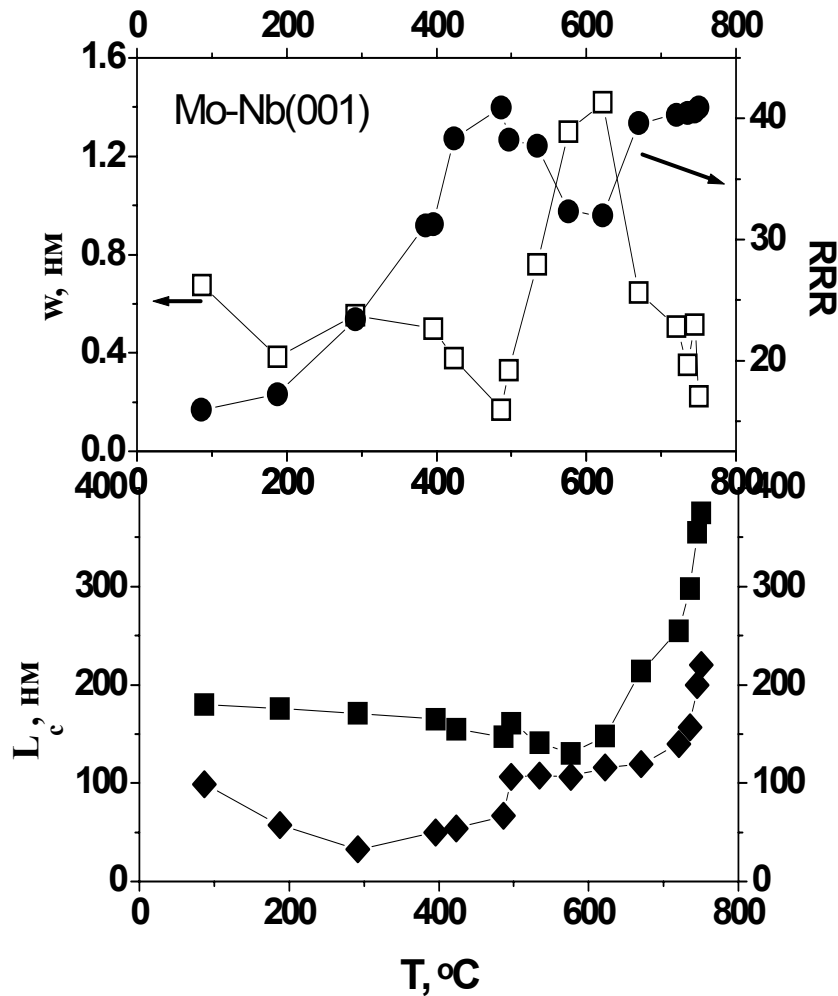


Рис. 3.22. Зависимость средней амплитуды шероховатости (w , квадраты), корреляционной длины L_c (в двух направлениях) внешней поверхности и RRR (кружки) двухслойной эпитаксиальной пленки Nb-Mo (001) толщиной 150 нм от температуры роста пленки.

В силу анизотропии морфологических структур корреляционная длина зависит от направления вдоль поверхности и находится в пределах 30-400 нм. Значения средней шероховатости зависят от условия получения пленки и могут быть на уровне до 0.3 нм, что также сопоставимо с данными для однослойных пленок. Также как и для однослойных пленок наблюдается корреляция параметра RRR и средней амплитуды шероховатости (рис.3.22). Эти результаты интересны тем, что при температурах около 600°C

наблюдается максимум для средней амплитуды шероховатости, который четко коррелирует с минимумом для параметра RRR. Эта область значений температур роста соответствует морфологическим структурам на рис. 3.19 (в) и является прямым доказательством влияния морфологии поверхности на электронный транспорт. Полученные результаты для многослойных гетероэпитаксиальных пленок Mo-Nb(001) и Mo-Nb-Mo(001) на *r*-плоскости сапфира показывают, что полученные методом ИЛОСВ пленки обладают достаточно высокосовершенной объемной ОЦК структурой с осью [001] близкой к перпендикуляру к плоскости пленки и высокой гладкостью их поверхности. Качество структур сопоставимо с однослойными пленками, охарактеризованными в §3.2.

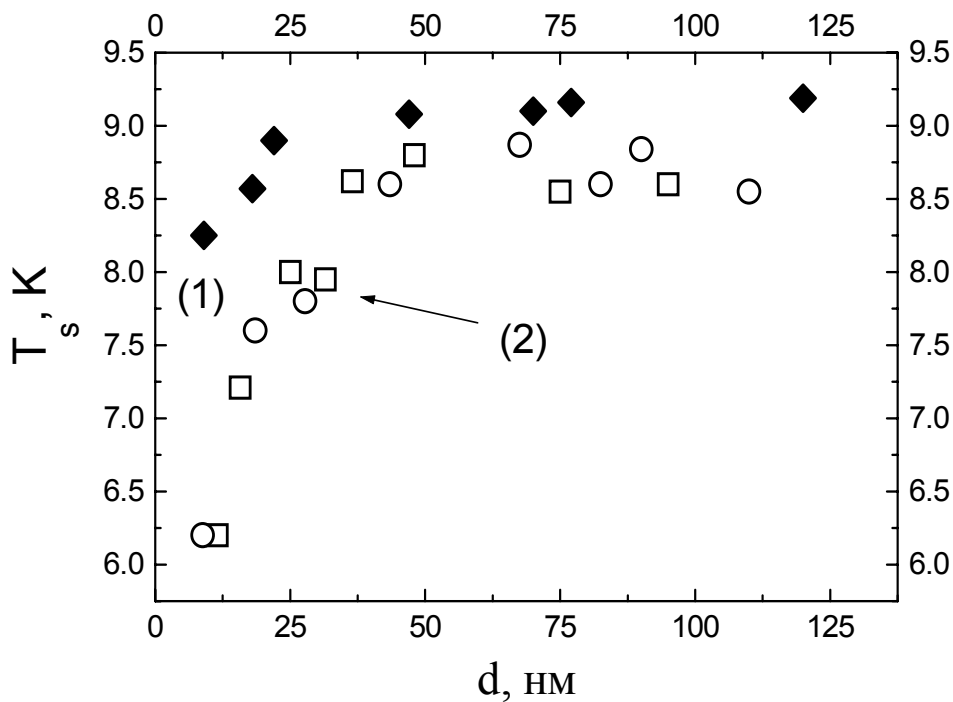


Рис. 3.23. Размерная зависимость температуры сверхпроводящего перехода пленок Nb/Mo(001) (кружки) и Mo/Nb(001) (квадраты) от толщины слоя Nb (при этом толщина слоя Mo равна толщине слоя Nb). Для сравнения показана аналогичная зависимость для однослойных пленок Nb (ромбы).

Морфология поверхности влияет на проводимость пленок. Наблюдаются размерные зависимости проводимости с влиянием границы раздела между

слоями, а также температурные зависимости электронной проводимости “металлического” типа. Более подробное исследование таких зависимостей вынесено в гл. 5.

Отметим также, что свойства пленок не зависело от чередования слоев [280]. В качестве доказательства приведем размерную зависимость температуры сверхпроводящего перехода T_s для пленок Mo-Nb(001) (рис. 3.23). При уменьшении толщины пленки T_s падает и коррелирует с ДСПЭ, как это уже отмечалось для однослойных пленок Nb. Однако порядок чередования слоев Mo и Nb никак не влияет на эту зависимость (квадраты и кружки), что говорит об одинаковом качестве пленок. Эта зависимость проходит ниже, чем для однослойных пленок Nb (ромбы), что связано с эффектом близости из-за присутствия слоя Mo.

Пленочные структуры W-MgO. Параметры решетки (при развороте на угол в 45°) и симметрия MgO подходит для эпитаксии рассматриваемых тугоплавких металлов. Из литературных данных было известно, что подложки из MgO успешно используются для выращивания пленок тугоплавких металлов. Поэтому представлялось возможным вырастить диэлектрические пленки MgO(001) в рамках используемого метода ИЛОСВ для последующего выращивания пленок тугоплавких металлов, включая многослойные пленки металл-диэлектрик. Кроме этого, было известно об успешном эпитаксиальном росте пленок MgO на поверхности практически значимых подложках из GaAs(001) и Si(001), что давало возможность использовать диэлектрическую пленку как буферный слой для последующего роста пленок тугоплавких металлов (см. гл. 1). Это также представляло интерес для практических приложений, поскольку давало возможность совместить развиваемую в этой работе нанотехнологию монокристаллических низкоразмерных структур из тугоплавких металлов с полупроводниковой нанотехнологией, используемой в электронике.

Структуры W/MgO/GaAs(001) [282]. В установке молекулярно-лучевой эпитаксии на поверхности GaAs(001) выращивался буферный слой GaAs толщиной 200 нм, на поверхность которого наносился защитный слой из аморфного As₂. После транспортировки такой подложки в высоковакуумную камеру для импульсной лазерной эпитаксии, образец выдерживался в высоком вакууме при температуре 450⁰С.

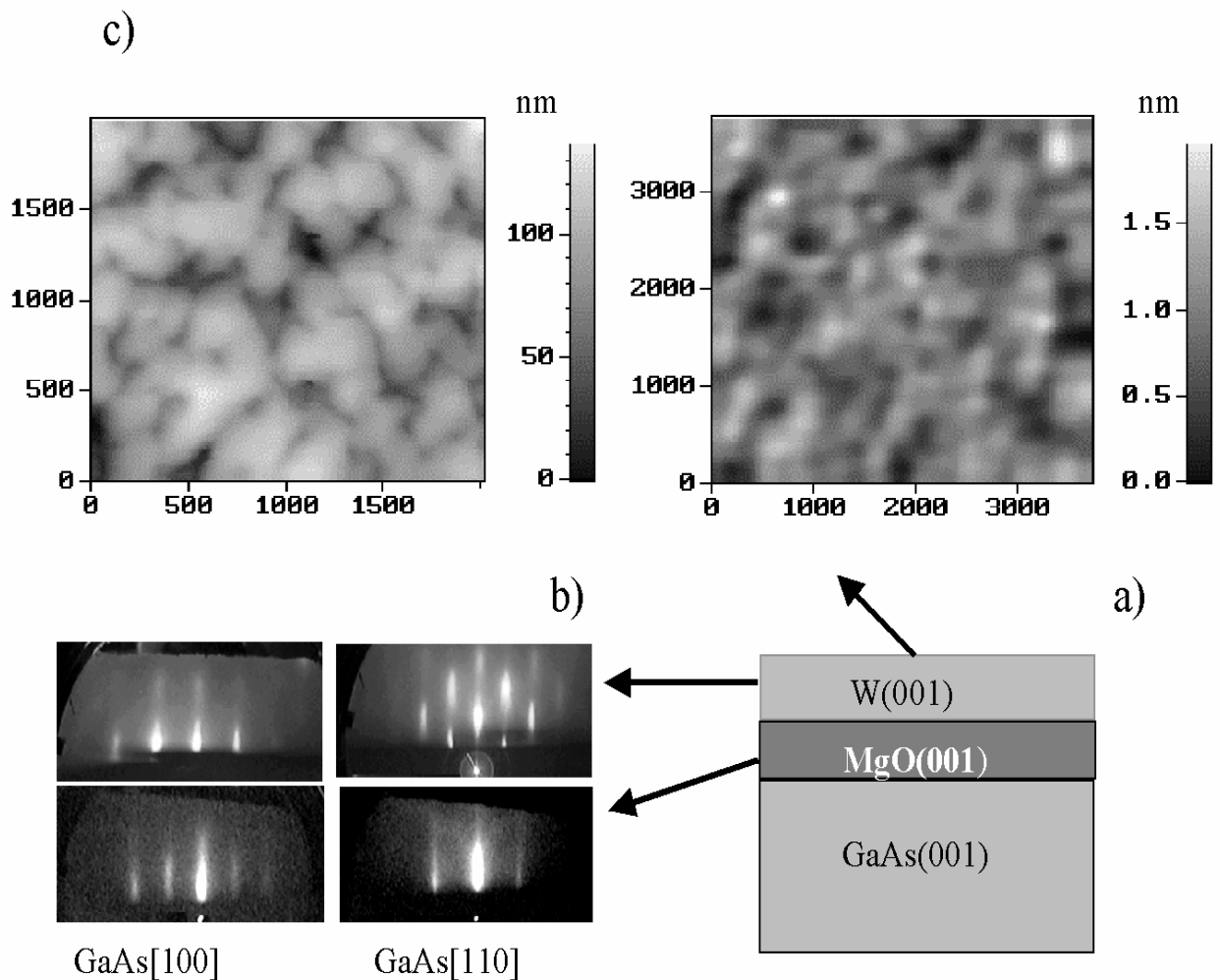


Рис. 3.24. Схематичное изображение слоевой гетероэпитаксиальной структуры W(001)/MgO(001)/GaAs (001) (а), толщина слоя W – 80 нм, MgO – 10 нм. Дифракция быстрых электронов на отражение вдоль [100] и [110] кристаллографических осей GaAs для слоя W и MgO (b), и (c) - топография поверхности пленки W в 80 нм толщиной, при этом толщина используемого буферного слоя MgO - 1 нм (слева) и 10 нм (справа).

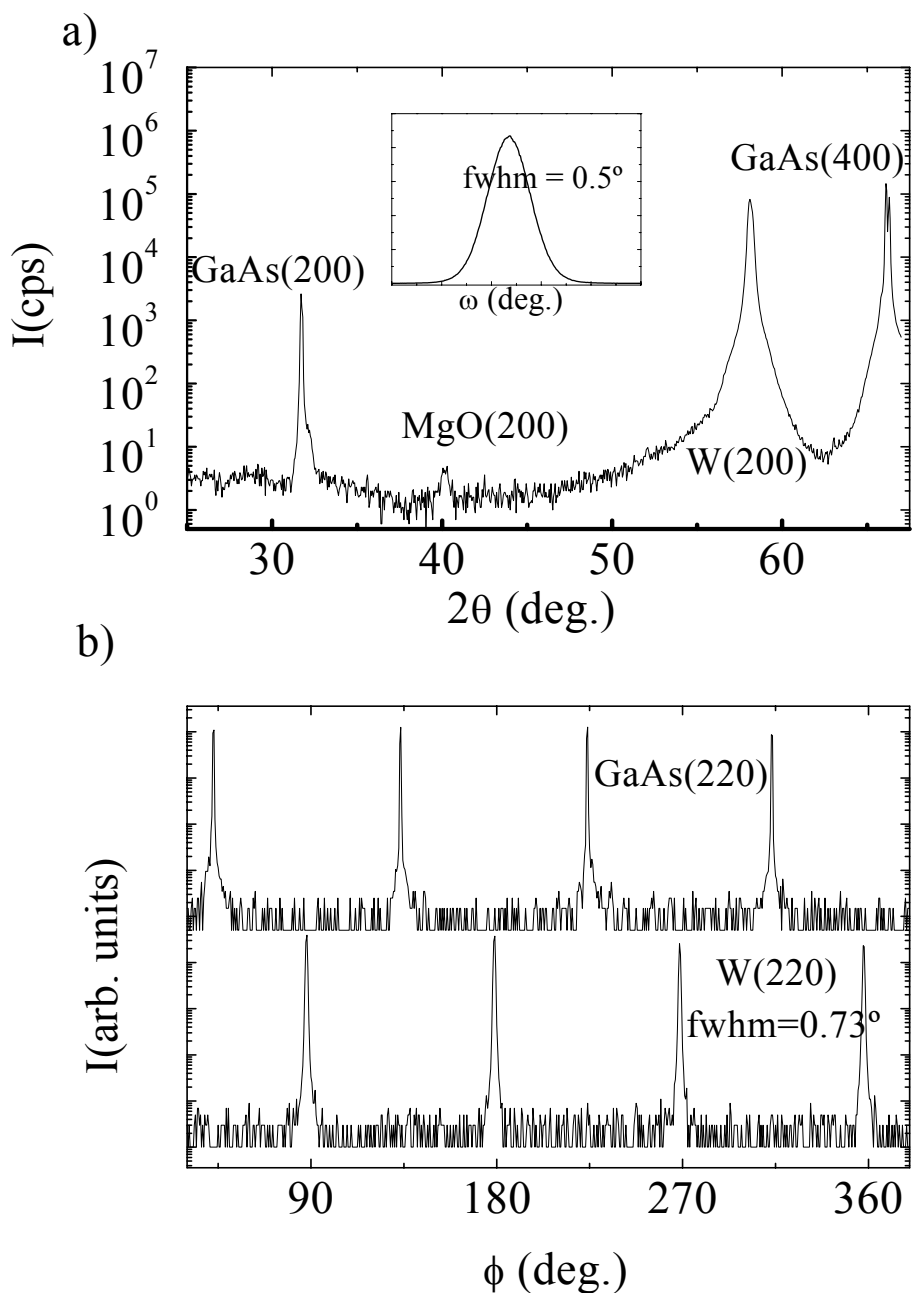


Рис. 3.25. Рентгеновский ω - 2θ скан (а) структуры рис. 3.24(а). На вставке ω -скан (200) рефлекса вольфрама, с ППВ равной 0.5° . Рентгеновский ϕ -скан рефлексов (220) GaAs и монокристаллической (100) пленки вольфрама. ППВ для вольфрама составляет 0.73° .

Появление характерных для реконструированной (2×4) As-стабилизированной поверхности GaAs (001) рефлексов ДБЭ, которая проводилась in-situ, означало десорбцию верхнего аморфного слоя мышьяка. Далее, лазерной абляцией мишени из MgO(001) с использованием

эксимерного (ArF) лазера с длиной волны 193 нм эпитаксиально выращивался одно- десяти нанометровый буферный слой MgO. Структура MgO/GaAs(001) использовалась в дальнейшем для последующей эпитаксии пленок тугоплавких металлов. Один из примеров структуры приведен на следующем рисунке (рис. 3.24 (a)).

Высокое качество полученных пленок подтверждалось “двухмерным” характером дифракции быстрых электронов (рис. 3.24, b), кристаллографические оси в плоскости пленки для MgO совпадали с осями подложки, а для пленки вольфрама были повернуты на 45° в плоскости подложки. Из экспериментов по рентгеновской дифракции (рис. 3.25) следовало, что присутствует одна фаза пленки W и буферного слоя MgO, а полуширина симметричных (кривая качания) и асимметричных (азимутальное сканирование) линий W находилось на уровне 0.5° и 0.7° , соответственно.

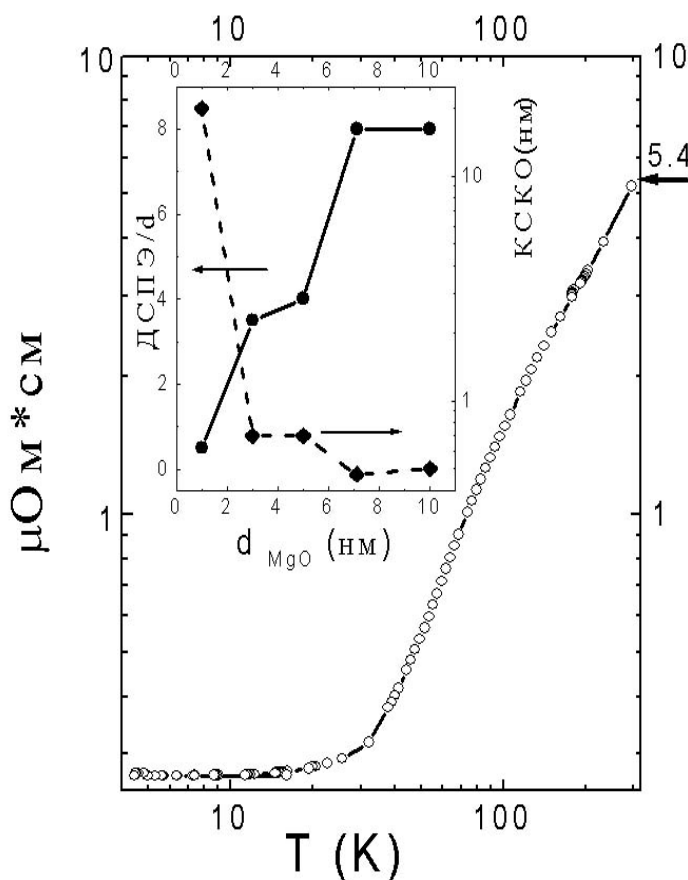


Рис. 3.26. Температурная зависимость удельного сопротивления пленок W(001) на подложке MgO/GaAs(001). На правой оси стрелка указывает значение удельного сопротивления объемных монокристаллов W при 295 К. На вставке – отношение остаточной длины свободного пробега (ДСПЭ) к толщине пленки вольфрама d . Показана зависимость корня из дисперсии шероховатости (КСКО) пленки как функция толщины буферного слоя MgO.

Рентгеновский ϕ -скан также подтвердил вращение осей пленки W в плоскости подложки на 45° относительно осей GaAs.

При толщине буферного слоя MgO в 1 нм происходило химическое взаимодействие вольфрама с GaAs, на что указывает большая амплитуда (до 100 нм, близкой к толщине пленки вольфрама) шероховатости поверхности металлической пленки (рис.3.24, с, слева). Однако, уже при толщине слоя MgO в 10 нм – средняя амплитуда шероховатости пленок W находилась на уровне 0,3 нм (с, справа). Влияние шероховатости пленок MgO на свойства выращенных на них пленок W подтверждается следующими данными.

На вставке к рис. 3.26 показана зависимость отношения остаточной ДСПЭ к толщине пленки W, которая при оптимальных условиях приближается к лучшим результатам для однослойных пленок W, выращенных на r -плоскости сапфира (§3.2). Это коррелирует со средней амплитудой шероховатости подложки – корню из среднеквадратичного отклонения (КСКО) пленки MgO. Измеренная температурная зависимость удельной проводимости пленки W – металлического типа. При комнатной температуре значение удельной проводимости близко к табличным значениям для монокристаллов вольфрама.

Полученные результаты для структур W/MgO/GaAs(001) показывают, что пленки W как по структуре в объеме, так и морфологии поверхности, а также по остаточным ДСПЭ находятся на уровне лучших результатов, полученных для однослойных эпитаксиальных пленок W(001) на сапфире.

Пленочные структуры W-MgO-W. Для завершенности исследования гетероэпитаксии W на MgO было исследована эпитаксия пленок MgO на W, что дало возможность получать многослойные гетероэпитаксиальные пленки W-MgO-W как на поверхности сапфира, так и GaAs(001).

Пример такой структуры, полученной методом ИЛОСВ при 500°C , вместе с данными по ДБЭ слоев показан на следующем рисунке. ДБЭ показало

взаимную гетероэпитаксию слоев W на MgO. Полученная двухмерная дифракция характеризует высокую гладкость пленки.

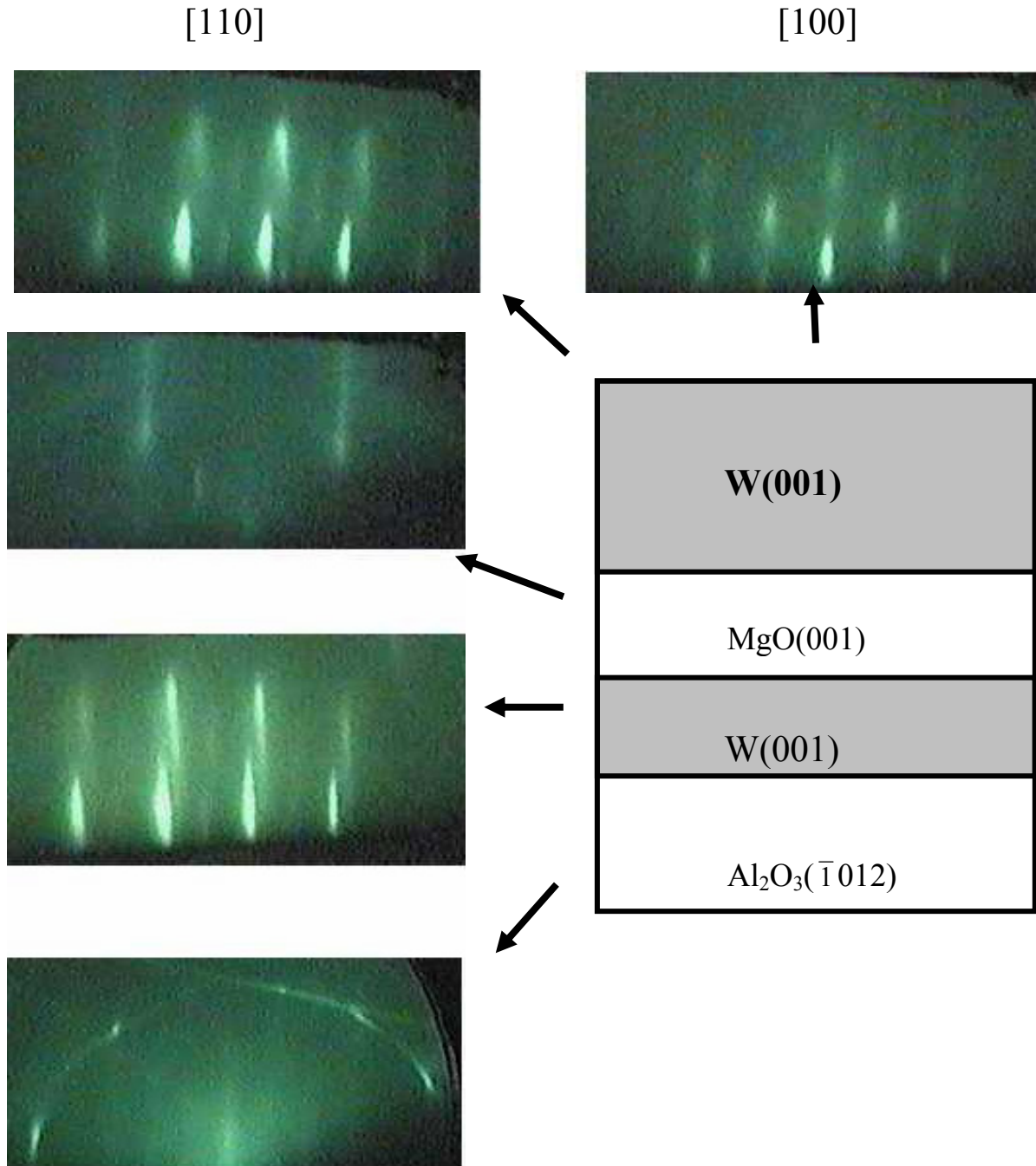


Рис. 3.27. ДБЭ вдоль направления $[110]$ и $[100]$ пленки W для различных слоев гетероструктуры W - MgO - $W(001)$ на r -плоскости сапфира.

Аналогичные результаты могут быть получены методом ИЛО в сочетании с реактивным испарением Mg при давлении молекулярного кислорода в ростовой камере на уровне 10^{-3} мбар. Однако в этом случае наблюдается более сложная зависимость морфологии пленки MgO и ее объемной структуры от температуры роста, поскольку меняется режим роста пленок. На рис. 3.28 показаны данные АСМ по топографии таких пленок.

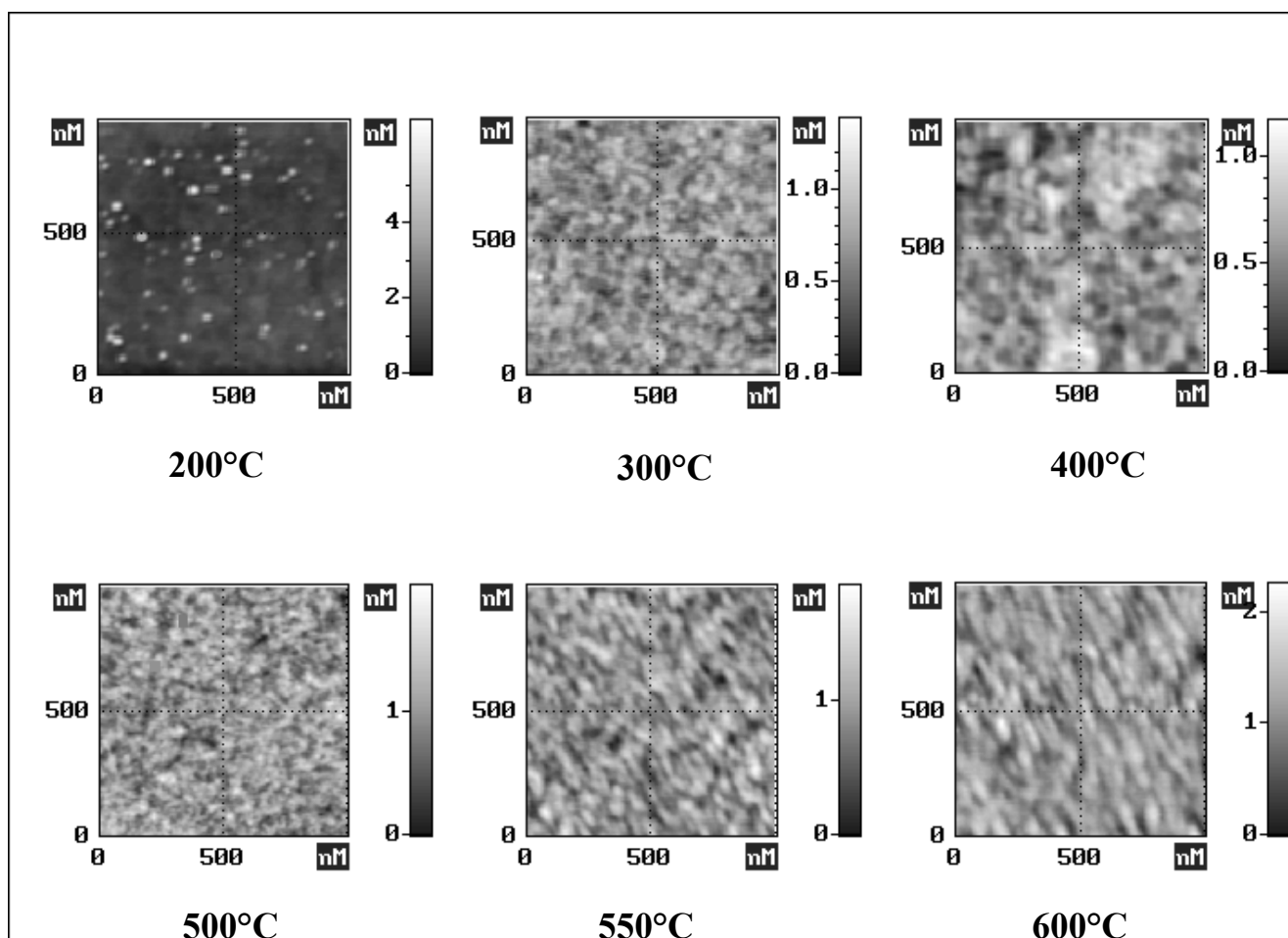


Рис. 3.28. АСМ изображения поверхности пленок MgO, выращенных на поверхности W(001) методом ИЛОРИ при разных температурах роста (указаны на рисунке).

Это подтверждается зависимостью качества пленок W, выращенных на полученных пленках MgO (схема структуры показана на рис. 3.27). На рис. 3.29 приведены зависимости для остаточных ДСП пленок W в зависимости от условий получения пленок MgO, используемых как подложки. Наилучшее

качество достигается на пленках MgO, выращенных при температурах около 500°C, при этом средняя шероховатость пленки MgO несколько возрастает до 0.27 нм. Анализ данных по морфологии пленок MgO показал, что в этой области температур происходит смена режима роста пленки, с близкой к 2D к режиму с 2D-3D ростом.

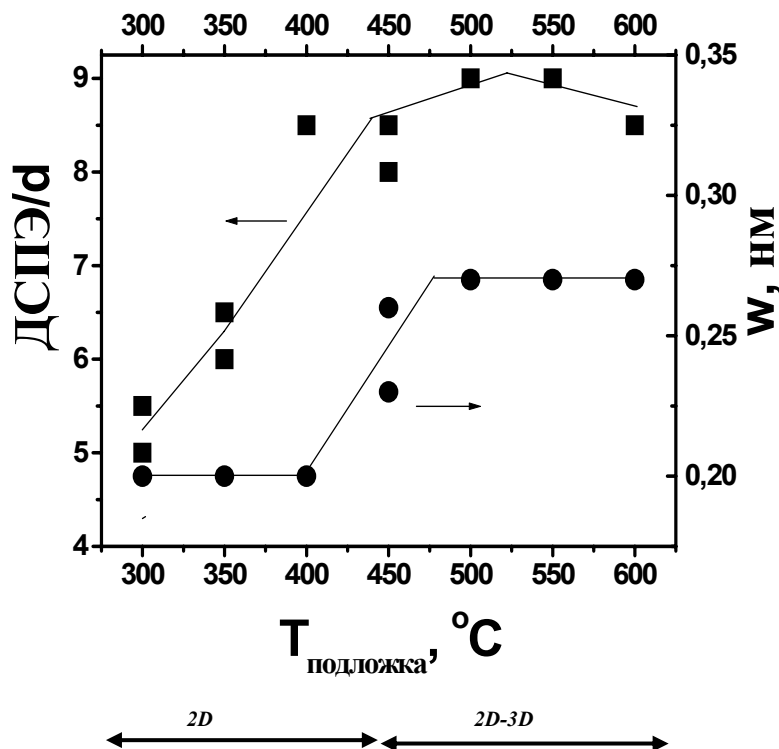


Рис. 3.29. Зависимости остаточной ДСПЭ электронов в верхнем слое W(100), отнесенной к его толщине (квадраты), $d = 70$ нм, и шероховатости поверхности (w) слоя MgO (кружки) от температуры роста пленки MgO в гетероструктуре W/MgO/W. Нижний слой W(100) толщиной 10 нм выращен при 530°C на r -плоскости сапфира. В нижней части рисунка указаны режимы роста пленки MgO.

Это приводит к улучшению качества объемной структуры пленки и, как следствие, к последующему более совершенному эпитаксиальному росту пленок W(001). Отметим, что в оптимальных условиях качество пленок верхнего слоя W, включая электронно-транспортные свойства (полученные значения ДСПЭ на уровне $9d$, при этом вкладом нижнего слоя можно пренебречь из-за его малой толщины) сравнимо с качеством лучших однослойных W, выращенных на r -плоскости сапфира.

Эксперименты с другими диэлектрическими слоями [305], хотя и показали несколько худшие свойства диэлектриков, однако, в практическом отношении они также перспективны.

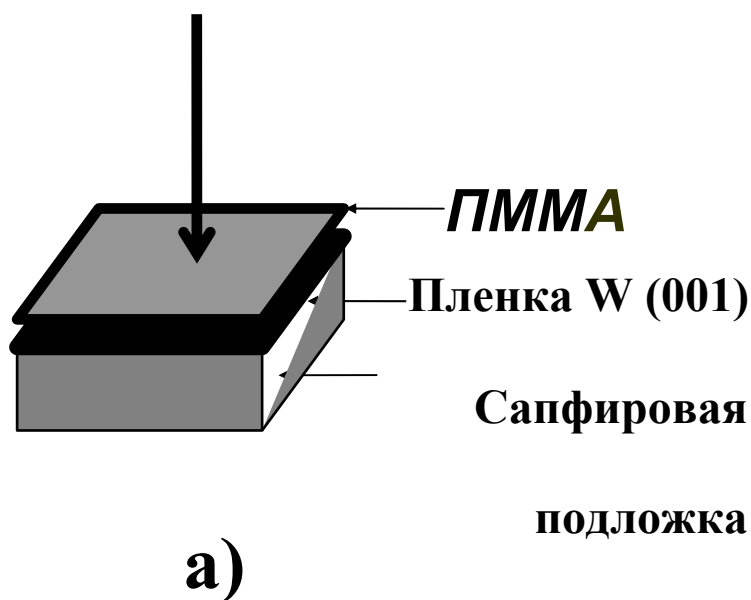
§3.4. Монокристаллические микроструктуры из тугоплавких металлов.

В предыдущих параграфах этой главы были приведены результаты по получению и результатам исследования свойств (характеризации) гетероэпитаксиальных пленок тугоплавких металлов, включая многослойные пленки. Пленки обладают достаточно совершенной объемной структурой и гладкостью поверхности на уровне 0.2-0.3 нм.

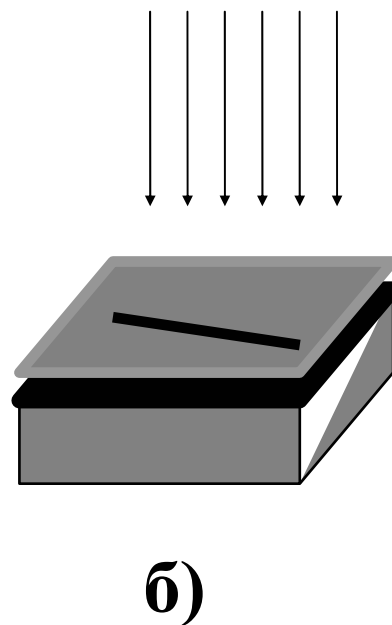
Для проведения электрических измерений пленки наносились через маску, образуя крестообразные или мостиковые 4-х терминальные структуры. Наименьшие латеральные размеры таких структур составляли около 0.2 мм. Структурные и морфологические свойства таких макроструктур были близки к пленкам.

Субтрактивная электронная литография. Однако таким методом было не возможно изготовить наноструктуры с минимальными латеральными размерами на уровне 100-200 нм, либо меньшими размерами. Традиционно используемый экспериментальный подход для микроструктурирования металлических наноструктур – это метод взрывной литографии, когда используется органический резист и проводится нанесение металлической пленки, также не был приемлем из-за нарушения условия чистоты роста пленок и малой температуры подложки (из-за присутствия органического резиста). Для того, чтобы сохранить оптимальные свойства исходных пленок был использован метод субтрактивной электронной литографии, когда наноструктуры необходимой геометрии, “вырезается” из уже выращенной монокристаллической пленки. При этом микроструктура “вырезается” так, что она может быть электрически подсоединена к макро-площадкам, используемым для подсоединения к внешним электродам.

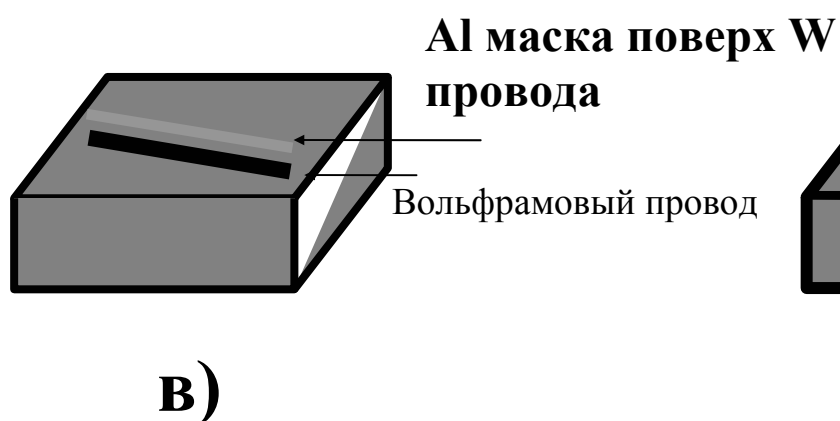
Электронный пучок
25 кэВ



Нанесение Al
пленки



Взрывная литография и
ионное травление



Удаление Al маски

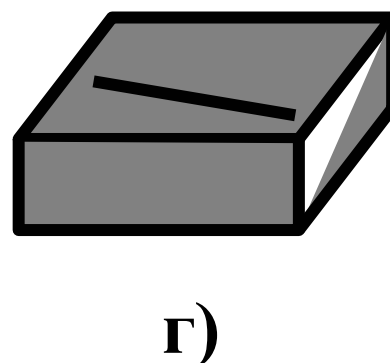


Рис. 3.30. Этапы применения субтрактивной электронной литографии для изготовления монокристаллических наноструктур из тугоплавких металлов.

Нанотехнологический маршрут изготовления монокристаллических наноструктур обсуждался в гл. 2. В качестве пояснения приведем основные этапы субтрактивной электронной литографии, проиллюстрировав их на рис.3.30 и 3.31. Исходная монокристаллическая пленка, выращенная в оптимальных условиях на поверхности подложки размером 5x5 мм, покрывается полимеризованной пленкой органического резиста (ПММА, а)) и подвергается воздействию электронного луча. После растворения резиста в области “засветки” электронным лучом наносится алюминиевая пленка (б), которая после взрывной литографии образует наномаску необходимой геометрии на поверхности монокристаллической пленки тугоплавкого металла. После ионного травления на глубину пленки тугоплавкого металла на поверхности подложки остается рисунок в виде двухслойной фигуры – слой монокристаллического тугоплавкого металла, покрытый слоем (частично протравленной) алюминиевой маски (в). После обработки в 3% растворе гидроокиси калия алюминиевая маска удаляется и на поверхности подложки остается наноструктура из монокристаллического тугоплавкого металла (г). После этого методом фотолитографии (см. гл. II) формируются подводящие пленочные контакты, покрывающие конечные участки наноструктуры и соединенными с макроплощадками по боковым сторонам чипа (см. также рис. 3.37). На рис. 3.31 [285] показано изображение поверхности чипа в СЗМ после нанесения алюминиевой маски (а), при этом отчетливо видно зерна маски, ионного травления (б) и конечный вид монокристаллической наноструктуры в виде креста.

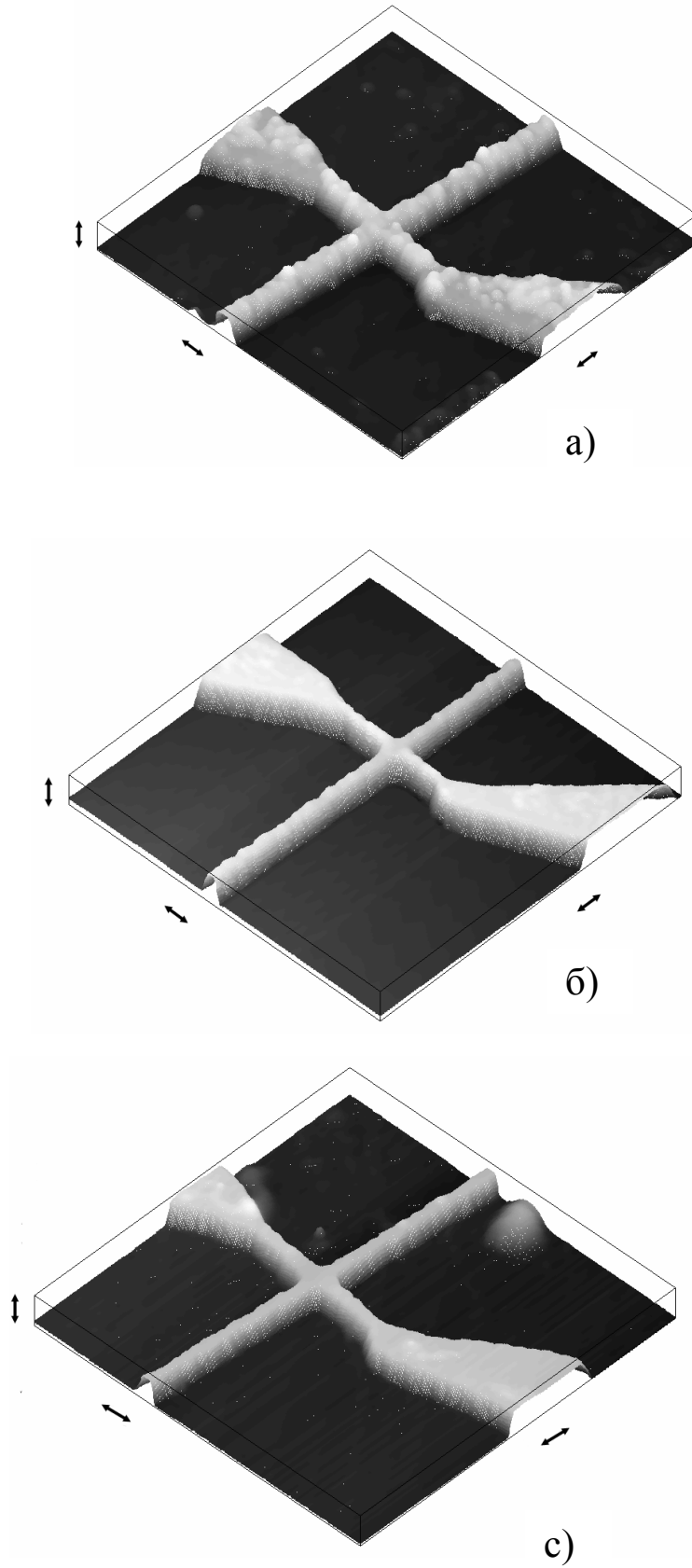


Рис. 3.31. Изображение поверхности чипа после нанесения Al маски на поверхность пленки W(001) (а), после ионного травления (б) и после удаления Al маски (в). Масштаб для латеральных размеров – 300 нм, для вертикальной оси – 100 нм.

Эти исследования показали, что проводимые операции сохраняют в значительной степени свойства исходной пленки (объемное строение, гладкость поверхностей), поскольку они низкотемпературные, а сама маска надежно защищает поверхность пленки тугоплавкого металла.

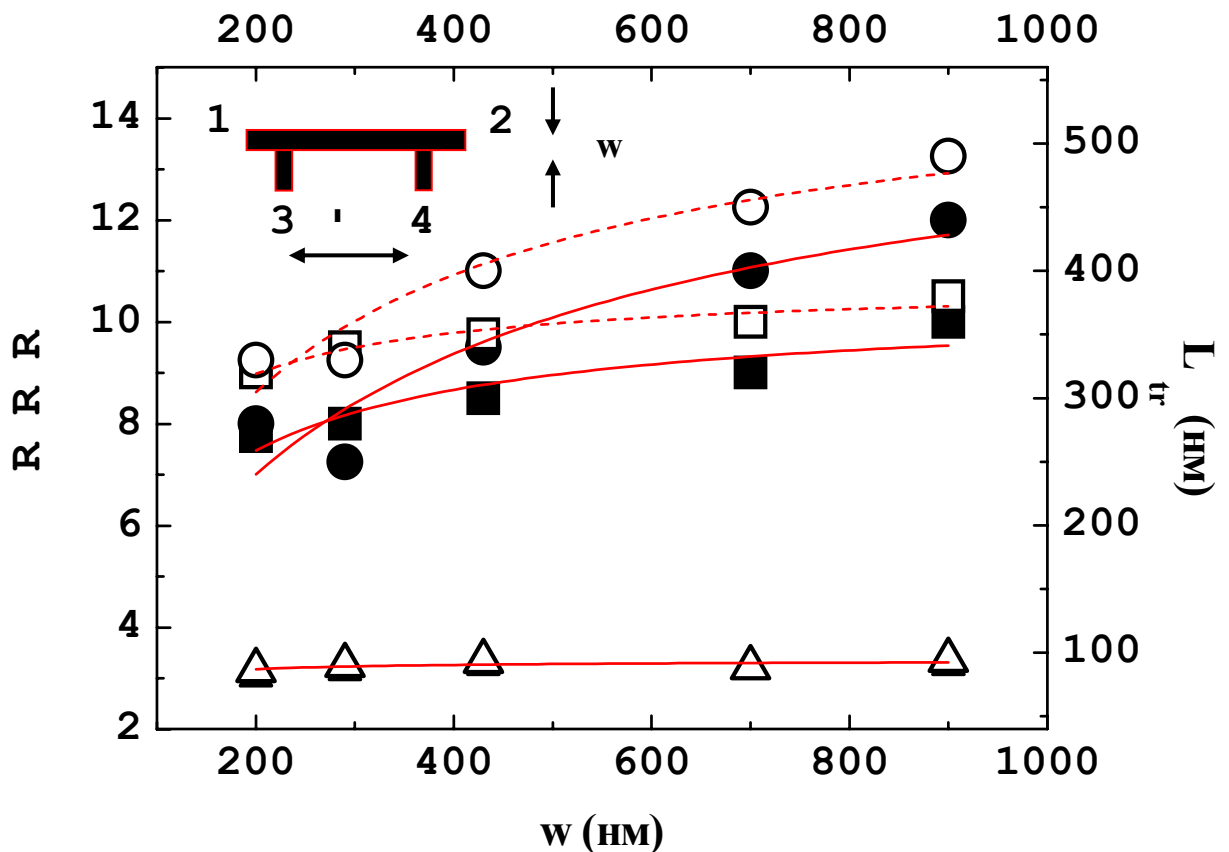


Рис. 3.32. Зависимость параметра RRR и пересчитанной остаточной ДСПЭ электронов мостиковых наноструктур различной толщины (треугольники – 30, квадраты – 60 и кружки – 90 нм) от ширины w мостиковых структур, длина наноструктуры L была в 10 раз больше ее ширины. Вид структуры изображен на вставке. Заполненные символы относятся к исходной наноструктуре, открытые – после ее отжига в вакууме. Линии – подгонка по формуле (3.2).

Однако боковые поверхности пленки обладают большой амплитудой шероховатости (на уровне 10 нм), поскольку края алюминиевой маски неровные из-за присутствия зерен и применяется ионное травление, что приводит к эрозии боковых стенок монокристаллической наноструктуры. Это должно было приводить к сильному дополнительному рассеянию электронов проводимости на боковых стенках монокристаллической

наноструктуры, которое, как это будет видно ниже, уменьшается после отжига структуры в вакууме. Проведенные исследования показали, что это действительно так. Для этого измерялось электросопротивление мостиковых W(001) наноструктур (см. вставку к рис. 3.32) 4-х точечным методом и определялся параметр RRR (3.1), при этом мостиковые структуры различной ширины (и фиксированной толщины) изготавливались на одном чипе так, что отношение их длины к ширине было постоянным и равнялось 10. Использовались три чипа с разной толщиной пленки W(001) – 30, 60 и 90 нм. Для изготовленных наноструктур (полные символы, $d=60, 90$ нм) отчетливо видно (рис. 3.32, (полные символы, $d=60, 90$ нм)) уменьшение параметра RRR с шириной мостика, и, соответственно, уменьшение остаточной ДСПЭ (левая шкала), пересчитанной с использованием формулы (3.1). Такое уменьшение следует отнести к влиянию рассеяния на боковых стенках, поскольку остаточное ДСПЭ в наноструктурах сопоставимо с их шириной. Отжиг в высоком вакууме при температуре 700°C уменьшал такое влияние боковых стенок наноструктуры (открытые символы), поскольку, как предполагается, улучшалась их шероховатость на атомном уровне.

Подгонка полученных зависимостей для ДСПЭ проводилась по формуле эффективной ДСПЭ (1.8), считая вклады интенсивностей рассеяния от поверхности и боковых стенок аддитивными

$$L_{\text{тр}}(S) = A \cdot (1/d + k/w)^{-1} \quad (3.2).$$

Она показана на рис. 3.32 в виде сплошных кривых для неотожженных структур и пунктиром – после отжига.

Для толщины пленки в $d=30$ нм (ромбы) влияние боковых стенок и отжига структур можно пренебречь. В то время как для толщины пленки в 60 (квадраты) и 90 нм (кружки) такое влияние существенно и может достигать десятков процентов от значения остаточной ДСПЭ для исходной пленки ($10d$).

В таблице 3.4 приведены значения подгоночных параметров.

Таблица 3.4

Значения подгоночных параметров в формуле (3.1)

	исходное	После отжига	исходное	После отжига
A	6.1	6.1	6.2	6.5
k	2.9	1.9	1.5	.75
Толщина наноструктуры в нм	90	90	60	60
Остаточное ДСП в исходной пленке в нм	900	900	600	600

Отжиг существенно влияет на качество микроструктур. Вносимые изменения за счет травления боковых стенок можно уменьшить почти на 50% (см. параметр k в таб. 3.4). Как видно из таблицы, отжиг существенно влияет на коэффициент при значении ширины (k), а не при значениях толщины (A), что указывает на уменьшение рассеяния после отжига, связанного, именно, с боковыми стенками наноструктуры.

В пределе большой ширины получаем, что при структурировании остаточная ДСПЭ все же уменьшается на величину около 30% по сравнению с данными для исходной пленки. Влияние боковых стенок можно уменьшить, если использовать большое аспектное отношение ширины к толщине. При ширине более пяти значений толщины, как это оценивается из данных таблицы 3.4, остаточная ДСПЭ составляет величину более 50% от исходного значения для пленки. Аналогичные результаты были получены для наноструктур из Mo(001).

Исследование влияния направления оси мостиковых наноструктур относительно кристаллографических осей пленки показало, что изменение параметра RRR не велико и составляет величину менее 15%, и этими изменениями можно было пренебречь.

Таким образом, полученные монокристаллические наноструктуры могут обладать остаточной ДСП более, чем в 5d. Аналогичные результаты были получены для Mo(001) наноструктур [275].

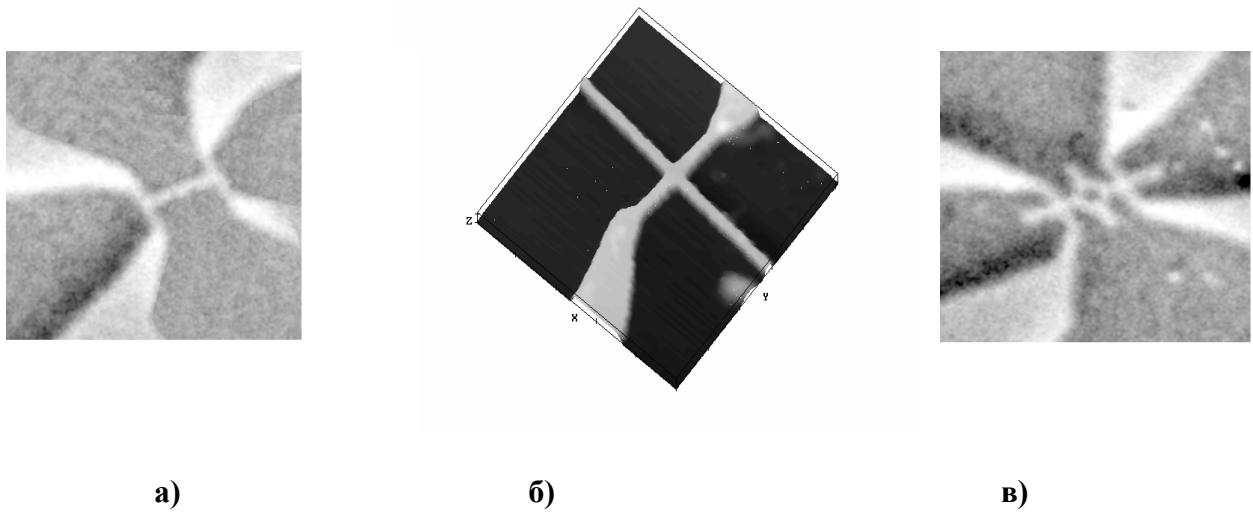


Рис. 3.33. Примеры монокристаллических наноструктур из тугоплавких металлов.
 а). Ниобивая (001) наноструктура “мостик”, литографическое разрешение 200 нм,
 б). Вольфрамовая (001) наноструктура “крест”, литографическое разрешение 200 нм,
 в). Ниобивая (001) наноструктура “кольцо”, диаметр 300 нм, литографическое разрешение лучше 100 нм.

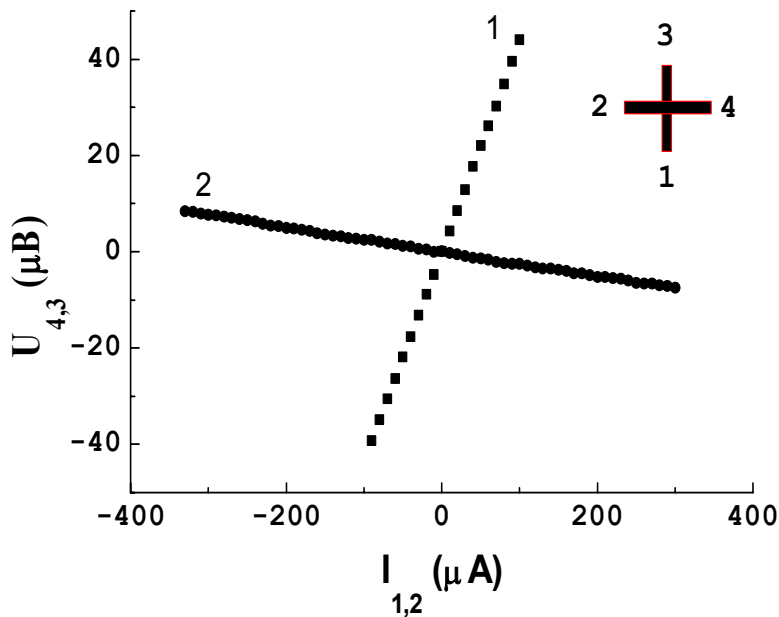


Рис. 3.34. Изгибная ВАХ (ток 1-2, напряжение 4-3, см. вставку) крестообразной W(001) наноструктуры. ! – температура 77 К, 2 – 4.2 К [303, 304].

Подбор соответствующей толщины исходной пленки и литографического разрешения (до 100 нм) позволяют реализовать условия, когда остаточное ДСП электронов превосходит латеральные размеры наноструктуры.

Примеры и виды монокристаллических наноструктур, изготовленных с использованием разработанной методики, показаны на рис. 3.33

Поскольку остаточная ДСПЭ в изготовленных наноструктурах велика, возможно проявление баллистических эффектов. В качестве примера приведем “изгибную” ВАХ для крестообразной W(001) наноструктуры (рис. 3.33, в), приведенную на рис. 3.34.

Как видно, ВАХ линейные и наблюдается изменение знака наклона при понижении температуры. При температурах жидкого гелия, когда остаточная ДСПЭ сравнима с размером центральной части креста, изгибное сопротивление становится отрицательным. Более подробное исследование баллистических эффектов вынесено в гл. 5.

Для двухслойных Mo-Nb (001) наноструктур изгибное сопротивление также может быть отрицательным. Однако оно сопровождается переходом через сверхпроводящее состояние при токах выше критического и наблюдаются особенности в виде ступеней (рис. 3.35) [275].

В *s-n-s* (сверхпроводник - нормальный металл-сверхпроводник) наноструктурах с баллистической связью в виде монокристаллического мостика Mo(001) наблюдаются особенности в виде субструктуры, связанные с наведенной сверхпроводимостью (рис. 3.36).

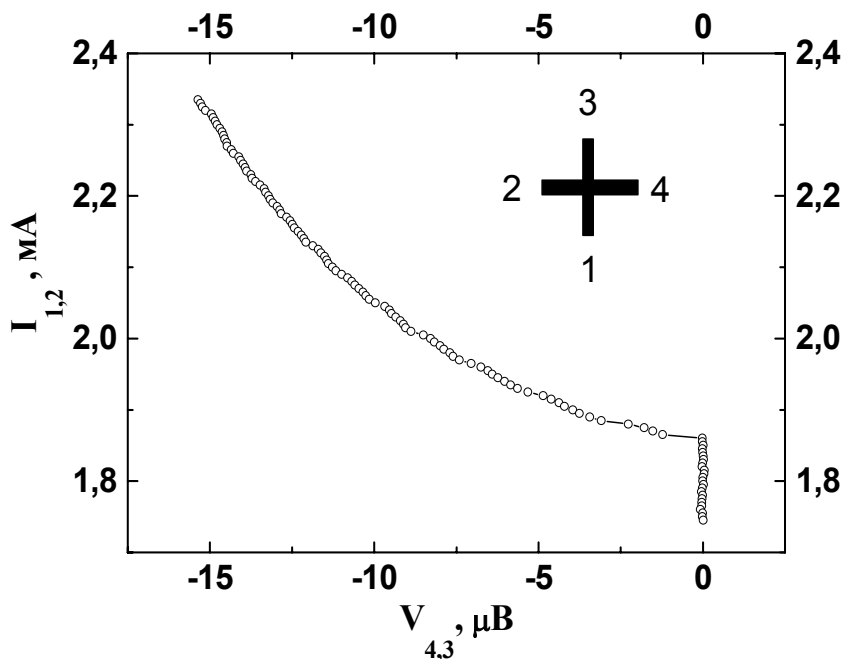


Рис. 3.35. ВАХ двухслойной Mo-Nb(001) наноструктуры при 4.2 К.

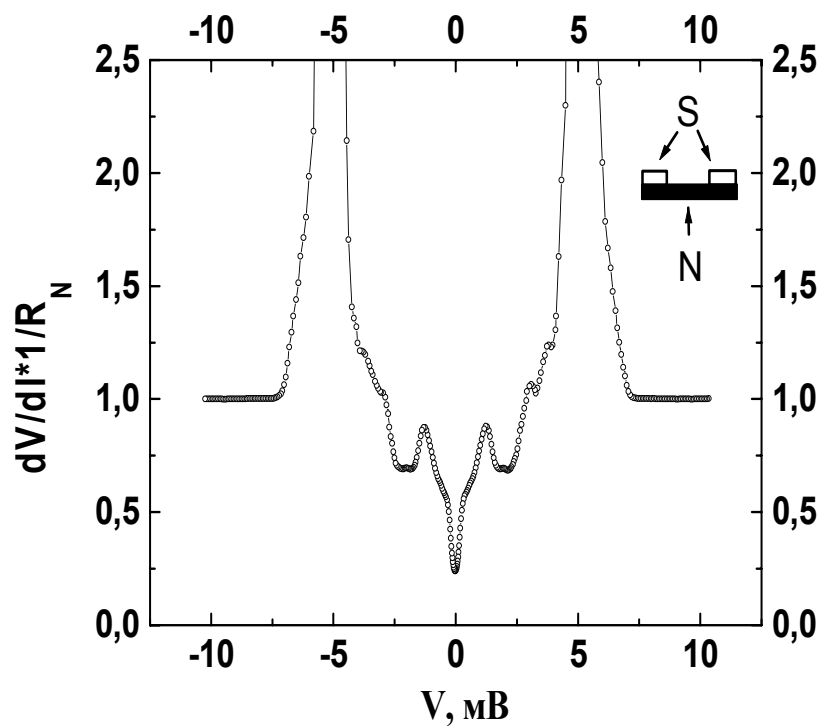


Рис. 3.36. Нормированная дифференциальная ВАХ s-p-s наноструктуры (см. вставку) Nb-Mo(001)-Nb при температуре 4.2 К. R_N — значение сопротивления выше сверхпроводящего перехода.

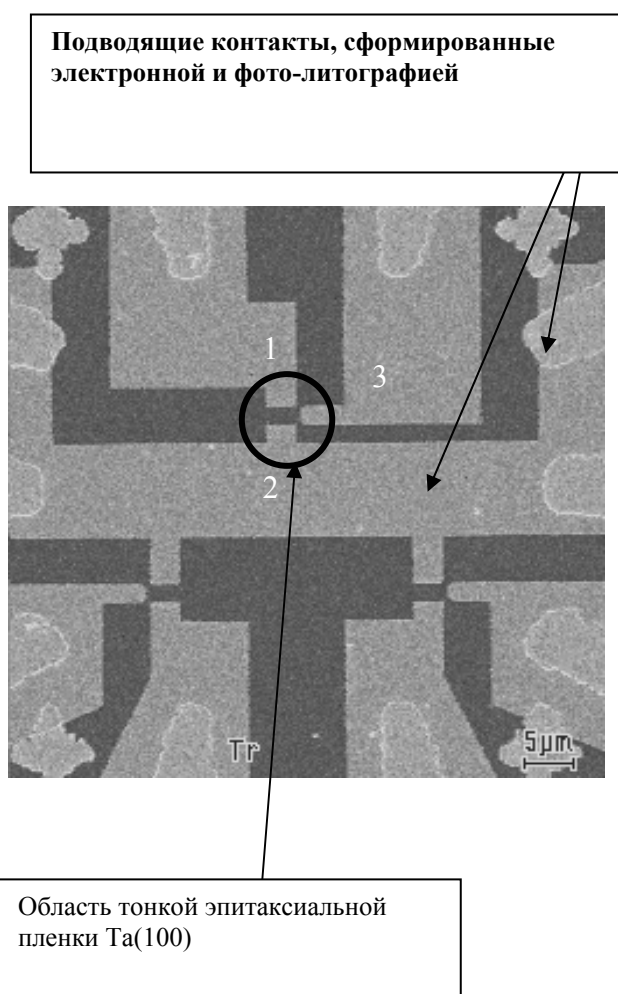


Рис. 3.37. Изображение центральной части чипа в сканирующем электронном микроскопе

Вид особенностей сильно зависит от качества границы раздела сверхпроводник – нормальный металл.

Зондовая литография. Для уменьшения литографического разрешения до уровня 10 нм необходимо развитие новых литографических методов. Одним из перспективных направлений является использование локального окисления проводящим зондом сканирующего атомно-силового микроскопа при подаче отрицательного относительно пленки электрического потенциала на зонд (описание установки см. в гл. II). Для металлов, в результате образующийся окисел изолирует участки металлической пленки, образуя металлическую наноструктуру нужной формы. На рис. 3.37-38 иллюстрируется нанотехнологические этапы получения монокристаллического наномостика Ta(001) с литографическим разрешением около 10 нм [274, 284].

Зондовую литографию проводили проводящим кантилевером с использованием модифицированного сканирующего микроскопа Р4-NT-MDT, оснащенного приставкой для измерения вольт-амперных характеристик для восьмитерминальных чипов. Сопротивление структуры в процессе “перерезания” участка пленки окислом металла, измеренное по 2-точечной схеме, изменялось от нескольких кОм до величины, превышающей 10 гОм. В дальнейшем локальные области окисла тантала использовались для формирования металлического наномостика. На рис. 3.37 показана центральная часть чипа с восемью подводными контактами.

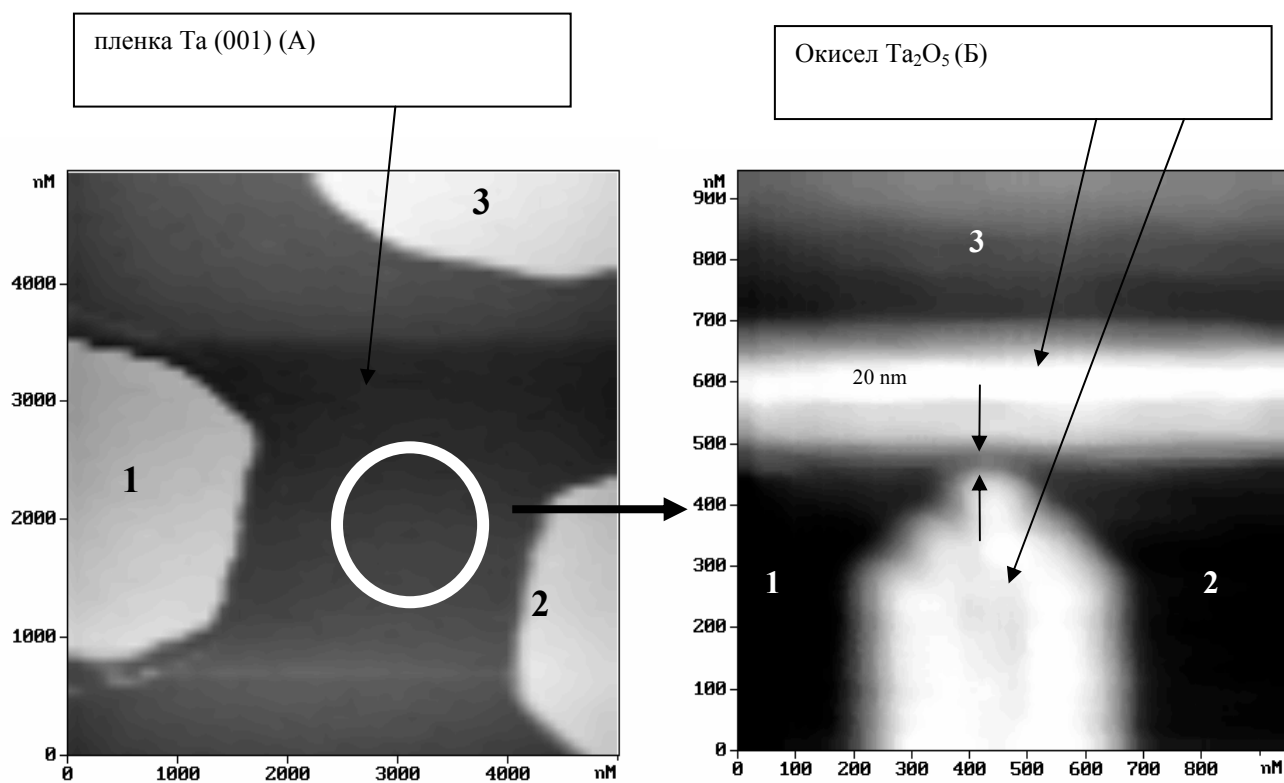


Рис. 3.38. Область тонкой пленки Ta(001) до (А) и после зондовой литографии (Б).

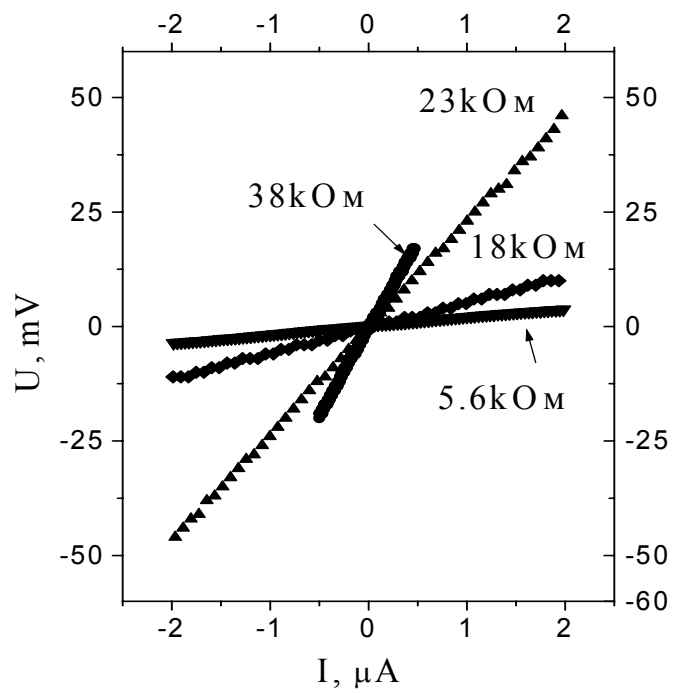


Рис. 3.39. ВАХ мостика Ta(001) в процессе сужения при формирования окисла зондом.

Одна из областей пленки Ta обозначена кружком. На следующем рисунке приведена визуализация этой области сканирующим атомно-силовым микроскопом (рис.3.38, А). На рис. 3.38 (Б) показан металлический мостик Ta шириной менее 20 нм и толщиной 4 нм. То, что металлические свойства мостика сохраняются, показывает его линейная вольтамперная характеристика (рис.3.39). Сопротивление мостика составляет около 5 кОм.

Полученные результаты показывают, что применение такого экспериментального подхода действительно позволяет достигать литографического разрешения до 10 нм (возможно и менее) при изготовлении монокристаллических наноструктур из металлов. Хотя возможность изготовления подобных металлических наноструктур методом локального окисления были известны ранее, они состояли из поликристаллических пленок, а монокристаллические наноструктуры были получены впервые в этой работе [284].

Отметим, однако, один существенный недостаток такого подхода. Локальное окисление на всю глубину пленки, что необходимо для полной электрической изоляции наноструктуры, ограничено толщиной пленки в 5-10 нм. При такой толщине пленки ДСПЭ электронов не велика и возможность изготовления баллистических наноструктур ограничено.

Развиваемая нанотехнология монокристаллических наноструктур может иметь практическое применение при создании полностью монокристаллических электронных устройств, например, гетероструктур металл-диэлектрик, либо микроструктур, содержащих магнитные металлы.

§3.5. Заключение к главе 3.

Монокристаллические (001) пленки тугоплавких металлов, полученные методом импульсного лазерного испарения в сверхвысоком вакууме обладают рекордными остаточными длинами свободного пробега электронов величиной около $10d$. Такой результат достигается оптимизацией ростового процесса, когда совершенная объемная структура пленок сочетается с малой амплитудой шероховатости границ раздела пленок (до 0.2 нм), что минимизирует процессы рассеяния электронов, как в объеме, так и на границах раздела пленок. Такая оптимизация свойств пленок возможна при сильно неравновесных условиях их роста, реализуемого в методе импульсного лазерного испарения. Энергия атомов в атомарном потоке достаточна для протекания процессов эпитаксии в ближнем порядке с формированием монокристаллических блоков размерами 10-100 нм при низких температурах подложки (по сравнению с температурой плавления тугоплавкого металла). В силу эпитаксиального процесса роста, диктуемого симметрией подложки, монокристаллические блоки слабо разориентированы между собой. Большая плотность потока атомов металла в импульсе и низкая температура подложки с учетом быстрой кинетики в ближней области и ее подавленности в дальнем порядке приводит к улучшенной морфологии поверхности пленок (до 0.2 нм). Методика применена также и для получения многослойных пленок металл-металл и металл-диэлектрик, в сочетании с методом реактивного испарения, при этом пленки эпитаксиальны в широкой области их толщины, включая сверхтонкие пленки [297, 298]. Оценка критической толщины для таких пленок, проведенная с использованием токов растекания в СЗМ, составляет величину около 1 нм.

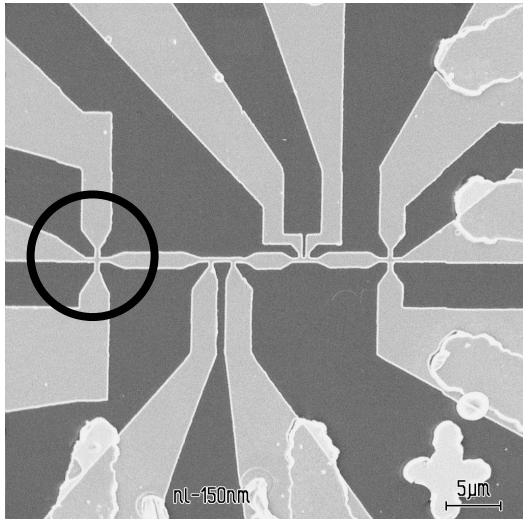
Метод субтрактивной электронной литографии, включающей изготовление маскирующих покрытий нанометровых размеров различной геометрии, ионное низкоэнергетическое травление инертными газами, химическую

обработку поверхности для удаления маскирующего покрытия, позволяет получать монокристаллические, в том числе гетероэпитаксиальные планарные структуры из тугоплавких металлов с латеральными размерами до 100 нм, а с применением зондовой литографии до порядка 10 нм. При этом, остаточная ДСПЭ может быть близка (либо не значительно уступать) к значениям ДСПЭ для исходных пленок (более $5d$). Наноструктуры характеризуются малой амплитудой шероховатостью (около монослоя) планарных границ раздела и около 10 нм для боковых стенок наноструктуры [274, 275, 285, 286, 302].

Остаточные длины пробега электронов проводимости достигают значений 500-1500 нм и могут существенно превосходить латеральные размеры наноструктуры. Это приводит к размерной зависимости удельной проводимости наноструктур как от их толщины, так и от латеральных размеров. Удельная проводимость наноструктур при комнатной температуре с хорошей точностью совпадает с ее значением для объемных монокристаллов.

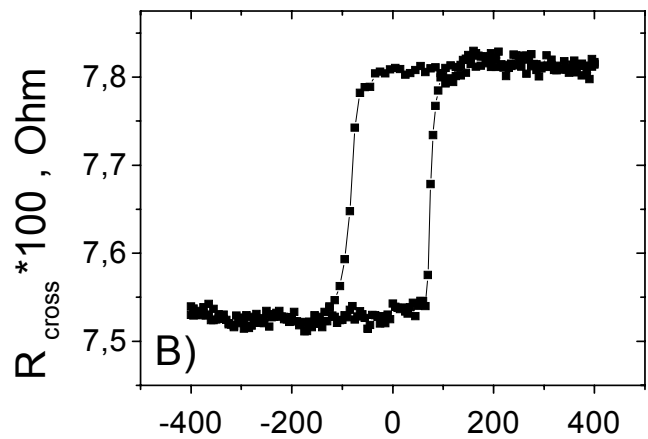
Полученные монокристаллические наноструктуры могут быть использованы в качестве элементов как баллистической криоэлектроники (с использованием сверхпроводников), так и баллистической спинтроники (с использованием магнитных металлов), они могут представлять интерес также как и гетероэпитаксиальные структуры в виде гетероструктуры сверхпроводящий металл-диэлектрик для джозефсоновского контакта квантового бита, а также гетероструктур металл-диэлектрик для сверхскоростной электроники.

В качестве примера – приведем магнетополевые зависимости изгибного сопротивления крестообразной монокристаллической наноструктуры из ферромагнитного металла (Ni) (рис. 3.40), полученной по той же нанотехнологической схеме, как и для тугоплавких металлов, и проявляющей баллистические свойства при низкой температуре [300-301].

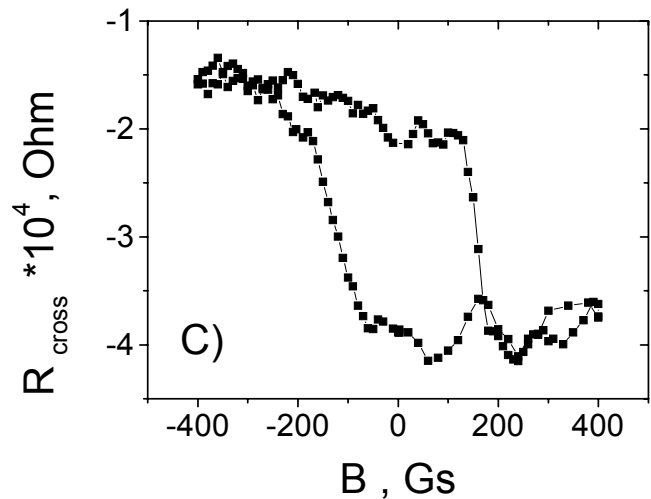


A)

Рис. 3.40. Изгибное магнетосопротивление крестообразной наноструктуры из монокристаллического Ni (A)- в кружке) для высоких температур (B)- диффузный транспорт) и при низких температурах (C)-баллистический транспорт).



B)



C)

ГМР (гигантский магнеторезистивный) эффект при высоких (295 K) температурах составляет около 4%, а при низких (4.2 K) – около 250%. Проведенная оценка ДСПЭ при низкой температуре по формуле (3.1) показывает, что при низких температурах ДСПЭ близка к ширине креста и реализуется баллистический транспорт. Изгибное сопротивление становится отрицательным, аналогично данным на рис. 3.34 для тугоплавкого металла. Отметим, что такого усиления ГМР эффекта при переходе от диффузного к баллистическому пределу не наблюдалось для мостиковых структур. Тем самым, проявляется специфика геометрии изгибного сопротивления, а

наблюдаемый ГМР эффект можно назвать изгибный баллистический ГМР эффект. Полученные результаты могут иметь практическое применения для электронных устройств спинтроники и представляют интерес для более подробного исследования.

Однако более подробные исследования электронно-транспортных свойств низкоразмерных структурах из сверхпроводников или ферромагнетиков далеко выходит за рамки задачи диссертации. По этой причине изложение результатов исследования свойств монокристаллических НПС из металлов будет далее ограничено исследованием гальваномагнитных свойств структур из нормальных металлов (Мо и W) – гл. 4, а также исследованию размерных и температурных зависимостей проводимости, включая баллистический и волноводный предел, как для однослойных, так и многослойных НПС из монокристаллических тугоплавких металлов (Мо, W, Nb, Ta) – гл. 5.

ГЛАВА 4. ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НИЗКО-РАЗМЕРНЫХ ПЛАНАРНЫХ СТРУКТУР ИЗ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТУГОПЛАВКИХ МЕТАЛЛОВ

При приложении магнитного поля движение электронов меняется. В объеме кристаллов они начинают двигаться по спиральным траекториям (здесь и далее рассматривается случай замкнутых Ферми поверхностей и, для упрощения, - изотропное приближение, отступление от этого приближения будет оговариваться) с циклотронной частотой

$$\omega = \frac{eH}{mc} \quad (4.1),$$

где e и m заряд и масса электрона, c – скорость света, и H – напряженность магнитного поля. Для этих объемных состояний радиус спирали (циклотронный радиус) равен

$$r_L = \frac{v_{\perp}}{\omega} = \frac{v_{\perp}mc}{eH} = \frac{\hbar k_{\perp}}{m\omega} \quad (4.2),$$

где $v_{\perp}$ и $k_{\perp}$ - перпендикулярная к полю составляющая скорости и волнового вектора электрона, $\hbar$ - постоянная Планка. Движение вдоль магнитного поля происходит с постоянной скоростью $v_{\parallel}$, соответственно сохраняется проекция волнового вектора $k_{\parallel}$ на направление магнитного поля. Поскольку движение электрона в реальном и k -пространствах связано друг с другом, спиральной орбите электрона соответствует периодическое движение его k -координат по поверхности Ферми вдоль траектории, образованной сечением Ферми поверхности цилиндром, ось которого параллельна $\vec{H}$, а радиус $k_{\perp}$.

При наличии границы раздела (планарного потенциального барьера) возможно появление, как это обсуждалось в гл. 1, краевых состояний. В k -пространстве такое движение электронов происходит периодически по дуге, ограниченной точками поворота электрона при его зеркальном отражении от планарной границы. Эти орбиты показаны на рис. 4.1 вместе с траекториями для объемных

состояний в реальном (А) и k -пространствах (Б) (1- объемные и 2- краевые состояния для скачущих орбит).

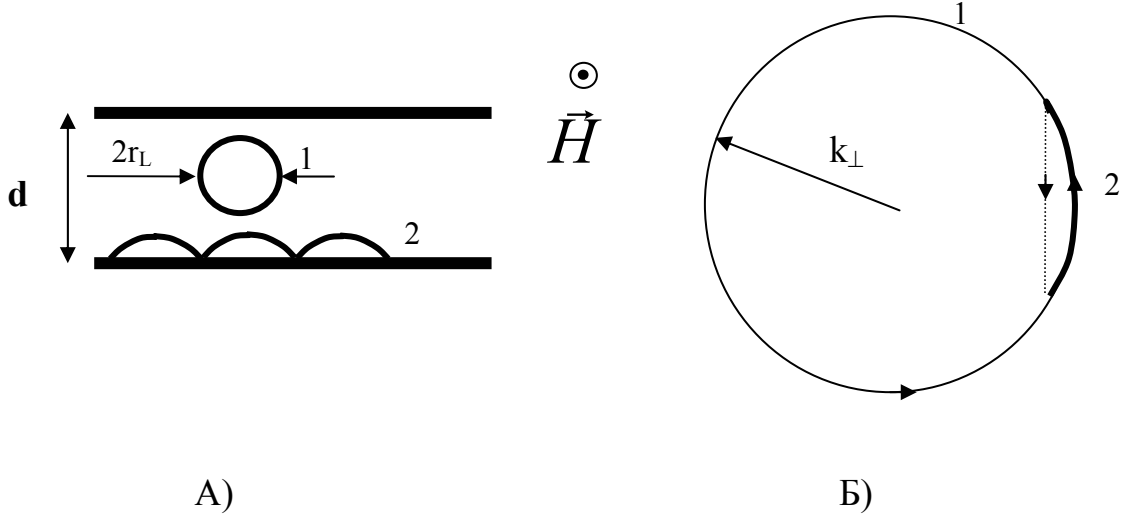


Рис. 4.1. В пленке (А) толщиной d при приложении магнитного поля H возможны как объемные состояния (1) – спиральные орбиты с осью спирали вдоль поля H (показана проекция на плоскость), так и краевые состояния – скачущие орбиты (2). Этим траекториям соответствует траектории (1 и 2) в k -пространстве по поверхности Ферми (взято сечение, траектории – сплошные линии) (Б). Значения r_L и $k_{\perp}$ определяются формулой (4.2).

Поскольку движение электронов периодическое в нормальной к магнитному полю плоскости, то при определенных условиях возможно квантование их поперечного движения. Для объемных состояний это квантование Ландау, при этом энергия поперечного движения равна

$$E_n = \hbar\omega\left(n + \frac{1}{2}\right) \quad (4.3),$$

$n=0, 1$, и т.д., а для краевых состояний – возможно образование магнитных поверхностных уровней (МПУ) с энергетическим расщеплением, равным [306]

$$E_{nm} = \left(\frac{3e}{4c\sqrt{2}}\right)^{2/3} \left(\frac{2\pi H^2}{\hbar^2 k_{\perp}}\right)^{1/3} v_F (n^{2/3} - m^{2/3}) \quad (4.4),$$

где скорость Ферми $v_F = \hbar k_F / m$.

Квантование объемного движения электронов приводит, например, к появлению таких эффектов как эффект Шубников-де Гааза - осцилляции электрического сопротивления проводника в магнитном поле в силу периодического выхода электронных орбит на экстремальных сечениях (для объемных состояний) за поверхность Ферми, либо к особенностям поверхностного импеданса образца в малых магнитных полях за счет электронных переходов между разными МПУ при поглощении квантов ВЧ излучения [306, 11].

Наиболее информативен для исследования электронного строения кристалла случай, когда реализуется предел больших магнитных полей $\omega\tau \gg 1$, что эквивалентно $l/r_L \gg 1$, где длина свободного пробега $l = v_F\tau$ (отметим, что в зависимости от наблюдаемого эффекта характерный масштаб длины l , соответственно, τ , требует уточнения, поскольку не все рассеяния электронов “катастрофичны”). Это соотношение необходимо выполнить, поскольку в противоположном случае происходит столкновительное уширение уровней, движение электронов перестает быть периодическим и эффекты, связанные с квантованностью движения электрона, “замазываются”.

Для низкоразмерных структур, исследуемых в этой работе, возьмем в качестве оценки $l \sim d$, где d толщина пленочных структур. Тогда условие больших магнитных полей, используя (4.2), дает следующую оценку для величины магнитного поля в случае нормальных металлов

$$H[\text{кЭ}] \gg H^* = \frac{v_F mc}{el} \approx \frac{25}{d[\text{мкм}]} \quad (4.5).$$

Для $d \sim 0.1$ мкм получаем $H^* \sim 250$ кЭ, что близко к экспериментальному пределу для максимальной величины постоянного магнитного поля и выполнить надежно условие больших полей не возможно. Для краевых состояний, особенно для скользящих вдоль поверхности электронов, условие (4.5) выполнимо, поскольку для малоугловых электронов рассеяние на несовершенствах границы раздела мало. К сожалению, доля таких электронов

для рассматриваемых структур мала и, соответственно, мал их вклад в магнетосопротивление. Кроме этого, они могут не принадлежать орбитах экстремальных сечений поверхностей Ферми. Их влияние существенно возрастает тогда, когда реализуются условия статического скин-эффекта (см. гл. 1). Однако, условие реализации статического скин-эффекта $r_L < d$ аналогично (4.5). Таким образом, оно также не может быть надежно реализовано в эксперименте, хотя условие $r_L \sim d$ экспериментально достижимо.

Проведенные оценки показывают, что для исследуемых в этой работе низкоразмерных структур не следовало бы ожидать сильных зависимостей и особенностей в магнетосопротивлении, связанных с рассмотренными выше примерами. Как это будет показано ниже, это далеко не так. В отличие от рассмотренных эффектов, в которых проявляется особенности электронного строения (поверхностей Ферми), квантование их поперечного к магнитному полю движения, определяющим становится зависимость длины свободного пробега электронов (ДСПЭ) от величины и направления магнитного поля относительно границ раздела образца. Это так потому, что основной канал рассеяния электронов проводимости – рассеяние на границах раздела, длина свободного пробега в объеме велика и может существенно превышать размеры структуры.

В этой главе излагаются результаты экспериментов по исследованию гальваномагнитных свойств НПС из тугоплавких монокристаллических металлов при низких температурах. Целью этих экспериментов было выяснить на сколько существенны эффекты, связанные с большой ДСПЭ в объеме структуры, насколько важно влияние формы и геометрии проводника, его многотерминальности для магнетосопротивления. Выяснить какова роль краевых и объемных состояний в электронном транспорте исследуемых структур, провести оценку интенсивности рассеяния электронов в объеме и на границах раздела, выяснить насколько существенна электрон-дырочная

рекомбинация в магнетополевых зависимостях сопротивления W и M_o , поскольку они являются скомпенсированными металлами.

Экспериментальная установка для проведения таких измерений представлена в главе 2. Результаты экспериментального исследования зависимости электрического сопротивления от величины (магнетополевая зависимость) и направления магнитного поля (угловая зависимость магнетосопротивления), измеренного, главным образом, при температурах жидкого гелия, будут приведены для случая магнитного поля в плоскости подложки (§4.1). Этот параграф включает эксперименты для мостиковых и многотерминальных структур (соответственно, подпараграфы §4.1.1 и §4.1.2). Глава содержит также эксперименты для магнитного поля перпендикулярного плоскости структуры (§4.2), где представлены результаты экспериментов для мостиковых структур (§4.2.1) и многотерминальных структур, включая исследование эффекта Холла, (§4.2.2), а также экспериментальные результаты по поперечной магнитной фокусировке (§4.2.3).

Отметим, что гальваномагнитные исследования многотерминальных монокристаллических НПС из металлов отсутствовали к моменту началу выполнения работ по теме диссертации. Результаты исследования, приведенные в последующих параграфах главы, представлены в работах [274, 294, 307, 308, 310].

§4.1. Исследование магнетосопротивления для магнитного поля в плоскости структуры.

Исследовались планарные структуры $W(001)$, ширина дорожек которых многократно превосходила их толщину. Это было сделано в силу двух причин. Первая – необходимо было уменьшить рассеяние на боковых стенках структуры, поскольку в процессе изготовления наноструктур из исходных пленок с применением ионного травления происходила сильная эрозия их боковых стенок (более подробно об этом в гл. 3). Вторая причина – необходимо

было проверить, насколько существенна кристаллографическая симметрия проводников в экспериментах по угловой зависимости магнетосопротивления. Структуры изготавливались так, чтобы направления дорожек было вдоль основных кристаллографических направлений $[001]$ -х, либо $[010]$ -у, кроме этого нормаль к образцу была близка к направлению $[100]$ -z. В силу кубической симметрии вращение образца в плоскости х-у и при его отклонении из этой плоскости (рассматривается случай, когда магнитное поле лежит в плоскости образца и направлено вдоль тока) должно приводить к одинаковым зависимостям магнетосопротивления, возникающим из-за возможного влияния анизотропии электронного строения проводника.

§4.1.1. Мостиковые структуры.

Исследуемые мостиковые структуры представлены на рис. 4.2. Исследовались двух терминальные планарные мостики (рис. 4.2-А) и много терминальные мостиковые структуры (рис. 4.2-Б).

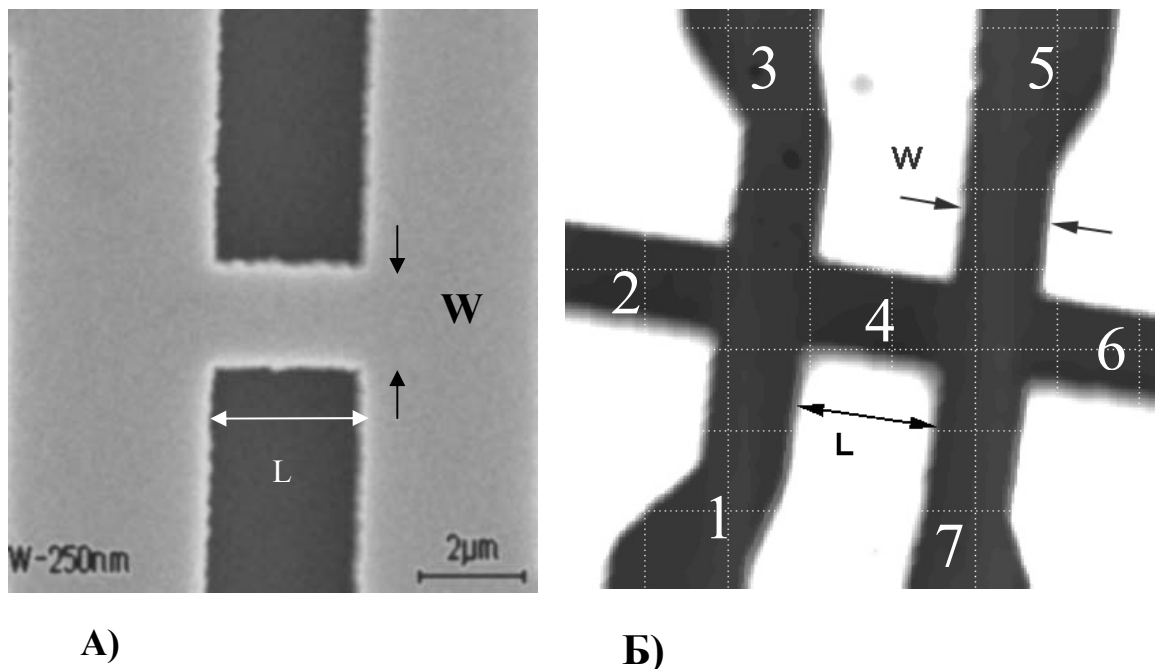


Рис. 4.2. А)-планарные мостики, Б) многотерминальные мостики.

Планарные двухтерминальные мостики. В таблице 4.1. представлены геометрические размеры мостиков. На одном чипе располагалось четыре мостика разной длины (L1-L4) с одинаковой толщиной, которая для разных образцов была $d=150, 250$ и 350 нм. Ширина мостиков была пропорциональна толщине $W=8d$. Длина мостиков также была пропорциональна толщине так, чтобы мостики были подобны друг другу в пределах одной серии (см. таблицу 4.1).

Таблица 4.1.
Геометрические размеры планарных мостиков.

Серия	Длина (ширина) в мкм для $d=150$ нм	Длина (ширина) в мкм для $d=250$ нм	Длина (ширина) в мкм для $d=350$ нм
1			
L1=4d	0.6 (1.2)	1(2)	1.4(2.8)
L2=8d	1.2(1.2)	2(2)	2.8(2.8)
L3=12d	1.8(1.2)	3(2)	4.2(2.8)
L4=40d	6(1.2)	10(2)	14(2.8)
2			
L1=2d	0.3(1.2)	0.5(2)	0.7(2.8)
L2=6d	0.9(1.2)	1.5(2)	2.1(2.8)
L3=10d	1.5(1.2)	2.5(2)	3.5(2.8)
L4=40d	6(1.2)	10(2)	14(2.8)

Измерение магнетополовой и угловой зависимости было проведено с использованием специально изготовленного штока. С помощью двух механических винтовых передач плоскость держателя образца поворачивалась относительно двух взаимно перпендикулярных осей, соответственно, на углы φ и β . Геометрия расположения образца относительно магнитного поля показана на рис. 4.3, А. Относительная точность установки углов была лучшей 0.1° .

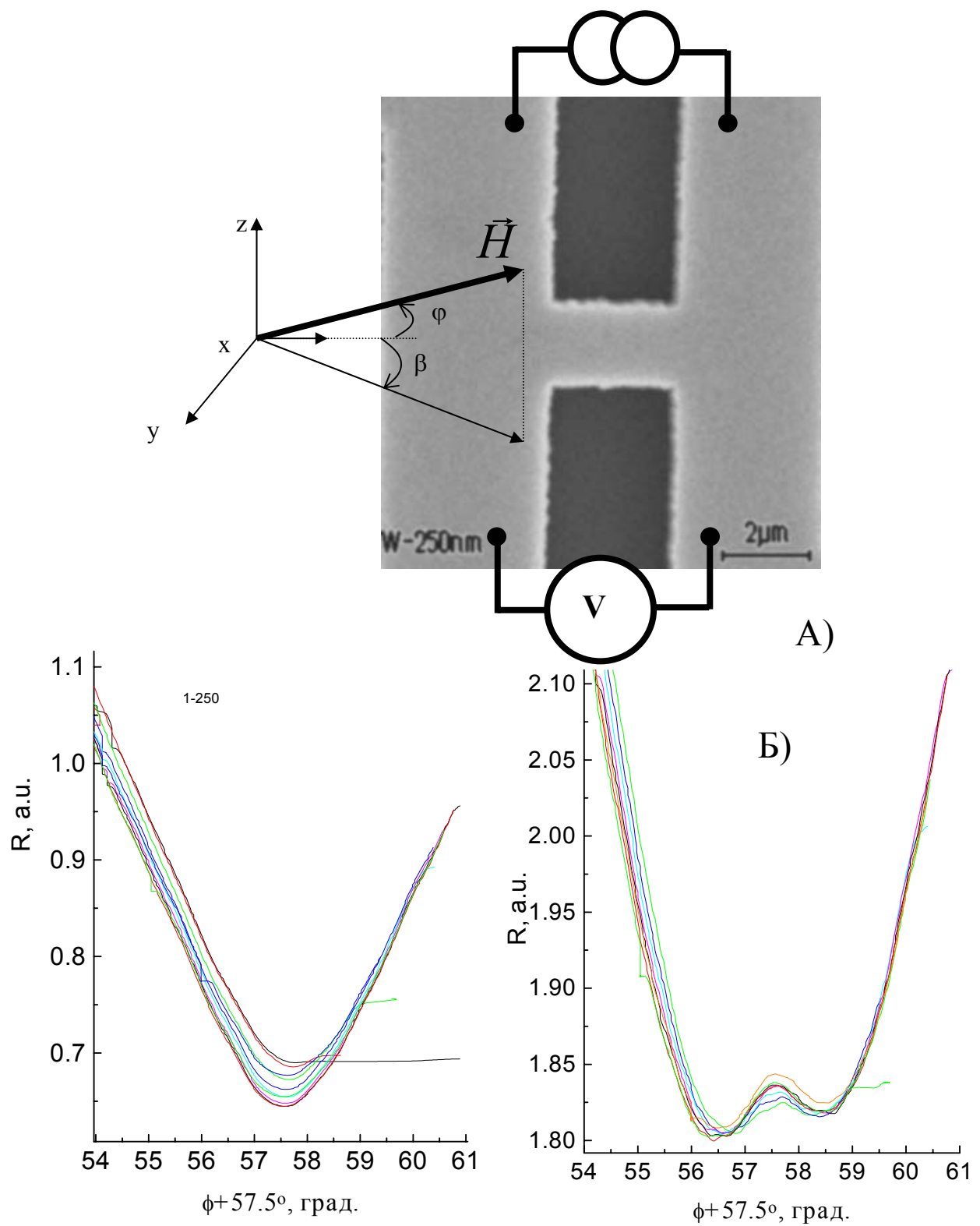


Рис. 4.3. Схема подключения структуры с обозначением направлений и углов (А) и не обработанные экспериментальные угловые зависимости (Б).

Для планарных мостиков из монокристаллических $W(100)$ пленок кристаллографическая ось $[100]$ -х была вдоль оси мостика, ось y – $[010]$ перпендикулярно мостику и находилась в плоскости образца, а ось z – $[001]$ была близка к нормали.

Абсолютная угловая юстировка образца осуществлялась с точностью в единицы угловых градусов при установке образца в шток. Далее, после помещения штока в криостат, его охлаждении до $T=4.2$ К и приложения магнитного поля ($H=150$ кЭ) образец юстировался поворотом углов φ и β (рис. 4.3, А) так, чтобы измеряемые угловые зависимости магнетосопротивления были максимально симметричны. Углы для минимальных значений (или точка симметрии) магнетосопротивления в больших полях принимались за начальные значения. Примеры юстировочных кривых показаны на рис. 4.3 (Б) при сканировании по φ при разных значениях угла β , соответственно, для длинного и короткого мостиков ($H||I$, $H=150$ кЭ, образец 1-250, где 1-ая цифра указывает на серию, а остальные на толщину, см. таблицу 4.1). Появление полок в угловой зависимости связано с тем, что при определенных значениях углов поворота образца он касался шахты криостата. В этом случае дальнейшее увеличение (уменьшение) винтовой подачи на держателе не приводило к реальному угловому изменению образца.

Диапазон изменения углов был около 10° . Использовались два положения образца в штоке. Первый показан на рис. 4.3 (А), при этом $H||I$, второй – образец при установке в шток поворачивался в плоскости x - y на 90° ($H\perp I$). Поскольку зависимость по углу β была слабой (рис. 4.3, Б, относительное изменение в пределах нескольких процентов) в основном измерялись угловые зависимости по углу φ , а угол β полагался равным $\beta=0$.

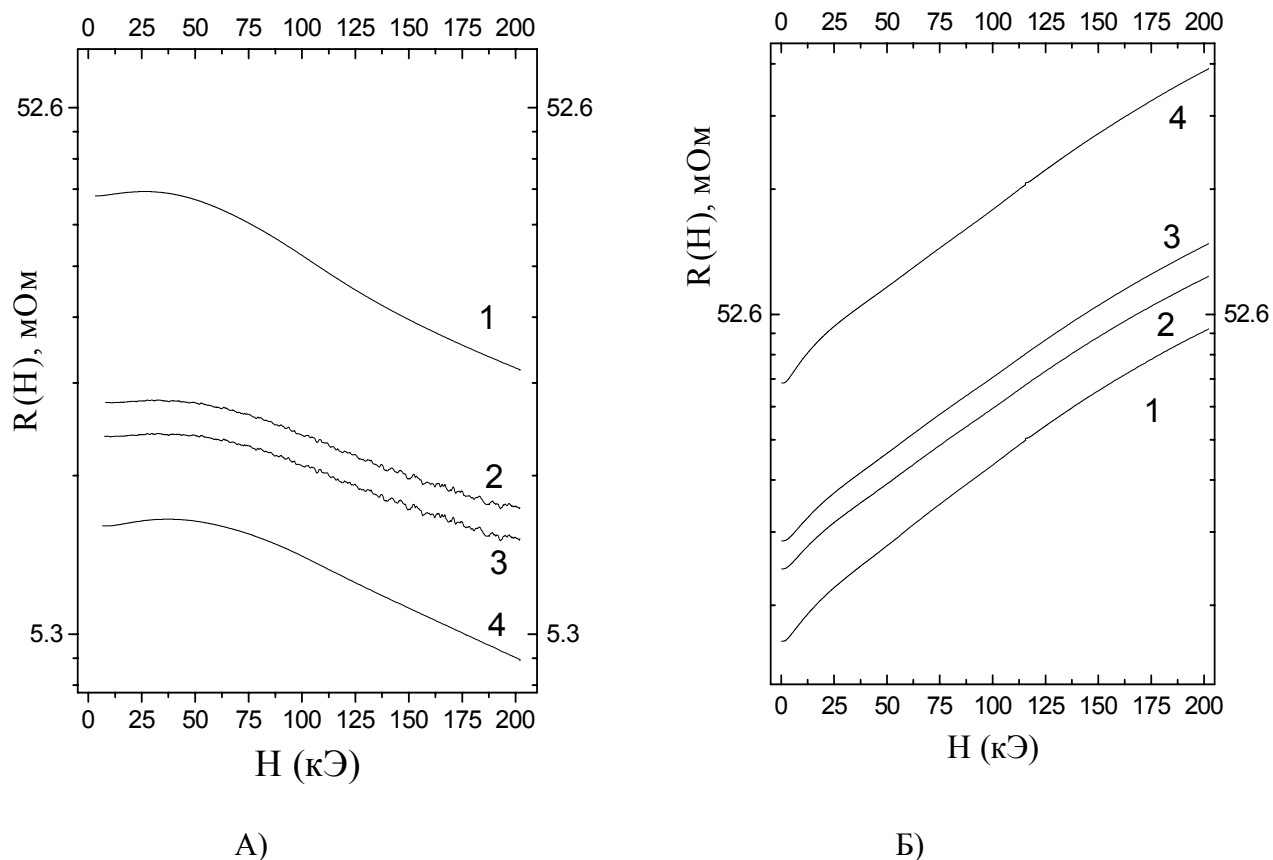


Рис. 4.4. Магнетополевая зависимость для образца 1-250 при 4.2 К. 1-4 – магнетосопротивление мостков с длиной $L1-L4$ (см. таблицу 4.1). Для А) – $H \parallel I$, для Б) – $H \perp I$.

Характерные магнетополевые зависимости сопротивления мостиков при $H \parallel I$ и $H \perp I$ показаны на рис. 4.4, соответственно, А и Б, угловые отклонения по углам φ и β нулевые.

Для $H \parallel I$ (А) магнетополевая зависимость сопротивления проходит через максимум при $H \cdot d \approx 1 \text{ Э} \cdot \text{см}$, при больших полях наблюдается отрицательное магнетосопротивление, а при $H \perp I$ (Б) наблюдается положительное магнетосопротивление во всем диапазоне магнетополевой зависимости.

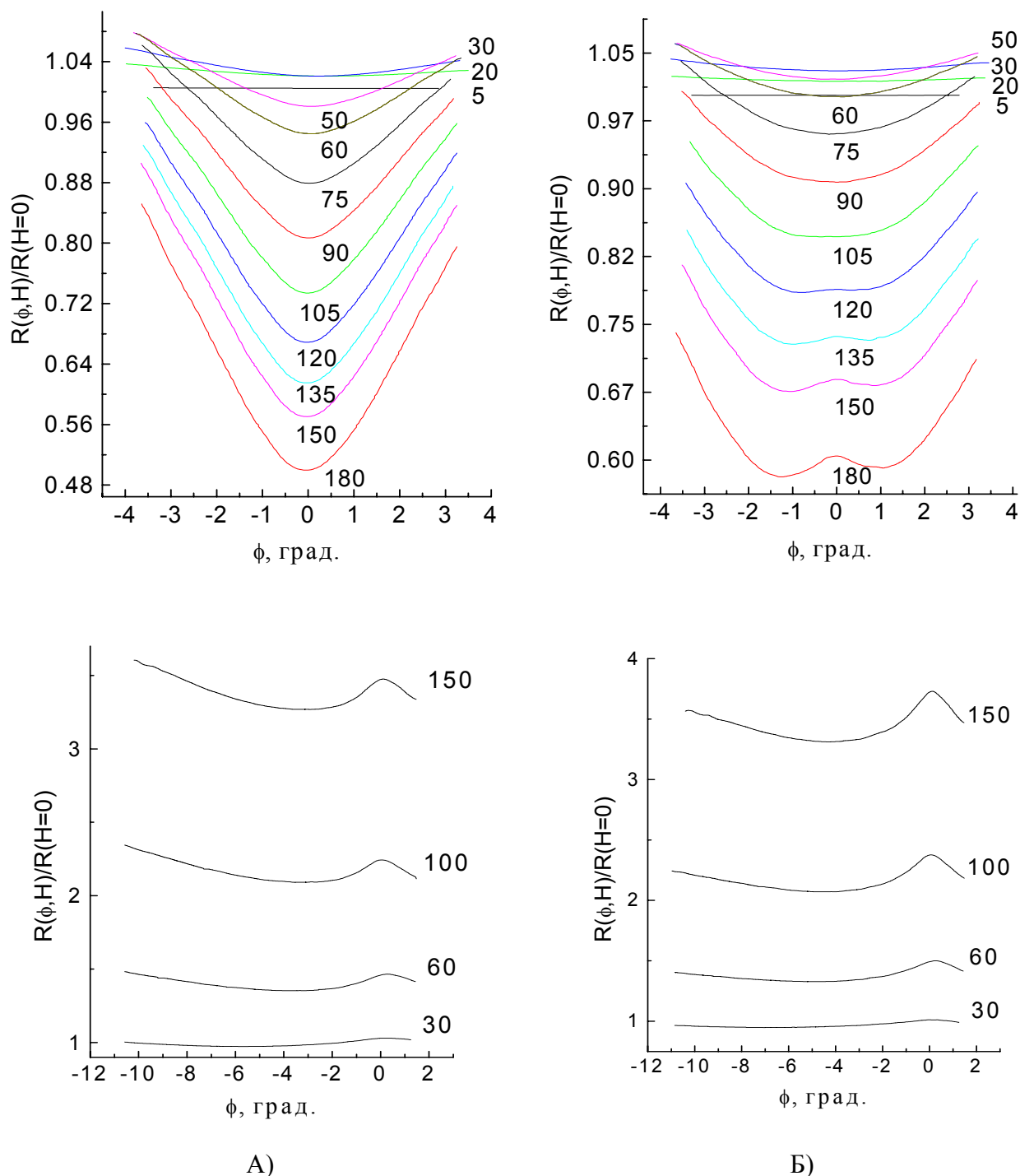


Рис. 4.5. Угловые зависимости нормированного магнетосопротивления мостика L4 (А) и L1 (Б) для $H \parallel I$ (образец 1-250)-верх и $H \perp I$ (образец 1-350) - низ, измеренные при разных значениях напряженности магнитного поля (указаны цифрами на рисунке в кЭ).

Магнетосопротивление мостиков зависит от их длины. Однако, основные особенности кривых магнетополевой зависимости (максимумы, точки перегиба и т.д.) сохраняются и качественно кривые подобны друг другу. Для угловой

зависимости магнетосопротивления это не так и наблюдаются качественные отличия (рис. 4.3, Б, левая и правая панель, соответственно).

На рис. 4.5 показаны угловые зависимости для короткого (L1) и длинного (L4) мостика при разных значениях магнитного поля. Как видно из рисунка, для короткого мостика наблюдается два минимума (Б), а для длинного – один (А) для полей с $H > 105$ кЭ при $H \parallel I$. Полученные угловые зависимости при больших магнитных полях резкие в пределах нескольких градусов. При этом угловая зависимость короткого мостика более слабая. Для $H \perp I$ угловая зависимость слабая в пределах нескольких градусов, однако, наблюдается немонотонная зависимость с максимумом в нуле, как для короткого, так и для длинного мостика.

Для более толстых пленочных структур (например, 1-350) немонотонная угловая зависимость характерна также и для длинных мостиков при $H \parallel I$ (пунктирная линия на вставке к рис. 4.6-1), однако она не столь сильно проявляется по сравнению с короткими мостиками. Для полноты результатов приведем также магнетосопротивление короткого мостика при разных значениях угла φ (рис. 4.6-1), где на вставке показана также угловая зависимость при 150 кЭ для короткого мостика (сплошная линия).

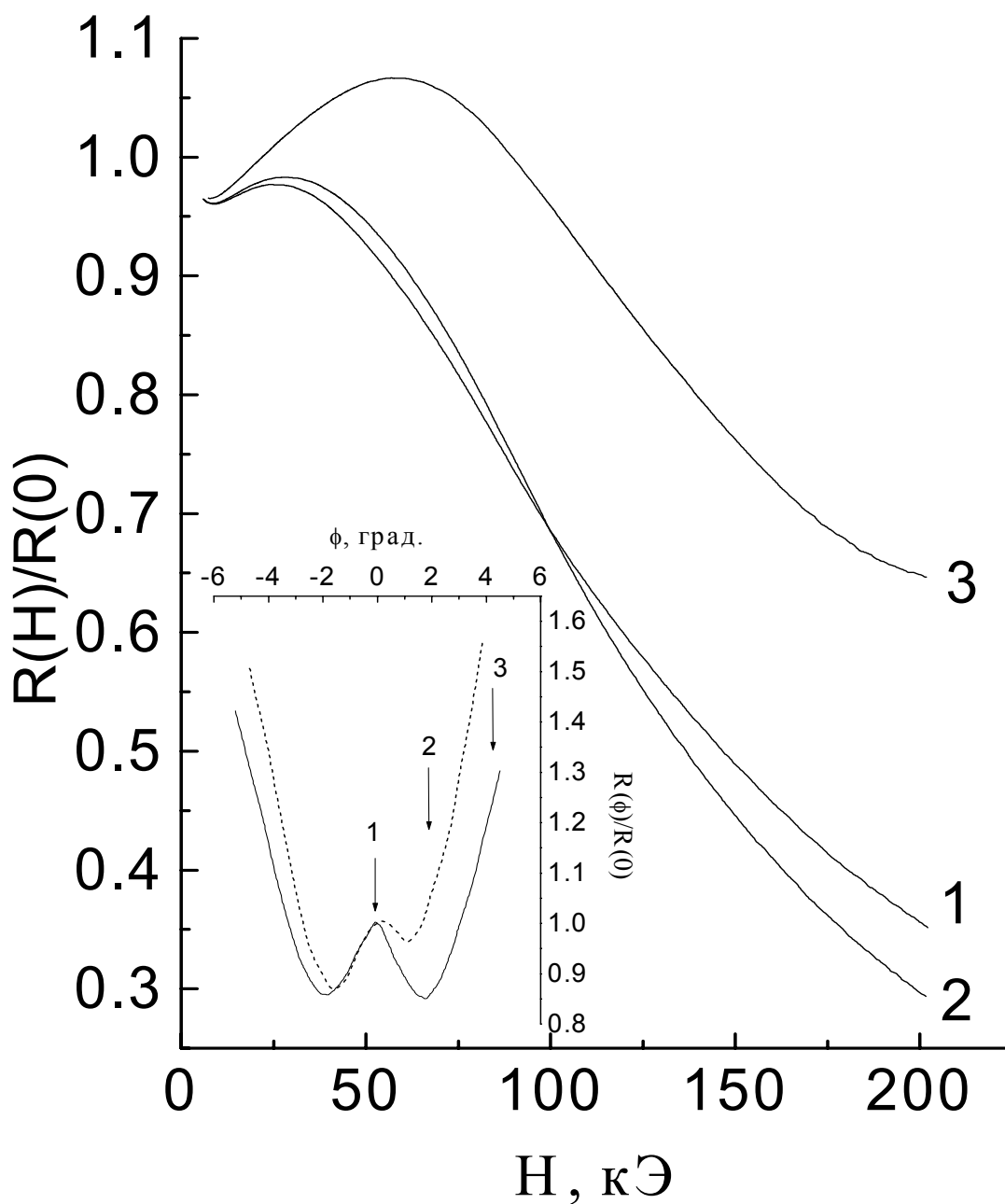


Рис. 4.6-1. Магнетополевая зависимость мостика L1 (1-350) при разных значениях угла $\phi = 0$ (1) 1.8° (2) и 4° (3). Угловая зависимость для этого мостика при $H=150$ кЭ показана на вставке сплошной линией. Вертикальными стрелками показаны угловые значения ϕ (1-3). Для сравнения (пунктирная линия) на вставке показана угловая зависимость для мостика L4 (1-350).

Отличие в магнетосопротивлении при углах $\phi = 0$ и 1.8° (соответственно, 1 и 2) не значительное, однако дальнейшее увеличения угла до 4° (3) приводит к

поднятию крыла отрицательного магнетосопротивления, которое стремится стать положительным.

Отметим также, что при $H < 3$ кЭ в магнетосопротивлении некоторых образцов (чипов) могли наблюдаться особенности в виде небольшого максимума, при этом их величина составляла несколько процентов от значения сопротивления в нулевом поле. Не было обнаружено закономерностей появления таких особенностей от толщины и длины мостиков. При понижении температуры образца с 4.2 до 1.5 К не происходило каких либо изменений в магнетосопротивлении и угловых зависимостях. По этим причинам такие особенности не могли быть объяснены когерентными эффектами, например, слабой локализацией. Поэтому эти особенности, а также несимметричность угловых зависимостей (см. вставку на рис. 4.6-1), можно отнести к не идеальности формы мостика, а также к характеристикам формы границы, разделяющей мостик и приконтактную область.

Повышение температуры до 76 К приводило к исчезновению немонотонной угловой зависимости и она становилась слабой (на уровне менее 1% во всем экспериментальном диапазоне углов). Последнее следует отнести к уменьшению ДСПЭ за счет электрон-фононного рассеяния. В области температур 4.2-30 К происходила трансформация угловой зависимости магнетосопротивления мостика L1 (350-2) при $H=165$ кЭ ($H \parallel I$) (рис. 4.6-2) от угловой зависимости с двумя минимумами ($T=4.2-21$ К) к угловой зависимости с одним минимумом ($T > 21$ К). Для больших углов φ сопротивление монотонно возрастает с температурой. Однако при малых углах, сначала происходит падение, а затем возрастание сопротивления при увеличении температуры (рис. 4.6-2, см. вставку).

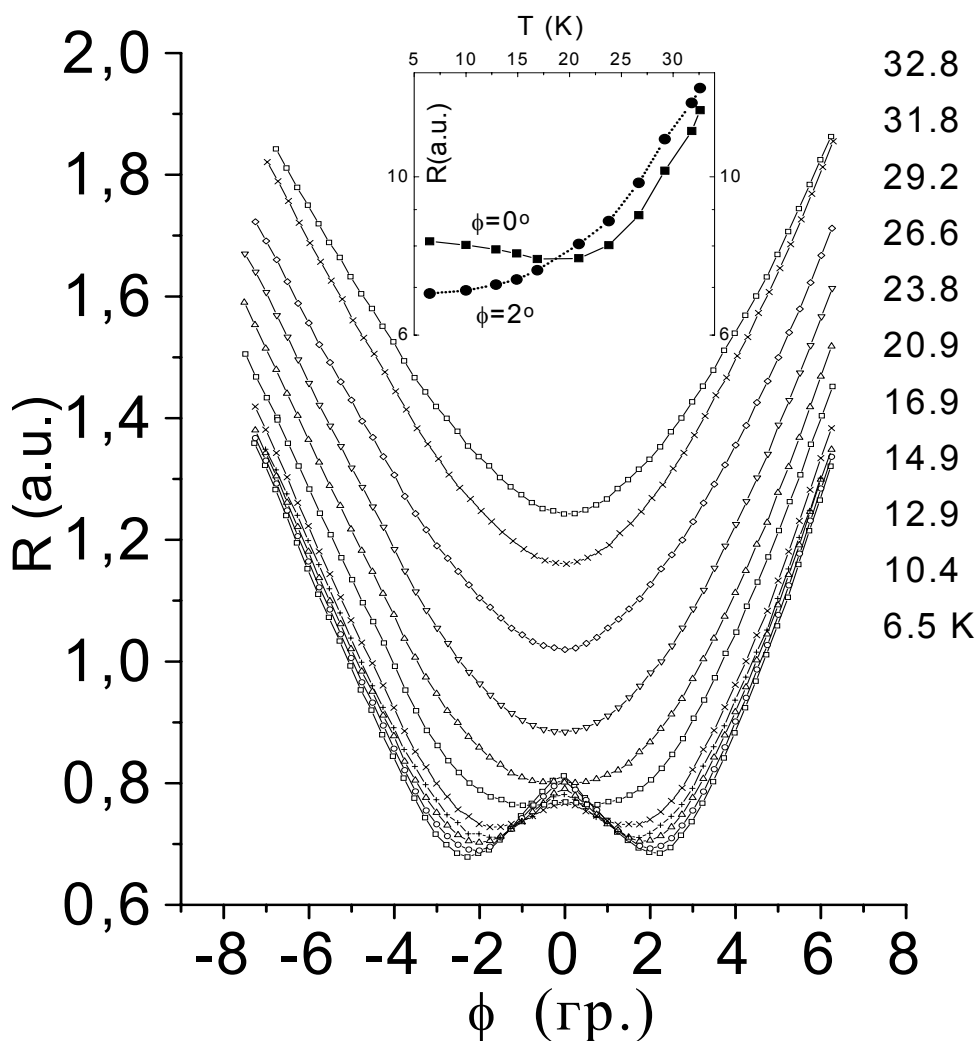


Рис. 4.6-2. Угловая зависимость магнетосопротивления мостика L1 (2-350) ($L=0.7$, $W=2.8$ и $d=0.35$ μm) при $H=165$ кЭ (данные для $H\parallel I$), измеренная в диапазоне температур 6.5-32.8 К. На вставке зависимость магнетосопротивления от температуры образца при $\phi=0^\circ$ (квадраты) и $\phi=2^\circ$ (кружки).

Обсуждение результатов для двухтерминальных мостиков.

Экспериментальные магнетополевые и угловые зависимости магнетосопротивления, полученные, в основном, при низких температурах показали сильную зависимость от направления магнитного поля: при $H\parallel I$ – отрицательное магнетосопротивление и резкие угловые зависимости в больших полях, зависящие от длины мостика, при $H\perp I$ – сильная полевая зависимость положительного магнетосопротивления и слабая угловая зависимость магнетосопротивления. Поскольку аналогичные результаты для

магнетополевой зависимости сопротивления получены для четырехтерминальных мостиков (см. ниже), то проведем обсуждение этих результатов позже.

Остановимся здесь на немонотонной угловой зависимости магнетосопротивления. Очевидно, что их следует отнести к влиянию приконтактной области мостиковой структуры. Формально можно было бы рассматривать такие структуры, при уменьшении длины мостика, как планарные мостики Шарвина. В этом случае две полуплоскости (резервуара) были бы соединены “планарной” апертурой. Однако, как легко показать, существует, дополнительно к сопротивлению апертуры, сопротивление приконтактной области, которая логарифмически зависит от латеральных размеров резервуара (см. гл. 5 для температурной зависимости сопротивления мостиков) в двумерной геометрии, которая характеризуется тем, что латеральные размеры значительно превосходят толщину резервуаров. Таким образом, экспериментально реализовать условие, когда сопротивлением приконтактной области можно пренебречь в планарной геометрии, крайне сложно, в отличие от трехмерной апертуры, когда толщина резервуара порядка его латеральных размеров. Измеряемое сопротивление “мостика” в планарной геометрии будет зависеть от сопротивления резервуара. Поскольку магнетосопротивление чувствительно к направлению магнитного поля относительно границ раздела и направлению тока (рис. 4.3 и 4.4), то следует ожидать вклад угловой зависимости магнетосопротивления приконтактной области в измеряемые зависимости. Электронам, для того, чтобы войти (или выйти) в мостик, находясь в приконтактной области, необходимо рассеяться с разворотом на $\pi/2$, например, из краевого в объемное состояния при $H \parallel I$. Объемные состояния более предпочтительны для мостика, поскольку они более подвижны при $H \parallel I$. По этой причине небольшое изменение углов наклона магнитного поля относительно плоскости образца увеличивает рассеяние электронов в объемном состоянии и повышает, тем самым, вероятность входа

(или выхода) электронов в мостик, и измеряемое сопротивление уменьшается. Кроме этого нужно учесть то, что при наклонном поле возможен уход электрона с краевого состояния в объемное [114]. Поскольку при большой ДСПЭ в объеме все рассеяние электронов сосредоточено на поверхностях, то, очевидно, что без наклонного магнитного поля объемное состояние не может образоваться в результате рассеяния электрона на поверхности проводника. Образовавшись на поверхности, оно изначально является краевым. Малое угловое отклонение способствует образованию подвижных объемных состояний. Дальнейшее увеличение угла φ вызывает значительное рассеяние (разворот) электронов непосредственно в самом мостике и измеряемое сопротивление увеличивается, приводя к немонотонной угловой зависимости. Проведенные качественные рассуждения даны для случая $H \parallel I$. В случае $H \perp I$ можно провести аналогичные рассуждения, поменяв местами приконтактную область и мостик.

Появление электрон-фононного рассеяния в объеме проводника сглаживает угловую зависимость. Поскольку объемные состояния теперь могут зарождаться в объеме пленки в результате такого рассеяния, то нет необходимости в наклонном магнитном поле. Эту роль выполняет температура, и сопротивление образца начинает падать с температурой, аналогично тому, как это происходит при наклонении магнитного поля. Дальнейшее увеличение температуры приводит к обычному возрастанию сопротивления. В результате в больших магнитных полях наблюдаются немонотонные зависимости магнетосопротивления, как от направления магнитного поля, так и от температуры. Такие зависимости связаны с тем, что в планарной геометрии двух терминальный мостик по сути является четырех терминальным H-образным проводником, поскольку существенен вклад приконтактной области в ее планарной реализации. Проявляется многотерминальность образца. Геометрия эксперимента такова, что при приложении магнитного поля электрону выгодно (он наиболее подвижен) находиться в краевом состоянии на

одном участке пути и в объемном – на другом участке при его движении через проводник. Интересно отметить то, что в [116] уход электрона с краевого состояния в объемное в наклонном магнитном поле рассматривался как один из каналов диссипации, что должно было приводить к увеличению сопротивления в статическом скин-эффекте (см. гл. 1). Для многотерминальных структур, как это видно, этот же механизм может приводить к обратному результату.

Отметим, что величина эффекта для $H \parallel I$ и $H \perp I$ не одинакова. Кроме этого, угловые зависимости при $H \parallel I$ более резкие. Количественно такие зависимости можно описать, используя модель Ландауера-Буттикера. В этом случае, такие планарные структуры – двухтерминальный мостик плюс резервуары – нужно было бы рассматривать как 4-х терминальные. Далее вводить трансмиссионные вероятности прохождения электронов из каждого электрода (на бесконечности) через приконтактную область, мостик и т.д.. Соответственно, было бы четыре терминала (на бесконечности) - два токовых и с противоположной стороны два потенциальных, далее идут приконтактные области, соединяющиеся мостиком. Однако геометрия эксперимента такова, что получаемые уравнения из-за большого числа параметров очень громоздки и требуется их численное решение. Кроме этого, расчет самих трансмиссионных вероятностей также требует отдельного, достаточно сложного расчета, например, с привлечением метода Монте-Карло. В литературе отсутствуют подобные расчеты.

Многотерминальные мостики. Кристаллографическая ось $[001]$ четырехтерминальных мостиков была направлена вдоль дорожки 2-6, изображение структуры в АСМ показано на рис. 4.2 (Б) (показан фрагмент). Четырехтерминальные мостиковые структуры были разной толщины $d=170, 290$ и 340 нм. Структура с данной толщиной изготавливалась на одном чипе (более подробно – см. главу 3). Она состояла из двух одинаковых фрагментов (на рисунке показан левый фрагмент). Оба таких фрагмента были соединены друг с другом длинным, более 10 мкм длиной мостиком 6 (показана часть его).

Ширина дорожек (W) была кратна толщине и равнялась $7d$, длина короткого мостика (4) была кратна ширине и равнялась $L=2W=14d$.

На рис. 4.7 показана схема подключения для измерения магнетосопротивления, а также определение углов при изменении направления магнитного поля относительно образца. Эксперименты проводились для двух положений образца.

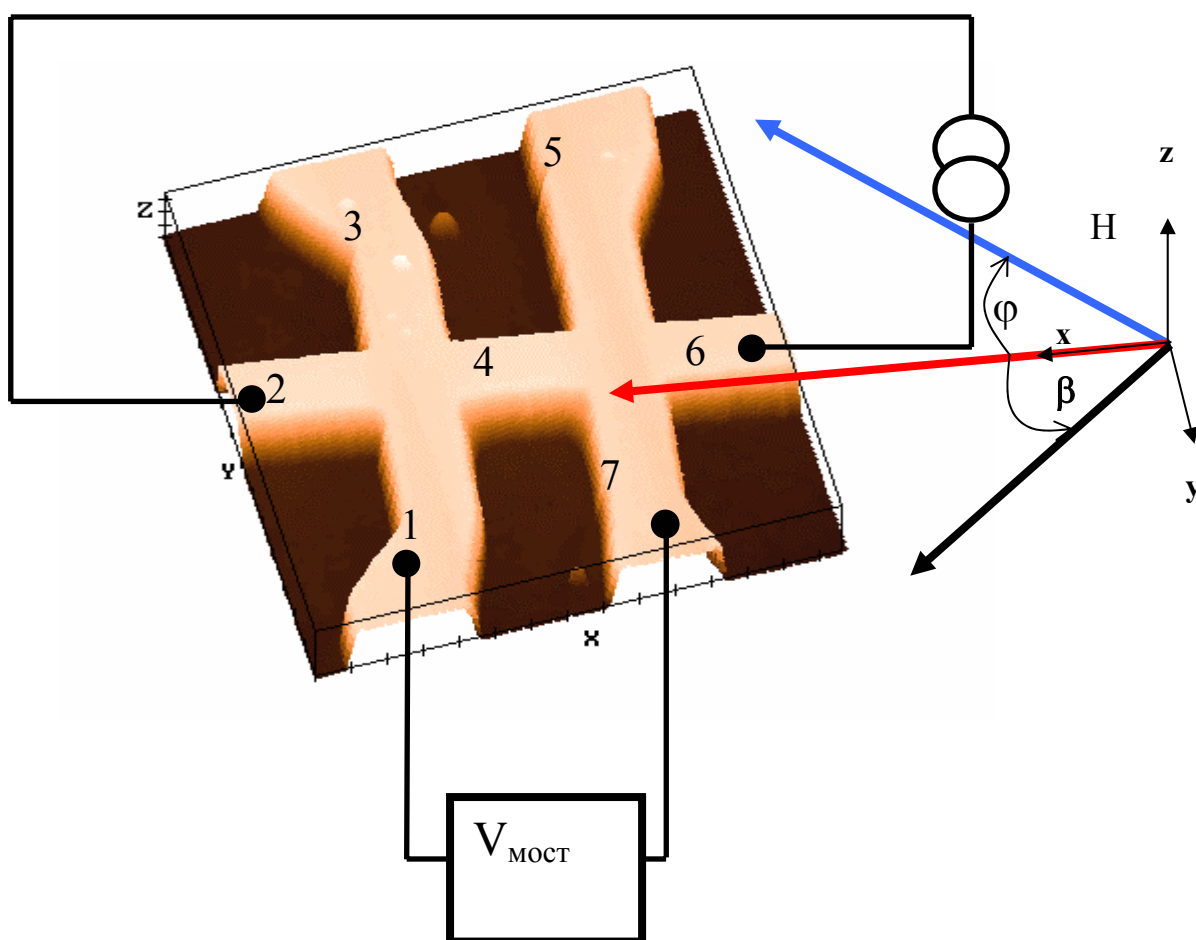


Рис. 4.7. Схема подключения для измерения электрического сопротивления короткого мостика. Справа показано изменение направления магнитного поля относительно образца при угловых измерениях ($H \parallel I$). Угол φ определяет вращение в плоскости x - z , угол β - в плоскости x - y . При угловых измерениях для $H \perp I$ – образец был развернут на 90° вращением в плоскости x - y . Источник тока подключен к 2-6, а преусилитель – к 1-7. Оси x , y , z соответствуют базисным осям $[100]$, $[010]$ и $[001]$ пленки металла.

Первое положение – магнитное поле параллельно току ($H \parallel I$, при нулевых углах отклонения) – показано на рис. 4.7, и при $H \perp I$ – образец при установке в шток разворачивался на 90° в плоскости x - y . Угловая юстировка образца проводилась аналогично юстировке двухтерминальных мостиков.

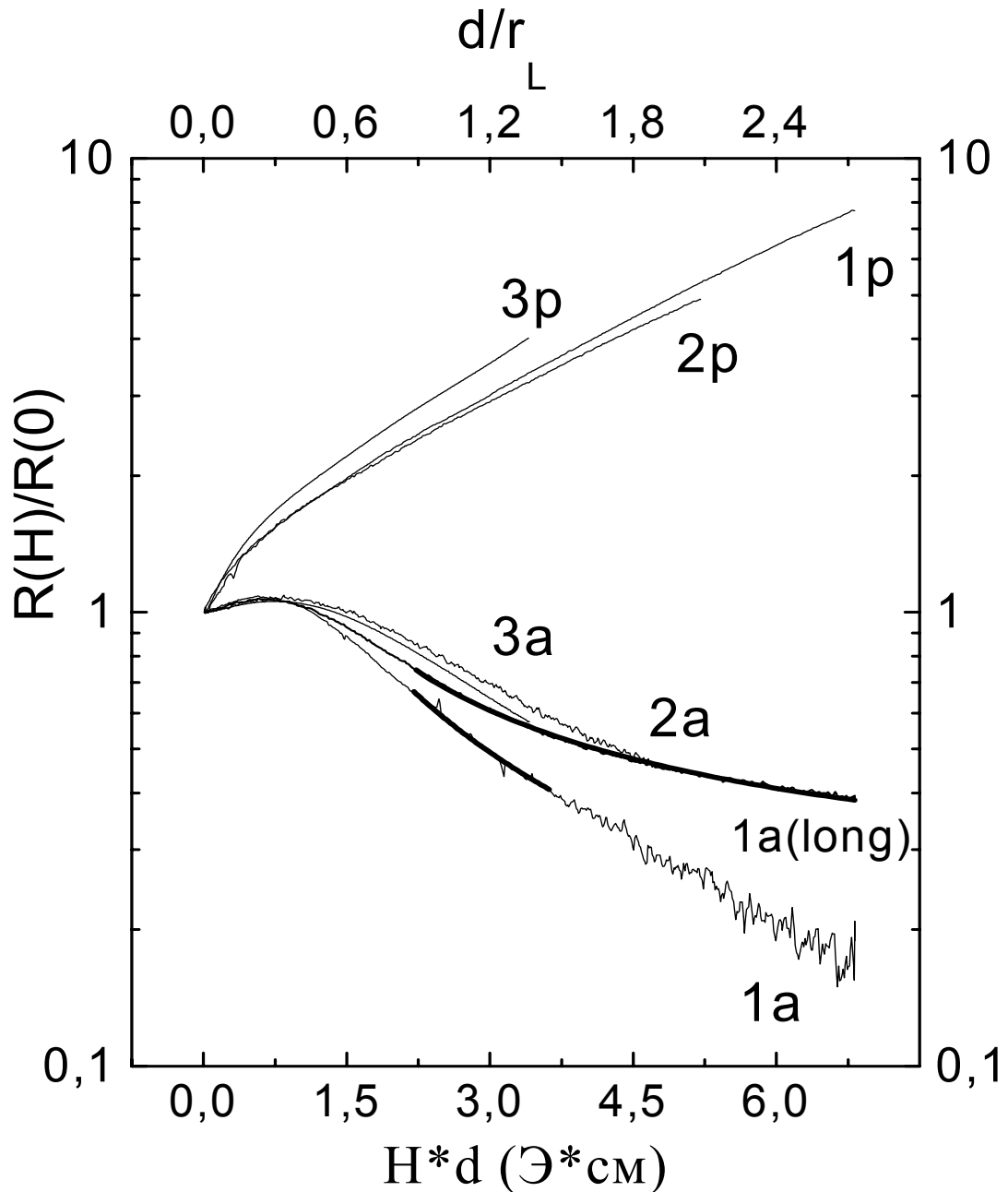


Рис. 4.8. Нормированные зависимости магнетосопротивления $R(H)/R(0)$ короткого мостика для $H \parallel I$ – кривые 1a-3a, для $H \perp I$ – 1p-3p (во всех случаях – поле в плоскости образца). Номера кривых соответствуют их разной толщине: 1- 340 нм, 2- 290 нм и 3- 170 нм. Кривая 1a(long) – магнетосопротивление для длинного (более 10 мкм) мостика с $d=340$ нм при $H \parallel I$. Выделенный жирной линией участок кривых – подгонка по формуле 4.7. Нижняя ось представлена в единицах $H \cdot d$, а верхняя в d/r_L .

Магнетополева́я зависимость нормированного магнетосопротивления короткого мостика показано на рис. 4.8 для разных значений толщины структур в конфигурации, когда $H \perp I$ ($R_{\perp}(H)/R(0)$) – зависимости 1p-3p, а также для случая $H \parallel I$ ($R_{\parallel}(H)/R(0)$) – зависимости 1a-3a). Нижняя ось представлена в шкале $H*d$, что пропорционально зависимости от d/r_L (верхняя ось).

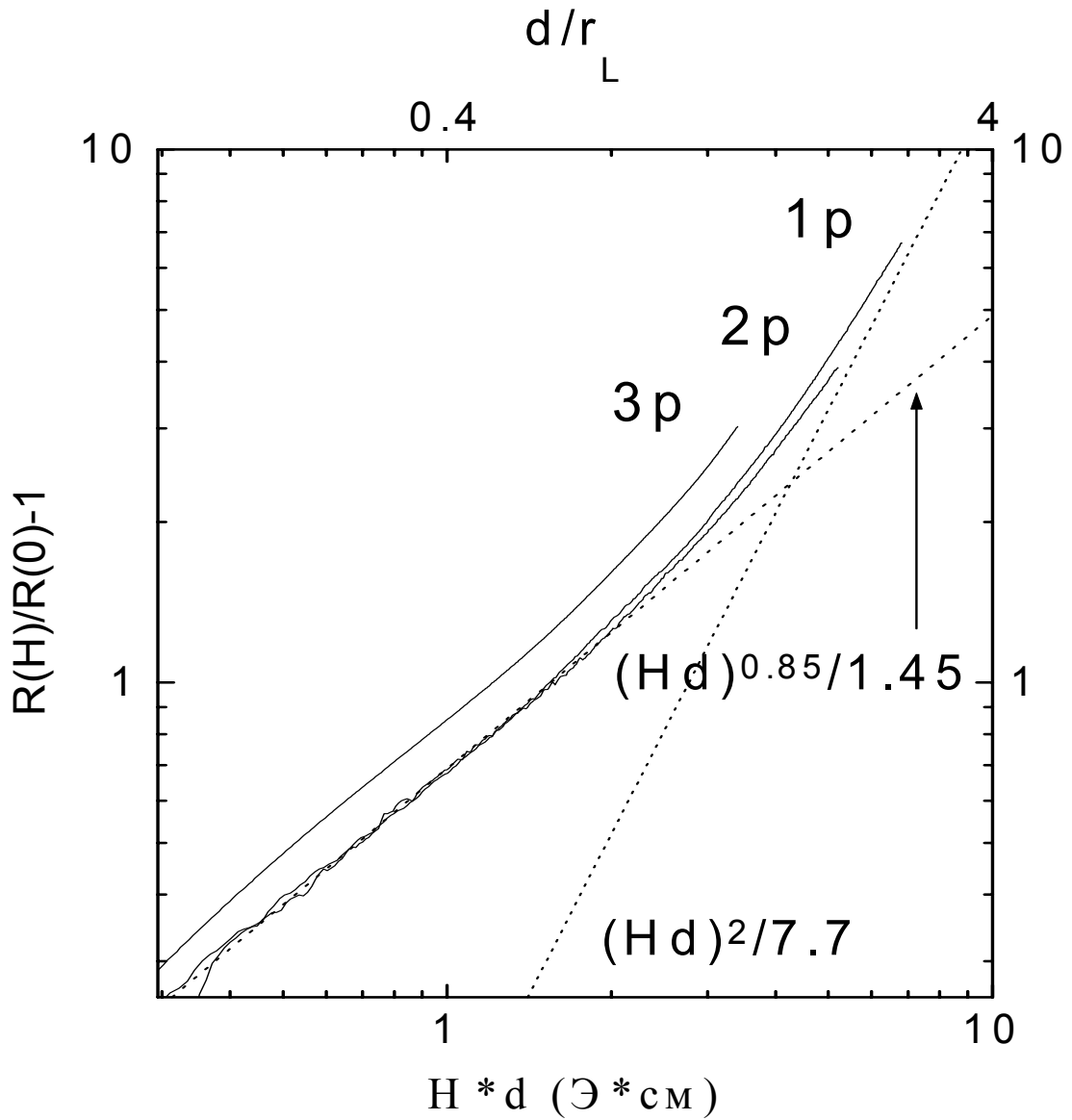


Рис. 4.9. Зависимость $(R_{\perp}(H)/R(0)-1)$ в логарифмических координатах. Толщина образца для 1p-3p, соответственно, 340, 290 и 170 нм. Точечные линии подгонка по степенной зависимости.

Для последнего пересчет масштаба нижней оси в масштаб верхней оси проводился с использованием формул (4.2) и (4.5), где считалось, что $v_{\perp}=v_F$:

$$\frac{d}{r_L} \cong \frac{Hd}{2.5[\mathcal{E}^* \text{ см}]} \quad (4.6).$$

Как видно из приведенных данных, кривые (соответственно, отдельно для $H \perp I$ и $H \parallel I$) ведут себя подобно, а их особые точки (максимумы, точки перегиба и т.д.) в этих координатах имеют близкие значения.

Аналогично, как и для двух терминального мостика, для $H \parallel I$ кривые проходят максимум при $H^*d \cong 1 \mathcal{E}^* \text{ см}$ ($d/r_L \cong 0.4$). При больших полях $d/r_L \geq 0.4$ $R_{\parallel}(H)/R_{\parallel}(0)$ убывает (отрицательное магнетосопротивление). $R_{\perp}(H)/R_{\perp}(0)$ – возрастающая функция магнитного поля (положительное магнетосопротивление). При больших полях различие в значениях нормированного сопротивления для $H \parallel I$ и $H \perp I$ может доходить почти до двух порядков.

Поскольку исследуемые мостики были многотерминальными, то для проведения более простых оценок ДСПЭ в объеме на этом же рисунке приведена зависимость $R_{\parallel}(H)/R(0)$ для длинного мостика, когда вкладом контактных потенциалов можно пренебречь. Как видно, эта зависимость в больших полях имеет тенденцию к насыщению. Подгонка кривых по формуле (после преобразования (1.98))

$$\frac{R(H)}{R(0)} = k_1(1 + k_2 \frac{r_L}{d}) \quad (4.7),$$

дало значение подгоночных параметров $k_1=0.21$ (0.0005) и $k_2*k_1=0.47$ (0.59) для длинного (соответственно в скобках - короткого) мостика (рис. 4.8, 1a(long) и 1a). В пределе больших полей ($r_L \ll d$) получаем следующую оценку ДСПЭ в объеме l_b для длинного мостика:

$$\frac{R(H)}{R(0)} = \frac{l_{eff}}{l_b} \approx 0.21 \quad (4.8),$$

при $l_{eff} \sim 10d \cong 3.4$ мкм (см. размерную зависимость сопротивления в гл. 3)

$$l_b \cong 15 \text{ мкм} \quad (4.9).$$

Для короткого мостика такая оценка дает величину пробега в объеме (7000 мкм), почти на два порядка большую величину. Такое различие следует отнести к влиянию длины мостика. Поскольку потенциал потенциального электрода пропорционален входящему в него току, то малая вероятность рассеяния электронов на длине короткого мостика приводит к тому, что поток неравновесных электронов в потенциальные электроды будет близок друг к другу, и, тем самым, будет мала разность потенциалов, что наблюдается экспериментально. Можно предположить, что в больших магнитных полях появление спиральных траекторий приводит к некоторой дополнительной угловой коллимации неравновесных электронов, усиливая этот эффект коллимации в отсутствии магнитного поля (см. гл. 1). Более подробно влияние многотерминальности обсуждается также в следующем параграфе, наиболее сильно проявляющейся при больших магнитных полях.

В отличие от случая $B \parallel I$, зависимость $R_{\perp}(H)/R(0)$ при больших полях проявляет положительную зависимость и не насыщается. В качестве доказательства приведена зависимость $R_{\perp}(H)/R_{\perp}(0)-1$ (Рис. 4.9) в логарифмических координатах. Как видно из этого рисунка, зависимости для разных образцов подобны друг другу. В малых полях зависимость квазилинейна с показателем степени около 0.85. При $H^*d > 2.3$ Э*см ($d/r_L \approx 1$), она имеет тенденцию к переходу на квадратичную зависимость.

При отклонении магнитного поля относительно образца в плоскости x-z (угол φ на рис. 4.7) когда $H \parallel I$, магнетополевая зависимость магнетосопротивления трансформируется и становится похожей на случай $B \perp I$. При этом максимум магнетосопротивления сдвигается в область больших полей, крыло отрицательного магнетосопротивления поднимается, магнетосопротивление имеет тенденцию стать положительным (рис. 4.10).

Угловая зависимость магнетосопротивления по углу φ (показана на вставке к рис. 4.10) резкая при больших магнитных полях ($d/r_L \sim 1$) с характерным масштабом порядка углового градуса. Предполагая, что этот характерный угол

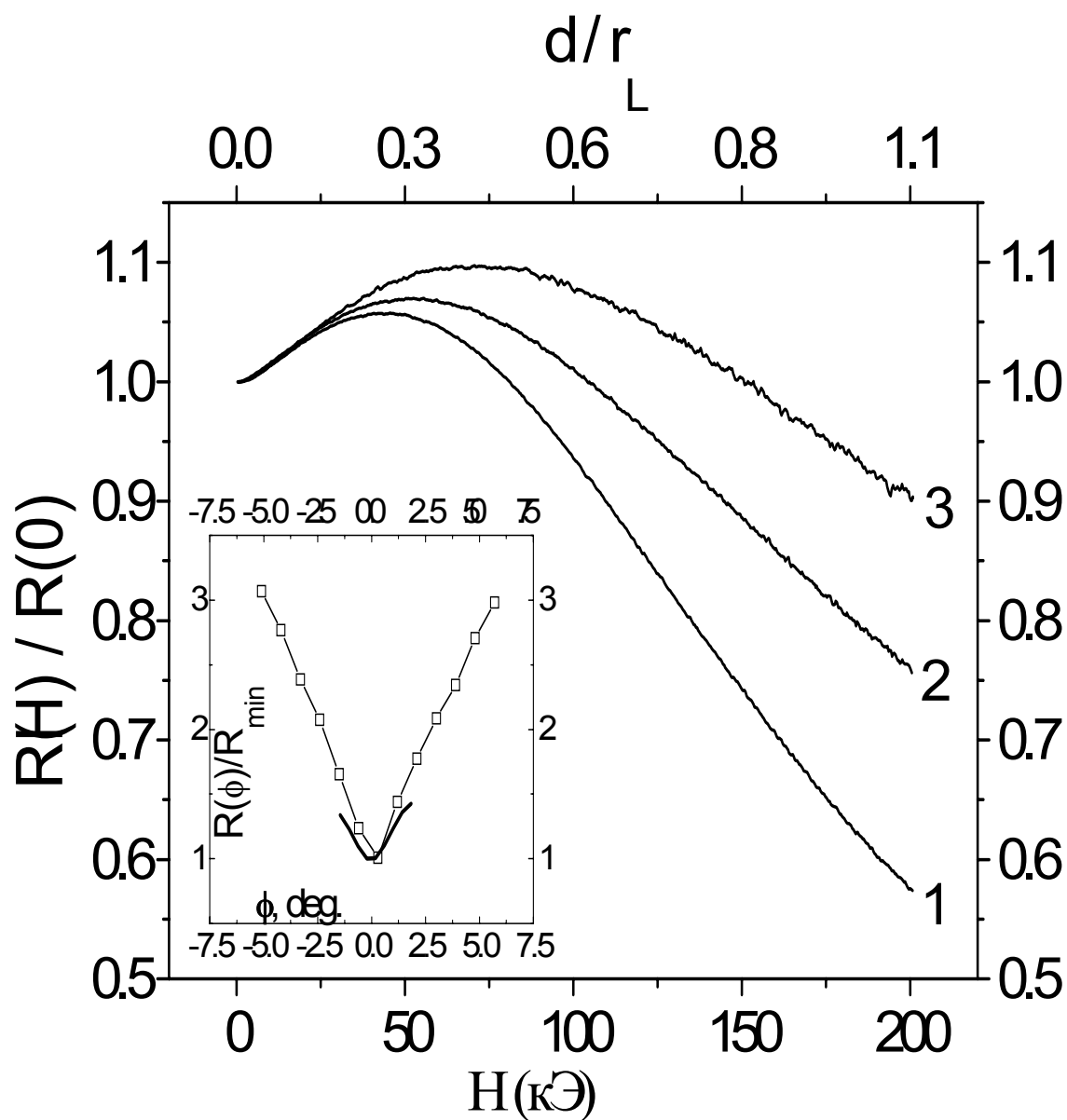


Рис. 4.10. Зависимость магнетосопротивления короткого мостика толщиной 170 нм при отклонении образца относительно H в плоскости x - z , $\varphi=0^\circ$ (1), 1.4° (2), 2.25° (3). На вставке показано угловая зависимость нормированного магнетосопротивления мостика при $H=200$ кЭ (сплошная линия), и для мостика с $d=290$ нм при $H=165$ кЭ (квадраты).

$$\varphi^* \propto \frac{d}{l^*} \quad (4.10),$$

где l^* - некоторый характерный масштаб длины, получаем оценку для этой величины

$$l^* \cong 10 \text{ мкм} \quad (4.11).$$

В малых магнитных полях, а также в геометрии, когда $B \perp I$, угловая зависимость слабая. Плавная (в масштабе градусов) зависимость наблюдается при вращении образца в плоскости x - y (угол β на рис. 4.7) при $B \parallel I$ даже в больших магнитных полях.

Обсуждение результатов для мостиковых структур. Для объяснения полученных результатов магнетополевых и угловых зависимостей сопротивления мостиковых структур используем следующие (обоснование и более подробное обсуждение будет приведено ниже):

- 1). Основным каналом рассеяния (диссипации импульса, либо его средней величины вдоль тока) носителей заряда в исследованных структурах является рассеяние на границах раздела. Рассеивающий потенциал локализован в приповерхностной (на границах раздела) области. Интенсивность рассеяния носителей заряда в объеме структур, по крайней мере, на порядок меньше.
- 2). В электронном транспорте исследованных структур, наряду с краевыми состояниями, играющими наиболее важную роль в транспорте при малых и средних магнитных полях, существенно появление объемных состояний при $d/r_L \sim 1$. В таких условиях, при $B \parallel I$ вклад этих состояний в магнетосопротивление (проводимость) становится большим. Для $B \perp I$ этот вклад в проводимость остается малым во всем диапазоне магнетополевой зависимости, и определяющую роль сохраняют краевые состояния.
- 3). В первом приближении (для качественного рассмотрения), можно пренебречь деталями строения Ферми поверхностей. Однако наличие электронных и дырочных носителей заряда, может быть существенно при их рассеянии на шероховатостях границ раздела. Вклад рассеяний при переходе

электронное состояние – дырочное состояние (рекомбинация) в магнетосопротивлении становится определяющим в больших магнитных полях. Обоснование п. 1 следует из наблюдения резких угловых зависимостей магнетосопротивления. Если основной рассеивающий потенциал находился бы в объеме структуры, зависимость длины свободного пробега носителей заряда была бы плавной (с характерным углом порядка 1 радиан), и наблюдалось бы только положительная магнетополевая зависимость. Возможным механизмом появления резких угловых зависимостей оставалась бы только сильная анизотропия плотности состояний на поверхности Ферми. Однако то, что при вращении образца в плоскости x - y угловые эффекты на порядок меньше, чем при вращении в плоскости x - z , исключает такую возможность. Из-за используемой кристаллографической симметрии (кубическая симметрия, мостик ориентирован вдоль осей $[100]$ - x , $[010]$ - y и $[001]$ - z) образца такие вращения должны были бы дать сопоставимые эффекты, если анизотропия электронного строения была бы определяющей. Однако, это не так. Определяющей становится геометрическая форма проводника, при этом существенно то, что толщина мостика много меньше его ширины. Это объясняет слабую и сильную зависимость при вращении образца в плоскости x - y и x - z , соответственно.

Оценка характерного масштаба длины по формуле (4.11), полученная из угловых зависимостей, дает значение $l^* \sim 10$ мкм. Рассматривая l^* , как некоторую длину свободного пробега, можно отметить, что она на порядок превышает эффективную ДСПЭ (см. в гл. 3), которая получена из размерной зависимости сопротивления пленок и составляет $l_{eff} \sim 10d \sim 1$ мкм. Величина l^* также хорошо согласуется с ДСПЭ в объеме (оценка 4.9). Если считать, что $l^* \sim l_b$, то объяснение наблюдаемых резких угловых зависимостей становится естественным. Рис. 4.11 поясняет проводимые рассуждения, а также появление характерного углового масштаба $\phi^* \sim d/l_b \sim 1^\circ$. При $B \parallel I$ существуют объемные спиральные траектории, не взаимодействующие (1) с границами раздела (при

квантово-механическом рассмотрении – слабо взаимодействующие с границами раздела), для которых в пределе $d/r_L \gg 1$ ДСПЭ становится равной ДСПЭ в объеме структуры. Это так, поскольку радиус спирали при больших полях сжимается, ее длина становится равной длине ее оси, и нет взаимодействия с рассеивающим поверхностным потенциалом. Эффект аналогичен отрицательному магнетосопротивления в продольных полях (см. гл. 1).

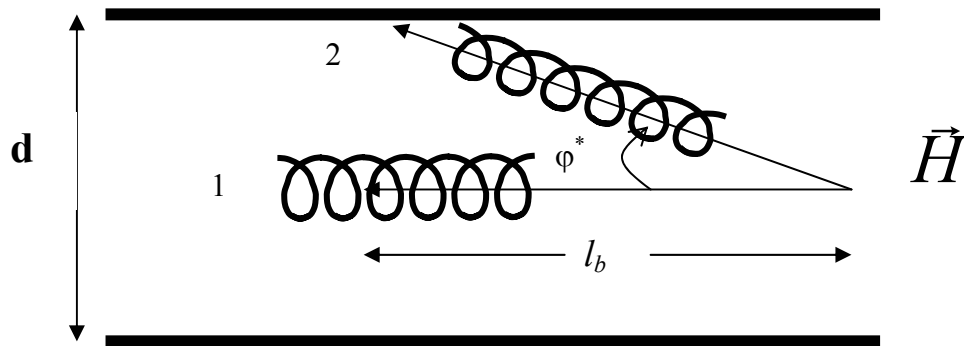


Рис. 4.11. Спиральные траектории (объемные состояния) электронов при H вдоль поверхности пленки (1) и под углом φ^* (2) к поверхности.

При угловом отклонении магнитного поля – появляется взаимодействие с поверхностью (рис. 4.11, траектория 2). Считая акт взаимодействия с поверхностью катастрофичным рассеянием, получаем, что длина свободного пробега для таких состояний начинает существенно уменьшаться при углах $\varphi^* \sim d/l_b \sim 10^{-2}$ рад $\sim 1^\circ$ в согласии с экспериментом. Используя экспериментальные данные для $B \parallel I$ и $B \perp I$ и приведенные выше рассуждения, приходим к результатам п.2.

На основе существующих квазиклассических моделей электронного транспорта в магнитных полях, а также модельных представлений п.п.1-2, можно количественно (более точное описание требует численного расчета, который отсутствует в публикациях) объяснить полученные зависимости. Отметим, что рассеяние электрона при взаимодействии с поверхностью и связь такого

рассеяния с появлением электрического сопротивления при приложении магнитного поля не тривиально и требует специального рассмотрения. Так, например, в некоторых ранних публикациях формально рассматривались ДСПЭ при рассеянии электронов на шероховатостях границ раздела (для скачущих орбит), как некоторая эффективная длина пробега, используемая для подстановки в удельную проводимость по формуле Друде-Лоренца, при этом рассматривался случай зеркальной поверхности и $\text{ДСПЭ} = l_{\text{bulk}}$, и случай диффузного рассеяния – $\text{ДСПЭ} = r_L$. Такая ДСПЭ не имеет отношения к появлению электрического сопротивления [114, 11], хотя важна при расчете, например, столкновительного уширения МПУ. Проводимое ниже рассмотрение необходимо в связи с п.3, а также потому, что электрон-дырочная рекомбинация рассматривалась при наличии одной поверхности раздела (полубесконечной среды) [11, 114].

То, что при больших магнитных полях подавляется рассеяние электронов, принадлежащих краевым состояниям, хорошо было понято и объяснено при исследовании магнетосопротивления двумерного электронного газа (в экспериментах $\text{H}\perp\text{I}$ и поле перпендикулярно плоскости структуры) (см. гл. 1), однако это был случай носителей заряда одного знака. Следуя этим рассуждениям, проведем анализ вклада поверхностного рассеяния электронов, принадлежащих краевым состояниям, на шероховатостях (неоднородностях) границы раздела. В нашем случае, как это будет видно далее, помимо электронов необходимо также учесть присутствие носителей заряда другого знака – дырок, поскольку W и Mo скомпенсированные металлы.

Для упрощения вопроса, не будем выписывать простые, но громоздкие уравнения Больцмана или Блоха для заряженной частицы в магнитном поле. Введем ее средний импульс вдоль тока $\langle p_x \rangle$ и приращение ее энергии ΔE , возникающей под действием электрического поля, обозначим заряд частицы как q . Связь ΔE с приложенным электрическим полем напряженностью E_x ,

вызывающей ток в образце, и временем рассеяния τ , используя известные приближения уравнения Больцмана для металлов, определяется как

$$\Delta E = qE_x \frac{\langle p_x \rangle}{m} \tau \quad (4.12).$$

Как видно из этого уравнения, знак приращения энергии зависит от направления движения частиц, при $\langle p_x \rangle \neq 0$, и знака заряда частицы q . Кроме этого нужно учесть, что при больших магнитных полях частицы на скачущих орбитах с разным направлением их скорости вдоль x двигаются по разным поверхностям раздела проводника.

В теории электронного транспорта металлов уравнение (4.12) хорошо известно и определяет энергетический дисбаланс, возникающий из-за работы внешних электрических сил, направленных на изменение энергии частицы. Зависимость ее энергии от направления движения частицы вызывает, как известно, дисбаланс в заселенности уровней, приводя к появлению результирующего тока в проводнике, который в равновесных условиях равен нулю. Этот дисбаланс (его стационарность) поддерживается двумя факторами: работой электрических сил – вызывающих дисбаланс, и процессами рассеяния с некоторым характерным временем τ (вместо него можно ввести некоторую длину $l = v_F \tau$), стремящимися привести систему частиц в равновесие. Именно только такие процессы рассеяния эффективны для появления электрического сопротивления [11].

Хорошо известно, что транспортное время может быть много больше времени свободного пробега (времени жизни состояния) при, например, существенности малоугловых рассеяний (см. гл. 1). Время разворота частицы в этом случае превышает время свободного пробега, и оно будет определяться многократным рассеянием на малый угол. Рассеяние на большой угол, как легко понять, “катастрофично”. В этом случае время свободного пробега и транспортное время близки к друг другу (соответственно ДСПЭ близка к транспортной длине). При наложении внешнего магнитного поля такие простые рассуждения

перестают быть правильными. В качестве примера покажем, что поворот частицы на угол близкий к 180° (формально “катастрофичное” рассеяние) при определенных условиях может стать не эффективным и не будет напрямую влиять на транспортное время.

Рис. 4.12 поясняет проводимые рассуждения. В больших магнитных полях и при приложении электрического поля вдоль x - электроны и дырки на скачущих орбитах, двигающиеся по верхней границе пленки, получают положительную дополнительную энергию в соответствии с формулой (4.12), так как $q < p_x >$ больше нуля, а двигающиеся на нижней - отрицательную.

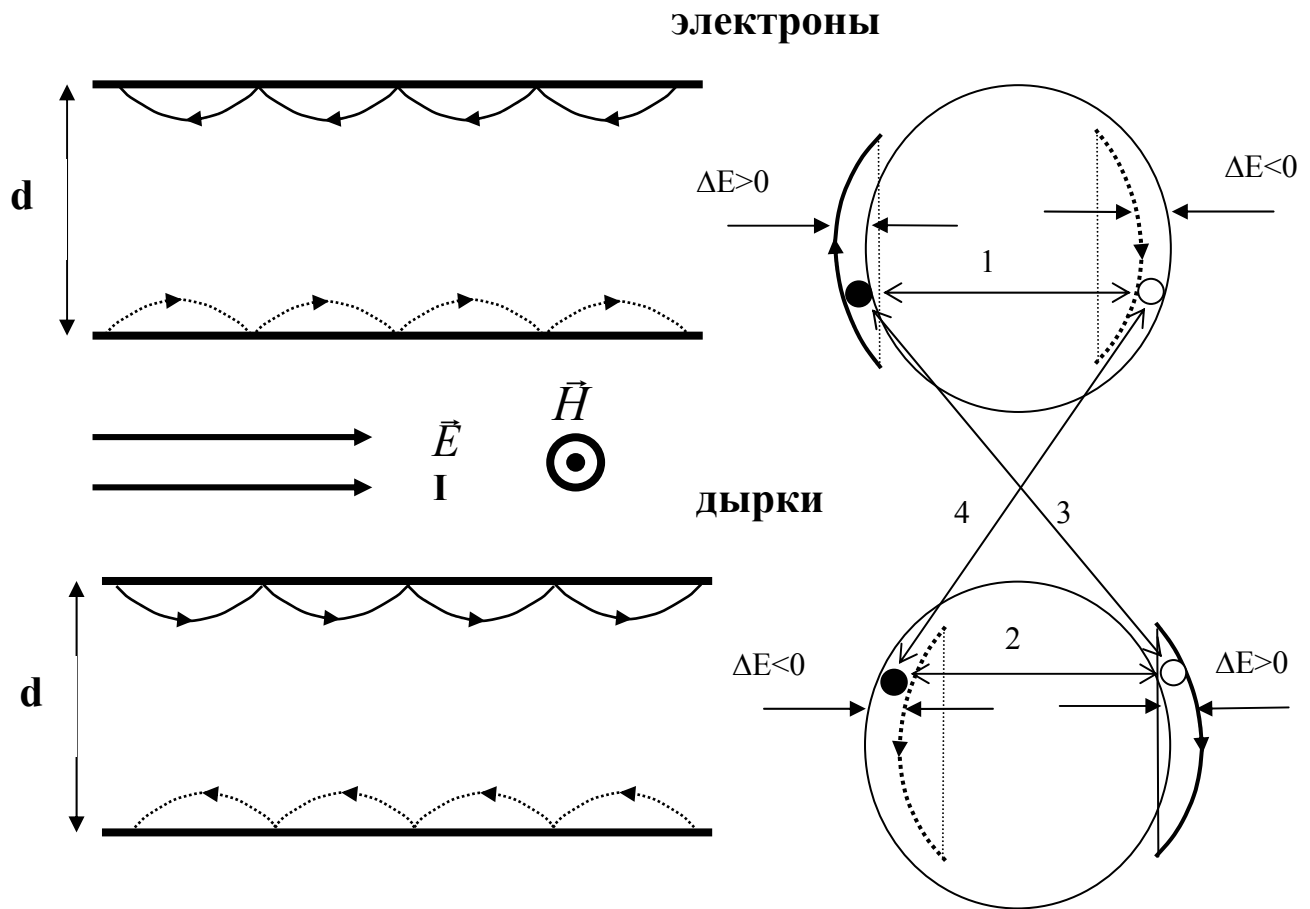


Рис. 4.12. Движение электронов и дырок в реальном (слева) и в k пространствах (справа) в магнитном и электрическом полях для краевых состояний. По пленке течет ток – слева - направо. ΔE – добавочная энергия (4.12) частиц, получаемая от действия электрического поля. Жирные линии – траектории с $\Delta E > 0$, а точечные - $\Delta E < 0$. Переходы (рассеяния) 1-4 - электронов и дырок устанавливают равновесие в системе. При $r_L \ll d$ переходы 1-2 подавлены, поскольку частицы принадлежат краевым состояниям на разных поверхностях пленки, а 3-4 остаются.

Справа на рисунке показаны орбиты в k -пространстве, сдвинутые относительно уровня Ферми в состоянии равновесия. При рассеянии частиц (переходы 1-4) система стремиться прийти в равновесие с нулевым результирующим током, при этом сохраняется стационарный дисбаланс в заселенности уровней (в соответствии с (4.12) ΔE не равно нулю). В пленке протекает стационарный ток вдоль электрического поля, поскольку заселенность электронных состояний для верхней и нижней границы проводника не одинаково.

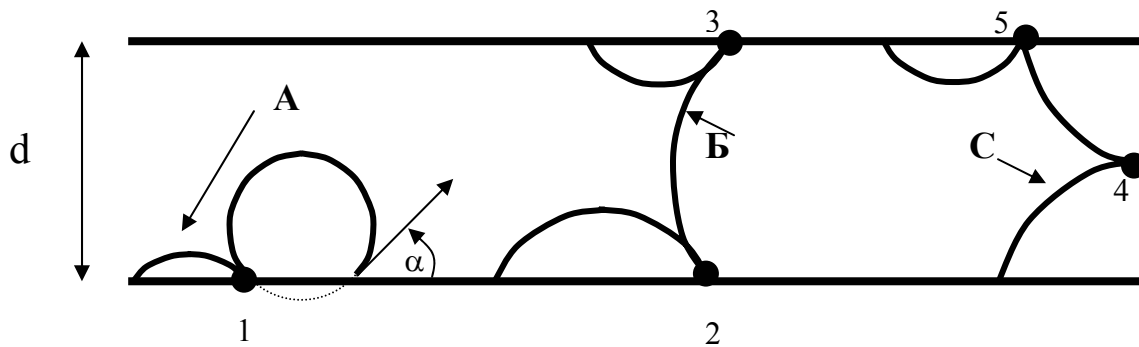


Рис. 4.13. Для траектории А – поверхностное рассеяние 1 не переводит электрон на другую поверхность, а для траекторий Б и С, соответственно, поверхностное рассеяние 3 и объемное рассеяние 4 – переводит.

В пределе больших ($r_L \ll d$) магнитных полей электрон (дырка) с одной стороны поверхности не может перескочить на другую поверхность пленки в результате поверхностного рассеяния, поскольку таких траекторий не существует (для квантового предела - перекрытия волновых функций частиц на разных поверхностях стремятся к нулю). Таким образом, в этом случае переходы 1 и 2 подавлены. Без рассмотрения переходов электрон-дырка (3 и 4) в системе отсутствуют поверхностные рассеяния (переходы электронов (или дырок) из k -пространства с $\Delta E > 0$ в область k -пространства с $\Delta E < 0$), приводящие к равновесию в системе, за исключением объемных рассеяний, которые маловероятны. В малых и средних магнитных полях это может и не происходить, поскольку существуют траектории электронов (дырок),

касающиеся обеих поверхностей (рис. 4.13, Б). Следующий рисунок (4.13) показывает такие траектории, а также траектории электронов после рассеяния на поверхности и в объеме. Отметим, что “катастрофичное” рассеяние электрона 1 (рис. 4.13) меняет направление его движения на угол $\pi - 2\alpha$ (при малых α - почти на 180°), однако, как легко понять из этого же рисунка, $\langle p_x \rangle$ не меняется и такое рассеяние не существенно для транспорта.

Поскольку из экспериментальных магнетопольных зависимостей (рис. 4.9) следует, что в больших полях магнетосопротивление продолжает возрастать, то следует предположить, что интенсивность переходов с рекомбинацией электрон-дырка (3 и 4 на рис. 4.12) не мала, тем самым, оправдывая положения п.3. В этом случае рассеяние 1 (на рис. 4.13) может вызвать переход из электронного состояния в дырочное состояние и наоборот, и такие рассеяния для транспорта частиц эффективны для релаксации тока.

Оценка интенсивности рассеяния. Воспользуемся квазиклассическими приближениями при рассмотрении движения и рассеяния электронов в металле при приложении магнитного поля. Рассмотрим случай $B \parallel I$. Используем следующее уравнение (после преобразования (1.98))

$$\frac{R(H)}{R(0)} \approx \frac{l(0)}{l_b} \left(1 + 4 \frac{r_L}{d}\right) \quad (4.13),$$

которое объясняет отрицательное сопротивление $R_{||}(H)$ при больших магнитных полях. В пределах больших магнитных полей (4.13) выходит на константу, определяемую объемным сопротивлением. Для короткого мостика такой предел не правилен из-за влияния многотерминальности (см. §4.2). Далее воспользуемся для оценки интенсивностей пробега только коэффициентом при r_L/d . Во всем диапазоне магнитных полей это уравнение не работает и необходимо использовать численное решение, которое показывает наличие максимума при $d/r_L \approx 0.3$ (см. гл. 1), в согласии с экспериментом (рис. 4.8, $B \parallel I$). Возникновение этого максимума связано с тем, что почти все частицы в малых магнитных полях находятся на краевых состояниях (их траектории касаются

поверхности и интенсивно рассеиваются), при этом перемещение вдоль тока идет по участкам спиралей с длиной пути большей, чем в отсутствии поля.

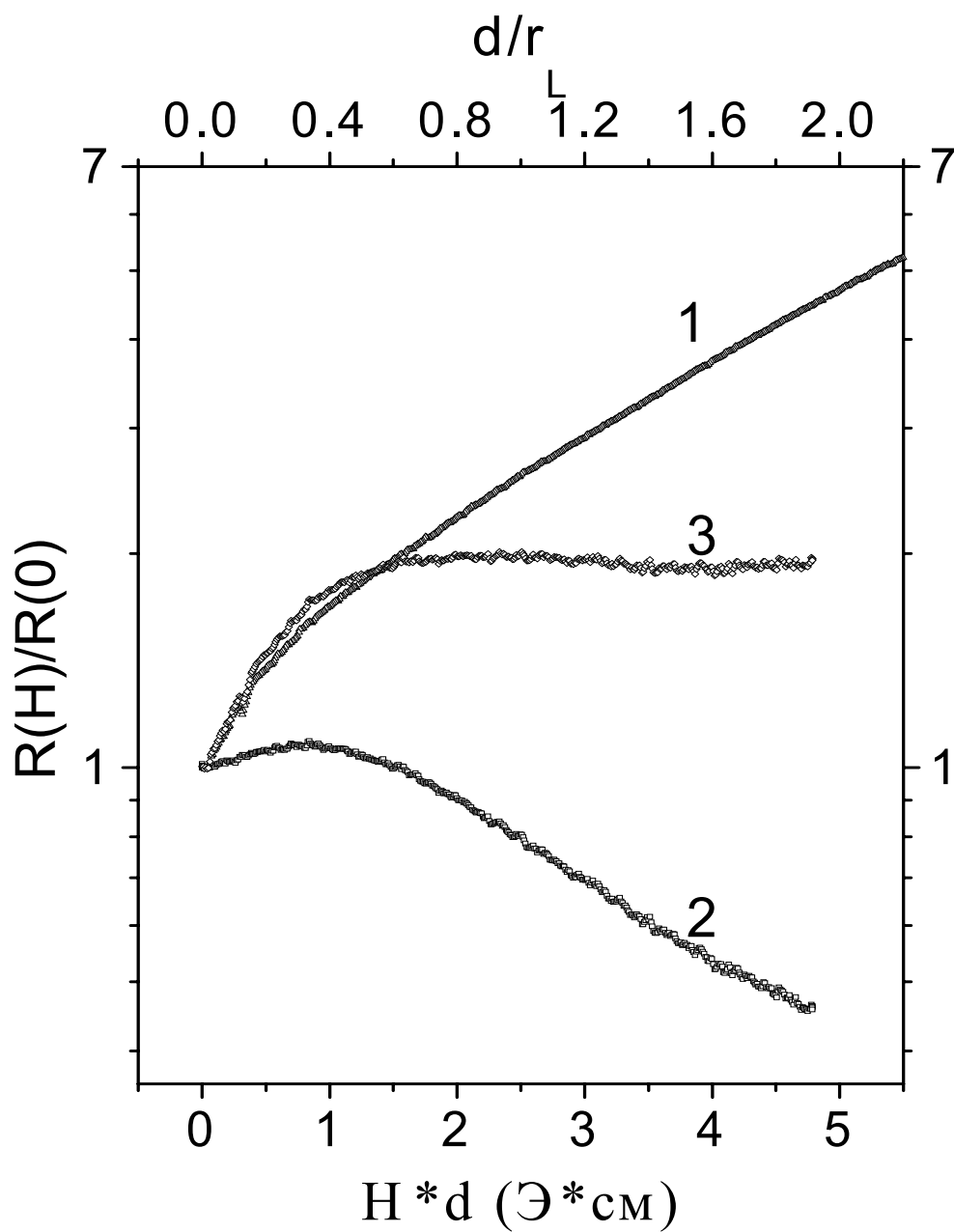


Рис. 4.14. Экспериментальная зависимость $R_{\perp}/R(0)$ (1), $R_{\parallel}/R(0)$ (2) и $R_{\perp} R_{\parallel} / R(0)^2$ (3) для $d=340$ нм.

Однако по мере увеличения поля, все большая часть электронов движется по объемным орбитам. В средних и больших магнитных полях роль этих состояний становится определяющей (см. рис. 4.11).

Интересно то, что в цитируемых численных квазиклассических расчетах [105] рассматривалась как модель Фукса: для описания взаимодействия с поверхностью вводился общий (средний) для всех электронов параметр зеркальности $\langle P \rangle$, так и модель малоугловых электронов, когда (см. гл. 1, (1.9))

$$P(\alpha) = 1 - Q * \alpha \quad (4.14),$$

где параметр

$$Q = \left. \frac{\partial P}{\partial \alpha} \right|_{\alpha=0} \quad (4.15)$$

определяет интенсивность рассеяния на границе раздела. Оба приближения дали близкий друг к другу результат. Как будет показано ниже, это является следствием того, что включение магнитного поля достаточной напряженности делает зависимость ДСПЭ от угла подлета частиц к поверхности α более слабой, чем в отсутствии магнитного поля, и малоугловые электроны перестают играть существенную роль. В этом случае всегда можно ввести некоторый средний параметр для всех частиц по аналогии с параметром зеркальности Фукса, что делает два приближения эквивалентными.

Для случая $B \perp I$ рассмотрим для простоты траектории А (рис. 4.13). Тогда для эффективной длины пробега частиц, рассматривая $P_{e-h}(\alpha)$ как вероятность рассеяния частицы с рекомбинацией, получаем

$$l_{eff}(H) \approx 2\alpha r_L(H) \frac{1}{1 - P_{e-h}(\alpha)} = \frac{2r_L(H)}{Q_{e-h}} \quad (4.16).$$

Отметим, что в формуле (4.16) нет зависимости от угла падения электронов на поверхность, и, таким образом, можно ввести некоторый усредненный по углам параметр Фукса, характеризующий поверхностное рассеяние, как это обсуждалось выше.

Для отношения нормированного сопротивления при $B \perp I$ с использованием формулы (4.14) получаем:

$$\frac{R_{\perp}(H)}{R(0)} \approx \frac{l_{eff}(0)}{2d} Q_{e-h} \frac{d}{r_L} \quad (4.17),$$

где Q_{e-h} определяет интенсивность рекомбинации электрон-дырка на границе раздела (см. 3-4, на рис. 4.12), при этом пока считаем, что объемных состояний нет, и все состояния краевые.

На самом деле необходим также учет рассеяния типа 1-2 (рис. 4.12), так как существуют траектории Б (рис. 4.13), касающиеся обеих поверхностей. Этим можно объяснить, почему магнетополовая зависимость не линейная, как дает оценка по формуле (4.17), а квазилинейная (рис. 4.9) с показателем степени 0.85. При увеличении магнитного поля такие траектории исчезают и ими, в первом приближении, можно пренебречь. Используя эту подгонку для оценки параметра, получаем

$$Q_{e-h} \sim 0.3 \quad (4.18).$$

Формула (4.17) объясняет почему (так как $l_{eff}(0) \sim 10d$) нормированная магнетополовая зависимость (рис. 4.9) как функция $H*d$ (или d/r_L) слабо зависит от толщины пленки. При уменьшении толщины пленок эффективная ДСПЭ уменьшается приблизительно пропорционально толщине, однако в формуле присутствует, именно, отношение $l_{eff}(0)/d \cong \text{const}$. Последнее существенно отличается от обычного объемного положительного магнетосопротивления, когда чем меньше ДСПЭ в отсутствии поля, тем меньше абсолютное влияние магнитного поля на сопротивление.

При произведении (4.17) и (4.13), единичкой в последнем пренебрегаем, получаем константу

$$\frac{R_{\perp} R_{\parallel}}{R(0)^2} \approx 2 \frac{l_{eff}(0)^2}{l_b d} Q_{e-h} \quad (4.19).$$

На рис. 4.14 показана такая зависимость (3) вместе с исходными экспериментальными кривыми для $B \perp I$ (1) и $B \parallel I$ (2) (зависимости 1а-1р, рис.

4.8). В области средних полей зависимость (3) приблизительно постоянна. Используя (4.19), получаем оценку l_b в согласии с ранее проведенными оценками этой величины, полученными из угловых зависимостей, а также для предельного значения магнетосопротивления для длинного мостика

$$l_b \approx 10 \text{ мкм} \quad (4.20).$$

В заключении к этому параграфу объясним появление квадратичной магнетопольевой зависимости для $H \perp I$ в больших магнитных полях (рис. 4.9). При H , когда $d/r_L > 1$ заселенность объемных состояний начинает возрастать, уменьшая заселенность краевых состояний. Поскольку при $H \perp I$ вкладом объемных состояний в проводимость можно пренебречь, магнетосопротивление будет увеличиваться с полем более быстро. Оценим плотность краевых состояний n_{sk} как

$$\frac{n_{sk}}{n_o} \cong \frac{1}{1 + d/2r_L} \quad (4.21),$$

где n_o плотность всех электронов. Помножая коэффициент (4.21) на (4.17) и используя численное значение параметра $Q_{e-h} \cong 0.3$, определенного ранее, и $l_{eff}(0) \cong 10d$ (см. главу 3) получаем

$$\frac{R_{\perp}(H)}{R(0)} - 1 = \frac{l_{eff}(0)Q_{e-h}}{2d} \frac{d}{r_L} \left(1 + \frac{d}{2r_L}\right) \approx \frac{Hd}{1.45} + \frac{(Hd)^2}{7.25} \quad (4.22),$$

что находится в прекрасном соответствии с асимптотиками, приведенными на рис. 4.9. Отметим, что коэффициент при 1-ом члене использовался для определения параметра Q_{e-h} по формуле (4.17), поэтому он просто совпадает с экспериментальным значением. Однако полученное значение коэффициента для 2-го члена определяется (4.21), в котором уже нет свободных подгоночных параметров. Его практическое совпадение с экспериментальным значением (7.25 и 7.7, соответственно) доказывают правильность используемой модели.

В экспериментах для вискерров, например [16], отмечалось, что экспериментальные магнетопольевые зависимости сопротивления вискерров для скомпенсированных металлов, нормированные на значения сопротивления в

нулевом поле, могут быть представлены в универсальных координатах d^*H (или d/r_L) для разных значений d , что противоречило, используемым в цитируемой работе теоретическим моделям. Используемая в этой работе квазиклассическая модель и формула (4.22) устраняет это противоречие.

§4.1.2. Многотерминальные структуры. Геометрический и возвратный баллистический эффект в магнетосопротивлении.

Примененные в предыдущих параграфах этой главы квазиклассические модели электронного транспорта в магнитном поле позволили полуколичественно объяснить магнетополевые и угловые зависимости магнетосопротивления для протяженных, превышающих ДСПЭ, мостиков.

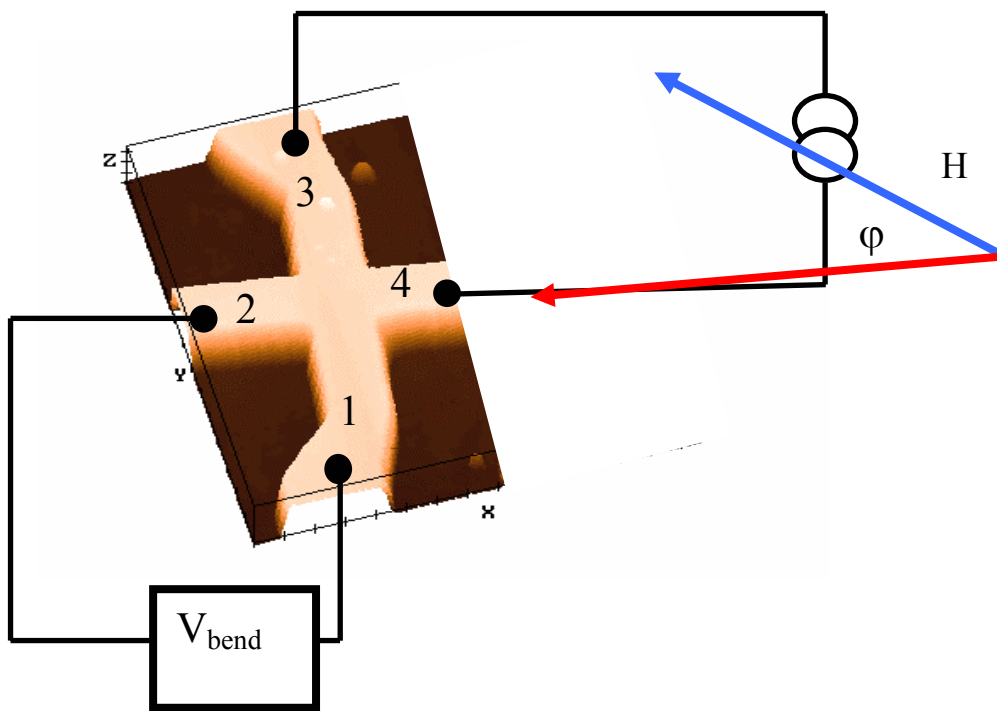


Рис. 4.15. Наноструктура крест с подводящими контактами (электродами) 1-4. Электроды 3-4 - токовые, 1-2 - потенциальные. Показано направление магнитного поля в плоскости структуры и при отклонении из плоскости на угол ϕ .

Ряд зависимостей, таких как магнетосопротивление коротких мостиков при $H \parallel I$ в рамках таких моделей объяснить на количественном уровне не удастся. В этом случае приходится привлекать рассуждения, например, о нелокальной электронной проводимости, когда электроны чувствуют геометрию (форму)

проводника, в частности, т.н. многотерминальность – наличие нескольких подводящих контактов соединенных между собой в малой геометрической области. Для объяснения таких зависимостей удобно привлечь формализм Ландауера-Буттикера, когда проводимость структуры выражается через трансмиссионные вероятности для электронов. К сожалению, такой подход усложняется громоздкостью используемых уравнений. Часто ситуация усложняется тем, что в магнитном поле теряется симметрия в силу (1.91), позволяющая упростить эти уравнения. Кроме этого, эти уравнения связывают проводимость (сопротивление элементов структуры (1.190)) через выражение

$$R_{ij, mn} = (\varphi_i - \varphi_j) / I_{mn} \quad (4.23),$$

где φ – электрические потенциалы резервуаров i и j , I_{mn} – ток протекающий между резервуарами m и n , с трансмиссионными вероятностями электронов попасть из одного резервуара в другой (в общем случае необходимо учитывать также индекс электронного состояния). Однако сами эти вероятности не известны *a priori*, они требуют, зачастую, более сложного расчета для их определения. В литературе отсутствуют численные расчеты таких вероятностей, которые можно было бы использовать в геометрии эксперимента, рассматриваемого в этой параграфе (известны численные расчеты при Н нормальном плоскости структуры, соответствующие результаты будут приведены в параграфе 4.2).

По этой причине для начала рассмотрим случай отсутствия магнитного поля для симметричной структуры – крест. Геометрия эксперимента показана на рис. 4.15 вместе со схемой подключения и направлением магнитного поля в плоскости структуры при его отклонении из этой плоскости на угол φ .

Изгибное сопротивление структуры, которое определяется через потенциалы потенциальных электродов (резервуаров) 3 и 4 и тока, протекающего через электроды 1-2, определяется как

$$R_{bend} = \frac{\varphi_4 - \varphi_3}{I_{1,2}} \quad (4.24).$$

Экспериментально было показано, что R_{bend} не зависит от величины тока и вольтамперная зависимость линейна по току (см. гл. 3).

В модели Ландауера-Буттикера зависимость изгибного сопротивления выражается через трансмиссионные вероятности следующим образом (после некоторого преобразования (1.93)):

$$\frac{R_{bend}}{R_o} = \frac{T_b^2 - T_{\perp} T_{\parallel}}{4T_b (T_b + T_{\parallel})(T_b + T_{\perp})} \quad (4.25),$$

где R_o – баллистическое сопротивление, $T_b = T_{12} = T_{23}$ и т.д., $T_{\parallel} = T_{24}$ and $T_{\perp} = T_{13}$, (здесь индексы резервуаров совпадают с индексами электродов на рис. 4.15). Числитель в (4.25) определяет знак сопротивления. Для симметричного креста (в отсутствии магнитного поля) $T_{\parallel} = T_{\perp}$ и знак сопротивления отрицателен, если вероятность попадания электрона в резервуар с поворотом (T_b) меньше, чем при прямом движении ($T_{\parallel}$). При низких температурах, когда ДСПЭ электронов превышает размер центральной области (баллистический режим), это условие выполняется. В обратном пределе (диффузный предел), $T_b > T_{\parallel}$ и знак сопротивления положителен. Таким образом, знак сопротивления пропорционален разности входящих в электроды токов, соответственно, с поворотом и без поворота.

В магнитном поле, даже в симметричном случае, когда поле параллельно электродам 2 и 4 (1 и 3) пары электродов перестают быть эквивалентными. Появляется зависимость трансмиссионных вероятностей от направления и величины магнитного поля, при этом, в общем случае, нарушается, в общем случае, симметрия по перестановке индексов $T_{ij} \neq T_{ji}$ (1.91). Формула (4.25) перестает быть верной. В силу этого, проведем далее рассуждения, основываясь на экспериментальных результатах, а для качественной оценки воспользуемся тем, что изгибное сопротивление пропорционально разности входящих в электроды токов с поворотом и без поворота движения электронов. Разобьем область магнетополовой зависимости на область малых ($d/r_L < 0.1$), средних ($0.1 < d/r_L < 0.5$) и больших ($d/r_L > 0.5$) магнитных полей. В малой области

магнитных полей электроны обладают большой ДСПЭ – реализуется баллистический режим и изгибное сопротивление отрицательно.

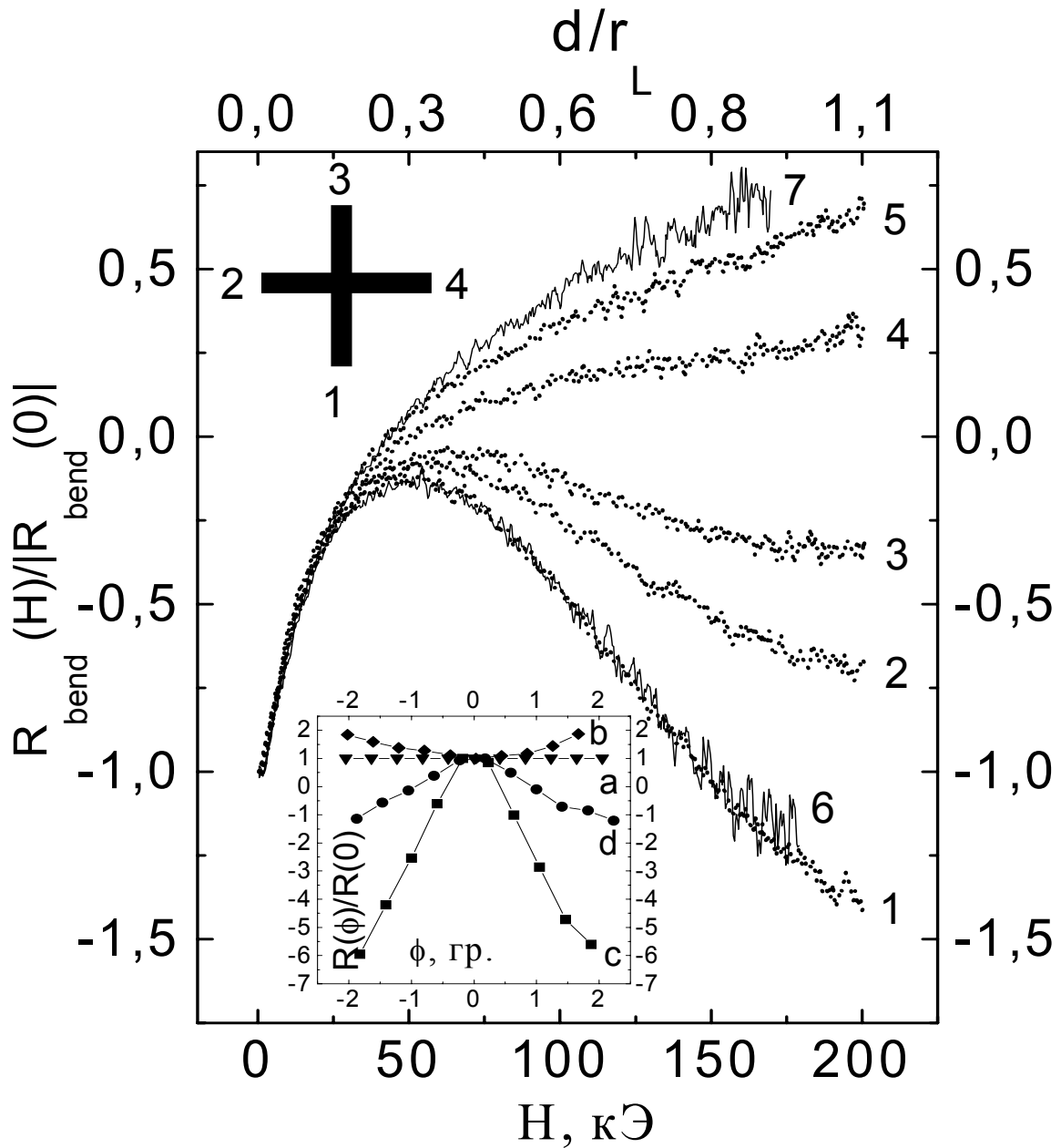


Рис. 4.17. Изгибное нормированное магнетосопротивление крестообразной наноструктуры. Токвые электроды - 1 и 2, потенциальные - 3 и 4. Толщина структуры $d=170$ нм, ширина $7d$. Вставка сверху – схема структуры с номерами контактов. Для зависимостей 1-5 поле H вдоль электродов 2 и 4, с угловым отклонением $\phi=0$ (1), 0.82 (2), 1.23 (3), 1.85 (4), 2.25° (5). Для зависимостей 6 и 7 поле H вдоль электродов 1 и 3, $\phi=0$ (6), 2.25° (7).

Вставка внизу угловая зависимость $R_{\text{bend}}(\phi) / R_{\text{bend}}(0)$ для $H=20$ (a), 50 (b), 100 (c) and 200 кЭ (d). $T=4.2$ К.

При возрастании H , ДСПЭ уменьшается аналогично тому, как это наблюдалось для мостиковых структур при $H \perp I$ (рис. 4.14, 1), вызывая подавление баллистических свойств электронов, изгибное сопротивление уменьшается, имея тенденцию стать положительным (рис. 4.17). При дальнейшем увеличении магнитного поля становится существенным появление объемных состояний (спиральных траекторий) с большой ДСПЭ. Аналогично отрицательному магнетосопротивлению мостиковых структур при $H \parallel I$ изгибное сопротивление из-за увеличения ДСПЭ становится отрицательным (входящий ток с поворотом меньше, чем без поворота), его абсолютная величина возрастает, а баллистический режим восстанавливается.

Такая новая для планарных металлических структур, немонотонная магнетополевая зависимость объясняется сменой режима электронного транспорта, при малых полях доминируют транспорт через краевые состояния, а при больших – через объемные состояния электронов проводимости. Соответственно, логично назвать такой эффект как возвратный баллистический эффект, когда баллистические свойства структуры проявляются в малых магнитных полях, подавляются в средних и восстанавливаются снова при больших магнитных полях.

Проводимые рассуждения подтверждаются угловой зависимостью изгибного сопротивления. При отклонении магнитного поля из плоскости образца по углу φ - ДСПЭ для спиральных орбит уменьшается, как это было обсуждено ранее для мостиковых наноструктур, как следствие, изгибное магнетосопротивление имеет тенденцию стать положительным в больших магнитных полях (рис. 4.17, 2-5). Возвратный баллистический эффект не наблюдается при большом угловом отклонении магнитного поля из-за того, что электроны на спиральных орбитах малоподвижны из-за сильного взаимодействия с поверхностью. Угловая зависимость изгибного сопротивления резкая в больших, что также подтверждает роль объемных состояний (спиральных траекторий) по аналогии с мостиковыми структурами, и слабая в малых магнитных полях.

Отметим, что симметрия креста (разворот на 90°) подтверждается совпадением (с некоторой точностью) кривых 1 и 6, и 5 и 7.

§4.2. Исследование магнетосопротивления для магнитного поля перпендикулярного плоскости структуры. Продольное, изгибное и холловское напряжения.

Исследованию магнетосопротивления планарных структур в геометрии, когда магнитное поле перпендикулярно плоскости структуры, посвящено большое количество работ для двухмерного электронного газа (ДЭГ) в полупроводниковых гетероструктурах (см. гл. 1). Реализация баллистического режима, как известно, приводит к появлению таких эффектов в электронном транспорте, как сильная магнетополевая зависимость мостиковых структур, отрицательное изгибное магнетосопротивление и отсечка напряжения Холла в малых магнитных полях (§4.2.1), поперечная магнитная фокусировка электронов (§4.2.2). Отметим также, что к началу выполнения исследований по диссертационной работе, аналогичные к ДЭГ-структурам эксперименты для металлических планарных наноструктур отсутствовали.

§4.2.1. Магнетосопротивление планарных наноструктур.

Исследовалось магнетосопротивление $W(001)$ наноструктур с шириной электродов $W=300$ нм и толщиной $d=90$ нм. Схема подключения структур показаны на рис. 4.18.

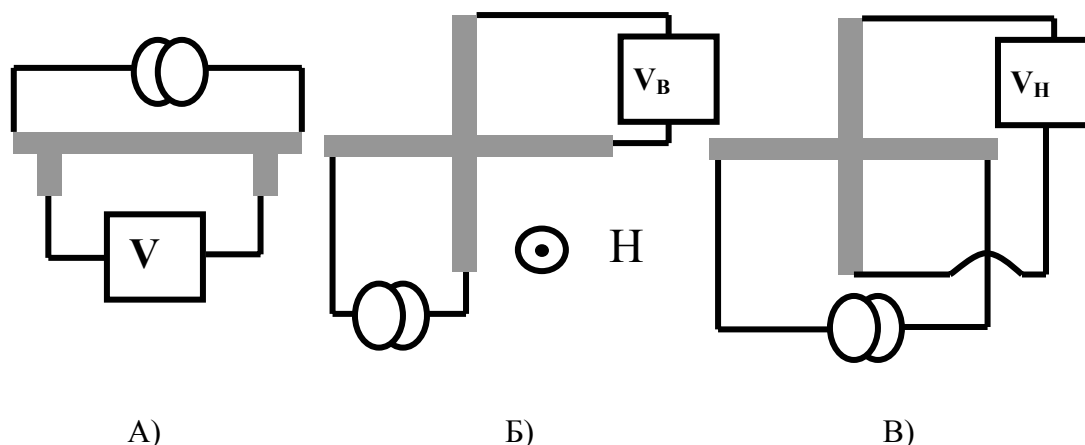


Рис. 4. 18. Схема подключения для измерения мостикового (А), изгибного (Б) и холловского напряжения (В). Магнитное поле H перпендикулярно плоскости.

На одном чипе размещались две крестообразные структуры (соответственно, номер 1 и 2), а также мостиковая структура. Типичные результаты магнетополевой зависимости сопротивления (dU/dI) представлены на рис. 4.19 (сверху вниз) для мостикового, изгибного и холловского сопротивлений, соответственно. Холловское сопротивление не проходит через ноль, поскольку крестообразная структура не идеальна и потенциальные электроды могли быть смещены относительно друг друга относительно вертикальной оси. Сдвиг нуля может быть как положительным, так и отрицательным. Однако, как видно из зависимостей 1 и 2 форма кривых близка друг другу. Далее будем использовать коррекцию нуля для холловских зависимостей.

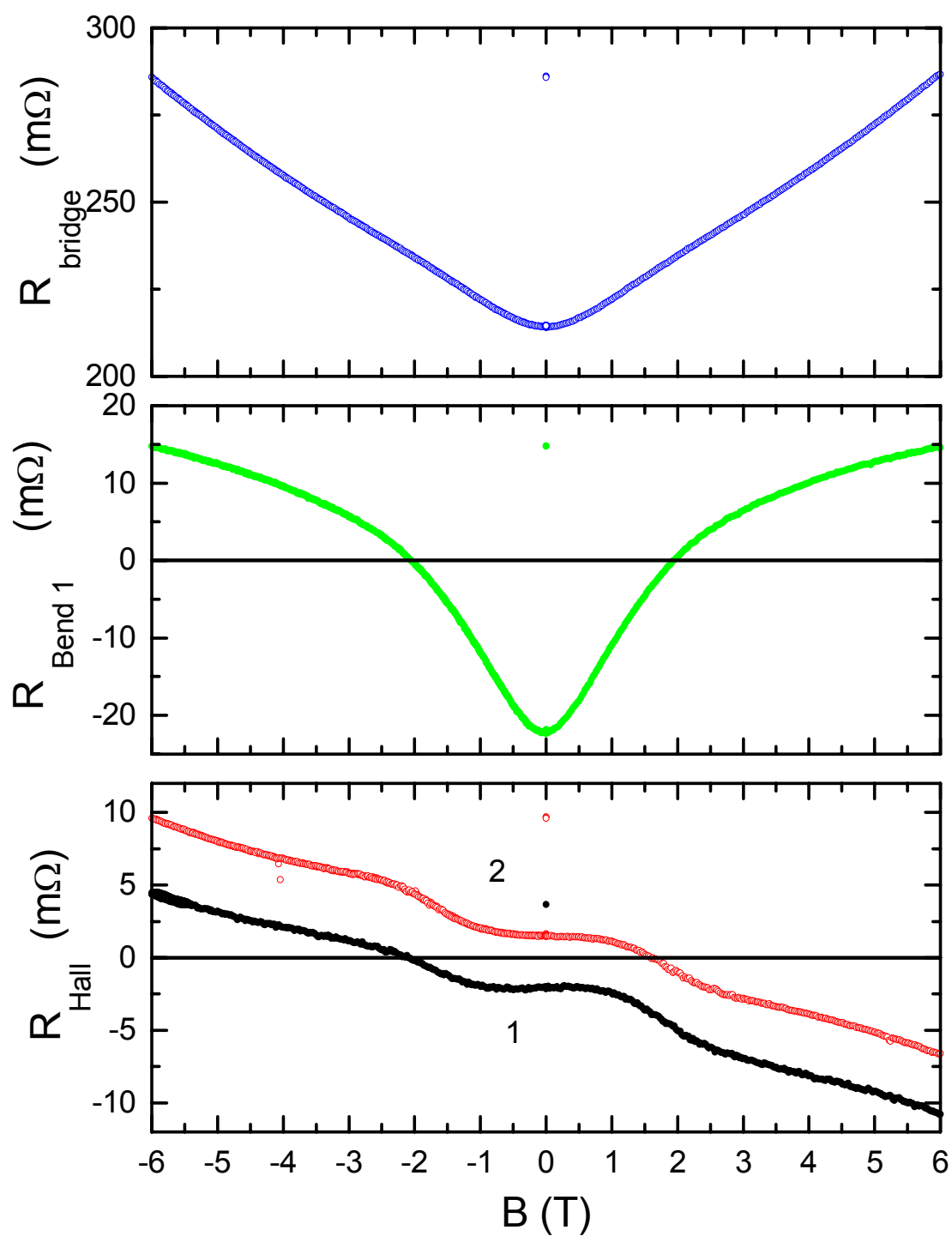


Рис. 4.19. Магнетополевая зависимость дифференциального сопротивления для (сверху вниз) мостиковой структуры, изгибного и холловского сопротивления. Холловское сопротивление приведено для двух структур (далее 1 и 2).

Для магнетосопротивления мостика наблюдается положительная зависимость, поскольку транспорт должен осуществляться через краевые состояния – скачущим по боковым стенкам мостика электронам. Результаты аналогичны поперечному магнетосопротивлению, полученным для мостиковых структур, когда магнитное поле находится в плоскости образца. Отметим также, что магнетосопротивление не насыщается и имеет тенденцию к суперлинейной зависимости при больших полях, и ведет себя совсем не так, как в экспериментах с ДЭГ-структурами (см. гл. 1). Очевидно, что необходимо учитывать роль рассеяния электронных состояний в дырочные состояния (и наоборот) по аналогии с рассуждениями, приведенными в предыдущем параграфе, что и объясняет суперлинейную зависимость при больших магнитных полях из-за электрон-дырочной рекомбинации.

Для количественного описания полученной зависимости воспользуемся модифицированной формулой (4.22), заменив в ней толщину на ширину мостков:

$$\frac{R_{\perp}(H)}{R(0)} - 1 = \left(\frac{l_{eff}(0)Q_{e-h}}{2r_L} \right) \left(1 + \frac{W}{2r_L} \right) \quad (4.26),$$

где W – ширина мостика. Используя $d=90$ нм, $W=300$ нм и $Q_{e-h} \approx 0.25$ (для лучшей подгонки вместо 0.3 (4.18)) получим зависимость представленную на рис. 4.20 (сплошная кривая) вместе с экспериментальными результатами. Как видно они находятся в удовлетворительном согласии друг с другом, за исключением области малых значений H , что соответствует переходной области, когда $r_L \sim l_b \approx 10$ мкм.

Полученный результат находится в некотором противоречии с данными по средней амплитуде шероховатости структур – внешняя граница на уровне 0.2, а боковые стенки – около 10 нм (см. гл. 3). Однако, как будет показано в гл. 5, в рассеяние электронов (дырок) дает интегральный по частотам вклад, область больших векторов рассеяния превалирует. Поэтому формальный учет в амплитудах шероховатости без рассмотрения к какой области СПФ это

относится, к низко частотной или высокочастотной, может быть не корректным.

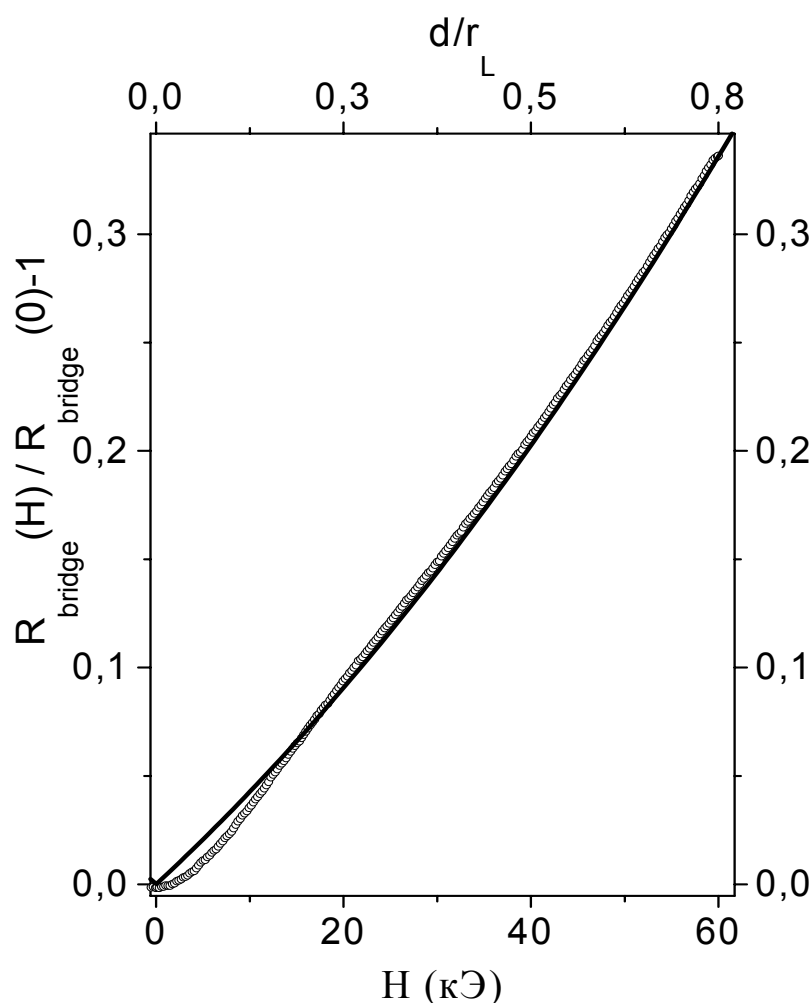


Рис. 4.20.
Экспериментальная и
расчетная (4.26)
зависимость
магнетосопротивления
мостиковой структуры

Для изгибного сопротивления (рис. 4.19) наблюдается переход от отрицательного к положительному значению, и в средних магнитных полях баллистические свойства структуры подавлены. Результат аналогичен зависимости для магнитного поля в плоскости образца, в том случае, когда оно отклонено на некоторый угол так, чтобы подавить транспорт через объемные спиральные траектории (рис. 4.17, 5). Для более детального рассмотрения этого вопроса представим полученные результаты в безразмерных координатах – для сопротивления - шкала представлена в единицах баллистического сопротивления R_0 , а для магнитного поля - в единицах H_0 ((1.95-96)),

$$R_o = \frac{h}{e^2} \frac{\pi}{k_F W} \frac{\pi}{k_F d} \approx 90 m\Omega \quad (4.27)$$

$$H_o = \frac{m v_F}{e W} \approx 9 T \quad (4.28)$$

, что эквивалентно к переходу магнетополовой зависимости от отношения ширины структуры к циклотронному радиусу W/r_L .

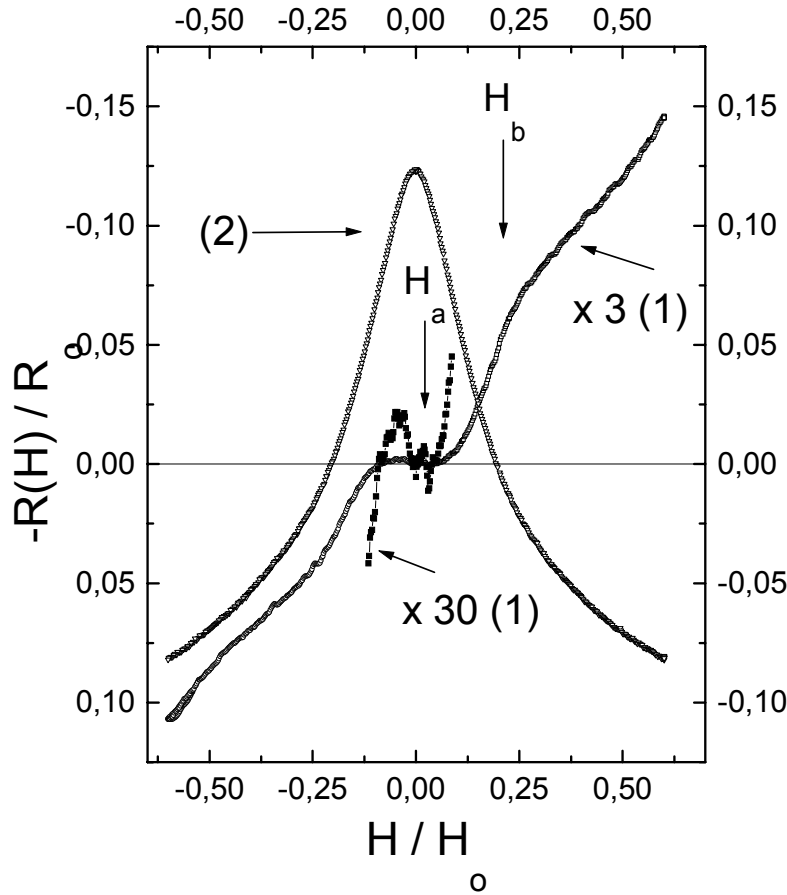


Рис. 4.21. Холловское сопротивление (1) и изгибное магнетосопротивление (2) в единицах R_o – вертикальная ось и H_o – горизонтальная ось. Отмечены особенности зависимостей в точках H_a и H_b .

Результаты для изгибного сопротивления (2) и сопротивления Холла (1) представлены на следующем рис. 4.21. Для удобства изображения проведена коррекция нуля для холловской зависимости и вертикальная ось была направлена в отрицательную сторону. Как видно из этого рисунка, изгибное сопротивление становится положительным при $W/r_L \approx 0.25$, что прекрасно соотносится с аналогичным результатом для зависимости 5 на рис. 4.17. Таким образом, в разной геометрии (магнитное поле в плоскости и перпендикулярно плоскости образца) магнитного поля полученные результаты аналогичны. Отметим еще раз, что кривая 5 получена для магнитного поля, отклоненного

(около 2°) из плоскости образца, так чтобы подавить транспорт через объемные состояния из-за их сильного рассеяния на стенках структуры. Из полученных результатов, в рассматриваемой геометрии, когда поле перпендикулярно плоскости структуры, в частности, следует, что объемные состояния малоподвижны и сами по себе не влияют на транспорт.

В рассматриваемой в этом параграфе геометрии ось объемных спиральных орбит направлена перпендикулярно току, и таким образом, вклад таких состояний в электронный транспорт мал изначально из-за выбранного направления магнитного поля. Рассматриваемые зависимости определяются скачущими электронными орбитами либо вдоль боковых стенок (этот параграф), либо вдоль поверхности образца (при отклоненном магнитном поле, параграф 4.1.2), полученные результаты во многом аналогичны друг другу. В средних полях ДСПЭ уменьшается, условия баллистического транспорта нарушаются, изгибное сопротивление становится положительным. Отметим, что в отличие от экспериментов с ДЭГ [88] (см. также гл. 1), изгибное сопротивление для наноструктуры из монокристаллического вольфрама не подавляется в сильных полях, что можно отнести к влиянию электрон-дырочной рекомбинации, проводя аналогичные рассуждения для переходов частиц, как это сделано к рисункам 4.12-13.

Для холловского напряжения (сопротивления) наблюдается квазилинейная зависимость $\cong 0.25 \cdot (H/H_0)$ в средних и больших полях. При $W/r_L < 0.25$ она переходит на более быструю кубическую зависимость $5.1 \cdot (H/H_0)^3$, происходит отсечка напряжения. Более того, в малых полях возможно дополнительное изменение знака при $H_a/H_0 \cong 0.02$. Пересчет радиуса краевых траекторий по формуле (4.6), соответствующим этим характерным точкам показан на рис. 4.22. Особенность при $H_a/H_0 \cong 0.02$ может быть объяснена дополнительным отражением электронных орбит в противоположную сторону относительно “правильного” электрода, вызывая изменение знака напряжения Холла вблизи нуля аналогично тому, как это наблюдалось для магнитолевых аномалий в

ДЭГ-структурах (см. гл. 1). Объяснение перехода на кубическую зависимость требует специального численного расчета. Воспользуемся численными результатами работы [90].

Для данной геометрии изгибное и холловское сопротивление может быть представлено как

$$R_H = \frac{h}{e^2} (T_R^2 - T_L^2) / D \quad (4.29)$$

$$R_B = \frac{h}{e^2} (T_L T_R - T_F^2) / D \quad (4.30)$$

где введены вероятности попадания электронов из одного резервуара в другой $T_L = T_{2,3} = T_{1,2}$ и т.д., $T_R = T_{2,1} = T_{1,4}$ и т.д., $T_F = T_{2,4} = T_{1,3}$ и т.д., а знаменатель

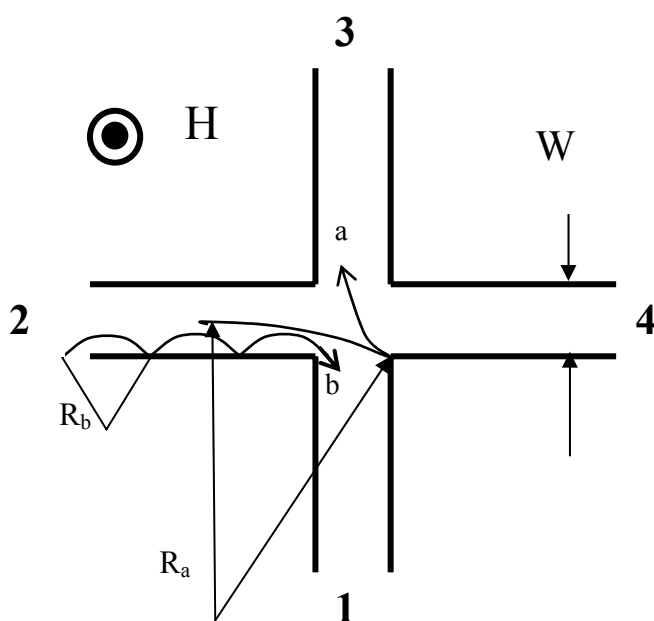


Рис. 4.22. Скачущие орбиты с радиусами R_a и R_b , определенными из значений H_a и H_b .

$D = (T_R + T_L)[2T_F(T_F + T_R + T_L) + T_L^2 + T_R^2]$. Магнитное поле влияет на траектории электронов, меняя трансмиссионные вероятности. Соответственно, возможно изменение знака сопротивлений. Численный квантовый расчет для структуры с числом проводящих каналов $\frac{\pi}{k_F d} = 1$, $\frac{\pi}{k_F W} = 4 - 8$ показал, что происходит подавление (отсечка) холловского напряжения при полях $H < 0.25 - 0.35 H_0$ по причине адиабатической коллимации электронов, что находится в хорошем

соответствии с приведенным экспериментом. Однако масштаб изменений по вертикальной оси в эксперименте (рис. 4.21) почти на порядок меньше, чем для численного результата [90]. Последнее можно отнести за счет различия в числе проводящих каналов, поскольку в эксперименте оно составляло величину $\sim 10^4$, а для расчета – 8. В эксперименте не все проводящие каналы были баллистическими. Для оценки их числа возьмем только малоугловые относительно поверхности пленки электроны (дырки), тогда эффективный угол (1.21) при подстановке $d \cong 90$ нм, $l_o \cong 10^4$ нм (4.20) и $Q \cong 0.3$ (4.18), равен $\theta^* \cong 0.17$, соответственно, доля баллистических электронов (дырок) $2\theta^*/\pi \cong 0.11$, что объясняет наблюдаемое различие между расчетом и экспериментом по величине эффекта.

Изменение знака изгибного сопротивления с очевидностью следует из формулы (4.30), поскольку трансмиссионная вероятность движения вперед уменьшается из-за уменьшения ДСПЭ, аналогично как это наблюдалось для эксперимента с магнитным полем в плоскости структуры. Поскольку ось объемных орбит перпендикулярна току, то вкладом объемных состояний в проводимость можно пренебречь, и в исследуемой геометрии возвратного баллистического эффекта не наблюдается. Отметим также, что не происходит насыщения (подавления) изгибного сопротивления в больших магнитных полях, в отличие от структур с ДЭГ, что следует отнести к влиянию переходов (рекомбинации) электронное – дырочное состояние для НПС из W(001). Кроме этого, в приведенном эксперименте радиус закругления углов (100-200 нм) креста был меньше ширины (300 нм) структуры, а боковые стенки были подвергнуты сильной эрозией в процессе изготовления структур. Тем самым коллимацию электронов (см. гл. 1) в этом случае следует отнести к влиянию адиабатического прохождения электрона через центральную область креста. Это так еще и потому, что боковые стенки структуры имели шероховатость на уровне 10 нм, в этих условиях трудно представить многократное “зеркальное” отражение

электронов относительно средней линии боковой стенки, необходимое для проявления “классической” коллимации электронов (см. рис. 1.6. а).

§4.2.2. Эксперимент по поперечной магнитной фокусировке.

Для проведения экспериментов по магнитной фокусировке были изготовлены монокристаллические структуры из Mo(001), представленные на рис. 4.24.

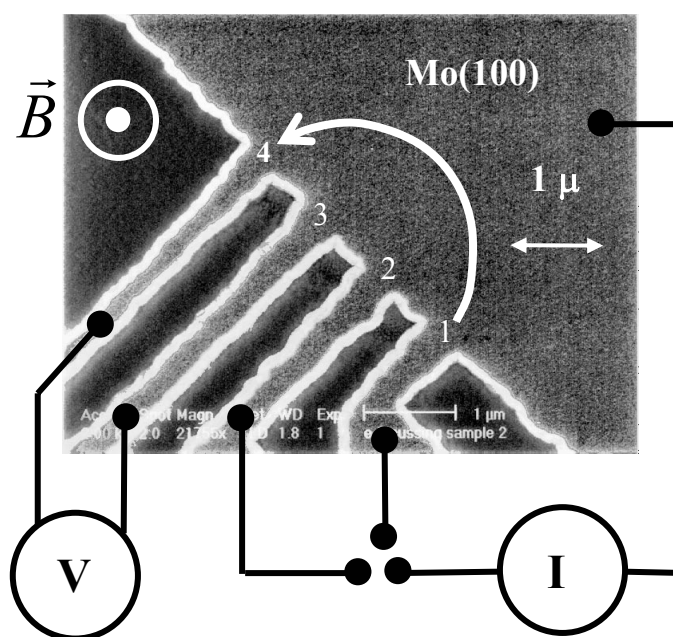


Рис. 4.24. Планарная структура из монокристаллической пленки Mo(001). Показана схема подключения, номера электродов, а также схематично траектория фокусируемых в электрод 4 электронов при их инжекции из электрода 1 (считая электронный спектр металла изотропным).

Полуплоскость из пленки Mo(001) толщиной 200 нм была соединена с электродами 1-4, используемыми как потенциальные (3 и 4) и токовые (инжекционные 1, либо 2). Другой токовый электрод схематично показан в правом верхнем углу рисунка. При приложении переменного тока к электроду 1, либо 2 измерялось напряжение (сопротивление) между электродами 3 и 4 как функция магнитного поля, перпендикулярного плоскости образца. Экспериментальные зависимости (1 и 2, соответственно) показаны на нижней панели рис. 4.25 для положительного (+) и отрицательного (-) направления магнитного поля.

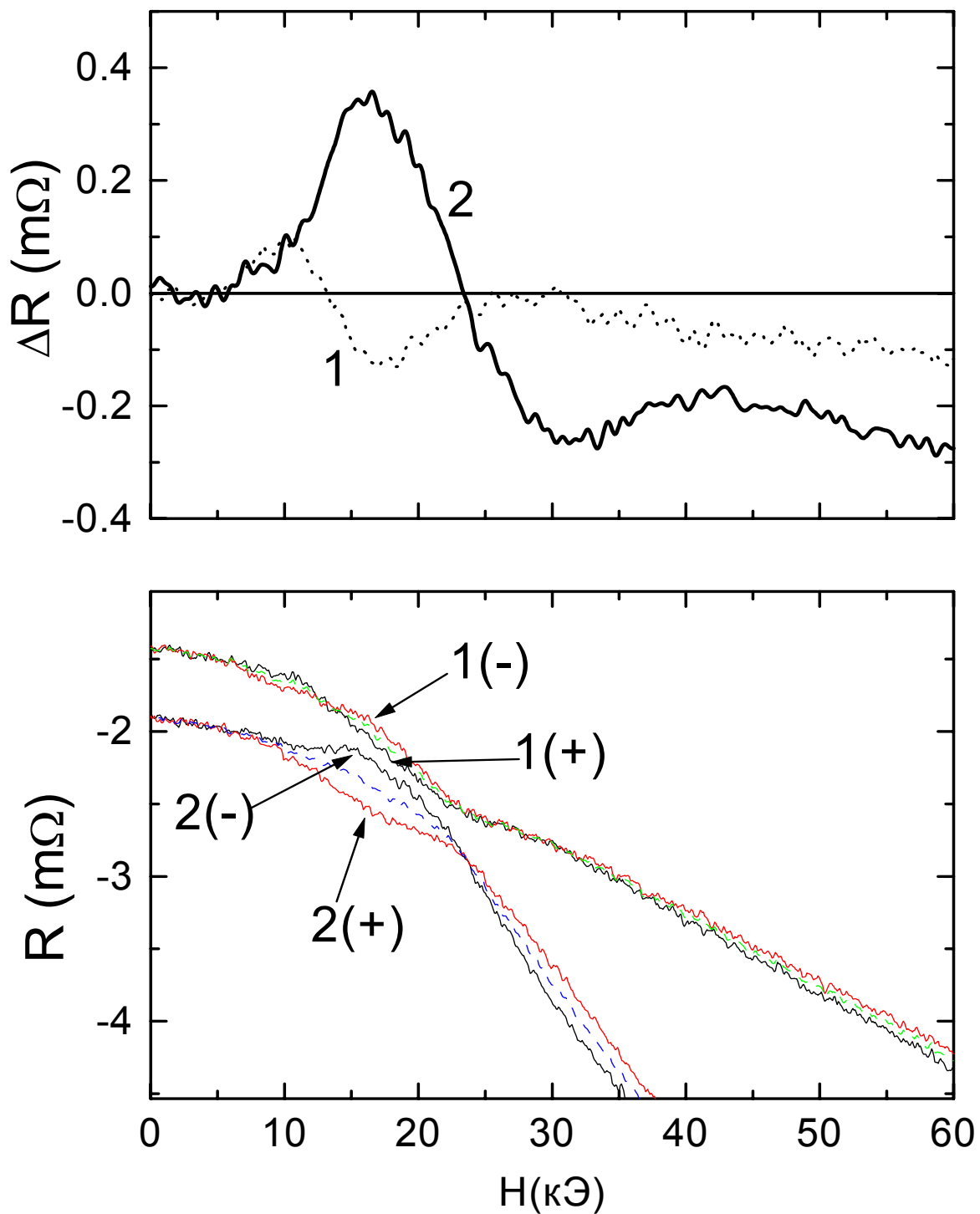


Рис. 4.25. Нижняя панель - магнетосопротивление $R(H)$ между электродами 3 и 4 при инжекции с электрода 1, либо 2 при положительном (+) и отрицательном (-) направлении магнитного поля. Пунктирные линии – $(R(H)+R(-H))/2$. Верхняя панель – антисимметричная часть сопротивления $R(-H)-R(H)$, соответственно для инжекции из электрода 1, либо 2.

На верхней панели показана антисимметричная по полю компонента сопротивления $R(-H)-R(H)$ (разность использовалась для подавления большого фона). Как видно из этого рисунка четко видны положительные и отрицательные амплитуды в экспериментальной зависимости, что можно интерпретировать как фокусировка электронов в положительный и отрицательный электрод микровольтметра (соответственно, 3 и 4 на рис. 4.24). Особенность с положительной амплитудой сдвигаются в область больших полей приблизительно в 1.5 при подключении инжекционного электрода 2 вместо электрода 1. Это соотносится с расстояниями между электродами 1-4 и 2-4, соответственно. Пересчет хорды дает следующее значение циклотронного радиуса 1.4 мкм/10 кЭ, что меньше зависимости (2.5 мкм/10 кЭ) для среднего циклотронного радиуса. Значение хорды следует отнести к меньшим хордам экстремальных сечений для долины “Электронного вала”. Полученный результат отражает анизотропность поверхности Ферми для $Mo(001)$.

Из интенсивности пиков можно провести оценку ДСПЭ, считая подавление интенсивностей экспоненциальным с некоторой характерной длиной, аналогично как для ДЭГ-структур. Оценка ее оказалась равной около 1.-1.5 мкм, что незначительно меньше, чем эффективная ДСПЭ (около 2 мкм). Полученное соотношение длин отличается от экспериментов с ДЭГ-структурами (см. гл. 1), что указывает на то, что рассеяние носителей заряда в пленке Mo не является в значительной степени малоугловым.

Используемая простая модель для интерпретации полученных результатов имеет существенные недостатки. Во-первых, отрицательный пик для зависимости 1 находится в той же области, что и положительный пик зависимости 2 (рис.4.25, верхняя панель). В силу этого их интенсивность должна быть близка друг другу, что экспериментально не наблюдается. Во-вторых, область положительных и отрицательных направлений магнитного поля должна быть не симметричной [126]. Хотя Mo – скомпенсированный металл и фокусировка частиц разного знака возможна при противоположных

направлениях магнитного поля, однако размеры долин для этих частиц в k -пространстве не одинаковы [120].

На рис. 4.26 приведены данные по поперечной фокусировке и положения пиков (сплошные линии – при фокусировке в электрод 4, точечные – в электрод 3).

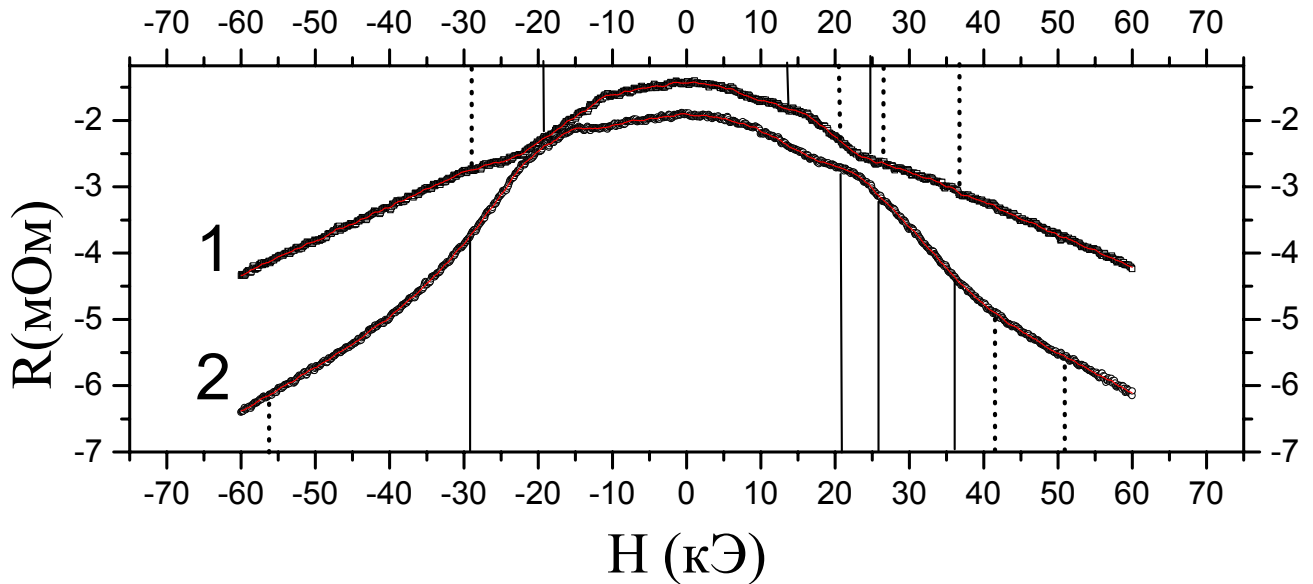


Рис. 4.26. Зависимость измеряемого сопротивления по схеме рис. 4.24 по магнитному полю. 1 – инжекционный электрод 1, 2 – инжекционный электрод 2 (рис. 4.24). Сплошные линии указывают положение пиков для электрода 4, точечные – для электрода 3.

Расчет положения линий проводился по формуле:

$$H_{ij} = \frac{c\hbar}{e} \frac{\Delta k}{D_{ij}},$$

где Δk – хорда ($2k_F$) для экстремального сечения поверхности Ферми плоскостью (001), D_{ij} – расстояние между инжекционным электродом и электродом фокусировки, остальные символы – фундаментальные константы. Размеры поверхностей Ферми взяты из работы [317] для монокристалла Мо.

Из рис. 4.26 видно, что особенности в положительной и отрицательной областях по магнитному полю не симметричны относительно нуля, что означает разницу хорд экстремальных сечений, принадлежащим электронным и дырочным долинам. Анализ усложняется тем, что пики сигналов фокусировки

в общем случае, как известно, не являются симметричными (см. гл. 1). Сигналы от разных пиков могут перекрываться друг с другом, что также усложняет анализ получаемого спектра фокусировки. Более подробный количественный анализ усложнен малым соотношением сигнал – шум измеряемого сигнала из-за наличия большого фона.

Тем ни менее, ряд особенностей спектра можно интерпретировать. Например, отчетливо видно смещение пиков, как уже отмечалось, при уменьшении расстояния между детектором и инжектирующим частицы электродом в соответствии с межэлектродным расстоянием. Наблюдаемые особенности соответствуют размерам поверхностей Ферми с $k_F=1.5-3.5 \text{ нм}^{-1}$ и длинам волн электрона (дырки) $\lambda_F=1.8-4 \text{ нм}$. Эти данные указывают на возможность поперечной фокусировки носителей заряда в НПС из тугоплавких металлов, однако получаемое качество фокусировки значительно ниже, чем это наблюдалось для ДЭГ-структур, из-за большой разницы в ДСПЭ [129].

§4.3. Заключение к главе 4.

Проведенное исследование гальваномагнитных свойств НПС из монокристаллических тугоплавких металлов при разных направлениях магнитного поля относительно тока и поверхности структур показало, что в исследуемых структурах остаточная ДСПЭ в объеме может достигать значений в десятки микрометров, а рассеивающий потенциал расположен на границах раздела структур. Интенсивность его рассеяния носителей заряда, в том числе вклад в диссипацию неравновесных частиц, по крайней мере, на порядок выше, чем вклад в объеме структур. Интерпретация магнетополевых зависимостей сопротивления в мостиковых структурах позволила провести оценку этих вкладов на количественном уровне.

Гальваномагнитные свойства исследованных протяженных НПС, но с учетом существенного влияния для них электрон-дырочной рекомбинации на диссипацию неравновесных носителей, во многом аналогичны наблюдаемым

для вискеров, а также НПС из двухмерного газа, таким как сильная магнетополевая зависимость мостиковых структур, отрицательное магнетосопротивление в продольном магнетосопротивлении, поперечная магнитная фокусировка. Для многотерминальных структур, ранее исследованных только для структур на двухмерном электронном газе (ДЭГ), проведенные исследования показали, что ряд эффектов, таких как отсечка и смена знака напряжения Холла, магнетополевая зависимость изгибного сопротивления также характерны для НПС из монокристаллических тугоплавких металлов. Отличие заключается в существенности электрон-дырочной рекомбинации для исследованных НПС в отличие от НПС из ДЭГ. В силу этого ряд измеренных магнетополевых зависимостей не насыщаются (или не подавляются) в больших магнитных полях, например, для магнетополевой зависимости изгибного сопротивления в отличие от экспериментов для ДЭГ-структур.

Кроме этого, обнаружены новые для НПС магнетополевые и угловые зависимости магнетосопротивления. Это связано с тем, что отличие в размерности исследованных НПС и НПС на ДЭГе приводит к влиянию объемных состояний (спиральных орбит) в большей степени для исследованных НПС, чем для ДЭГ-структур. Существенным становится смена режима электронного транспорта - от транспорта через краевые состояния к транспорту через объемные состояния. Особенно это важно для многотерминальных структур при определенной их геометрии относительно приложенного магнитного поля. Это приводит к резким угловым зависимостям магнетосопротивления, связанных с анизотропией ДСПЭ, а не с топологией поверхности Ферми; наблюдается возвратный баллистический эффект; аномальные немонотонные зависимости магнетосопротивления, как от направления магнитного поля, так и от температуры образца для магнитного поля в плоскости структуры.

ГЛАВА V. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗМЕРНОЙ И ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПРОВОДИМОСТИ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР

§5.1. Введение. В предыдущей главе было показано, что в исследуемых низкоразмерных структурах остаточная ДСПЭ в объеме структур велика относительно их размеров и составляет величину, порядка 10^4 нм. Основным каналом рассеяния (диссипации импульса) электронов проводимости при низких температурах является поверхностное рассеяние, интенсивность которого превосходит интенсивность рассеяния на дефектах в объеме самой структуры более чем на порядок. Известно (см. более подробно главу 1), что в этом случае появляется размерная зависимость электрической проводимости (сопротивления) структуры от поперечных размеров.

Было бы ошибкой считать, что подобные системы могут быть рассмотрены в рамках простой модели эффективной длины, когда вместо объемной длины свободного пробега можно подставить в удельную проводимость некоторую эффективную ДСПЭ пропорциональную поперечному размеру структуры, с учетом дополнительного рассеяния на границах раздела. Рассмотрим возможные отклонения и следствия от такого простого поведения применительно к исследуемым объектам.

Размерные классические и волноводные эффекты. Для пленок металлов условия большой ДСПЭ в объеме, как хорошо известно, приводят к существенности рассеяния на границах раздела, и сопротивление (или удельное сопротивление, равное обратной величине удельной проводимости) пленок увеличивается при уменьшении их толщины (более подробно см. главу 1).

Наиболее часто, для описания размерной зависимости удельной проводимости в пленках (σ_d) с толщиной d много большей фермиевской длины волны $\lambda_F = 2\pi/k_F$ используют модель Фукса, где феноменологически

вводится усредненный по всем электронам коэффициент зеркальности $\langle p \rangle$ (1.6):

$$\frac{\sigma_d}{\sigma_o} = \frac{3}{4} * \frac{1 + \langle p \rangle}{1 - \langle p \rangle} * \frac{d}{l_o} \ln \frac{(1 - \langle p \rangle) * l_o}{d} \quad (5.1),$$

где σ_d и σ_o удельные проводимости для пленки и для объема пленки, а l_o – ДСПЭ в объеме (далее для упрощения изложения не будем различать транспортную длину и ДСПЭ, если это не требуется специально).

Однако коэффициент зеркальности может различаться для разных групп электронов, в частности зависеть от угла подлета α к поверхности, и при $\alpha \ll 1$ (1.9):

$$p(\alpha) = 1 - Q(A * k_F, L_c * k_F) * \alpha \quad (5.2),$$

где параметр $Q = -\partial p / \partial \alpha$ при нулевом угле подлета - характеризует интенсивность диссипации импульса электронов при поверхностном рассеянии, завися от амплитуды (A) и корреляционной длины (L_c) флуктуации границы раздела (поверхности). Зависимость параметра Q от безразмерных параметров $A * k_F$ и $L_c * k_F$, где k_F – фермиевский волновой вектор, наиболее просто выводится для случая $A * k_F$ и $L_c * k_F \ll 1$ (см. гл. 1). В общем случае, в (5.2) возможно появление зависимости параметра Q от α . Малоугловая модель проводимости электронов (см. гл. 1) показывает, что проводимость определяется малоугловыми электронами с некоторым эффективным углом (1.21):

$$\alpha^* = \sqrt{\frac{d}{Q * l_o}} \quad (5.3),$$

а проводимость пленки равна при большой l_o

$$\frac{\sigma_d}{\sigma_o} = \frac{3\pi}{4} \alpha^* \quad (5.4).$$

Отметим, что из-за зависимости коэффициента зеркальности от угла подлета электрона и расходимости в проводимости при больших ДСПЭ в объеме, нельзя вводить усредненный для всех электронов параметр зеркальности как

в модели Фукса (или в присутствии магнитного поля), поскольку существенны только малоугловые электроны.

Действительно, приближение квантового ящика для поперечного движения электронов устраняет расходимость σ_d при $l_o \rightarrow \infty$. Для этого вводится квантование их поперечного импульса (волнового вектора)

$$k_n = (\pi/d)n \quad (5.5),$$

где $n = 1, 2, 3$, и т.д., а волновые функции представляются как

$$\psi_n(z, r) = \sqrt{\frac{2}{d}} \sin(k_n z) * \frac{1}{\sqrt{s}} \exp(i\vec{k}\vec{r}) \quad (5.6),$$

где z – координата нормальная к поверхности пленки, $\vec{k}$ и $\vec{r}$ – двумерные волновой вектор и радиус вектор в плоскости пленки, а s – площадь пленки.

Нормальная к поверхности пленки компонента волнового вектора квантуется (5.5) для $n = 1, 2, 3, \dots$ и энергия частицы в состоянии $|k_n, \vec{k}\rangle$ определяется как (1.25):

$$E_{n,k} = \frac{\hbar^2}{2m} (k_n^2 + k^2) \quad (5.7).$$

В пределе большой ДСПЭ в объеме, проводимость пленки с учетом квантовых поправок не расходится, при $N_d \gg 1$ и при достаточном условии

$$A * k_F, L_c * k_F \ll 1 \quad (5.8),$$

она равна

$$\frac{\sigma_d}{\sigma_o} = \frac{l_d}{l_o} \cong \frac{\pi}{4} \frac{k_F d}{Q} \frac{d}{l_o} \quad (5.9),$$

где l_d – эффективная ДСПЭ в пленке, а параметр $Q \sim (k_F A)^2 (k_F L)^2$.

Таким образом, в области большой толщины пленок должна бы наблюдаться квазилинейная размерная зависимость (5.1), либо (5.4), а в области малых толщин – квадратичная (5.9). Отметим, что для эпитаксиальных пленок $L_c * k_F \gg 1$, и формула (5.9) в общем случае не верна и возникают другие зависимости (см. гл. 1).

Кроме этого, следует подчеркнуть, что формула (5.9) не является простым следствием хорошо известного, т.н. квантового размерного эффекта (КРЭ),

когда периодически происходит выход верхних подзон квантования за уровень Ферми при уменьшении толщины пленки с характерными значениями толщины

$$d_n = \pi n / k_F \quad (5.10),$$

а связано с другим, с волноводным эффектом. Квантовый размерный эффект для пленок, как известно, до определенной степени аналогичен эффекту Шубникова – де Гааза (см. введение к гл. 4), когда происходит выход верхних подзон при увеличении магнитного поля за уровень Ферми, образующихся в силу квантования Ландау. Отметим, что как в случае квантового размерного эффекта, так и в случае эффекта Шубникова – де Гааза в момент выхода квантованных уровней за уровень Ферми энергия электрона максимальна. Таким образом, эти эффекты связаны с квантованием сильных степеней свободы электронов. Возникает вопрос о том, существует ли аналог образования магнитных поверхностных уровней (МПУ, см. введение к гл. 4) в размерной зависимости, когда квантуются слабые степени свободы электронов. Поскольку энергия электронов максимальна при движении вдоль поверхности раздела (малоугловые электроны), соответственно, она минимальна для перпендикулярного к поверхности движения, в этом случае квантуются слабые степени свободы. Остановимся на этом вопросе позже, при подробном рассмотрении волноводных эффектов в размерной зависимости монокристаллических низкоразмерных структур.

Влияние встроенных в объем структур потенциалов. Для металлов, при их большой энергии Ферми в несколько электрон-вольт, не следовало бы ожидать, что потенциалы, возникающие на границах раздела из-за разности химпотенциалов слоев (разных по составу, но близких по кристаллической структуре) могут привести к существенным эффектам в проводимости. Эта так, поскольку различие в работах выхода контактирующих металлов, которое берется за оценку разности химпотенциалов, составляет десятые-сотые электрон-Вольт, что много меньше, чем энергия электрона в металле. Кроме этого, длина экранирования мала – около межатомного расстояния,

что меньше фермиевской длины волны электрона в металлах, и приконтактный потенциал локализован в малой области вдоль границ раздела слоев. Более важным кажется строение границы раздела и симметрии кристаллической решетки для контактирующих слоев, а также их электронное строение – размер поверхностей Ферми и т.д.. Однако следует отметить то, что для малоугловых электронов их поперечная к поверхности раздела пленки энергия может быть малой и сравниться, либо стать меньше контактной разности потенциалов. Нужно также учитывать “преломления” электронных волн при прохождении границы раздела. Даже небольшая разница в энергиях Ферми для контактирующих слоев может привести, например, к полному “внутреннему” отражению малоугловых электронов. В этих случаях возможно сильное отражение от такой границы раздела таких электронов, что может существенно повлиять на проводимость всей структуры в той мере, насколько существенен транспорт малоугловых электронов. В общем случае нужно говорить о некотором эффективном контактном потенциале на границе раздела слоев, но для родственных металлов влияние этого вряд ли велико при большой энергии частицы.

В параграфах 5.2 и 5.3 будут приведены исследования и обсуждены результаты для НПС из монокристаллических тугоплавких металлов, связанные с этими вопросами.

Температурные эффекты в проводимости. Температурные эффекты в проводимости низкоразмерных металлических структур интересны с нескольких точек зрения.

1). **Отклонение от закона Блоха в пленочных структурах.** При низких температурах, импульс фонона мал по сравнению с фермиевским импульсом электрона и пропорционален температуре T . Плотность фононов пропорциональна T^3 при низких температурах, член в транспортном сечении дает дополнительно две степени в температурной зависимости проводимости и $\rho \sim T^5$. Для пленок, как известно, наблюдается отклонение от этого закона с показателем степени меньше 5, например, 3. Далее обсуждается тот случай,

когда за такое отклонение ответственно именно рассеяние на границах раздела (см. гл. 1).

Отметим, что рассеяние электронов на фононах неупругое, а ДСПЭ (но не транспортная длина) при таком рассеянии зависит от температуры как T^{-3} (согласно 1.116)

2). Вопрос об аддитивности вкладов интенсивностей рассеяния электронов на фононах и статических дефектах, в нашем случае под последними понимаются, главным образом, “дефекты” границы раздела, также представляет специальный интерес. Данный вопрос, в случае, когда сопротивление линейно зависит от интенсивности рассеяния, сводится к выполнению обобщенного правила Маттиссена. (см. более подробно в гл. 1)

3). При уменьшении длины проводника менее, чем ДСПЭ, становятся существенны баллистические эффекты. Возникает вопрос о температурных зависимостях электронной проводимости, связанных с баллистическим электронным транспортом. Как будет видно далее, наиболее существенное отклонение от диффузного электронного транспорта наблюдается для многотерминальных наноструктур. Подобные исследования для металлических структур ранее не проводились. Исследования для НПС на ДЭГ-структурах показывают подавление баллистической поправки к сопротивлению по экспоненциальному закону от расстояния (см. гл. 1).

Результаты этой главы представлены в публикациях [274, 275, 278, 280, 282, 285, 303, 304, 311-313].

§5.2. Размерные зависимости в проводимости низкоразмерных планарных структур.

Экспериментально были исследованы размерные зависимости сопротивления R для микро- (в основном изменялась ширина мостика) и макро-мостиков (изменялась толщина пленок), изготовленных из монокристаллических пленок тугоплавких металлов. Удельное сопротивление ρ (соответственно, удельная проводимость $\sigma = 1/\rho$) определялась по формуле

$$R_d = \rho_d \frac{L}{d * W} \quad (5.11),$$

где длина мостика L , его ширина W и толщина d . Учитывая то, что удельная проводимость пропорциональна ДСПЭ, введем обозначение для эффективной ДСПЭ l_d , так, что $\sigma_d \sim l_d$. Для многослойных пленок при определении удельного сопротивления (или проводимости) по формуле (5.11) использовалась общая толщина пленки.

Макро-мостики (длина около 1 мм, ширина 0.2 мм, толщина 10-200 нм) рассматривались как пленочные структуры (влияние рассеяния электронов на боковых стенках для них можно было пренебречь). Для микромостиков (метод изготовления описан в гл. 3, длина около 100-1000 нм, ширина 100-1000 нм, толщина 30-100 нм) – влияние рассеяния на боковых стенках могло быть существенным. Размеры структур были много большими длины волны электрона в тугоплавких металлах, которая оценивалась как $\lambda_F \sim 1$ нм.

В этом параграфе приводятся данные по размерным зависимостям, главным образом, полученных при температурах жидкого гелия, когда эффективная ДСПЭ близка к остаточной ДСПЭ. Интерпретация результатов проводится с использованием дифракционной и волноводной моделей, учитывающих флуктуационные характеристики поверхности.

§5.2.1. Эксперимент и дифракционная модель малоуглового электронного транспорта.

Для интерпретации экспериментальных результатов удобно ввести дифракционную модель транспорта малоугловых электронов, использующую, до определенной степени, квазиклассическое приближение.

Это оправдано, так как $N_d = d * k_F / \pi \gg 1$.

Введем дифракционный угол для каждой из подзон квантования с индексом n , используя (5.5)

$$\alpha_{dn} = \frac{k_n}{k_F} = \frac{\pi n}{dk_F} \quad (5.12),$$

для $n=1, 2, \dots$,

и рассмотрим условие, когда дифракционный угол равняется эффективному углу α^* (5.3). Это дает следующие характерные значения для толщины пленки

$$d_n^* = (\pi^2 * Q * l_o / k_F^2)^{1/3} n^{2/3} \quad (5.13).$$

Важно то, что существует минимальный угол α_{dl} , ограничивающий угол подлета к поверхности для малоугловых электронов. Данное обстоятельство изменяет классическую малоугловую модель электронного транспорта (см. гл. 1) и проводимость пленки равна

$$\frac{\sigma_d}{\sigma_o} = \frac{3}{8\pi} \int_{\alpha > K \alpha_{d1}} \frac{d\vec{\Omega} D(\vec{\Omega})}{1 + l_o / l_s} \cos^2 \theta \quad (5.14),$$

где θ угол между током и направлением движения электронов $\vec{\Omega}$, $K \sim 1$, $D(\vec{\Omega})$ учитывает возможную анизотропию электронного спектра, а длина пробега

$$l_s = \frac{d}{\sin(\alpha)(1 - p(\alpha))} \quad (5.15).$$

Для малых углов, она определяется значениями коэффициента зеркальности $p(\alpha)$ по формуле (5.2), где для малых α можно подставить $\sin(\alpha)$. При выводе (5.15) было использовано простое представление о классическом движении электрона при его многократном отражении от поверхности с вероятностью зеркального отражения $p(\alpha)$ аналогично (1.18), (см. гл. 1). При выводе формулы (5.14) использовалось также и то, что вероятности рассеяния в объеме и на границах раздела для данной группы электронов складываются (1.19), и интерференционными эффектами для каналов рассеяния можно пренебречь.

Отметим, что ограничение интегрирования снизу в формуле (5.14) само по себе уже не является квазиклассическим приближением. Можно показать, что учет минимального дифракционного угла соответствует $n=1$ в (5.12) и “единичкой” пренебречь нельзя, не смотря на то, что число подзон

квантования $N_d \gg 1$. Квазиклассичность проявляется тем, что “другими” единицами с $n > 1$ все-таки пренебречь можно. Более подробное обсуждение этого вопроса проведем далее в связи с величиной вклада нижних подзон квантования в электронный волноводный транспорт при поперечных размерах проводника значительно превосходящих фермиевскую длину волны электрона.

В изотропном случае, при малоугловом приближении (5.3) формула (5.14) дает следующие зависимости для проводимости пленки (эффективной ДСПЭ l_d)

$$\frac{\sigma_d}{\sigma_o} = \frac{l_d}{l_o} = \frac{3}{2} \alpha^{*2} \left\{ \left(\alpha^* + \frac{1}{\alpha^*} \right) \operatorname{arctg} \frac{\gamma}{K + \alpha^* \gamma} - 1 \right\} \quad (5.16),$$

а для проволоки

$$\frac{\sigma_d}{\sigma_o} = \frac{l_d}{l_o} = 3\alpha^{*2} \left\{ \sqrt{1 + \alpha^{*2}} \ln \left[\left(\frac{1}{\alpha^*} + \sqrt{1 + \frac{1}{\alpha^{*2}}} \right) \frac{\gamma}{\sqrt{1 + \gamma^2}} \right] - 1 \right\} \quad (5.17),$$

где коэффициент $K = 6/\pi^2$ для пленок, $\gamma = \frac{\alpha^*}{\alpha_{d1}}$, а формулы (5.3) и (5.12)

определяют эффективный α^* и минимальный дифракционный угол α_{d1} , соответственно. Отметим, что при $\alpha_{d1} \rightarrow 0$ ($\gamma \rightarrow \infty$) – электронной дифракцией пренебрегаем, и удельная проводимость в дифракционной модели (5.14, 5.16-17) переходит в известные формулы для классической модели малоуглового транспорта (1.22-23).

Расчет по формулам (5.16-17) представлен на рис. 5.1. Как видно из этих данных, для области $d > d^*$ размерная зависимость эффективной ДСПЭ (удельной проводимости) квазилинейная и число квантованных состояний, определяющих электронный транспорт, велико с индексом квантования $1 \ll n \ll N_d$ ($1 \ll \gamma$), а для $d < d^*$ – квадратичная для пленок и суперлинейная для проволок, где $n = 1$ ($\gamma \ll 1$). Область $d \sim d^*$ определяет переходную область ($\gamma \sim 1$), где размерная зависимость линейная и в эффективный угол помещается малое число квантованных состояний с $n \sim 1$. Оценка характерной толщины по

формуле (5.13) дает $d^*_1 \sim 13-30$ нм при $l_o \sim 10^4-10^5$ нм, $\lambda_F \sim 1$ нм, $Q \sim 1$, что удовлетворительно согласуется с расчетом.

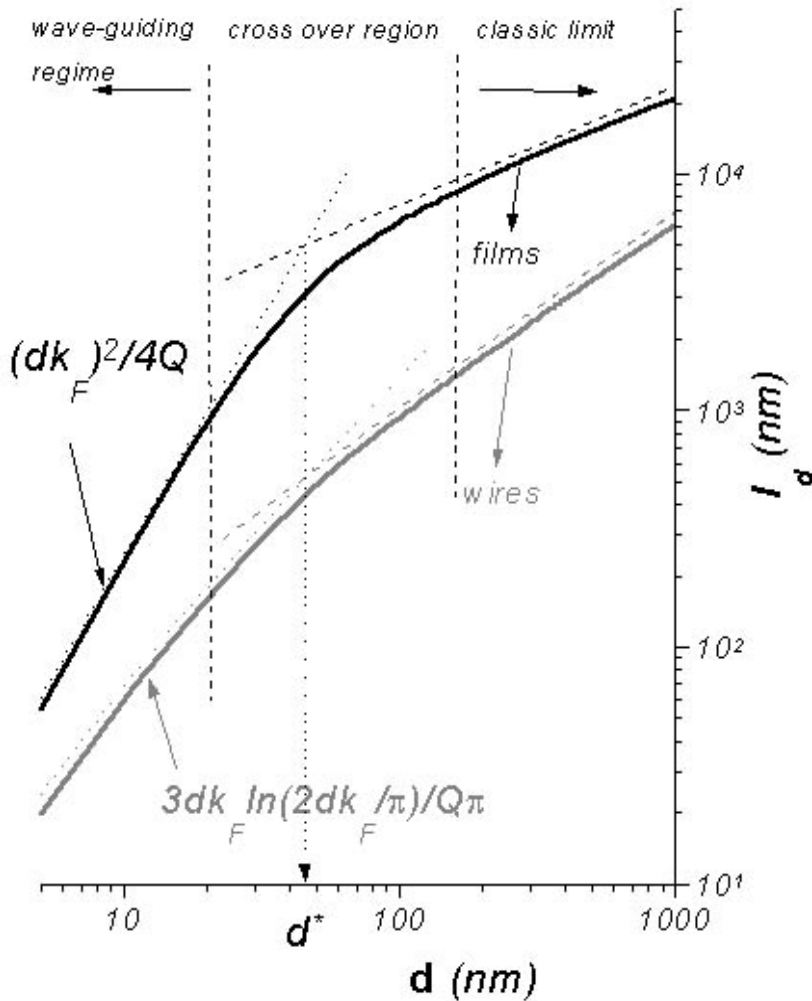


Рис. 5.1. Эффективная ДСПЭ I_d как функция толщины (радиуса) для пленки (жирная черная линия) и проволоки (жирная серая линия) (все значения даны в нанометрах). Параметры $Ql_o \sim 10^5$ нм, $k_F \approx 6$ нм⁻¹ в (5.16-17). Пунктиром показаны асимптотики, а вертикальной точечной линией - характерный размер $d^* = d^*_1$ для перехода от классического (слева) к волноводному (справа) пределу.

Экспериментальные размерные зависимости удельной проводимости для монокристаллических (001) пленок тугоплавких металлов от их толщины представлены на рис. 5.2. Для двухслойной пленки Mo-Nb (001) зависимость построена от толщины отдельного слоя, равного половине общей толщины.

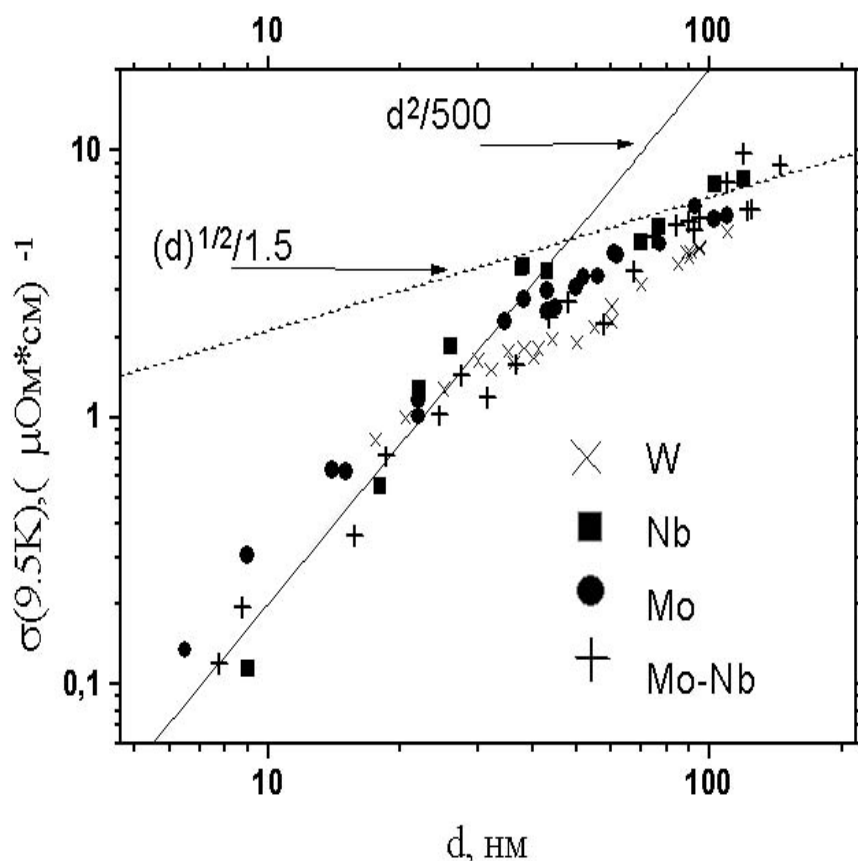


Рис. 5-2-а. Размерная зависимость удельной проводимости для монокристаллических пленок W(001), Nb (001), Mo(001) от толщины пленки и двухслойной пленки (толщины слоев одинаковы и равны половине общей толщины пленки) Mo/Nb и Nb/Mo (001) от толщины слоя. Сплошной и точечной прямой показаны асимптотики квадратичной и корневой зависимости.

Оценка эффективной ДСПЭ в эксперименте для W и Mo осуществлялась по формуле (1.135-137)

$$\frac{\sigma(T)}{\sigma(295\text{ K})} \approx \frac{l_d(T)}{40\text{ нм}} \quad (5.18).$$

Действительно, как это следует из рис. 5.2а, при $d < 25$ нм экспериментально наблюдается близкая к квадратичной зависимость от толщины пленки, а при $d > 70$ нм – квазилинейная $\cong d^{0.8}$. Область $25\text{ нм} < d < 70\text{ нм}$ – переходная. Полуколичественно, это совпадает с результатами расчета для пленок, представленными на рис. 5.1.

Однако есть и отличие: в эксперименте переходная область уширена, в этой области наблюдается зависимость близкая к $d^{0.5}$, и далее она переходит в квазилинейную зависимость более близкую к (5.1) с $d^{0.8}$, нежели (5.4), где зависимость $d^{0.5}$; кроме этого, значение экспериментальной характерной толщины $d^* \cong 30\text{-}50$ нм несколько больше, чем дает оценка и расчет; для лучшей подгонки брался параметр $Q^* l_o \sim 10^5$ нм, в то время как из результатов предыдущей главы он должен быть на уровне $3 \cdot 10^3\text{-}10^4$ нм. Последнее

можно объяснить тем, что используется изотропное приближение и все электроны одинаково (конечно, с учетом зависимости от угла α) принимают участие в электронном транспорте, что может быть не верным. Так, например, результаты по поперечной магнитной фокусировке для Mo(001) (гл. 4) показывают, что электроны с большей, чем усредненная по поверхностям Ферми длина волны $2\pi/\langle k_F \rangle$, длиной волны имеют преимущество по своей ДСПЭ с другими электронами. В этом случае необходим учет доли таких электронов, и их весовой вклад может быть меньшим единицы $D(\bar{\Omega}) < 1$ в формуле (5.14). Отметим также, что практически во всех волноводных моделях для $N_d \gg 1$ (см. гл. 1, исключение – работа [38]) наблюдается более медленная зависимость от толщины пленки в классическом пределе, например, корневая. При определенных условиях возможно появление линейной зависимости от толщины пленки в классическом пределе (см. гл. 1 [38]). Однако, проведенные оценки (1.65) дают значения толщины для этого диапазона зависимости большие, чем это наблюдается экспериментально (в эксперименте $d > 50$ нм, рис. 5.2а). Возможная причина – использование гауссовых типов поверхностей в цитируемых волновых моделях. Необходимо развитие волноводных моделей и для фрактального типа поверхностей. Фрактальный тип поверхности приводит к степенной зависимости спектра плотности флуктуаций шероховатости поверхности (см. след. параграф) и рассеяния электронов на большой угол могут стать существенными. Корреляционная длина перестает определять максимальный угол рассеяния электрона, условия для приближения со слабым рассеянием на шероховатостях может стать не правомочным. Если формально в (1.65) вместо корреляционной длины подставить $1/\Delta q_{\max} = 1/2k_F \approx 0.1$ нм, то условие (1.65) превращается в $d \gg 0.1$ нм, что вполне выполняется для экспериментальных значений толщины пленок. Из эксперимента, как это видно из рис.5.2, следует то, что размерные зависимости удельной проводимости для разных пленок, в том числе и двухслойной пленки (но для нее зависимость от $d/2$), легли на близкую друг к

другу зависимость с логарифмической точностью. Последнее может означать то, что параметры рассеяния электронов на разных границах раздела, включая внутреннюю границу для двухслойной пленки, имеют близкие значения (?!). Если предположить, что подложка “диктует” общие флуктуационные для всех поверхностей раздела пленки характеристики, имея свою определенную, в среднем одинаковую морфологию поверхности, и высота эффективного контактного потенциала на границах раздела слоев достаточна для отражения электронов, то можно объяснить наблюдаемые результаты по размерной зависимости. Нужно при этом учесть еще и то, что плотность электронов проводимости для исследованных металлов близка друг к другу с рассматриваемой логарифмической точностью.

Если повысить температуру образца, то за счет увеличения интенсивности электрон-фононного рассеяния, ДСПЭ в объеме будет уменьшаться и условия малоуглового (как и волноводного) электронного транспорта будут нарушены. Такие размерные зависимости удельной проводимости для W и Nb (001) при разных температурах приведены ниже, на рис. 5.2б и 5.2с. Отчетливо видно, что с повышением температуры область перехода от квазилинейной к квадратичной зависимости сдвигается в сторону малой толщины, поскольку ДСПЭ в объеме уменьшается, согласно (5.13) уменьшается характерная толщина d^*_l . Возникает вопрос, насколько ДСПЭ входящая в эту формулу следует изменению ДСПЭ (транспортной длине?) за счет электрон-фононного рассеяния, тому, что и определяет температурную зависимость. К этому вопросу вернемся в параграфе 5.4. Отметим, что полученные подгоночные параметры для l_o и λ_F выглядят завышенными, что может быть связано с неправомерностью использования изотропной модели (не все малоугловые электроны эквиваленты).

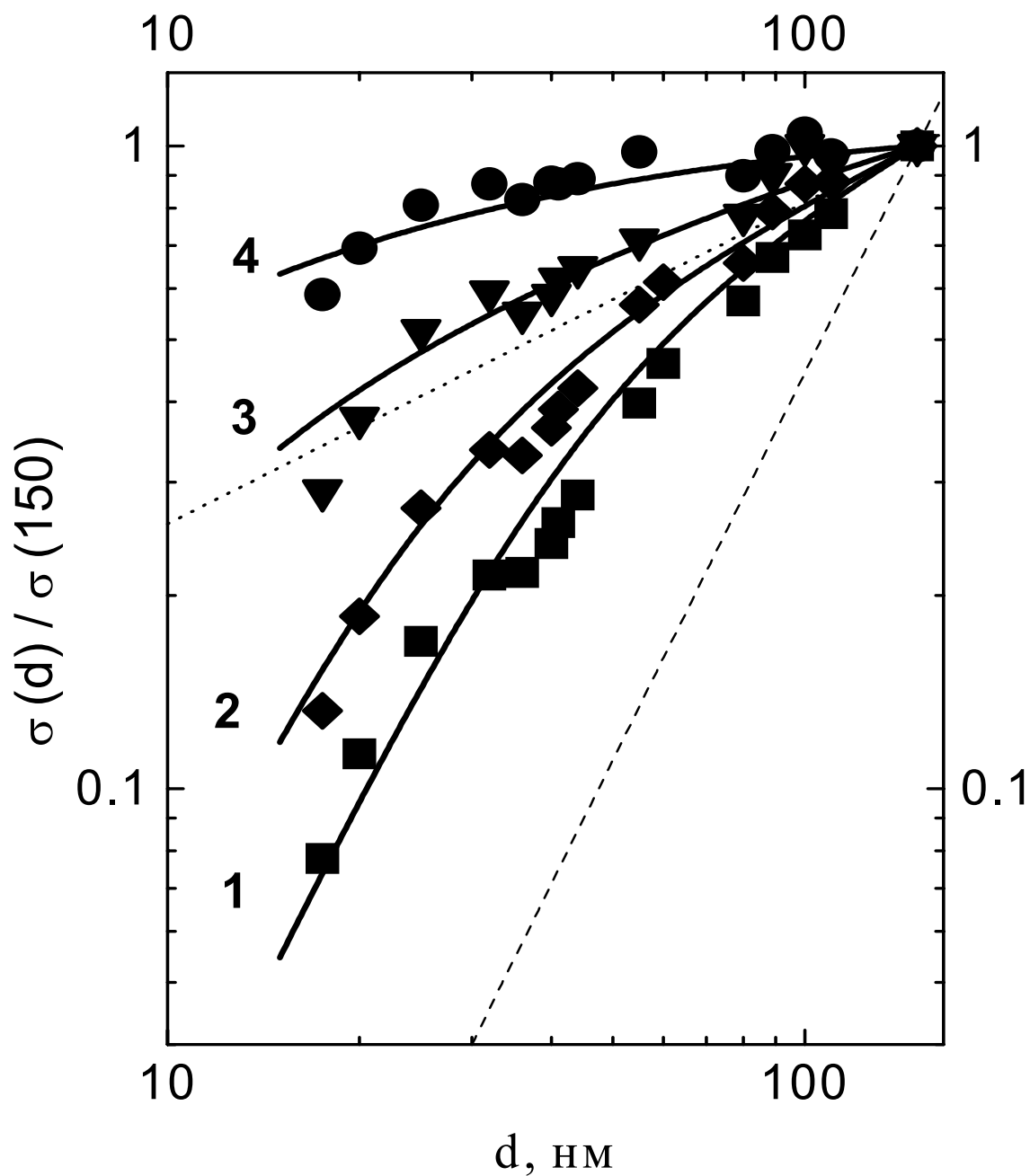


Рис. 5.2-б. Экспериментальные нормированные размерные зависимости электронной проводимости монокристаллических (100) пленок W (значки) при $T=4.2$ К (1), 40 К (2), 295 К (3), 295 К (4). Сплошная линия – формула (5.16) при $l_o=140000, 25000, 950, 70$ нм, соответственно нумерации, и $\lambda_f = 2$ нм. Точечная линия - корневая зависимость, а пунктирная – квадратичная зависимость проводимости от толщины пленки.

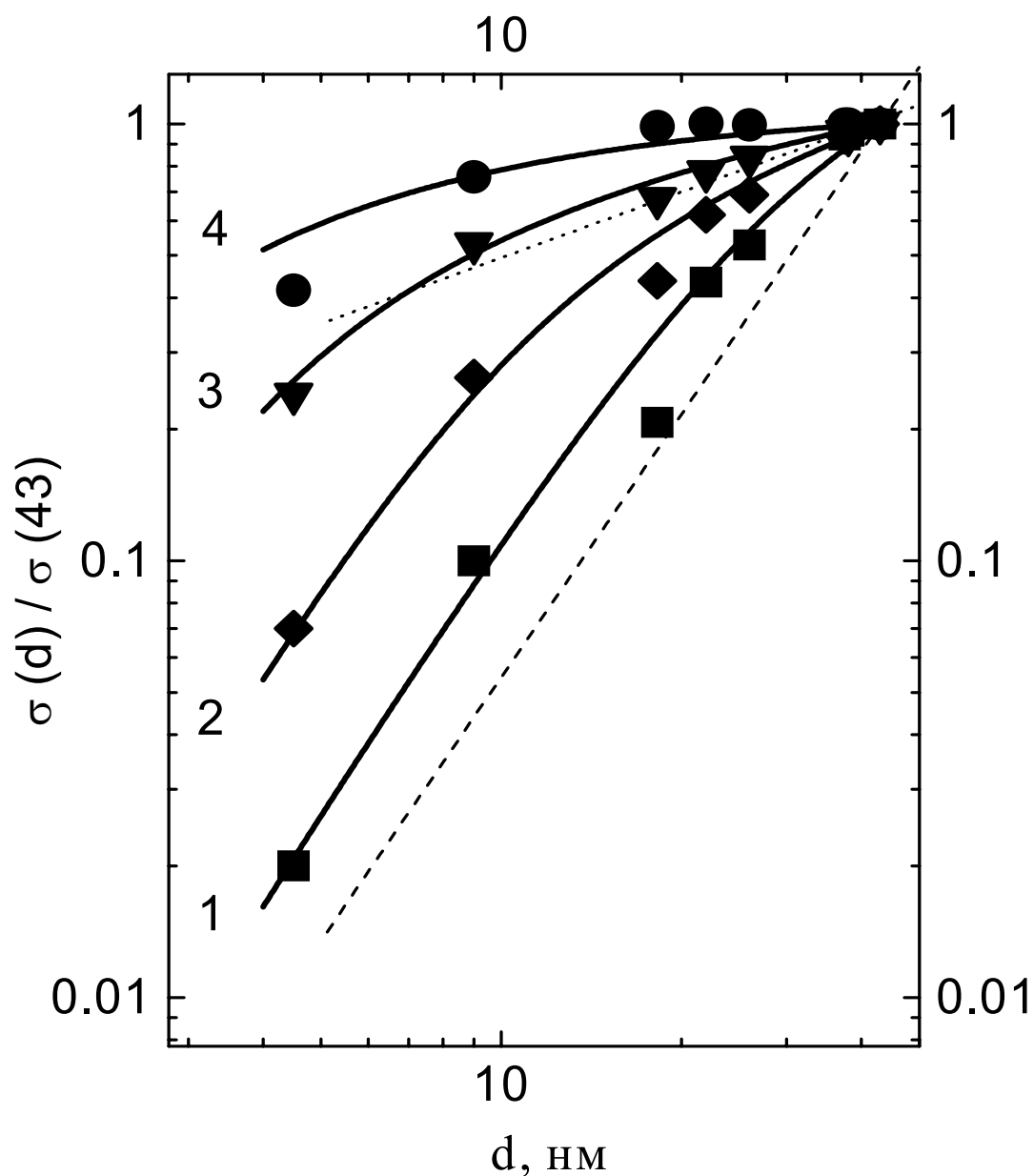


Рис. 5.2-с. Экспериментальные нормированные размерные зависимости электронной проводимости монокристаллических (100) пленок Nb (значки) при $T=4.2$ К (1), 40 К (2), 80 К (3), 295 К (4). Сплошная линия – формула (4) при $L_0=35000, 25000, 150, 15$, соответственно нумерации, и $\lambda_f = 2$ нм. Точечная линия - корневая зависимость, а пунктирная – квадратичная зависимость проводимости от толщины пленки.

Таким образом, наблюдаемая размерная зависимость проводимости тонких (5 – 150 нм) монокристаллических пленок тугоплавких металлов от их толщины (в случае доминирующего рассеяния на границах раздела) объясняется существенным влиянием волноводного размерного эффекта для скользящих электронов, расположенных на нижних двумерных подзонах энергетического спектра. Характерный размер (толщина) определяется формулой (5.13) и может значительно превышать фермиевскую длину. При этой толщине квантовые (волноводные) поправки к проводимости достигают значений порядка 50 %, а найденные экспериментально ее значения составили величину 30-50 нм. Экспериментально наблюдается квадратичная (волноводный предел), переходная область и квазилинейная (классический предел) размерные зависимости проводимости от толщины. Дифракционная модель, учитывающая дифракционные угловые ограничения для скользящих вдоль поверхности электронов, находится в удовлетворительном согласии с экспериментом. Она правильно описывает размерную зависимость в переходной области и в волноводном пределе, как проявление волновой аномалии в рассеянии скользящих электронов на поверхностях пленки. Однако в классическом пределе она дает более слабую размерную зависимость.

§5.2.2. Экспериментальное исследование морфологии поверхности и связь с электронным транспортом в волноводной модели.

Для описания удельной проводимости пленок в волноводной модели, которая связывает параметры рассеяния (Q в (5.2)) электронов с характеристиками шероховатости границ раздела – средней амплитудой шероховатости A (корнем из дисперсии), а также корреляционной длиной L_c (предполагается для упрощения, что двух параметров достаточно, чтобы описать флуктуацию границы раздела).

Далее воспользуемся идеей унитарного преобразования волновых функций, которое позволяет более компактно провести преобразования волновых

функций, нежели унитарные преобразования пространственных координат (см. гл. 1).

Рассмотрим два типа преобразований – растяжение верхней границы пленки $z_b = \lambda(\vec{r}) * d_o$, при этом нижняя граница неизменна $z_a = 0$, где индексы a и b обозначают z -координату нижней и верхней границы, соответственно, d_o – средняя толщина пленки; одновременный изгиб нижней и верхней границы как $z_a = l(\vec{r})$ и $z_b = d_o + l(\vec{r})$. Функции $\lambda(\vec{r})$ и $l(\vec{r})$ – случайные функции, зависящие от координат вдоль поверхности пленки $\vec{r} = (x, y)$, используются для описания шероховатости границ раздела. Легко показать, что произвольная шероховатость верхней и нижней границы (рассматривается случай, когда можно ввести однозначную (нет полостей, или выпуклостей) функцию) может быть сведена к растяжению и сдвигу, соответственно, через функции $\lambda(\vec{r})$ и $l(\vec{r})$.

Соответствующие унитарные операционные преобразования волновых функций

$$\psi(z_2, \vec{r}_2) = \iint dz_1 d^2 \vec{r}_1 \Delta(z_2, \vec{r}_2 | z_1, \vec{r}_1) \phi(z_1, \vec{r}_1)$$

и операторов

$$H = \Delta H' \Delta^{-1}$$

для растяжения и сдвига – с обозначением для прямого +1 и обратного –1 преобразования, равны

$$\Delta_{\lambda}^{\pm 1} = \sqrt{\lambda^{\pm 1}(\vec{r}_1)} * \delta(\lambda^{\pm 1}(\vec{r}_1) * z_1 - z_2) * \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \quad (5.19)$$

$$\Delta_l^{\pm 1} = \delta(z_1 \pm l(\vec{r}_1) - z_2) * \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \quad (5.20).$$

Выбор операторов преобразования, соответственно, либо для растяжения (5.19), либо сдвига (5.20) таков, что $\Delta U' \Delta^{-1} = U$, где U' – потенциал на границах шероховатой пленки, а U – гладкой пленки. При присутствии двух типов шероховатостей (растяжения и сдвига) операторы преобразования действуют последовательно.

После этих преобразований Гамильтониан преобразуется как

$$\hat{H} = \hat{H}_o + \hat{V} \quad (5.21),$$

где $\hat{H}_o = \hat{K} + U(z)$, а флуктуационный оператор -

$$\hat{V} = \hat{\Delta} \hat{K} \hat{\Delta}^{-1} - \hat{K} \quad (5.22),$$

$\hat{K}$ - оператор кинетической энергии, а $U(z)$ – потенциальная энергия стенок (границ раздела) уже гладкой пленки. Для однородных по толщине и гладких пленок с Гамильтонианом $\hat{H}_o$ можно использовать (в модели свободных электронов) волновые функции $|\alpha\rangle = |k_n, \vec{k}\rangle$ (5.6), для которых квантуется нормальная к поверхности проекция импульса k_n (5.5). Вдоль пленки движение свободное с волновым двухмерным вектором $\vec{k}$, а энергия определяется значениями этих волновых векторов (5.7). Присутствие оператора $\hat{V}$ приводит к тому, что состояние $|\phi\rangle = |k_n, \vec{k}\rangle$ рассеивается в другие состояния, например $|\psi\rangle = |k_n', \vec{k}'\rangle$, при этом двухмерный вектор рассеяния равен $\vec{q}(\phi \rightarrow \psi) = \vec{k}' - \vec{k}$. Если его проекция на направление тока (вдоль x-оси) не равна нулю, то такое рассеяние в результате (с учетом всех переходов) приводит к диссипации импульса электрона (тока) и появлению электрического сопротивления. Отметим, что полная энергия (5.7) электрона при таком рассеянии сохраняется, поскольку возмущающий оператор не зависит от времени.

В теории линейного отклика [315] продольное сопротивление (вдоль x-оси) (при этом рассеянием в объеме пока пренебрегаем и для упрощения записи считаем $e = \hbar = m = 1$) равно

$$\sigma_d = \sigma_{xx} = 2 \sum_{\phi} \delta(\varepsilon_{\phi} - \varepsilon_F) * k_x^2(\phi) * \frac{l_{x,d}(\phi)}{v_F} \quad (5.23),$$

где интенсивность рассеяние в единицу времени v_F/l_d равна

$$v_F/l_{x,d}(\phi) = 2\pi \sum_{\psi} \frac{-q_x(\phi \rightarrow \psi)}{k_x(\phi)} \left| \langle \phi | \hat{V} | \psi \rangle \right|^2 \delta(\varepsilon_{\phi} - \varepsilon_{\psi}) = \frac{2E_F k_n}{k_F^2 d} Q_{\phi}^{a,b} * \alpha_{dn} \quad (5.24),$$

в которой $\phi = |k_n|$, $\bar{k} >$, дифракционный угол α_{dn} определяется (5.12), E_F – энергия Ферми, а k_F и v_F – фермиевский волновой вектор и скорость. Формула (5.24) может рассматриваться также как и определение зависимости $Q(\alpha_{dn})$. Для учета объемного рассеяния с ДСПЭ равной l_o переопределим длину пробега l_d (для пленок индекс x уже опущен) в формуле (5.23) как

$$\frac{1}{l_d^*(\phi)} = \frac{1}{l_o} + \frac{1}{l_d(\phi)} \quad (5.25),$$

считая, что рассеяние в объеме и на границах раздела не коррелированно и интерференцией этих каналов рассеяния можно пренебречь для электрона в данном состоянии ϕ . Отметим, что выполнение (5.25), само по себе, не означает выполнение правила Маттиссена, поскольку из (5.23) может, например, следовать не аддитивная зависимость удельного сопротивления от интенсивностей в каналах рассеяния (в нашем случае в объеме (статические дефекты и фононы) и на флуктуациях границ раздела), см. (1.107) гл. 1. Можно показать, что проводимость пленки (5.23) в волноводной модели можно записать при $N_d \gg 1$ как

$$\sigma_d = \sigma_o \frac{3\pi}{2dk_F} \sum_{n=1}^{n=N_d} \frac{1 - (k_n/k_F)^2}{1 + (d_1^*/d)^3 n^2} \quad (5.26)$$

где d_1^* определяется (5.13). Необходимо только учесть, что в общем случае Q не константа, зависит от k_n и d (или α_{dn} , зависимость от угла подлета электрона к поверхности) и определяется формулой (5.24). Соответственно, d_1^* в общем случае также зависит от k_n (или α_{dn}). Заменяя суммирование (5.26) интегрированием от единицы (!) после простых переобозначений и введения поправочных коэффициентов получаем формулу дифракционной модели (5.14). Отметим также и то, что при определении Q в (5.24) рассматривалось взаимодействие электрона с двумя границами раздела сразу (нижней - a и верхней - b), поэтому было введено обозначение $Q^{a,b}$.

Прежде чем перейти к рассмотрению явного вида операторов в (5.24), отметим, что в знаменателе этой формулы присутствует двухмерный вектор

рассеяния (его проекция q_x) и, таким образом, определяемая из (5.24) длина пробега является транспортной длиной. По своему виду выражение (5.24) соответствует вероятностному (определяется квадратом модуля матричного элемента) усреднению по всем возможным состояниям рассеяния $|\phi\rangle$ в $|\psi\rangle$ относительной величины проекции двумерного вектора рассеяния на направление тока.

Для оператора сдвига получаем следующее явное выражение

$$\hat{V} = \hat{V}_l = -l(\vec{r})\left(\frac{dU(z)}{dz}\right) + [\hat{H}_o, l(\vec{r}) * \frac{\partial}{\partial z}] - \frac{1}{2}[\nabla_r, l(\vec{r})]^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (5.27),$$

где квадратные скобки обозначают антикоммутацию, а перевернутый треугольник – двумерный оператор Набла.

Из-за закона сохранения энергии второй член зануляется, а при малой шероховатости третьим членом можно пренебречь, так как он квадратичен по амплитуде шероховатости. Для первого слагаемого в (5.27), при подстановке в матричный член (5.24) с учетом того, что для гладкой пленки переменные вдоль и перпендикулярно движению разделяются, получаем простую интерпретацию механизма рассеяния. При движении электрона перпендикулярно к поверхности действует сила стенок (границы раздела) $F=dU/dz$, вызывающая переходы электронов в другие состояния. Поскольку полная энергия электрона сохраняется, для реализации рассеяния необходимо, чтобы изменился также и импульс электрона вдоль поверхности за счет дополнительной силы, действующей уже вдоль поверхности пленки. Вероятность появления такой силы определяется квадратом матричного элемента от $l(\vec{r})$, в обкладках которого стоят волновые функции свободного движения электронов вдоль пленки (для гладкой пленки такая вероятность, очевидно, равна нулю). Таким образом, квадрат модуля матричного элемента в (5.24) пропорционален вероятности перехода от действия силы F на поперечное движение электронов, умноженного на вероятность обнаружить гармонику (плоскую волну) с определенным вектором рассеяния $\vec{q}$ в случайной функции $l(\vec{r})$. Последняя вероятность равна квадрату модуля

двухмерного Фурье-образа этой функции, что по определению соответствует спектру плотности флуктуаций (СПФ) этой случайной функции. Для оператора растяжения $\hat{V}_\lambda$, при условии, что амплитуда шероховатости много меньше, чем толщина пленки, получается аналогичный результат.

Из (5.24) следует, что

$$Q_n^{a,b} = \frac{k_F^4}{k_F d} \sum_{m=1}^{m=N_c} \int_0^\pi \frac{d\varphi}{\pi} \left(1 - \frac{\sqrt{k_F^2 - k_m^2}}{\sqrt{k_F^2 - k_n^2}} \cos \varphi\right) \frac{k_m^2}{k_F^2} |f_{Ra,b}(q)|^2 \quad (5.28),$$

где $q = |\vec{q}|$, φ - угол рассеяния в плоскости пленки, $|f_{Ra,b}(\mathbf{q})|^2$ – спектр плотности флуктуаций для 2-х поверхностей, а нормальная к поверхности компонента волнового вектора $k_{n(m)} = \pi n(m)/d_0$. Спектр плотности флуктуаций может быть определен через зависимость профиля каждой из поверхностей пленки ($f_{a(b)} = |F[h_{a(b)}(\vec{r})]|^2$) от координат в плоскости пленки, где $F[]$ – означает Фурье-образ. Тогда в простейшем случае, когда корреляцией между поверхностями пленки можно пренебречь, вклад обеих поверхностей аддитивен. В общем случае,

$$|f_{a,b}|^2 = |f_a|^2 + |f_b|^2 - (-1)^{n+m} (f_a f_b^* + f_b f_a^*) \quad (5.29),$$

и в (5.29) появляется такой же интерференционный член, как и полученный ранее при координатном преобразовании шероховатостей (см. гл 1). Отметим, что если слагаемые при суммировании в (5.28) одного порядка для достаточно больших m , то осциллирующий интерференционный член в (5.29) можно в первом приближении опустить, поскольку он знакопеременный, приходя опять к аддитивности вкладов флуктуаций разных поверхностей пленки. В какой мере, и при каких условиях это возможно для эпитаксиальных пленок с $k_F b \gg 1$? Этот вопрос особенно важен в случае, когда квант π/d большой ($(3/2k_F)\pi^2/d^2 \geq 1/b$), поскольку в этом случае возможно подавление межподзонных переходов (квантовое число n сохраняется в (5.28)), что изменяет режим рассеяния электрона и приводит к другим размерным зависимостям проводимости (см. гл. 1).

Ответ нужно искать в том, насколько могут быть существенными флуктуации при больших векторах рассеяния $q > q_c = 2\pi/b$ в этом случае. Как правило, в волноводных моделях используют гауссову функцию для СПФ (см. гл. 1). Из такого приближения однозначно следует, что рассеяние электронов с большим q можно пренебречь, и рассеяние является малоугловым для эпитаксиальных пленок с большой b с углом рассеяния $\varphi < q_c/k_F$, а при $(3/2k_F)\pi^2/d^2 \geq 1/b$ реализуется режим только внутриволноводного рассеяния. Однако, в теории однородных фракталов, которую можно использовать для описания шероховатости поверхностей раздела (см. гл. 1), асимптотика $|f|^2(q)$ при больших q равна q^{-2-2H} , с точностью до некоторого численного множителя, где H – показатель шероховатости (фрактальная размерность Хаусдорфа). Можно показать, используя (5.28), что при $H < H_c = 3/4$ рассеяние малоугловых ($n \sim 1$) электронов на большой угол существенно, всегда реализуется режим межволноводного рассеяния, и это дает квадратичную размерную зависимость удельной проводимости от толщины пленок при $k_F b \gg 1$ и $(3/2k_F)\pi^2/d^2 \geq 1/b$, поскольку суммирование в (5.28) начинает расходиться по верхнему пределу. Таким образом, становится существенным область больших q и, как следствие, рассеяние электронов на большой угол. Параметр $Q_n^{a,b}$ в этом случае равен

$$Q_n^{a,b} \cong Q_n^a + Q_n^b \quad (5.30),$$

где, как это следует из (5.28) при $H < 3/4$ для малоугловых электронов при $n \sim 1$,

$$Q_n = (k_F A^{a(b)})^2 \pi 2^{3/2} \left\langle \left(\frac{q}{2k_F} \right)^{3/2} \right\rangle_{2k_F} \approx \sqrt{2} \frac{(k_F A)^2}{(L_c k_F / \pi)^{2H}} \frac{H}{(5/2 - 2H)(3/2 - 2H)} \quad (5.31),$$

усреднение $\langle \rangle$ означает

$$\langle y \rangle_p^a = \frac{\iint_{q < 2k_F} dq_x dq_y y(2k_F - q) |f^a|^2}{\iint_{q < 2k_F} dq_x dq_y (2k_F - q) |f^a|^2},$$

и считается, что $N_d \gg 1$, а вклад двух поверхностей аддитивен; для $q \ll 2k_F$ множитель $(2k_F - q)$ может быть опущен и (5.31) определяется средним

$$\left\langle \left(\frac{q}{2k_F} \right)^{3/2} \right\rangle \text{ по СПФ.}$$

Воспользуемся следующей формулой для СПФ фракталов [138]:

$$|f(q)|^2 = \frac{H}{\pi} \frac{(ab)^2}{(1 + (bq/2\pi)^2)^{1+H}} \quad (5.32),$$

с корреляционным вектором $q_c = 2\pi/b$, значение которого для q соответствует приблизительно половине значения СПФ от максимума при малых H .

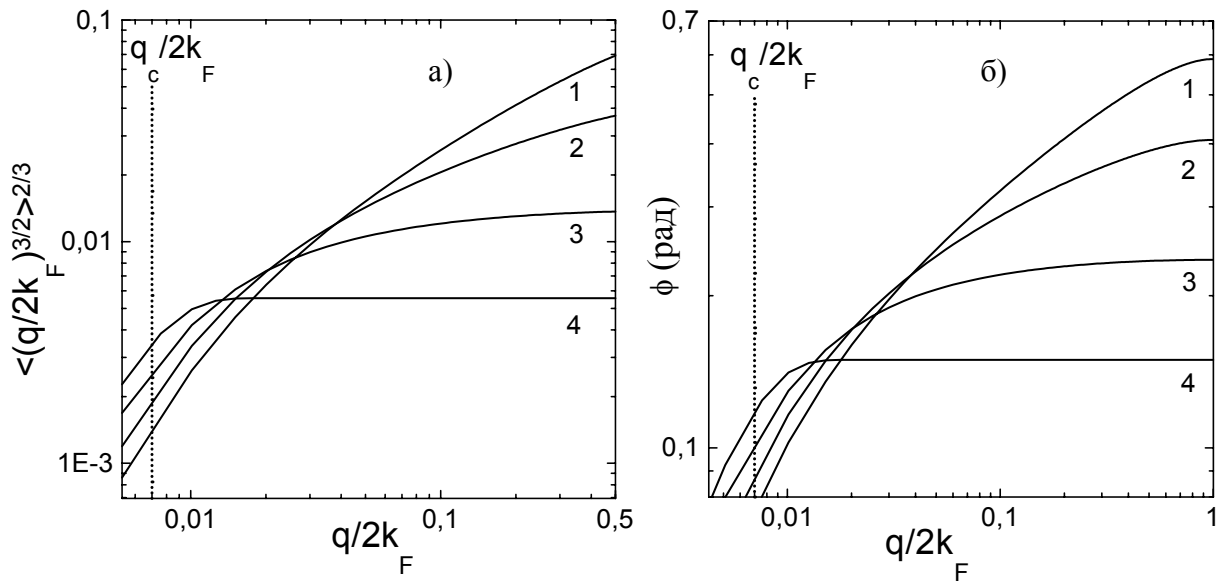


Рис. 5.3-1. Зависимость $\langle (q/2k_F)^{3/2} \rangle^{2/3}$ (а) и угла рассеяния (б) от нормированного значения вектора рассеяния. $H=0.25, 0.5, 1$ для фрактального СПФ (1-3). Гауссовый тип СПФ – 4. Для всех зависимостей $q_c/k_F=0.014$.

Используя (5.31) и (5.32) приведем результаты численного расчета $\langle (q/2k_F)^{3/2} \rangle^{2/3}$ (а) и угла рассеяния электрона $\arccos(1 - 2\langle (q/2k_F)^{3/2} \rangle^{2/3})$ (б) как функцию нормированного вектора рассеяния для $H=0.25(1), 0.5(2)$ и $1(3)$ (рис.5.3-1), используя формулу (5.28). Для сравнения на этом же рисунке приведены результаты расчета для гауссова типа СПФ (4).

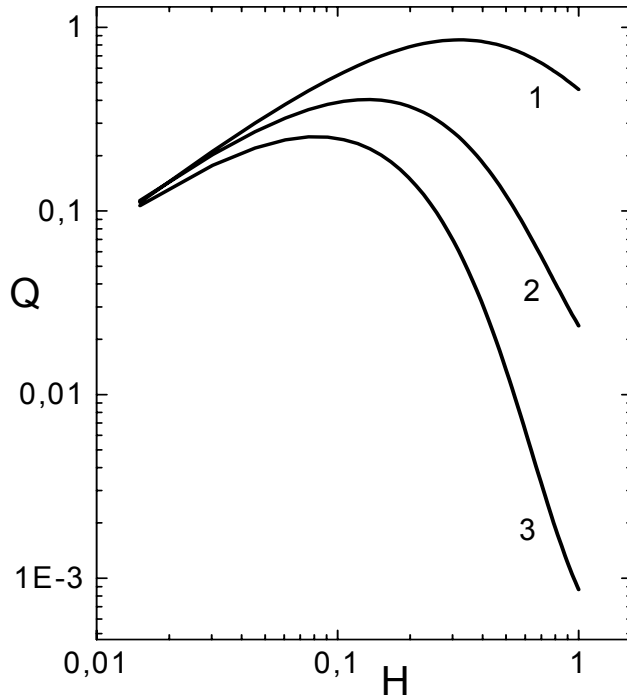


Рис.5.3-2. Расчетная зависимость параметра Q от H для фрактального СПФ; $a=0.3$ нм, $b=7.4$ (1), 74 (2) и 740 (3) нм, $k_F=6$ нм $^{-1}$, $d=35$ нм.

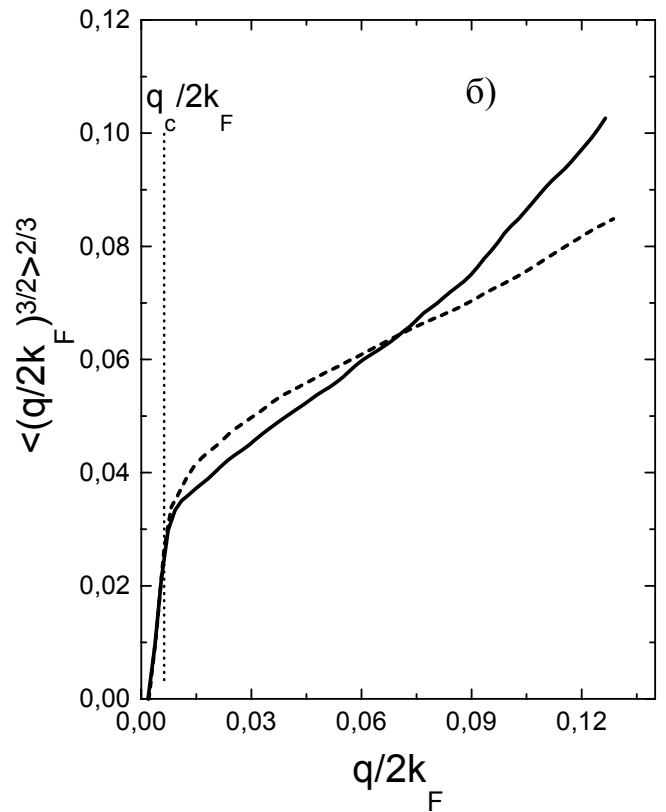
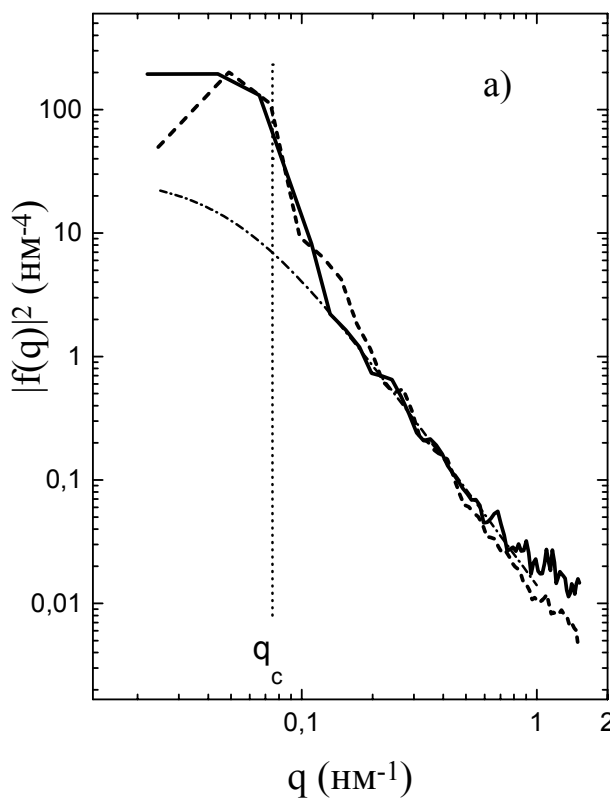


Рис. 5.4. Экспериментальная СПФ (слева – а) и средняя величина $\langle q^{3/2} \rangle^{2/3}$ (справа – б) как функция максимального вектора рассеяния. Пунктир – g -плоскость сапфира, сплошная линия – пленка W(001), штрих-пунктирная (а) – фрактальное распределение (5.32). Вертикальная точечная линия – положение корреляционного вектора q_c .

Для всех зависимостей $q_c/k_F=0.014$, что соответствует приблизительно полуширине СПФ. Из-за расходимости $\langle (q/2k_F)^{3/2} \rangle$ по верхнему пределу в

(5.31) при $H < 3/4$ происходит увеличение вероятности рассеяния на большой вектор рассеяния (a) и угол рассеяния (b) при $q \gg q_c$. Для $H > 3/4$ или для гауссова типа СПФ такого не происходит.

Приведем результаты расчета для параметра Q для малоугловых электронов ($n=1$) как функцию H для фрактального распределения СПФ при $q_c/k_F=0.14(1)$, $0.014(2)$ и $0.0014(3)$ и толщине пленки $d=35$ нм (рис. 5.3-2), используя формулу (5.28).

Как видно из этих данных при $H < 3/4$ происходит резкое увеличение Q за счет увеличения вероятности рассеяния электрона на большой угол из-за расходимости при больших векторах рассеяния, как это обсуждалось ранее. Для зависимости (2) область значений $H=0.2-0.4$ дает разумное значение для параметра $Q \sim 0.3$, определенного ранее из данных по магнетосопротивлению НПС (гл. 4).

Экспериментальное доказательство реализации таких условий приводится ниже. Для этого была исследована топография (профиль) поверхности $z(x,y)$ сканирующим АСМ (рис.3.10, гл. 3) для подложки из r -плоскости сапфира и $W(001)$ эпитаксиальной пленки. Далее численно строился спектр плотности флуктуации шероховатости как СПФ $= |F[z(x,y) - \langle z \rangle]|^2$ (рис. 5.4 а, его радиальная часть после усреднения по азимутальному углу), а также средняя величина волнового вектора рассеяния $(\langle q^{3/2} \rangle)^{2/3}$ как в формулах (5.31-5.32) в виде функции от верхнего предела интегрирования. Экспериментально область измеряемых зависимостей ограничивалась $q \leq 1.5$ нм⁻¹. Как видно из рис.5.4 (а) СПФ для пленки и подложки близки друг к другу и быстро спадают при $q > q_c \approx 0.085$ нм⁻¹ ($b \approx 74$ нм). Тем ни менее, как показывает зависимость $(\langle q^{3/2} \rangle)^{2/3}$ на рис. 5.4 (б) (для сравнения см. рис. 5.3-1 а)), область больших q существенна – указанная экспериментальная зависимость продолжает возрастать при $q > q_c$, поскольку $H < 3/4$, и, таким образом, рассеяния электронов на флуктуациях шероховатости границ раздела на большой угол вероятны. Подгонка экспериментальной СПФ по формуле (5.32) (штрихпунктирная линия на рис. 5.4 а) показывает значение $H \approx 0.3$. В

области малых q видно значительное отклонение от фрактального распределения и, таким образом, вклад быстро спадающей части СПФ (например, гауссового типа) в СПФ сравним с фрактальной частью по интегральной интенсивности. Однако вклад в рассеяние электронов гауссовой части СПФ, как это следует из рис. 5.4 б), существенно меньше, чем вклад фрактальной части СПФ.

Полученные экспериментальные результаты устраняют противоречие между наблюдаемой квадратичной размерной зависимостью σ от толщины эпитаксиальной пленки и большой величиной корреляционной длины $k_F b \cong 400 \gg 1$ для исследуемых пленок, последнее могло бы привести к другим размерным зависимостям в волноводном пределе при соизмеримости кванта $(3/2k_F)\pi^2/d^2 \propto q_c$ из-за подавления межподзонного рассеяния электронов. Результаты параграфа также объясняют правомочность использования дифракционной модели для транспорта малоугловых электронов (§5.2.1).

Полученный результат показывает, что интерпретация влияния шероховатости на проводимость НПС не так проста. Формальное использование двух параметров, таких как корень из дисперсии и корреляционная длина может быть не достаточным. Нужно определять интегральный вклад в рассеяние (5.28), при этом высокочастотной частью СПФ (большие q) пренебречь нельзя при $N < 3/4$. Измеренные параметры шероховатости НПС, как оказывается, могут относиться к низкочастотной части СПФ, вклад которой в рассеяние может быть мал. Это объясняет, например, почему ионное травление поверхности пленок [285], либо боковых стенок наноструктур (см. гл. 4) не значительно меняет остаточное сопротивление образцов при большом изменении амплитуды шероховатости их поверхности.

§5.2.3. Роль низкоиндексных состояний в волноводном электронном транспорте низкоразмерных монокристаллических структур

Как отмечалось в параграфе §5.2.1, область квадратичной размерной зависимости удельной проводимости пленок соответствует основному вкладу в проводимость от 1-ой подзоны с $n=1$. Именно этим определяется появление волноводного эффекта в проводимости монокристаллических низкоразмерных структур из тугоплавких металлов, которые следует рассматривать как шероховатые волноводы. Возникает усиленный волноводный эффект, когда небольшая группа электронов проводимости проявляет волновые свойства, которые определяют поведение проводимости всего образца. Усиленный волноводный эффект возникает из-за проявления двух известных зависимостей – соизмеримость угла подлета электронов с дифракционным углом и расхожимость проводимости (при бесконечной ДСПЭ в объеме) для малых углов подлета электронов к поверхности. Рассматриваемый волноводный эффект интересен тем, что характерный размер (толщина (5.13)) может многократно превышать фермиевскую длину волны в металлах ($d^*_I \cong 50 \text{ нм} \gg 1 \text{ нм} \cong \lambda_F$), при этом волноводная поправка в проводимости может быть велика и составлять величину около 50% и более. Поясним появление большой волноводной поправки при “макроскопических” размерах структуры, используя модель Ландауера-Буттикера (см. гл. 1) для проводимости двухтерминального мостика прямоугольного сечения (ширина – W , толщина – d) с числом поперечных мод вдоль поперечных направлений y , x как $N_{t,y} = k_F W / \pi$ и $N_{t,x} = k_F d / \pi$. После переобозначения номеров каналов на квантовые индексы в (1.80), получаем:

$$G = G_o \sum_{n=1}^{n=N_{t,z}} \sum_{m=1}^{m=N_{t,y}} T_{n,m} \quad (5.33),$$

где n и m – индексы поперечного квантования импульса электрона, $T_{n,m}$ – трансмиссионные вероятности электрона в состоянии $|n,m\rangle$ пройти мостик без рассеяния.

Оценим относительный вклад 1-ой подзоны (для пленки: $W \gg d$) g_1 в проводимость (5.33) с $n=1$ (m – пробегает все значения до N_y) в двух предельных случаях: (а) когда трансмиссионные вероятности одного порядка и (б) когда эти вероятности для $n>1$ малы. Последнее – есть специфика проявления поверхностного рассеяния. Из (5.33) следует две оценки

$$g_1 = \frac{G_o \sum_{m=1}^{m=N_{t,y}} T_{1,m}}{G} \propto \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{N_{t,z}} \cong \frac{\pi}{dk_F} \approx \frac{\lambda_F}{d}, \text{ при } T_{n,m} \approx T \\ 1, \quad \text{при } T_{1,m} \gg T_{2,m} \gg T_{3,m} \dots \text{ и } \forall m \end{array} \right\} \quad (5.34a)$$

$$(5.34b)$$

В случае (а) получаем хорошо известную оценку относительной величины квантовой поправки, равной отношению длины волны электрона к линейному размеру структуры. Однако, в случае (б) - $g_1 \sim 1$! Используя волноводную “терминологию”, можно заключить следующие. В силу специфики поверхностного рассеяния добротность низкоиндексных мод проводимости для пленки велика (моды слабо рассеиваются) по сравнению с модами с большими индексами, поэтому проводимость структуры определяется именно этими модами, где основной вклад дает 1-ая подзона. В квазиклассической терминологии – малоугловые электроны с углом подлета к поверхности, равным дифракционному углу, проявляют волновые свойства, они рассеиваются с меньшей вероятностью, чем другие электроны, и поэтому определяют проводимость пленки. Отметим также, что для этих электронов их энергия поперечного движения минимальна и, таким образом, квантуются слабые степени свободы.

Хорошо известна аналогия, проводимая между квантовым размерным эффектом (КРЭ) и эффектом Шубникова-де Гааза (ШДГ). Периодически пересекающие уровень Ферми верхние (с большим индексом) подзоны при уменьшении толщины пленки – КРЭ, или при увеличении магнитного поля – ШДГ, периодически изменяют плотность состояний электронов на уровне Ферми, что приводит к осцилляциям кинетических коэффициентов. При этом зависимость характерной толщины пленки для данной осцилляции

проводимости КРЭ линейна от номера индекса подзоны (пересекающей уровень Ферми) (следствие из (5.5)) , аналогично этому, энергия подзоны линейна по индексу в силу квантования Ландау для эффекта ШДГ, см., соответственно, формулы (5.10) и (4.3). В то же время известно, что для краевых состояний (в классической терминологии – скачущих орбит) в слабом магнитном поле, параллельном поверхности совершенного кристалла, происходит формирование дискретного спектра состояний – магнитных поверхностных уровней (МПУ), энергия которых зависит от номера подзоны в степени $2/3$ (формула (4.4)). Полученные результаты показывают, что наблюдаемый усиленный волноводный эффект в размерной зависимости аналогичен эффекту МПУ, в том смысле как КРЭ аналогичен эффекту ШДГ. Более того, характерный размер для этого эффекта зависит от номера подзоны также в степени $2/3$ (формула 5.13), что указывает на более глубокую аналогию с МПУ. Это так потому, что для КРЭ и ШДГ квантуются сильные степени свободы (энергия поперечного квантованного движения максимальна в момент выхода подзоны за уровень Ферми), в то время как для рассматриваемого эффекта и МПУ – квантуются слабые степени свободы (квантованная поперечная энергия минимальна). Именно поэтому МПУ можно наблюдать в слабых магнитных полях, а рассматриваемый усиленный волноводный размерный эффект - при толщине пленок много больших, чем фермиевская длина волны. По своей сути этот размерный эффект отличается от обычного КРЭ. В терминологии волноводов его можно объяснить, как уже отмечалось выше, тем, что моды с малыми индексами имеют большую добротность и тем самым определяют транспорт в волноводе. Так как номера этих мод сравнимы с квантом – единицей, их транспорт (а значит и транспорт в волноводе) является волновым, и тем самым реализуется режим волновой оптики. При этом существует большое количество мод с большими индексами, чей “транспорт” классический и соответствует режиму геометрической оптики, однако вклад таких мод в проводимость мал.

Рассматриваемый усиленный волноводный эффект не имеет прямого аналога для структур из ДЭГ.

§5.2.4. Размерные эффекты для монокристаллических мостиковых наноструктур.

Когда ДСПЭ становится сравнимой с шириной мостиковых структур, то рассеянием электронов на боковых стенках пренебрегать уже нельзя. Наблюдение такой размерной зависимости является прямым доказательством большой ДСПЭ в пленках. Для экспериментальной реализации таких исследований необходимо, чтобы ширина мостиковых структур (W) была соизмеримой с толщиной (d) и, кроме этого, $\text{ДСПЭ} \gg W, d$. Экспериментальные возможности изготовления таких структур ограничиваются толщинами $d > 50$ нм. Таким образом, эксперимент проводится для образцов с поперечными размерами $W, d > d^*$, и, тем самым, размерная зависимость должна бы соответствовать (см. 5.16-17) классическому пределу и попасть в область квазилинейной размерной зависимости, что наблюдается экспериментально.

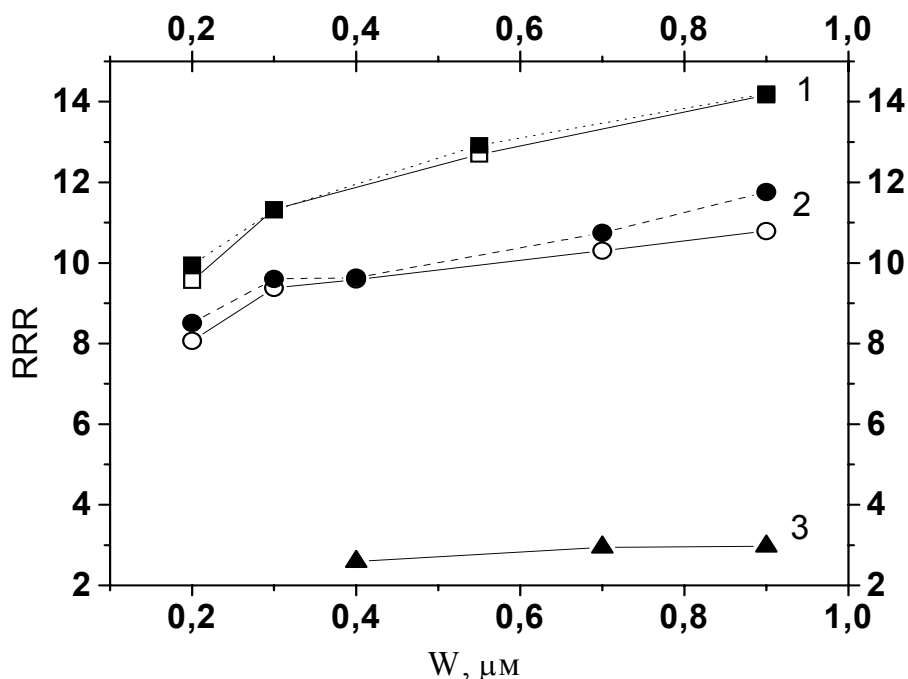


Рис. 5.5-1. Зависимость RRR для мостиковых структур из $\text{Mo}(001)$ от ширины мостика. 1 — толщина пленки 90 нм, 2 — 60 нм и 3 — 40 нм. Открытые значки — после высокотемпературного отжига.

Зависимость остаточной транспортной длины пробега электронов от ширины Mo (001) мостиковой структуры показана на рис.5.5-1, при этом ее значения определялись через параметр $RRR \approx l_{tr}/40$ нм. Ширина мостиков изменялась от 0.2 до 0.9 мкм, а соотношение длины и ширины оставалось одинаковым, равным 10. На одном чипе изготавливалось пять мостиковых структур различной ширины. Толщина пленок составляла 40, 60 и 90 нм для различных чипов. Для структур толщиной 60 и 90 нм наблюдается сильная размерная зависимость от ширины. Это свидетельствует о влиянии рассеяния на боковых стенках на электронный транспорт. В то время как для структур толщиной 40 нм и менее такая зависимость практически отсутствует, что говорит об уменьшении ДСПЭ в таких структурах.

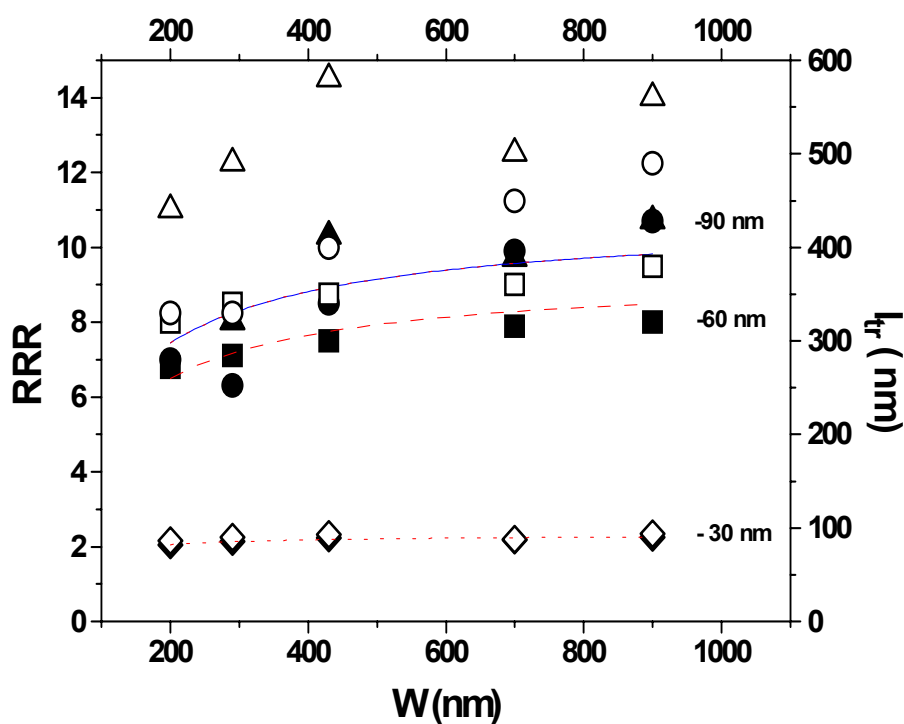


Рис. 5.5-2. Зависимость RRR для мостиковых структур из W(001) от ширины мостика при разной толщине пленки в 90 нм, 60 нм и 30 нм. Открытые значки – после высокотемпературного отжига (750°C). На левой оси – оценка остаточной ДСПЭ.

Аналогичное влияние боковых стенок на транспорт наблюдалось и в наноструктурах, изготовленных из эпитаксиальных монокристаллических

пленок $W(001)$, экспериментальные результаты, вместе с результатами подгонки по формуле

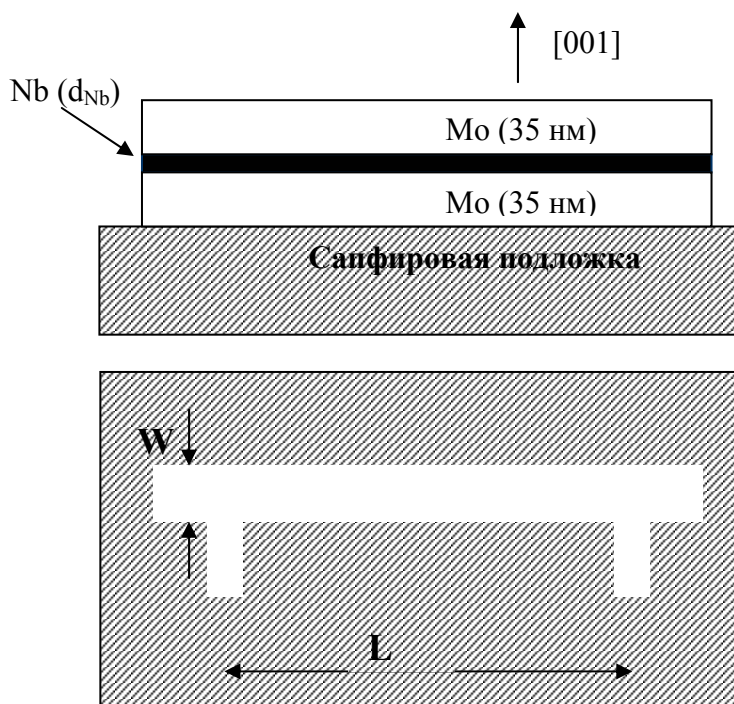
$$l_{tr}(W) \sim (1/d + A/W)^{-1} \quad (5.35)$$

представлены на рис. 5.5-2. Как видно из этих графиков уменьшение ДСПЭ с 1000 до 200 нм приводит лишь к небольшому в пределах 20-50% уменьшению ДСПЭ в наноструктуре (более подробно, см. гл. 3). При большой ширине наноструктуры ее ДСПЭ близко к ДСПЭ исходной пленки. Такое поведение НПС для металлов кардинально отличается от аналогичных структур на ДЭГе. Если для широких ДЭГ-структур (пленок) остаточная ДСПЭ может достигать сотен микрометров (для сравнения – в монокристаллических пленках тугоплавких металлов – единицы микрометров для субмикронной толщины пленок, что меньше на два порядка), то при изготовлении наноструктур из ДЭГа их остаточная ДСПЭ кратно в 5-8 раз ширине структуры из-за рассеяний электронов на боковых стенках. Так для $W=200$ нм получаем для них остаточную ДСПЭ на уровне 1-1.5 мкм, а для металлов на уровне 0.5-1 мкм. Тем самым преимущество по этому параметру для ДЭГ-структур нивелируется для малых НПС.

§5.3. Влияние встроенных в объем пленки планарных потенциалов на электронный транспорт низкоразмерных многослойных монокристаллических структур

Для многослойных пленок, кроме рассеяния электронов на внешних границах, необходимо учитывать вклад от рассеяния на внутренних границах раздела пленки, в том числе за счет формирования потенциала между слоями различных металлов. При этом становится существенным пространственное расположение узлов и пучностей волновых функций (5.6) (где движение электронов вдоль z -координаты, нормально к поверхности пленки уже происходит с учетом встроенных потенциалов) относительно встроенного потенциала. Возможна также перестройка электронного спектра и волновых функций из-за присутствия дополнительного потенциала на внутренних границах раздела в объеме пленки, когда эффективный встроенный потенциал сравнивается, либо превосходит энергию поперечного движения электронов. Цитируемые в гл. 1 теоретические модели волноводного транспорта для индивидуальных пленок металлов используют изотропное приближение для свободных электронов. В то же время известно, что при переходе электрона из одной среды в другую, либо при его отражении от границы могут быть существенными процессы переброса электронов. Возможно влияние размеров долин в k -пространстве для контактирующих материалов, преломление электронной волны при прохождении границы раздела. Более подробно этот вопрос рассмотрен в монографии [11]. Отметим также, что известны эксперименты по влиянию структуры и морфологии внешней поверхности пленки на ее сопротивление при добавлении на поверхность пленки ультратонких слоев [314].

В этом параграфе будут приведены результаты влияния рассеивающих потенциалов на внутренних границах раздела для монокристаллических пленок металлов с большой длиной пробега электронов в объеме пленки, когда границы раздела находятся также и внутри пленки.



Схематическое изображение мостика из трехслойной пленки в двух проекциях.

Для таких исследований выращивались двухслойные Mo/Nb (001) пленки с одинаковой толщиной слоев и трехслойные (001) гетероэпитаксиальные пленки Mo(35 нм)/Nb(d_{Nb})/Mo(35 нм). Условия роста и характеристика таких пленок приведены в гл. 3. Схема такой трехслойной пленочной структуры, изготовленной в виде мостика, показана в двух проекциях на рисунке. Для двухслойной пленки структура была аналогичной и состояла из двух слоев равной толщины, при этом исследовались образцы, когда слой Nb(Mo) располагался как сверху, так и снизу (на подложке).

Структурные исследования с использованием рентгеновской и электронной дифракции показали высокое качество объемной структуры пленок, что подтверждено результатами электронной микроскопии утонений таких пленок на просвет. Исследование морфологии внешней поверхности показало малую на уровне 0.3 нм среднюю шероховатость (более подробно характеристика пленок приведена в гл. 3).

Для контроля чистоты вакуумных условий были также выращены контрольные образцы: индивидуальные пленки Mo (без внутреннего слоя Nb) и Nb с остановкой процесса роста на середине толщины пленки. Не было

обнаружено никаких различий в проводимости таких контрольных пленок от проводимости пленок, выращенных без остановки процесса роста.

§5.3.1. Случай двухслойных Mo/Nb(001) пленок

Зависимость параметра $RRR = \rho(295K)/\rho(9.5K)$ от толщины слоя ($d/2$) для двухслойных пленок Nb-Mo(001) - показана на рис. 5.6 (1). Обозначения для Nb/Mo - кружки, а Mo/Nb - квадраты. Для двух типов пленок значения этого параметра легло на одну и ту же зависимость, что подтверждает одинаковое качество и строение этих пленок, независящее от расположения слоев. Для сравнения на этом же рисунке приведена зависимость RRR для индивидуальных пленок Mo(001) и Nb(001) от их толщины. Сплошная линия средне арифметическое (С.А.) от значения RRR для индивидуальных пленок, что хорошо ложится на экспериментальную зависимость $RRR_{Mo-Nb}(d/2)$. В §5.2.1 при обсуждении размерной зависимости пленок отмечалось, что для объяснения экспериментальных результатов для двухслойной пленки в области квадратичной размерной зависимости (низкие температуры, ДСПЭ $\gg d$) следует предположить непрозрачность барьера между слоями. Это так, поскольку зависимость $\rho(d/2)$ для двухслойных пленок при низких температурах ложится на зависимость $\rho(d)$ для индивидуальных пленок (рис. 5.2а и 5.6 (2)). Однако в этом случае зависимость RRR на рис. 5.6(1) должна бы быть средне геометрической зависимостью (С.Г.), а не А.С., как это получено экспериментально. Поскольку обсуждаемые зависимости удельного сопротивления близки друг к другу, то надежно различить А.С. и Г.С. зависимости не возможно. Таким образом, зависимость параметра RRR для двухслойных пленок определяется зависимостью $\rho(d/2)$ при $T=295$ К.

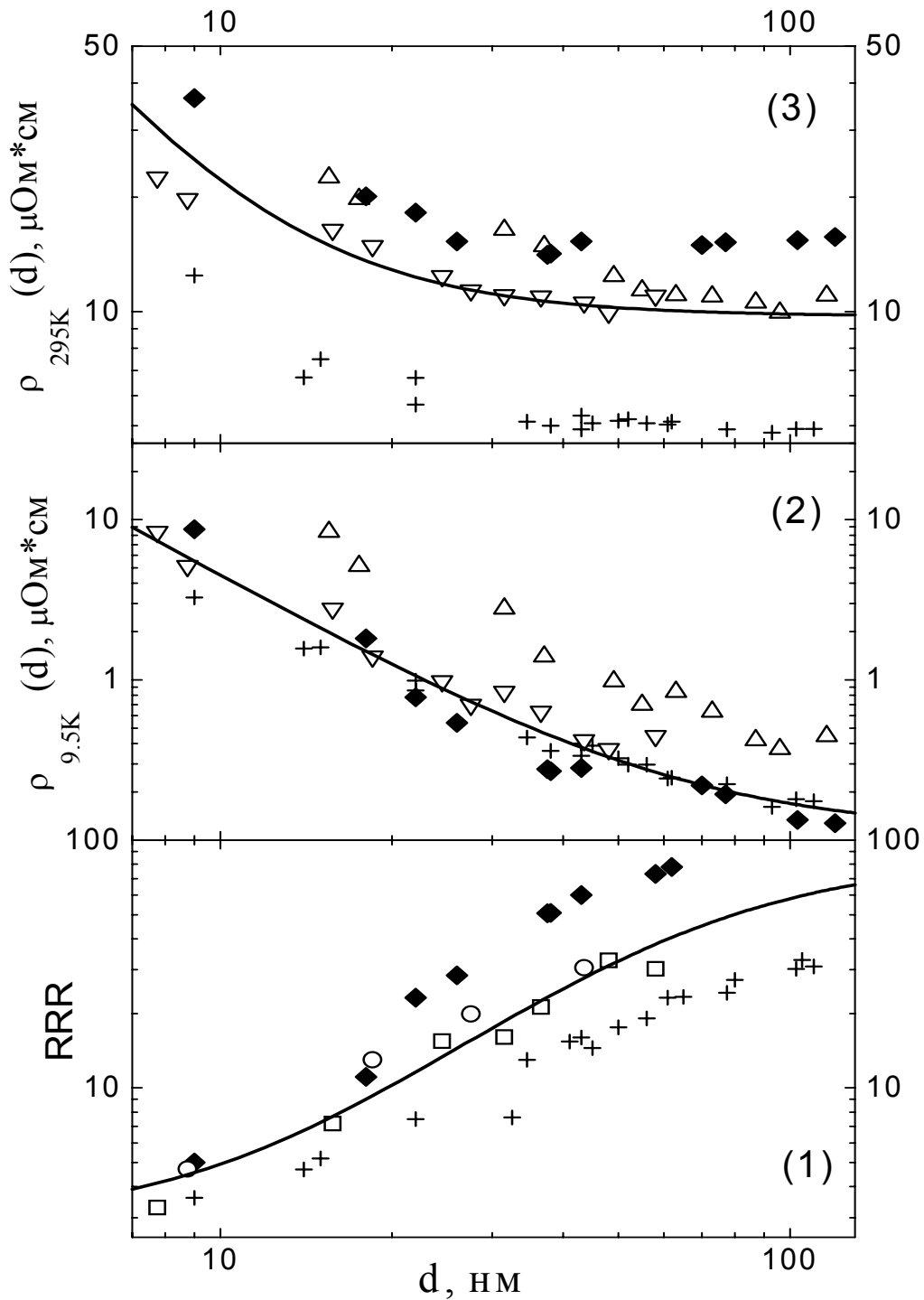


Рис. 5.6. Размерная зависимость величины RRR ((1), Nb/Mo (кружки), Mo/Nb (квадраты) представлена как зависимость от толщины одного слоя (половина общей толщины пленки – $d/2$)), и удельного сопротивления при $T=9.5$ К (2) и 295 К (3), перевернутые треугольники – зависимость от $d/2$, треугольники – зависимость от d для двухслойной пленки Mo-Nb. Для сравнения приведены значения для однородных пленок Nb (ромбы) и Mo (кресты). Сплошные линии – среднее арифметическое от этих значений.

Она приведена на рис. 5.6(3) вместе со значениями С.А. (сплошная кривая) для $d=8-120$ нм. Зависимость $\rho(d/2)$ для Mo-Nb действительно хорошо ложится на зависимость С.А. в области $d=20-120$ нм, тем самым, объясняя зависимость RRR на рис. 5.6(1). При $d<20$ нм наблюдается отклонение от такой простой зависимости в сторону уменьшения, что более близко к значениям С.Г. для этой области толщины.

В результате, из-за того, что ДСПЭ в объеме слоев при 295К мала (около 40 нм и 15 нм для Mo и Nb, соответственно), то эффективный угол $\alpha^* \sim 1$ для электронов (5.3) в области толщины 20-100 нм. Режим малоуглового транспорта, в отличие от низких температур, уже не реализуется. Он возможен лишь при очень малой толщине слоев $d<5$ нм. При $\alpha^* \sim 1$ энергия поперечного движения электронов достаточно велика и они проходят границу между слоями, не отражаясь. В этом случае вероятность электрона рассеяться в слое пропорционально времени пребывания в этом слое (при 295 К определяется в основном электрон-фононным рассеянием) и зависит от вероятности рассеяния в единицу времени для этого слоя (при 295 К в основном за счет электрон-фононного рассеяния). Соответственно, в двух слоях – суммой таких вероятностей.

Если скорости Ферми в слоях близки друг к другу, то эффективная ДСПЭ, как это легко понять, определяется С.Г. от ДСПЭ отдельного слоя. В результате для удельных проводимостей получаем С.А., что и наблюдается экспериментально. Отклонение от такой зависимости при $d<10$ нм можно объяснить появлением малоугловых электронов и граница между слоями становится не прозрачной, в этом случае отклонение должно быть в сторону С.Г. зависимости.

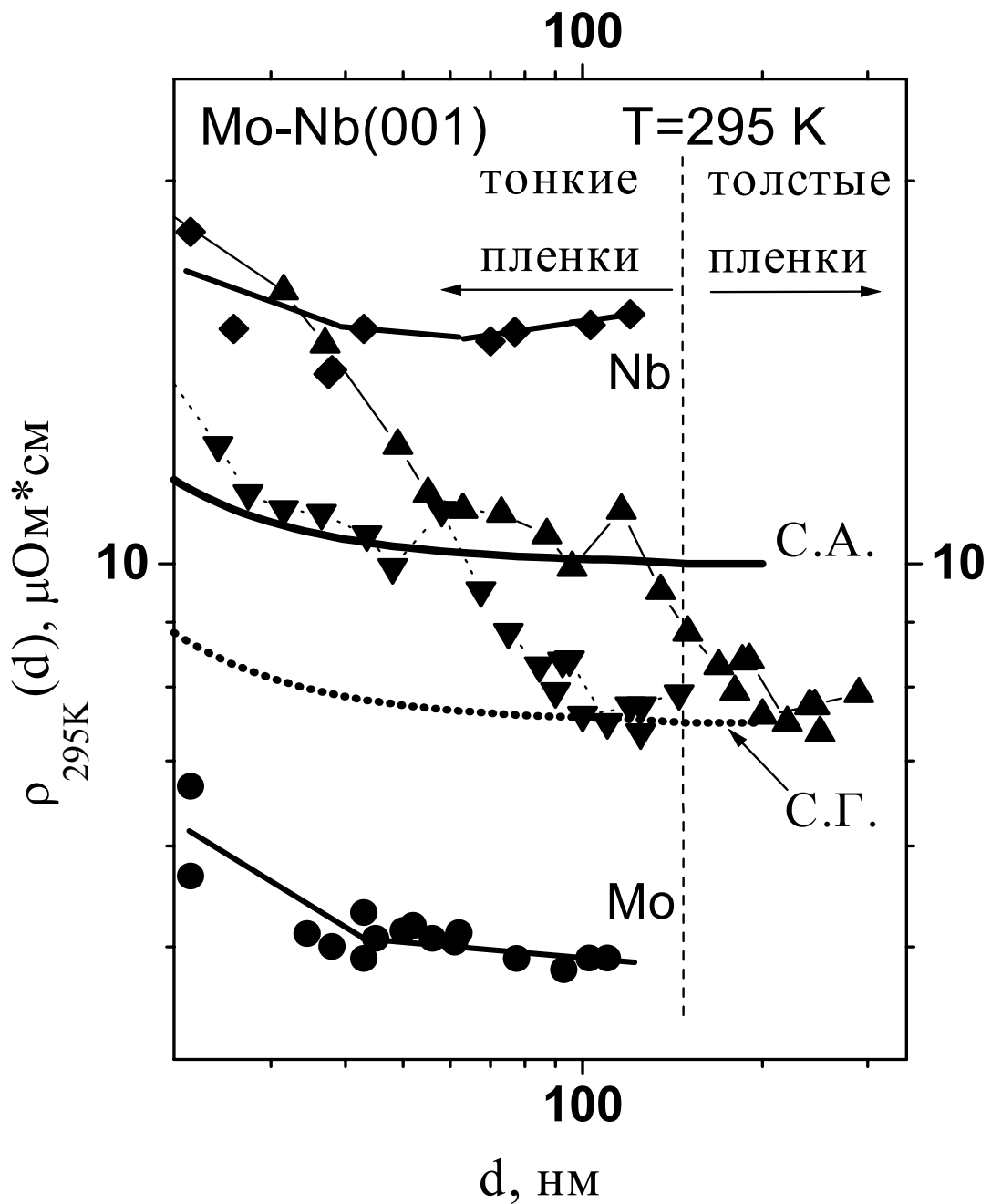


Рис. 5.7. Размерная зависимость $\rho_{\text{Mo-Nb}}(d)$ (треугольники) и $\rho_{\text{Mo-Nb}}(d/2)$ (перевернутые треугольники) при $T=295 \text{ K}$, кресты - пленка Mo(001) и ромбы - Nb(001). С.А. зависимость - сплошная, а С.Г. зависимость - точечная кривые.

В обратном пределе, когда ДСПЭ много меньше толщины слоев, должна бы наблюдаться уже С.Г. зависимость. Слои можно рассматривать как два параллельных проводника, а переходом электронов из одного слоя в другой можно пренебречь из-за малости ДСПЭ. На рис. 5.7 приведена такая

зависимость удельного сопротивления Mo-Nb(001) пленок при $d=20-300$ нм и $T=295$ К. Видно, что при $d>100$ нм размерная зависимость быстро сходит с С.А. и становится С.Г., поскольку происходит переход от тонких к толстым пленкам (ДСПЭ в объеме сначала больше, а потом становится меньше толщины слоя при увеличении его толщины).

Такое разделение области толщины пленок, конечно, условно и зависит, например, от температуры (эффективной ДСПЭ). Так при низких температурах, когда $\text{ДСПЭ} \gg d$, размерные зависимости плавные при $d>100$ нм, аналогично представленным на рис.5.5(2).

§5.3.2. Случай трехслойных Mo-Nb-Mo(001) пленок

В предыдущих параграфах было показано, что в совершенных гетероэпитаксиальных двухслойных (001) пленках Mo/Nb, в которых длина свободного пробега электронов может на порядок превышать их толщину при низких температурах и квантование поперечного импульса электронов уже существенно при толщине пленок в $d^* \cong 40$ нм и менее, проводимость определяется суммой проводимостей от каждого из слоев металла, если граница между слоями не прозрачна. Наблюдалось дополнительное рассеяние электронов на границе раздела Mo-Nb (при низких температурах), а для объяснения результатов, необходимо было учитывать флуктуации не только толщины, но и изгиба пленки, задаваемого рельефом подложки. В пределе толстых пленок, когда $\text{ДСПЭ} < d$, проводимости слоев также складываются, поскольку слои можно рассматривать как два параллельных проводника. Можно предположить, что, управляя эффективной величиной контактного потенциала, например, его шириной, создаваемого прослойкой из Nb, можно управлять проводимостью всей трехслойной структуры. Далее будут представлены такие экспериментальные результаты.

Известно, что пленка Nb (также как и пленка Mo) имеет ОЦК структуру на r -плоскости сапфира (см. гл. 3), в которой каждый последующий монослой сдвинут вдоль оси $[110]$ к центру проекции на плоскость роста ОЦК ячейки.

Расстояние между этими слоями вдоль оси [001] составляет для Nb 0.165 нм, а период решетки 0.33 нм. Ранее было показано, что возможна взаимная гетероэпитаксия Mo и Nb (см. главу 3), поэтому выращенный слой Nb в трехслойной пленке представлял монокристаллическую (001) пленку. Трехслойные пленки имели совершенную кристаллическую ОЦК структуру, состоящую из слабо разориентированных монокристаллических блоков с размерами много большими толщины пленки, нормаль [001] и малую, менее 0.4 нм, среднюю шероховатость как внутренней, так и внешней поверхности. Структурный анализ не выявил различимых структурных дефектов, связанных с тонкой прослойкой из Nb, а также различий между нижним и верхним слоями Mo (см. гл. 3). При этом наличие ультратонкого слоя Nb надежно детектировалось.

Измерения электронной проводимости мостиков из таких пленок, имеющих длину $L=1.8$ мм и ширину $W=0.2$ мм, проводили четырехточечным методом в интервале температур 300-9.5 К. Для сравнения, аналогичные эксперименты проводили для индивидуальных монокристаллических (001) пленок Mo с толщиной около 70 нм, равной суммарной толщине трехслойной пленки, и с половинной (около 35 нм) толщиной, равной толщине одного слоя Mo в трехслойной пленке. Исследовалась зависимость сопротивления $R(d)$ мостиков из трехслойной пленки как функция толщины d_{Nb} ультратонкой прослойки из Nb при разных температурах.

Сопротивление пленок на квадрат $r(d)$ определяли по следующей формуле

$$r(d) = R(d) \frac{W}{L} \quad (5.35).$$

Оно связано с удельной проводимостью пленок как $r=1/(\sigma_d * d)$, где d суммарная (полная) толщина пленки.

Сопротивление, измеренное при продольном вдоль пленки токе в трехслойных пленках Mo(35 нм)/Nb(d_{Nb})/Mo(35 нм), проявляет осцилляционную зависимость от толщины прослойки из Nb (рис. 5.7). Период осцилляции составляет около 0.16 нм, и равен приблизительно

расстоянию между слоями Nb. Осцилляции наблюдаются при значениях толщины d_{Nb} в широком диапазоне до 20-30 монослоев. На рис. 5.8 показаны зависимости сопротивления на квадрат $r(d)$ (5.35) для трехслойных пленок как функции от толщины прослойки Nb d_{Nb} при температуре 9.5 К. Для сравнения приведены экспериментальные значения половины сопротивления на квадрат индивидуальных пленок Mo толщиной 35 нм (что формально совпадает с сопротивлением двух таких же параллельно соединенных пленок) и сопротивления на квадрат индивидуальной пленки Mo толщиной 70 нм, в два раза большей (штрихпунктирные линии). Эти значения близки, соответственно, к максимуму и минимуму осцилляции сопротивления трехслойной пленки. Температурная зависимость амплитуды осцилляций показана на вставке к рис. 5.9. Относительная амплитуда осцилляции при 298 К - около 15%, а с понижением температуры возрастает до 50% и более при 9.5 К и выходят на насыщение. Минимум сопротивления таких трехслойных пленок приходится на значения толщины слоя Nb, соответствующего половине каждого следующего монослоя Nb. Сопротивление трехслойной пленки с завершенным слоем Nb соответствует максимуму сопротивления за исключением начального участка зависимости при d_{Nb} равного нулю.

Таким образом, из наблюдаемой осцилляционной зависимости электросопротивления трехслойной (001) пленки Mo(35 нм)/Nb(d_{Nb})/Mo(35 нм) от толщины внутренней ультратонкой прослойки Nb следует, что трехслойная пленка проводит либо как индивидуальная пленка Mo с такой же полной толщиной (около 70 нм), либо как две отдельные параллельно соединенные пленки Mo с половинной толщиной (около 35 нм). Соответственно, потенциал внутри пленки периодически зависит от толщины прослойки из Nb, оставаясь либо “не замеченным” для электронов проводимости, либо рассеивающим их так же, как внешняя граница пленки Mo (35 нм).

В экспериментах [314] наблюдались осцилляции сопротивления эпитаксиальных пленок металлов с периодом в один монослой в зависимости

от толщины дополнительно выращенного верхнего слоя. Максимумы сопротивления соответствовали покрытию поверхности металлом в половину монослоя. Считалось, что внешняя поверхность исходной пленки близка к зеркальной, а дополнительное осаждение в половину монослоя приводит к образованию максимально шероховатой на атомном уровне поверхности и, тем самым, увеличивает рассеяние электронов на ней. При завершении монослоя поверхность снова становится почти зеркальной и сопротивление пленки уменьшается. Это вызывает периодическое изменение среднего коэффициента зеркальности $\langle r \rangle$ в (5.1) и, соответственно, осцилляции сопротивления пленки.

Считая прослойку из Nb не проницаемой для электронов, но с периодической зависимостью ее шероховатости (зеркальности) от толщины прослойки, можно было бы аналогичным образом объяснить осцилляции сопротивления на рис. 5.7. Например, с использованием волноводной модели, рассматривая поперечное движение электронов в трехслойной пленки как движение в двух связанных квантовых ямах, можно классифицировать состояния электронов по нечетным и четным волновым функциям, причем последние имеют пучность в области прослойки. Считая, что по этой причине четные состояния могут периодически “выключаться” из проводимости из-за сильного рассеяния, можно также объяснить наблюдаемые осцилляции сопротивления трехслойной пленки. Однако трудность такого объяснения заключается в том, что максимум сопротивления трехслойной пленки приходится на заверченный слой Nb и, тем самым, как бы максимум “зеркальности” (минимум шероховатости) соответствует максимуму сопротивления!

Далее предполагается, что осцилляционная зависимость связана с тем, что помимо рассеивающих свойств встроенного потенциала периодически меняется вероятность прохождения электронов между слоями Mo. Рассеивающие свойства внутренней границы Mo-Nb, приводящие к диссипации импульса электронов вдоль линий тока, будут зависеть от

пространственной флуктуации (так как граница раздела не идеально гладкая) встроенного потенциала и от того, как изменятся волновые функции электронов (7) в присутствии дополнительного потенциала. Малоугловые электроны могут быть локализованы в каждом из слоев Мо, а также частично, либо полностью проходить через слой Nb без рассеяния для малого по высоте эффективного контактного потенциала. В последнем случае, очевидно, сопротивления трехслойной пленки и индивидуальной пленки Мо с полными одинаковыми толщинами должны быть равны между собой, что наблюдается экспериментально. Когда вероятность прохождения малоугловых электронов через прослойку Nb близко к нулю, слои Мо в трехслойной пленке проводят независимо, а собственной проводимостью Nb слоя можно пренебречь из-за малости его толщины. Поскольку экспериментально найдено, что в максимуме сопротивления рассеивающие свойства прослойки такие же, как и внешней границы пленки, то следует предположить, что пространственные флуктуации потенциала на границах Мо-Nb и внешних границах раздела индивидуальной пленки Мо(35 нм) одинаковые, аналогично тому, как было найдено при обсуждении размерной зависимости двухслойных пленок при низких температурах (§5.2.1.). Тем самым, обеспечивается равенство интенсивности диссипации импульса электронов вдоль линий тока на всех границах раздела.

Такое возможно, если флуктуации потенциала определяются изгибом пленки, диктуемым рельефом подложки. В результате, параметр d_l^* из (5.13) будет одинаков для всех слоев Мо. В этом случае можно использовать (5.13) для каждого слоя Мо с половинной толщиной (35 нм), рассматривая всю структуру как две параллельно соединенные пленки Мо половинной толщины.

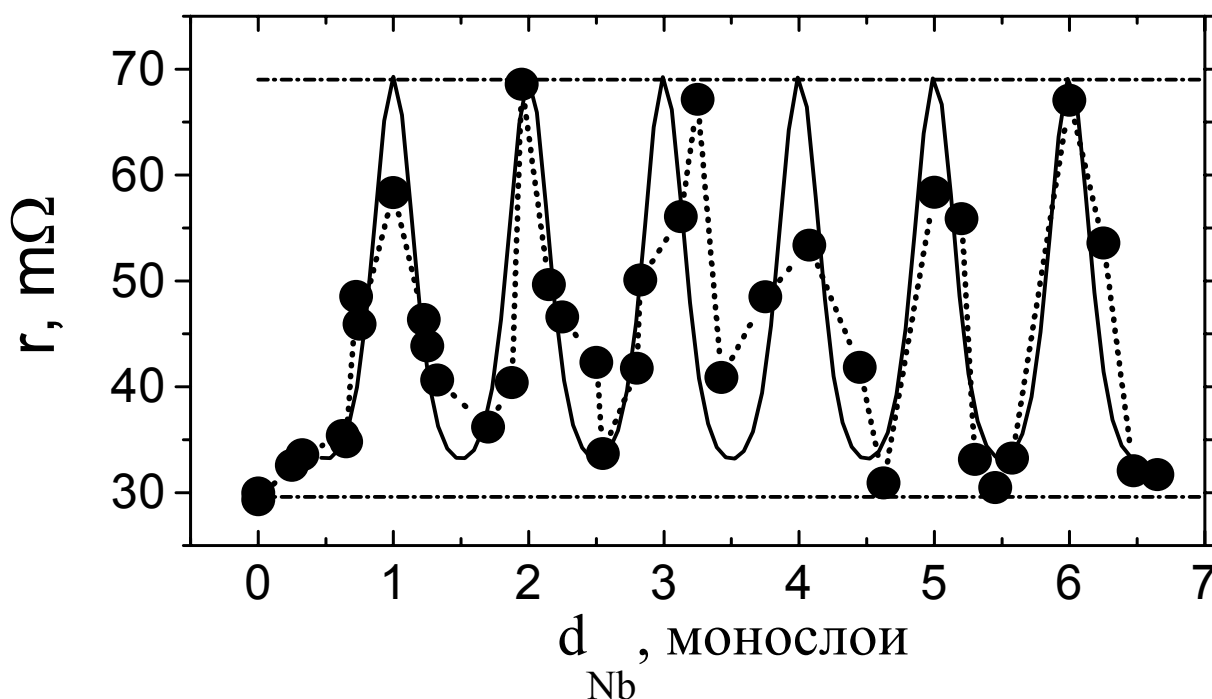


Рис. 5.8. Экспериментальная зависимость (кружки) сопротивления на квадрат трехслойной пленки при 9.5 К от толщины прослойки из Nb (d_{Nb}) и зависимость (5.36) (сплошная линия). Штрих-пунктирные линии – сопротивление на квадрат однослойной Mo-пленки для $d=70$ нм (внизу) и половина значения сопротивления – для $d=35$ нм (вверху).

В промежуточном случае, для трехслойной структуры с частично проницаемым барьером, необходимо развитие волноводной модели применительно к такой трехслойной пленке. Можно использовать следующую феноменологическую зависимость для сопротивления трехслойной пленки с полной толщиной d от толщины прослойки d_{Nb}

$$r(d, d_{Nb}) = 0.5 * r(d/2) * D(d_{Nb}) + r(d) * (1 - D(d_{Nb})) \quad (5.36),$$

где $r(d/2)$ и $r(d)$ - сопротивления индивидуальных пленок Mo, соответственно, с половинной и полной толщиной, а вероятность прохождения электронов между слоями Mo $D(d_{Nb}) = \exp(-4d_0k_0 * \sin^2(\pi d_{Nb}))$. Первый член – вклад двух параллельно соединенных пленок Mo половинной толщины, второй член – проводимость однослойной пленки Mo с полной толщиной с весовыми коэффициентами. Величина $4d_0k_0$ определяется шириной и высотой барьера на границе раздела Mo-Nb и Nb-Mo, соответственно. Если для оценки ширины потенциального барьера взять расстояние между монослоями

$d_0 \sim 0.16$ нм, а его высоты - разность работ выхода между Mo и Nb (001) $\Delta V = 0.5$ эВ [316], то $k_0 = (2m(\Delta V - E_{n,0})/\hbar^2)^{1/2} \approx 3.6$ нм⁻¹ и $4d_0k_0 \approx 2.4$, где энергия поперечного движения электрона при $n \sim 1$ $E_{n,0} = E_{n,k}(k=0) \sim 0.01$ эВ. На рис. 5.8 приведена зависимость (5.36) в диапазоне толщины от 0.5 до 6.5 монослоя при $4d_0k_0 = 2.4$, $r(d=35 \text{ нм}) = 0.138$ Ом и $r(d=70 \text{ нм}) = 0.0296$ Ом, последние два значения получены экспериментально при 9.5 К. Там же представлены экспериментальные результаты сопротивления при 9.5 К для трехслойной пленки. Зависимость (5.36) удовлетворительно согласуется с экспериментом, за исключением начального участка, для значений d_{Nb} до 0.5 монослоя, который можно рассматривать как переходный при формировании встроенного потенциала.

Относительная величина амплитуды осцилляций убывает с увеличением температуры. Однако ее абсолютные значения – возрастают. Зависимость этих величин от температуры представлена на вставке к рис. 5.9. На самом рисунке показана температурная зависимость удельного сопротивления трехслойных пленок в максимуме и минимуме осцилляций (квадраты и ромбы, соответственно), определенных через значения r и общей толщины трехслойной пленки d . Для сравнения приведены зависимости для пленок Mo(001) толщиной 32 нм (перевернутые треугольники) и толщиной 66 нм (треугольники). Как видно, удельные сопротивление в максимуме (минимуме) осцилляции сопротивления пленки Mo-Nb-Mo(001) приблизительно совпадает с соответствующими значениями для пленки Mo(001) толщиной 32 (66) нм, близкой к 35 (70) нм.

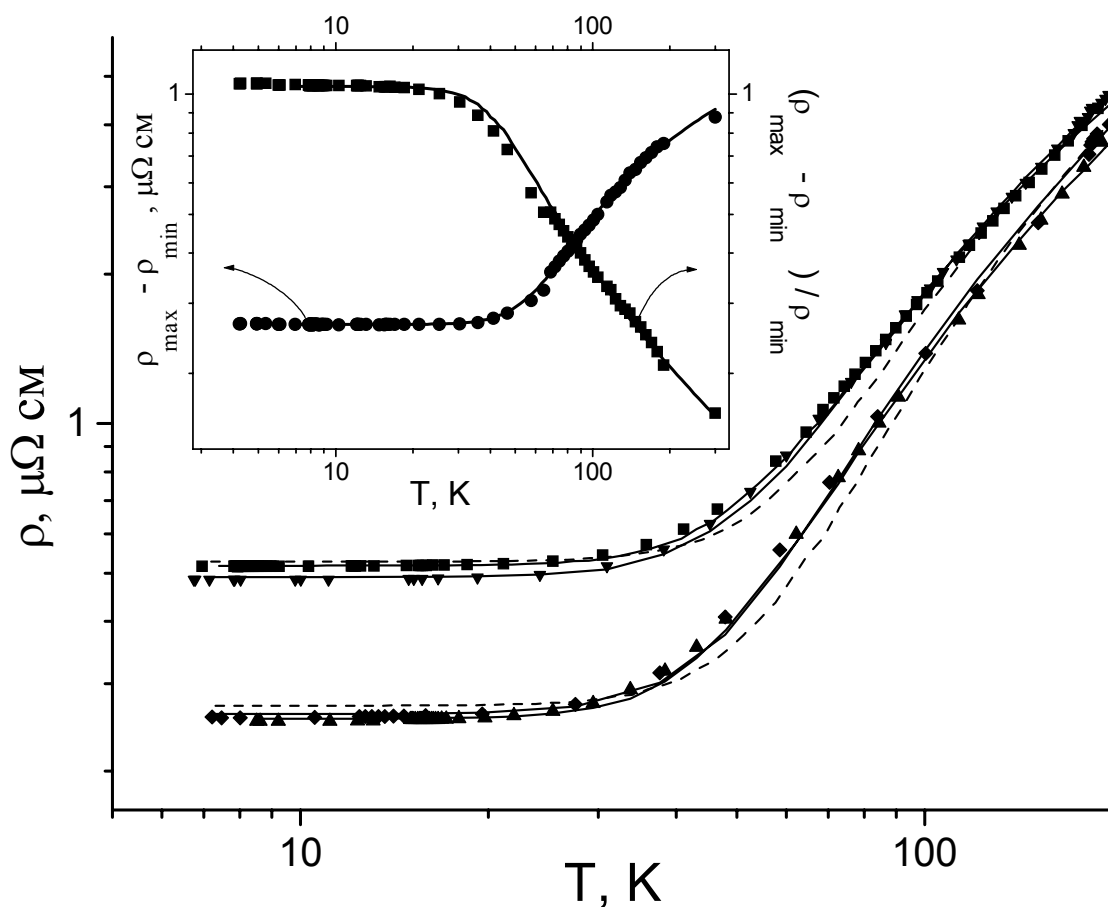


Рис.5.9. Температурная зависимость удельного сопротивления трехслойных пленок Mo-Nb-Mo(001) в максимуме (квадраты) и минимуме (ромбы) осцилляции сопротивления. Перевернутые треугольники и треугольники – температурные зависимости для пленок Mo(001) толщиной 35 и 70 нм, соответственно. Сплошные линии – подгонка по формуле (5.37), пунктирные по формуле (5.39). На вставке – температурная зависимость амплитуды осцилляции удельного сопротивления (кружки) и относительной амплитуды (квадраты). Сплошные линии – подгонка по формуле (5.37).

Это так, поскольку сопротивление в максимуме соответствует сопротивлению двух параллельно соединенных пленок половинной толщины, и, таким образом, появляется коэффициент двойка (из-за параллельных проводников), который при определении удельного сопротивления для слоя уходит – половинная толщина компенсирует его. Для описания температурных зависимостей воспользуемся формулой (5.16), которую перепишем как ($\rho_d = 1/\sigma_d$)

$$\rho_d = (\rho_o l_o)^* \frac{2}{3} \frac{Q}{d} / \{ \{ (\alpha^* + \alpha^{*-1}) \arctg \left(\frac{\gamma}{6/\pi^2 + \alpha^* \gamma} \right) - 1 \} \} \quad (5.37),$$

параметр $\gamma = \frac{\alpha^*}{\alpha_{d1}}$, а эффективный α^* и дифракционные углы α_{d1}

определяются формулами (5.3) и (5.12). За ДСПЭ в объеме бралось значение

$$\frac{1}{l(T)} = \frac{1}{l_o} + \frac{1}{l_T} \quad (5.38),$$

где l_o и l_T остаточная ДСПЭ в объеме и транспортная длина, связанная с электрон-фононным рассеянием – рассчитывалась из значений идеального удельного сопротивления для монокристаллов (хорошее согласие дает подгонка по формуле Блоха-Грюнайзена (1.121) с температурой Дебая 430 К). ДСПЭ при температуре 295 К оценивалась как $l_T \cong 30$ нм, отсюда следует оценка для $RRR_o \cong l_o/30$ нм.

В случае выполнения правила Маттиссена удельное сопротивление пленки может быть также определено как (более подробно об этом см. следующий параграф)

$$\rho_d = (\rho_o l_o)^* \frac{1}{l^*(T)} \cong (\rho_o l_o)^* \left(\frac{1}{RRR * 30} + \frac{1}{l_T} \right) \quad (5.39),$$

где RRR включает остаточное рассеяние как в объеме, так и на границах раздела (в отличие от RRR_o , где учитывается только объемное остаточное рассеяние).

Формулы (5.37) и (5.39) использовались для подгонки экспериментальных зависимостей. В 1-ом случае подгоночными параметрами служили RRR_o , $(\rho_o l_o)$, Q , λ_F . Результаты подгонки по формуле (5.37) показаны сплошными линиями на рис. 5.9, а значения подгоночных параметров приведены в таблице 1.

Таблица 1

	Mo(001)	Mo(001)	Mo-Nb-Mo-max	Mo-Nb-Mo-min
параметры	Треугольники	Перевернутые треугольники	квадраты	ромбы
d , нм	66	32	35	70
λ_F , нм	2.5	2.5	2.5	2.5
Q	1.23	1.41	2.15	1.95
Q^a	0.11	0.13	0.2	0.18
RRR_o	76	54	53	86
l_o , нм	$2.3 \cdot 10^3$	$1.6 \cdot 10^3$	$1.6 \cdot 10^3$	$2.6 \cdot 10^3$
l_o^a , нм	$2.4 \cdot 10^4$	$1.7 \cdot 10^4$	$1.7 \cdot 10^4$	$2.8 \cdot 10^4$
$(\rho_o l_o)$, $\mu\Omega \cdot \text{см} \cdot \text{нм}$	167	163	147	147

Значения подгоночных параметров для трехслойных пленок использовались также и для определения температурной зависимости амплитуды осцилляций (вставка к рис. 5.9, сплошные линии) при расчете по формуле (5.37). Как видно из этого рисунка, сплошные кривые хорошо описывают температурные зависимости в широком интервале температур. Однако отметим следующее, значение параметра $(\rho_o l_o)$ для монокристаллов равно $158 \mu\Omega \cdot \text{см} \cdot \text{нм}$, средние значения для Mo $\lambda_F \approx 0.84$ нм, а значения других параметров, как это следует из результатов главы 4, $l_o \sim 10^4$ нм и $Q \sim 0.3$. Видно, что подгоночные параметры существенно отличаются от этих значений, а именно в значениях параметров λ_F , Q и l_o , хотя для параметра $(\rho_o l_o)$ полученные значения удовлетворительны. Для объяснения этого воспользуемся тем, что результаты по поперечной магнитной фокусировке (см. главу 4) показали, что более длинноволновые электроны (например Сфероиды) наиболее предпочтительны в электронном транспорте. Для них значения $\lambda_F \approx 2.1$ нм, что близко к используемой при подгонке (2.5 нм, таблица 1). Кроме этого, необходимо было учитывать долю таких электронов, взяв отношения соответствующих объемов поверхностей Ферми. Это дает множитель в формуле (5.37), см. также (5.14), $1/D$, где

$D \cong 6(0.21/0.84)^3 \cong 0.094$. Поскольку в формуле (5.37) после введения дополнительного множителя D зависимость будет определяться параметрами Q/D и $Q \cdot l_o$ (остальные не меняем), то пересчет новых значений параметров Q^a и l_o^a с учетом анизотропии элементарен – нужно умножить Q на параметр D , а l_o разделить на него. Таким образом получаем новые значения этих параметров Q^a и l_o^a (таблица 1), значения которых уже удовлетворительны. При подгонке по формуле (5.39) –хорошего согласия нет (пунктирные кривые, рис. 5.9), явно видно провисание зависимостей, тем самым проявляется нарушение правила Маттиссена (или закона Блоха, см. более подробно далее относительно их взаимовлияния). Значения подгоночных параметров для этих подгонок приведены в таблице 2.

Таблица 2

	Mo-Nb-Mo-max	Mo-Nb-Mo-min
параметры	квадраты	ромбы
d, нм	35	70
RRR	13.9	23.7
$(\rho_o l_o)$, $\mu\Omega \cdot \text{см} \cdot \text{нм}$	219	191

Далее не будем обсуждать нарушение правила Маттиссена и закона Блоха в пленках, оставляя обсуждения до следующего параграфа.

Полученные экспериментальные результаты по осцилляционной зависимости сопротивления трехслойных гетероэпитаксиальных (001) пленок Mo-Nb-Mo от толщины внутренней прослойки из Nb и предлагаемые объяснения указывают на то, что рассеяние малоугловых электронов на пространственных флуктуациях потенциала, встроенного в трехслойную пленку прослойкой из Nb, существенно. Промежуточный слой Nb формирует эффективный рассеивающий потенциал, который периодически меняется с толщиной d_{Nb} с периодом в один монослой от минимального до максимального значения. В результате волновые функции малоугловых

электронов периодически перестраиваются, а интенсивность рассеяния электронов проводимости на флуктуациях встроенного потенциала и, соответственно, сопротивление пленки осциллируют. Максимум вероятности отражения электронов от прослойки Nb и максимум сопротивления трехслойной пленки соответствуют толщине прослойки из Nb с завершенным монослоем, при этом пленка проводит как две отдельные параллельно соединенные пленки Mo половинной толщины. Минимум вероятности отражения и минимум сопротивления трехслойной пленки приходится на незавершенный в половину монослой прослойки из Nb, пленка проводит как целое, а ее сопротивление и сопротивление индивидуальной пленки Mo с такой же общей толщиной равны между собой. Температурные зависимости удельного сопротивления и амплитуд осцилляций таких пленок удовлетворительно описываются дифракционной моделью, в которую входит температурная зависимость ДСПЭ в объеме с использованием формулы Блоха-Грюнайзена, если учитывать, что наибольший вклад в проводимость дают электроны Сфероида.

Причина осцилляции рассеивающего эффективного потенциала для прослойки из Nb до конца не ясна. При интерпретации предполагалась осцилляция контактной разности потенциала. Можно предположить сильные периодические изменения электронного спектра прослойки, например, химпотенциала, что вызывает периодически изменение высоты контактных потенциалов, или энергии Ферми - полное внутреннее отражение малоугловых электронов на границе осциллирует. Интересна возможность влияния “специально приготовленного беспорядка” ((1.39) гл. 1). Однако попытки микроскопического исследования деталей кристаллической структуры прослойки из Nb с помощью ПЭМ были не удачны. Хотя метод надежно фиксирует появление слоя Nb (см. гл. 3), детали его строения не удается разрешить из-за того, что атомные номера Mo и Nb блики друг другу и контрастность, получаемая в ПЭМ, не достаточна для этого.

Хотя влияние рассеяния электронов на межслоевых соединениях металлов известны, например, в структурах нормальный металл – ферромагнетик, удивляет величина полученного эффекта для родственных по структуре металлов. Фактически получена близкая к 100% величина модуляции рассеяния электронов для трехслойной структуры. Величина эффективных потенциалов на границе слоев мала и много меньше энергии Ферми. Единственным малым параметром остается поперечная составляющая энергии малоугловых электронов. Полученные результаты доказывают существенную роль малоугловых (низкоиндексных) состояний электронов в электронном транспорте исследованных НПС.

§5.4. Температурные зависимости проводимости низкоразмерных структур из тугоплавких металлов

Ранее были рассмотрено влияние температуры на размерные зависимости удельной проводимости пленок, заключающиеся в том, что переходная область между квазилинейной и квадратичной зависимостью сдвигается в малые толщины (рис. 5.2 б, с). Кроме этого, была использована дифракционная модель для описания температурной зависимости осцилляций в трехслойной пленке. В этом параграфе будут рассмотрены температурные зависимости удельной проводимости (или сопротивления) пленок, при этом, главным образом, обсуждается нарушение (или выполнение) правила Маттиссена и закона Блоха, а также температурные эффекты, связанные с баллистическими свойствами монокристаллических наноструктур.

§5.4.1. Температурные зависимости сопротивления пленок

Удельное сопротивление пленок может быть записано с использованием правила Маттиссена следующим образом (см. гл. 1) (другими процессами рассеяния, кроме как на статических дефектах и фононах, пренебрегаем):

$$\rho(T) = \rho_0 + \rho_T(T) \quad (5.40),$$

где ρ_0 и $\rho_T(T)$ – остаточное и идеальное удельные сопротивления. Идеальное сопротивление может быть аппроксимировано формулой Блоха-Грюнайзена

$$\rho_T(T) = \frac{KT^5}{M\Theta^6} \int_0^{\Theta/T} \frac{\xi d\xi}{(e^\xi - 1)(1 - e^{-\xi})} \quad (5.41)$$

для изотропного спектра, где K – постоянная, связанная с удельным объемом металла, M – атомная масса, Θ – температура Дебая. Электрон-фононное рассеяние определяет температурную зависимость удельного сопротивления по формуле Друде-Лоренца.

$$\frac{1}{\rho(T)} = \sigma(T) = \frac{ne^2}{mv_F} l(T) \quad (5.42),$$

и

$$\frac{1}{l(T)} = \frac{1}{l_d} + \frac{1}{l_{e-ph}(T)} \quad (5.43),$$

l_d и $l_{e-ph}(T)$ - ДСПЭ определяемые рассеянием на статических дефектах и на фононах, соответственно.

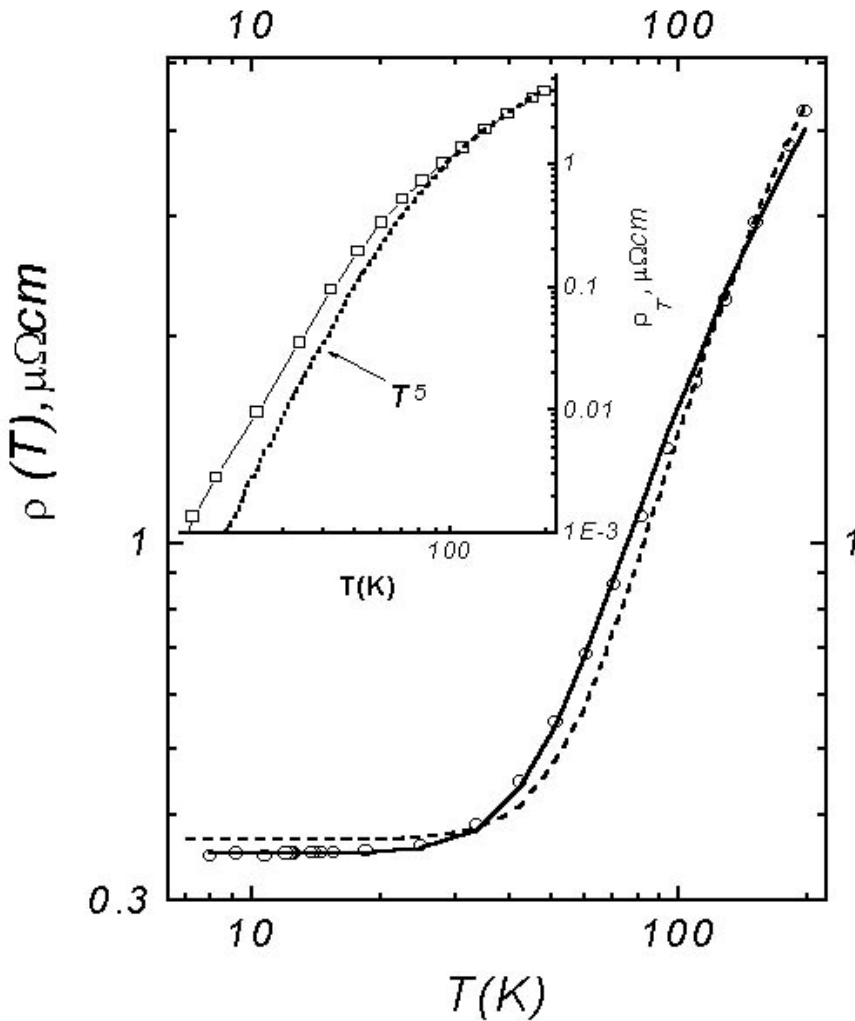


Рис. 5.10. Температурная зависимость удельного сопротивления пленки Mo(001), $d=52$ нм (кружки). Пунктирная линия – подгонка по (5.39), сплошная – по (5.37). На вставке – экспериментальное (квадраты), точечная кривая расчет по (5.41) с условием совпадения этой зависимости с экспериментальной при больших температурах.

Если $l_{e-ph}(T)$ не зависит от рассеяния на статических дефектах, то из (5.43) и (5.42) следует (5.40), и, соответственно, (5.39). Кроме этого, если приближение изотропного электронного спектра правомочно, то из (5.41) и (5.43) следует выполнение закона Блоха при низких температурах. Насколько

выполнение (нарушение) этих законов (правил) связано между собой для исследуемых НПС?

Рассмотрим экспериментальную (характерную для исследованных пленок) температурную зависимость удельной проводимости (кружки) пленки Mo(001) с толщиной 52 нм, которая приведена на рис. 5.10, а на вставке к этому рисунку - экспериментальная идеальная удельная проводимость (квадраты). Проведем подгонку экспериментальных данных также как и в предыдущем параграфе. Значения подгоночных параметров представлены в таблице 3. Видно, что подгонка по (5.37) дает хорошее согласие с разумными значениями подгоночных параметров, если учитывать наибольший вклад от электронов Сфероиды. Подгонка по (5.39) явно неудовлетворительна и, в этом случае, правило Маттиссена не работает.

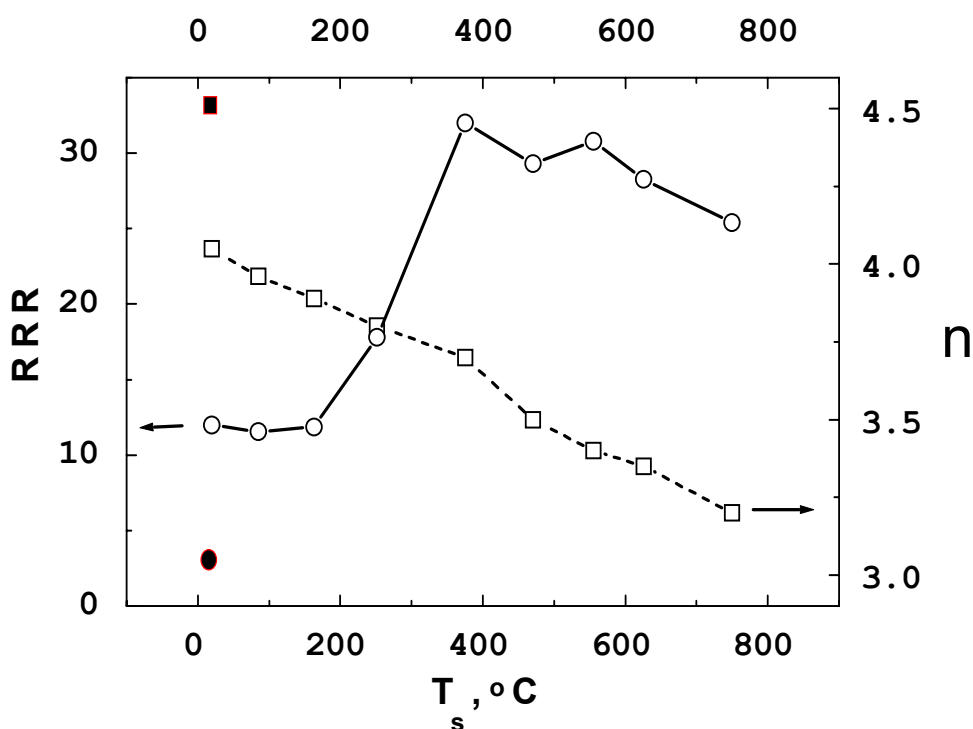


Рис. 5.11. Зависимость параметра RRR и показателя степени n от температуры роста пленки, влияющей на качество пленки (чем больше RRR, тем больше ДСП).

Наблюдается также отклонение экспериментальной зависимости от закона Блоха (вставка к рис. 5.10), который при низких температурах дает зависимость T^5 , в то время как эксперимент – меньший показатель степени.

Исследование пленок Mo и W(001) показало, что чем выше качество пленок (чем больше остаточная ДСПЭ, соответственно, больше параметр RRR), тем сильнее это отклонение. При подгонке $\sim T^n$ в области низких температур идеальная удельная проводимость дает значения показателя степени в интервале $n=3.2-4.5$. Пример такой зависимости показан на рис. 5.11.

Таблица 3

	Mo(001)
параметры	кружки
d , нм	52
λ_F , нм	2.5
Q	2.36
Q^a	0.22
RRR_0	76.5
l_o , нм	$2.3 \cdot 10^3$
l_o^a , нм	$2.4 \cdot 10^4$
$(\rho_o l_o)$, $\mu\Omega \cdot \text{см} \cdot \text{нм}$ - сплошная	147
$(\rho_o l_o)$, $\mu\Omega \cdot \text{см} \cdot \text{нм}$ - пунктир	191
RRR	23.7

Тем самым, проявляется поверхностный эффект рассеяния электронов. Чем больше ДСПЭ (при фиксированной толщине пленки), тем вклад рассеяния электронов на границах раздела становится все больше по сравнению с объемным рассеянием. В результате, поскольку при малоугловом транспорте появляется дополнительная температурная зависимость от эффективного угла, закон Блоха не выполняется, и температурный спад ρ_T становится более медленным, чем T^5 . Вклад интенсивностей рассеяния электронов от различных каналов рассеяния может стать не аддитивным в сопротивлении (см. (5.37) и гл. 1), поскольку проявляется анизотропия рассеяния электронов по каналам проводимости (1.107), и, тем самым, нарушается правило Маттиссена. Однако, при $d > 30-50$ нм экспериментальная размерная зависимость удельной проводимости близка к линейной $d^{0.8}$ (рис. 5.2a) и,

таким образом, нарушение аддитивности для сопротивлений (правила Маттиссена) может быть не значительным. Полученное “сильное” нарушение правила Маттиссена на рис. 5.10 может быть связано с нарушением закона Блоха и неправомерностью использовать формулу Блоха-Грюнайзена для тонких пленок при подстановке в формулы (5.41-43), в том время как это оправдано в формуле дифракционной модели (5.37). То, что это отчасти именно так, подтверждается хорошей подгонкой экспериментальных зависимостей по формуле (5.37) на рис. 5.9-5.10, а также следующими результатами.

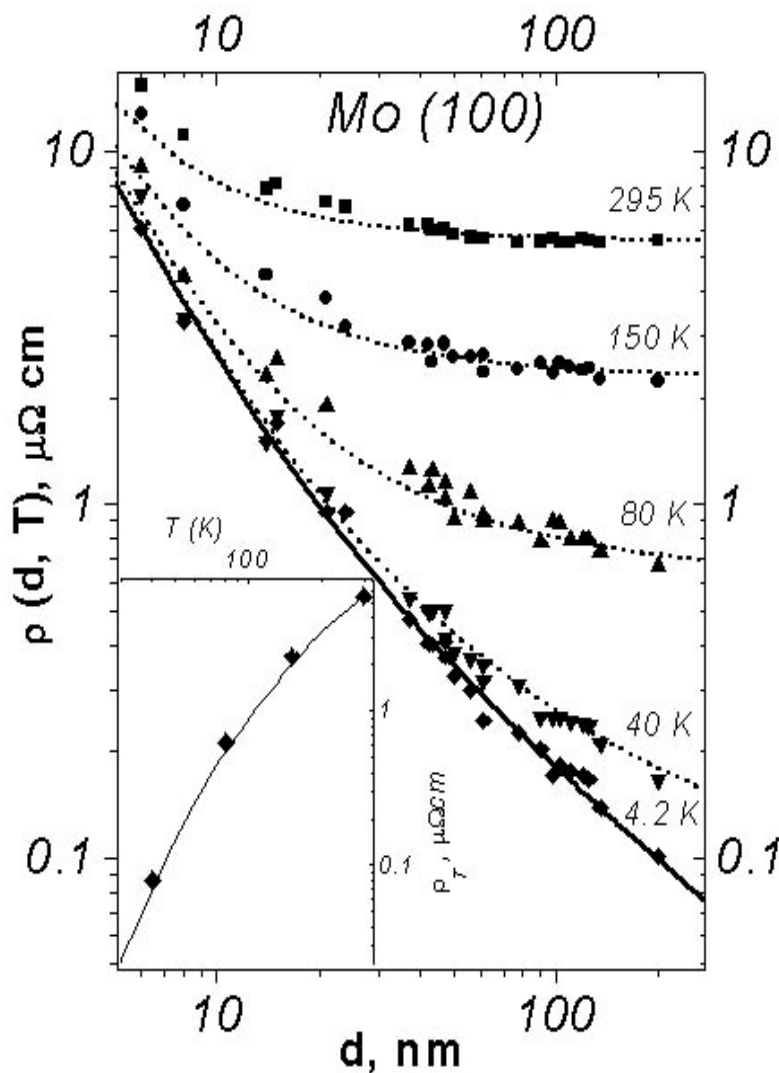


Рис. 5.12 Размерная зависимость удельного сопротивления пленок Mo(001) при разных температурах (значки). Сплошная кривая подгонка размерной зависимости $\rho(d, 4.2 \text{ K})$ при $T=4.2 \text{ K}$. Точечные кривые формула (5.44), где подгоночный параметр $\Delta\rho(T)=0.08, 0.62, 2.25, 5.5 \mu\Omega \text{ cm}$ для $T=40, 80, 150$ and 295 K , соответственно. Подгонка осуществлялась при $d > 40 \text{ nm}$. На вставке, зависимость $\Delta\rho(T)$ (ромбы) и экспериментальная зависимость ρ_T (сплошная кривая), определенная из экспериментальных данных (рис.5.9).

Рассмотрим размерную зависимость удельной проводимости пленок Mo(001) при разных температурах $\rho(d, T)$ (рис. 5.12) . Аппроксимируем размерные зависимости при $T > 4.2$ К следующей формулой

$$\rho(d, T) = \rho(d, 4.2K) + \Delta\rho(T) \quad (5.44).$$

В области толщины $d > 40$ нм осуществим подгонку по этой формуле, используя параметр $\Delta\rho$ как подгоночный, экспериментальных размерных зависимостей при разных температурах. Такая подгонка показывает удовлетворительный результат при $d > 40$ нм.

Существенно то, что полученные значения параметра $\Delta\rho$ хорошо ложатся на экспериментальную зависимость ρ_T (но не расчетную по формуле Блоха-Грюнайзена), найденную из экспериментальных данных (рис. 5.10), где закон T^5 уже не выполняется! Значения параметров показаны на вставке к рис. 5.12. Сравнивая формулу (5.44) и (5.40), видим, что правило Маттиссена выполняется, однако для идеального удельного сопротивления нельзя использовать формулу для объемной ρ_T (формулу Блоха-Грюнайзена), а нужно брать значения ρ_T для пленки, где нарушен закон Блоха. При толщине $d < 40$ нм, там где наблюдается квадратичная размерная зависимость (волноводный эффект существенен), как это видно из рис. 5.12, формула (5.44) уже не работает и наблюдаются расхождения.

Очевидно, что такое расхождение связано со спецификой поверхностного рассеяния в волноводном пределе, когда вклады интенсивностей рассеяния электронов для различных каналов рассеяния существенно не аддитивны в сопротивлении. Кроме этого, поскольку (см. также предыдущий параграф) было показано, что дифракционная модель малоуглового транспорта удовлетворительно описывает температурные зависимости, такие как осцилляции удельной проводимости трехслойной и однослойных пленок с использованием формулы Блоха-Грюнайзена, то можно заключить, что температурные эффекты в проводимости пленок не связаны (либо связаны, но не значительно) с длиной сбоя фазы электронов (за оценку можно взять неупругую ДСПЭ для электрон-фононного рассеяния), поскольку

дифракционная модель этого (эффекта сбоя фазы электрона) не учитывает. Таким образом, используемая дифракционная модель формально объясняет как отклонение от закона Блоха для широкого диапазона толщины пленок из-за специфики поверхностного рассеяния для малоугловых электронов, так и нарушение правила Маттиссена в волноводном пределе. Этот результат следует интерпретировать как существенность анизотропии рассеяния электронов по каналам проводимости. В классическом пределе ($d > 40$ нм) это нарушение не велико, если использовать температурную зависимость идеального удельного сопротивления именно для пленки, а не для объема. Тем самым в этом случае прослеживается связь с нарушением закона Блоха и правила Маттиссена – если постулировать выполнение закона Блоха, то нарушается правило Маттиссена, если нарушать закон Блоха, то правило Маттиссена может выполняться. Такое исключаящее взаимовлияние верно не во всем интервале толщины исследованных пленок.

Отметим также, что анализ волноводных моделей (гл. 1) предсказывает отклонение от правила Маттиссена, однако нет микроскопической волноводной теории, предсказывающей нарушение закона Блоха, исходя из первых принципов. Используемая в этой главе дифракционная модель во многом феноменологична.

§5.4.2. Температурные зависимости сопротивления монокристаллических наноструктур в баллистическом пределе

При уменьшении длины структуры (L), когда ДСПЭ сравнивается, либо превосходит этот размер, следует ожидать проявление баллистических эффектов. В условиях баллистического транспорта становится существенным баллистическое сопротивление - сопротивление Шарвина, связанное со скачком химпотенциала на входе и на выходе из структуры и не зависящее от длины структуры. Для многотерминальных структур возможно наблюдение отрицательного изгибного сопротивления ((1.80), гл. 1).

В главе 4 было показано, в частности, то, что баллистические эффекты существенно влияют на магнетосопротивление монокристаллических наноструктур из тугоплавких металлов. В магнитном поле меняется эффективная ДСПЭ, и это влияет на величину баллистических поправок к сопротивлению структуры. Меняя температуру, также можно варьировать ДСПЭ в широком пределе, так что могут выполняться (или к ним можно приблизиться) условия либо диффузного ($L \gg \text{ДСПЭ}$), либо баллистического ($L \ll \text{ДСПЭ}$) электронного транспорта. Далее приводятся экспериментальные результаты по исследованию именно таких эффектов.

Планарные мостиковые структуры. Исследовались монокристаллические Н-образные мостики из W(001), показанные на рис.5.13 для одного из чипов, вместе с измерительной схемой.

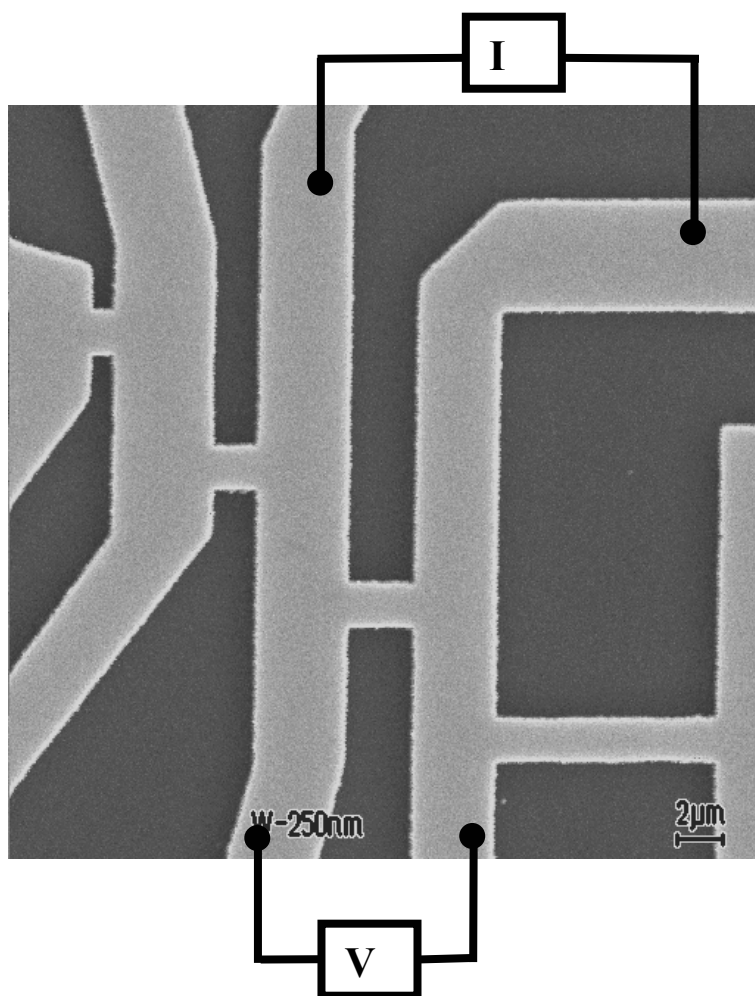


Рис. 5.13. Монокристаллические Н-образные мостики W(001), толщина пленки $d=250$ нм. Показано четырех точечное подключение источника переменного тока и системы регистрации напряжения (предусилитель, узкополосный усилитель с синхронным детектором) для измерения сопротивления одного из мостиков.

Типичные температурные зависимости сопротивления мостиков показаны на рис. 5.14. Они проявляют, как и ожидалось, “металлическую” зависимость от

температуры, при этом заметно, например, для самого короткого мостика то, что температурные кривые отличаются друг от друга не только численным коэффициентом или аддитивной добавкой. Для выявления этого построим зависимости сопротивления от длины мостиков для одного чипа, полученные для разных температур,

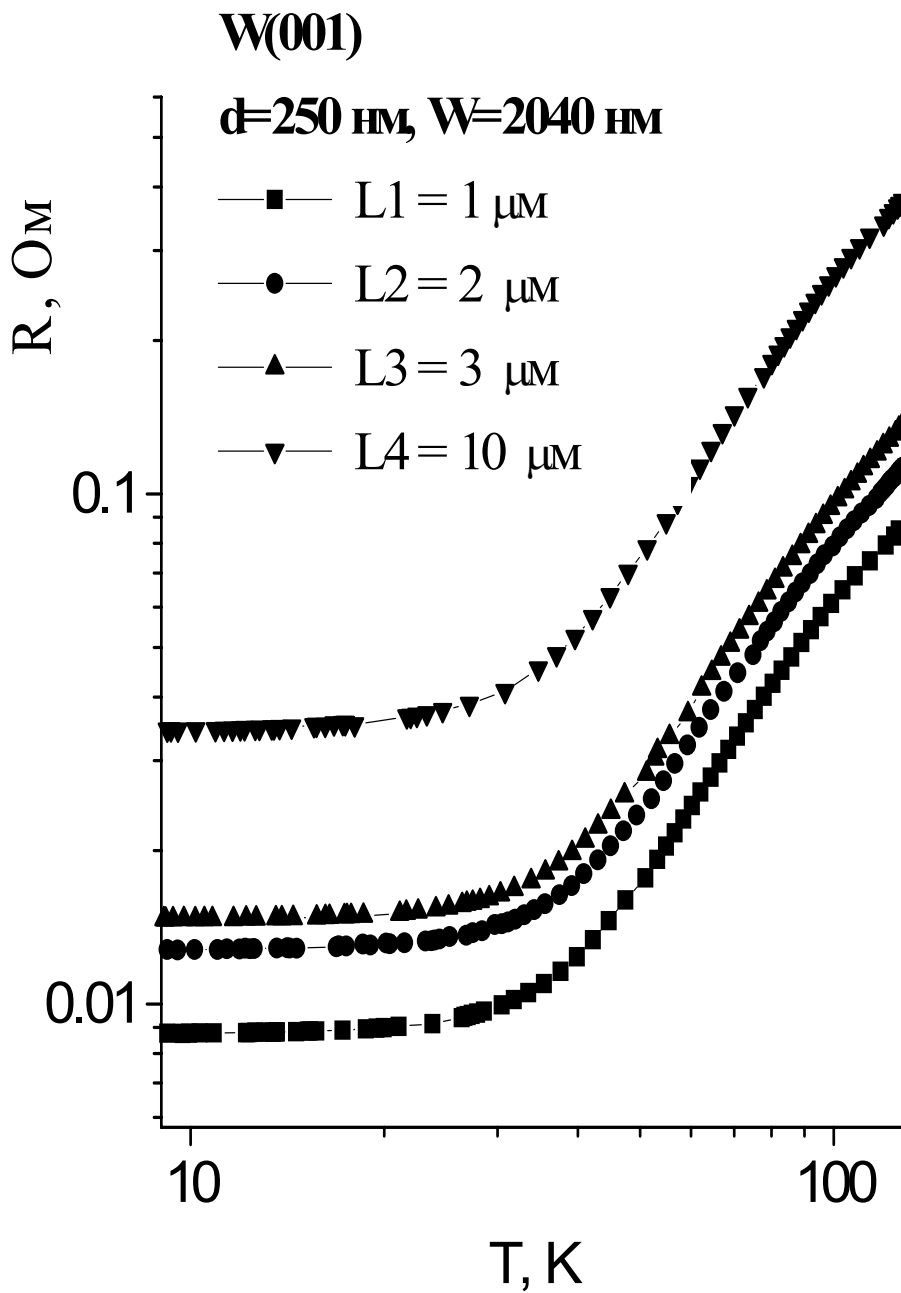


Рис. 5.14. Температурные зависимости $W(001)$ мостиков разной длины, параметры мостиков указаны на вставке к рисунку.

для данных, аналогичных рис. 5.14. Характерные зависимости показаны на рис. 5.15 (а и б) для разных чипов, с толщиной пленки 250 и 150 нм, соответственно.

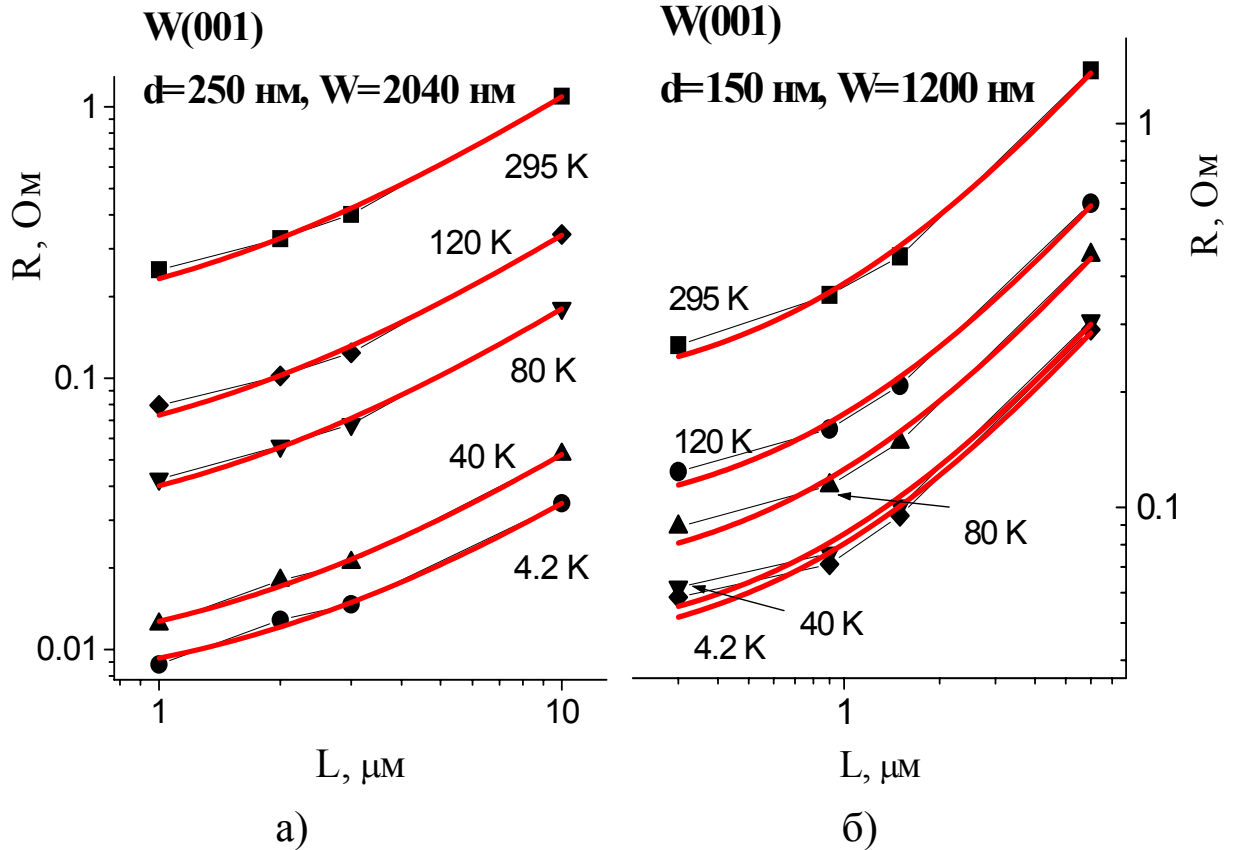


Рис. 5.15. Размерная зависимость сопротивления мостика от его длины при разных температурах. Параметры мостика указаны на рисунках. Сплошные линии - подгонка по (5.47).

Из этих данных явно виден изгиб кривых с тенденцией выхода на плато при малых длинах мостика. Используем формулу Ландауера для сопротивления мостика в виде

$$R_{brid} = \left(\frac{h}{2e^2} \frac{1}{N_t} \right) \frac{1}{T_{tr}} = R_o \left(1 + \frac{l^*(T)}{L} \right) \quad (5.45),$$

где R_o – баллистическое сопротивление (в скобках), определяемое через квант проводимости и число поперечных мод ($N_t = (k_F d / \pi)(k_F W / \pi)$) для мостика толщиной d , шириной W и его длиной L . Эффективная ДСПЭ $l^*(T)$ определяет трансмиссионную вероятность $T_{tr} = 1 / (1 + L / l^*)$ из (1.92), она зависит от остаточной ДСПЭ и ДСПЭ, зависящей от температуры T за счет электрон-

фононного рассеяния, как в (5.43), которую используем для оценки $1/l^*(T) \cong 1/l_{od} + 1/l_{e-ph}(T)$.

В диффузном пределе (5.45) переходит в закон Ома, а в баллистическом пределе сопротивление отлично от нуля и равно шарвинскому сопротивлению R_o , которое постоянно, если поперечные размеры структуры фиксированы. Таким образом, в этой части эксперимент явно противоречит (5.45), поскольку “баллистическое сопротивление”, определяющее изгиб кривых при малых L , начинает зависеть от температуры. Для устранения этого противоречия учтем вклад приконтактной области, оценив его сопротивление в диффузном пределе для двумерного случая (поскольку $d \ll W, L, W_{cont}$) как

$$R_{cont} = \frac{3}{\pi^2} \frac{W}{l^*(T)} \ln\left(\frac{W_{cont}}{W}\right) \quad (5.46),$$

где W_{cont} ширина токового (потенциального) контакта для мостика (см. рис. 5.13). Как видно, это сопротивление логарифмически расходится на верхнем пределе в отличие, как это легко показать, от трехмерного случая.

Используя (5.45) и (5.46), последнее - дважды, получаем следующую подгоночную формулу

$$R = R_o \left(1 + \frac{a}{l^*} + \frac{L}{l^*}\right) \quad (5.47),$$

результаты подгонки которой к экспериментальным результатам показаны на рис. 5.15 (а,б) в виде сплошных кривых с подгоночными параметрами “а” и l^* . Значения этих параметров, а также пересчитанные из параметра “а” значения ширины мостика W_{fit} (для этого использовалась формула (5.46) со значением ширины потенциального контакта $W_{cont} \cong 4$ мкм) представлены в таблице 4 а и б, что соответствует подгоночным кривым на рис. 5.15 а, б. Значения R_o рассчитывались, исходя из значений толщины и ширины мостика и значения $k_F \cong 8$ нм⁻¹.

Таблица 4а

Толщина мостика 250 нм, ширина 2040 нм.

T (K)	R_o (мΩ)	l^* (нм)	a (нм)	W_{fit} (нм)	a/l^*
4.2	4	1420	880	2200	0.61
40	4	910	980	2450	1.1
80	4	250	1320	3300	5.3
120	4	140	1400	3500	10
295	4	42	1400	3500	330

Таблица 4б

Толщина мостика 150 нм, ширина 1200 нм.

T (K)	R_o (мΩ)	l^* (нм)	a (нм)	W_{fit} (нм)	a/l^*
4.2	11	260	640	900	2.5
40	11	250	730	1000	2.9
80	11	170	790	1100	4.6
120	11	130	880	1200	7.0
295	111	56	920	1300	16

Подгоночные значения ширины мостика W_{fit} разумно согласуются с реальными геометрическими размерами W , а ДСПЭ при 295 К близка к правильному значению в 40 нм. Эффективные длины пробега зависят от толщины и ширины мостиков и находятся на уровне 250-1400 нм при низких температурах, что сравнимо с длиной коротких мостиков. Отметим, что эффективная остаточная ДСПЭ в пленках приблизительно составляет $10d$ (см. главу 3), что дает следующие ее значения 2500 и 1500 нм для $d=250$ и 150 нм, соответственно. Полученные подгонкой (5.47) значения остаточной эффективной ДСПЭ оказались равными 1400 и 260 нм, соответственно для этих же толщин (таблица 4 а и б). Если значения l^* для $d=250$ нм разумно несколько меньше (около 50%) значений ДСПЭ для пленки (поскольку для мостика по сравнению с пленкой присутствует дополнительное рассеяния электронов на его боковых стенках, что уменьшает ДСПЭ, как это

обсуждалось ранее в этой главе), то результат для мостика с $d=150$ нм выглядит слишком заниженным. ДСПЭ в мостике составляет величину около 17% от ДСПЭ в пленке. Однако заметим то, что при использовании формулы Ландауера рассматривались все электроны проводимости, которым приписывалась некоторая эффективная трансмиссионная вероятность T_{tr} . Если учитывать только малоугловые электроны, то необходимо уточнение используемой формулы (5.45) в том случае, когда длина мостика достаточно короткая. Очевидно, что для коротких мостиков ДСПЭ для малоугловых электронов (в классическом пределе) может чувствовать длину мостика. Для короткого мостика с $d=150$ нм его длина составляет $L=300$ нм, что близко к найденному значению $l^*=260$ нм. Отметим также, что для $d=250$ нм, остаточная $l^*=1400$ нм, и она сопоставима с длиной короткого мостика, равного 1000 нм.

Наблюдаемые расхождения могут быть также связаны с неправильной, линейной аппроксимацией $1/\langle T \rangle$ в (5.45). Как это будет видно для многотерминальных структур, необходим учет более быстрых зависимостей, например, экспоненциального члена. Поскольку использованные подгоночные кривые в целом удовлетворительно легли на экспериментальные зависимости, оставим этот вопрос до следующего подпараграфа.

Сравнение отношения двух параметров a/l^* с единицей (см. 5.47 и таблицы 4 а,б) дает информацию о величине вклада баллистической поправки к полному остаточному сопротивлению. При низких температурах этот вклад находится на уровне 30-60% для коротких мостиков. Не смотря на то, что эта величина достаточно велика, это не приводит к качественно новым температурным и размерным зависимостям от длины сопротивления мостиковых структур, поскольку вклад приконтактного и баллистического сопротивлений одного знака, влияние баллистической поправки тем самым нивелируется. Для увеличения вклада баллистической поправки необходимо значительно уменьшить ширину мостика, однако в этом случае, как это уже

рассматривалась в этой главе, это приведет к увеличению рассеяния электронов на боковых стенках структуры и уменьшению ДСПЭ электронов. Таким образом, затрудняется реализация условий баллистического транспорта для планарных мостиков, поскольку необходимо, чтобы их ДСПЭ было много больше как длины, так и ширины мостика. Этому же “способствует” и логарифмическая расхожимость приконтактного сопротивления (5.46), что является спецификой планарных структур.

Как это будет видно из данных следующего подпараграфа, для многотерминальных структур появляются качественно новые температурные зависимости из-за баллистической поправки, поскольку она вносит вклад противоположного знака.

Многотерминальные структуры. Сопротивление многотерминальных структур удобно описывать, используя формализм Ландауера-Буттикера (более подробно в главе 1). Наиболее информативными оказываются 4-х терминальные структуры, среди которых симметричные крестообразные структуры наиболее просты для интерпретации экспериментальных зависимостей. Изгибное сопротивление 4-х терминальной структуры с одинаковыми контактами определяется как (1.93):

$$R_b = V_{43} / I_{12} = R_0 \cdot \frac{(T_{12}T_{14} - T_{13}^2)}{(T_{12} + T_{14})[(T_{12} + T_{13})^2 + (T_{14} + T_{13})^2]} \quad (5.48),$$

а для симметричного креста ($T_{12}=T_{14}=T_b$ и $T_{13}=T_F$, где T_b и T_F - трансмиссионные вероятности для электрона при движении с поворотом и без поворота, соответственно) получаем из (5.48) после упрощения

$$R_b = R_0 \frac{T_b - T_F}{4T_b(T_F + T_b)} \quad (5.49),$$

где $R_0 = h/2e^2/(k_F d/\pi)/(k_F W/\pi)$ – баллистическое сопротивление подводящего контакта (d и W его толщина и ширина).

На рис. 5.16 приводится нумерация резервуаров (и дорожек), значения токов втекающих в резервуар (I_n) и значение потенциала резервуаров (ϕ_n) для 4-х терминальной структуры общего вида (а) и симметричного креста (б). Для

измерения изгибного сопротивления использовалась схема подключения, показанная на этом же рисунке. В этом случае $I_{12} = -I_1 = I_2$, $I_3 = I_4 = 0$ и $V_{43} = \varphi_4 - \varphi_3$. Подключение к несимметричному кресту было аналогичным.

Измерения ВАХ для определения изгибного сопротивления симметричного и несимметричного крестов (рис. 5.17), изготовленных из одной пленки W(001), показаны на рис. 5.18 (а-с).

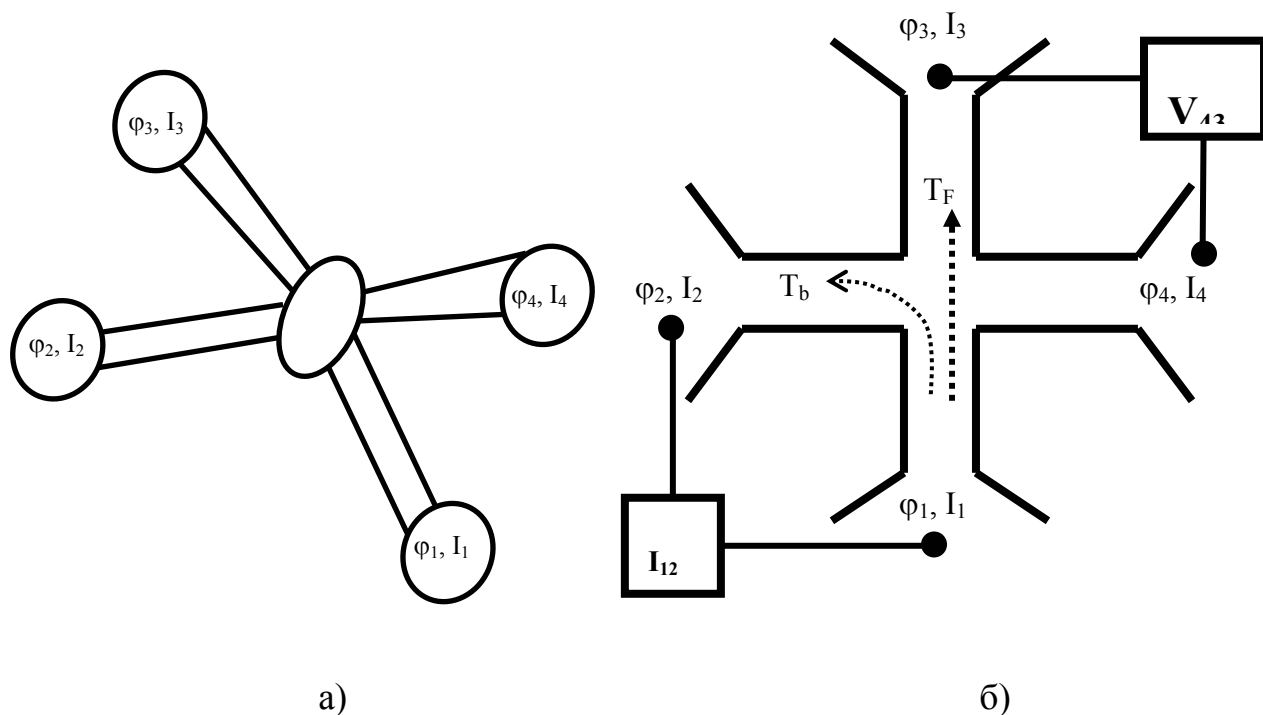


Рис. 5.16. Схематическое изображение 4-х терминальной структуры несимметричной (а) и симметричного креста (б). Структура соединяет резервуары с потенциалом φ_n , током в резервуар I_n и номером n . Показана схема измерения изгибного сопротивления для креста (б), а также траектории электронов с поворотом (T_b) и нет (T_F).

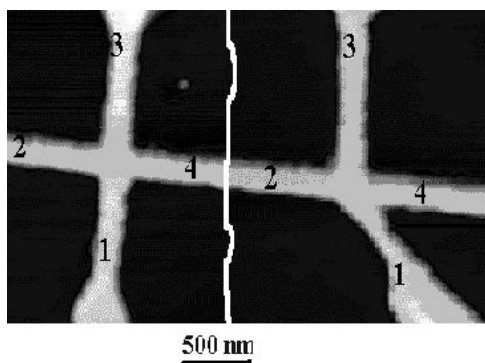


Рис. 5.17. Изображение крестообразных монокристаллических структур W(001) разной геометрии в АСМ.

Полученные ВАХ все линейны по току, что характерно, именно, для металлических структур, поскольку дрейфовая скорость электронов значительно меньше фермиевской скорости и условия лианеризации (1.89) выполняются. Это отличает их от соответствующих ВАХ, измеренных для ДЭГ-структур.

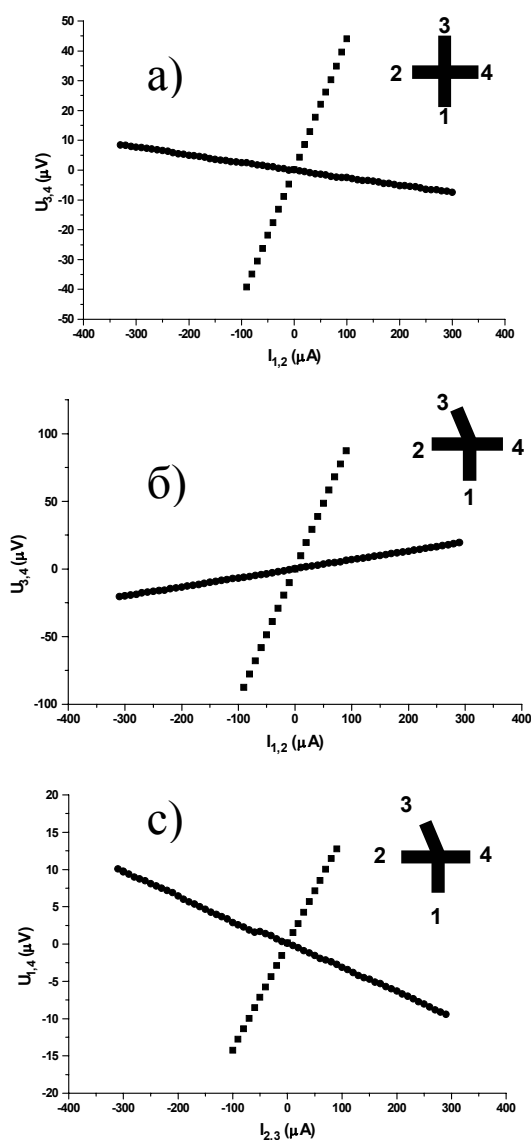


Рис. 5.18. Примеры ВАХ для симметричного креста (а) и несимметричного креста для измерения двух разных изгибных сопротивления (б и с), индексы при токе и напряжении обозначают номера каналов (показаны на вставке). Сплошная линия – $T=4.2$ К и точечная – $T=76$ К. Значения изгибного сопротивления $R_b(4.2$ К) = -25 мΩ (а), 66.5 мΩ (б) и -32 мΩ (с).

При температуре жидкого азота, когда ДСПЭ мала относительно размера центральной части креста L , наклон ВАХ всегда положителен. При температуре жидкого гелия наклон ВАХ (изгибное сопротивление) отрицателен для симметричного креста (а), а для несимметричного креста может быть как положительным (б), так и отрицательным (с). Появление

отрицательного сопротивления и чувствительность его знака к форме структуры указывают на проявления баллистических эффектов в изгибном сопротивлении. Движение электронов не следуют распределению результирующего тока, электроны могут сначала попасть в противоположный резервуар (без поворота движения) и лишь после этого попасть в стоковый резервуар. Это так, поскольку $\text{ДСПЭ} > L$, и проявляется геометрические эффекты, специфично для баллистического транспорта. Соответственно, в таком режиме вероятности $T_F > T_b$ и знак изгибного сопротивления (5.48 и 49) отрицателен. В диффузном пределе это соотношение вероятностей обратное, и знак изгибного сопротивления положителен.

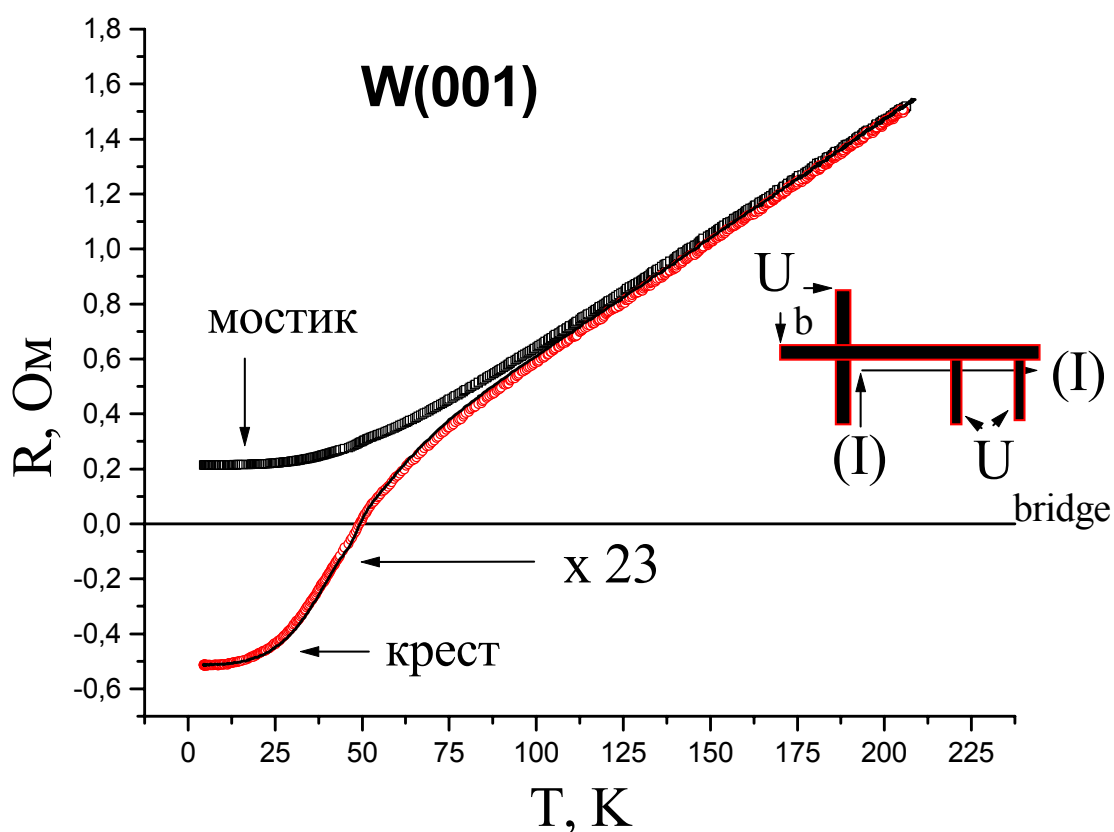


Рис. 5.19. Температурная зависимость сопротивлений креста (кружки) и мостика (квадраты), показанных на вставке от температуры образца. Сплошная линия – подгонка по формуле (5.50).

Поскольку вклады диффузной и баллистической части изгибного сопротивления противоположны друг к другу по знаку то, в отличие от мостиковых структур (см. предыдущий параграф) следует ожидать качественно нового поведения при измерении температурной зависимости изгибного сопротивления для многотерминальных наноструктур из тугоплавких металлов. Пример такой зависимости от температуры представлен на рис. 5.19. Вставка к рисунку показывает схему измерения планарной наноструктуры из W(001), состоящей из симметричного креста и мостика, толщиной 95 нм, шириной дорожек 350 нм и длиной мостика 1400 нм.

Для мостика наблюдается обычная температурная зависимость металлического типа, однако для креста видны отклонения из-за перехода к баллистическому режиму при низких температурах, при этом баллистическая добавка к сопротивлению отрицательна.

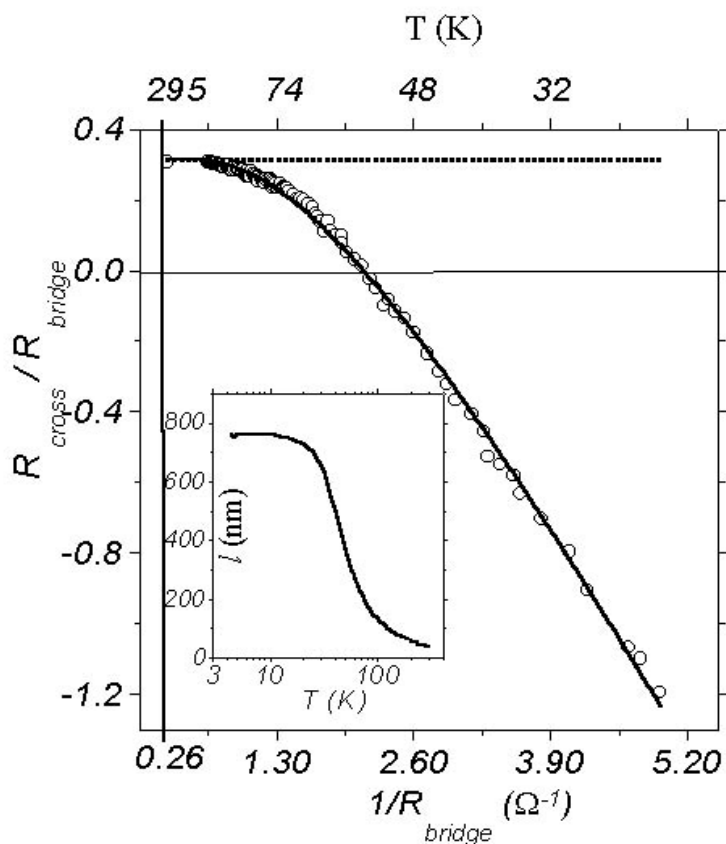


Рис. 5.20. Зависимость отношения изгибного сопротивления к сопротивлению мостика от обратного сопротивления мостика, пересчитанная из данных рис. 5.19. Кружки – эксперимент, сплошная линия – формула (5.50). На вставке зависимость транспортной длины от температуры, рассчитанная из зависимости сопротивления мостика от температуры. Точечная линия – зависимость отношения в диффузном режиме.

Поскольку сопротивление длинного мостика обратно пропорционально ДСПЭ, обе температурные зависимости могут быть связаны друг с другом. Такую зависимость дает следующая эмпирическая формула

$$\frac{R_{cross}}{R_{bridge}} = k_1(1 - k_2 \frac{R_c}{R_{bridge}} \exp(-R_{bridge}/R_c)) = k_1(1 - k_2 \frac{l(T)}{l_c} \exp(-l_c/l(T))) \quad (5.50)$$

где R_c – некоторая характерная величина сопротивления мостика, которой соответствует характерная величина l_c , а сопротивлению мостика R_{bridge} – ДСПЭ $l(T)$, так что $R_{bridge}/R_c = l_c/l(T)$.

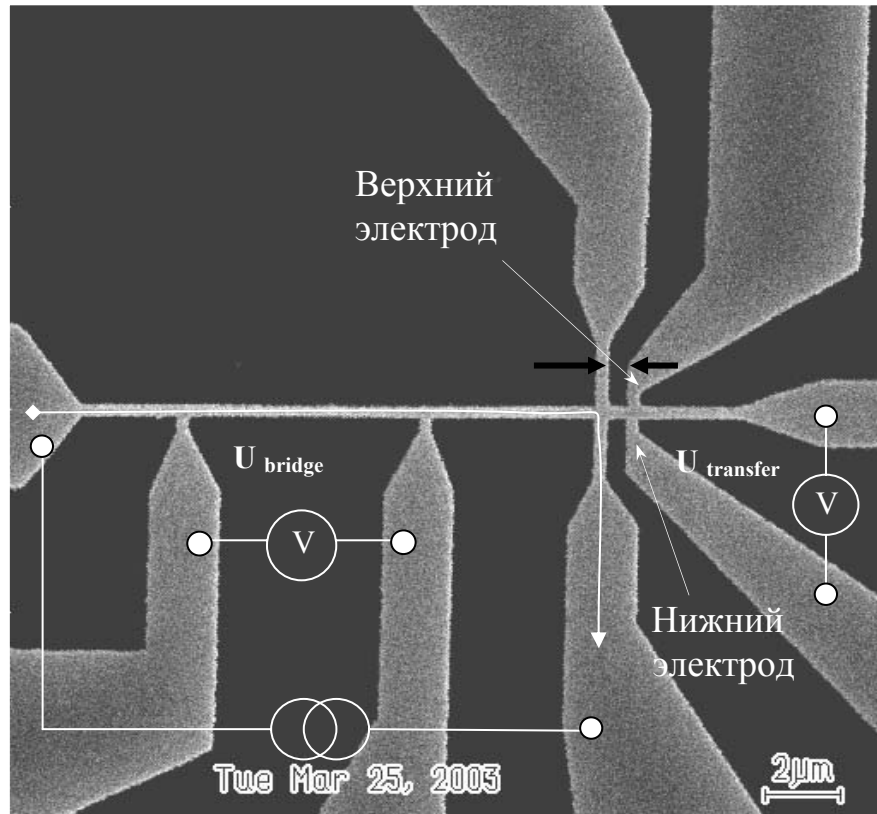


Рис. 5.21. Измерения сопротивления мостика и передаточного сопротивлений для структуры W(001).

Представим экспериментальные данные на рис. 5.20 по форме так, как в (5.50). При подгонке этих экспериментальных данных по формуле (5.50) получаем $k_1=0.315$, $k_2=4.87$ и $R_c^{-1}=2.87 \Omega^{-1}$, а для $l_c \cong 430$ нм, которая близка к по величине к ширине дорожек. При температуре образца около 50 К

транспортная длина принимает значение около 300 нм, близкое к l_c . Начиная с этого значения, при дальнейшем понижении температуры образца происходит переход к баллистическому режиму, отношение сопротивлений пересекает ноль, и баллистическая поправка отрицательного знака превалирует над положительной диффузной частью сопротивления. При высоких температурах отношение сопротивлений таково, что изгибное сопротивление креста равно приблизительно 0.22 от сопротивления мостика на квадрат, той же ширины и толщины, и соответствует диффузному режиму электронного транспорта.

Для исследования передаточного сопротивления приведем результаты аналогичных исследований. Изображение НПС для W(001) и схема измерений показаны на рис. 5.21. Толщина пленки НПС была 100, либо 150 нм, ширина дорожек W варьировалась для разных чипов от 300 до 900 нм, а расстояние L было в пределах 0-2000 нм.

Ток протекает через мостик и измеряется U_{bridge} , далее он протекает через крест с поворотом. На расстоянии L от креста, через который протекает ток с поворотом (изгибом), расположены измеряемые электроды – центральный, как опорный и два электрода по нормали к нему – нижний (либо верхний) электрод, измеряется U_{transfer} . Реально использовался переменный ток и измерялось дифференциальное передаточное сопротивление R_{transfer} и сопротивление мостика R_{bridge} при понижении температуры образца. Из отношения экспериментальных значений сопротивлений мостика

$$\frac{R_{\text{bridge}}(T)}{R_{\text{bridge}}(295\text{K})} = \frac{l_{tr}(295\text{K})}{l_{tr}(T)} \quad (5.51),$$

где l_{tr} – транспортная длина, которая при 295 К принималась равной 40 нм, определялась $l_{tr}(T)$ и ее отношение к межэлектродному расстоянию $L/l_{tr}(T)$. Сопротивление мостика пересчитывалось на квадрат сопротивления $R_{sq}(T) = R_{\text{bridge}}(T) * W / L_{\text{bridge}}$, где L_{bridge} – длина мостика, и строилось отношение $R_{\text{transfer}} / R_{sq}(T)$ как функция $L/l_{tr}(T)$.

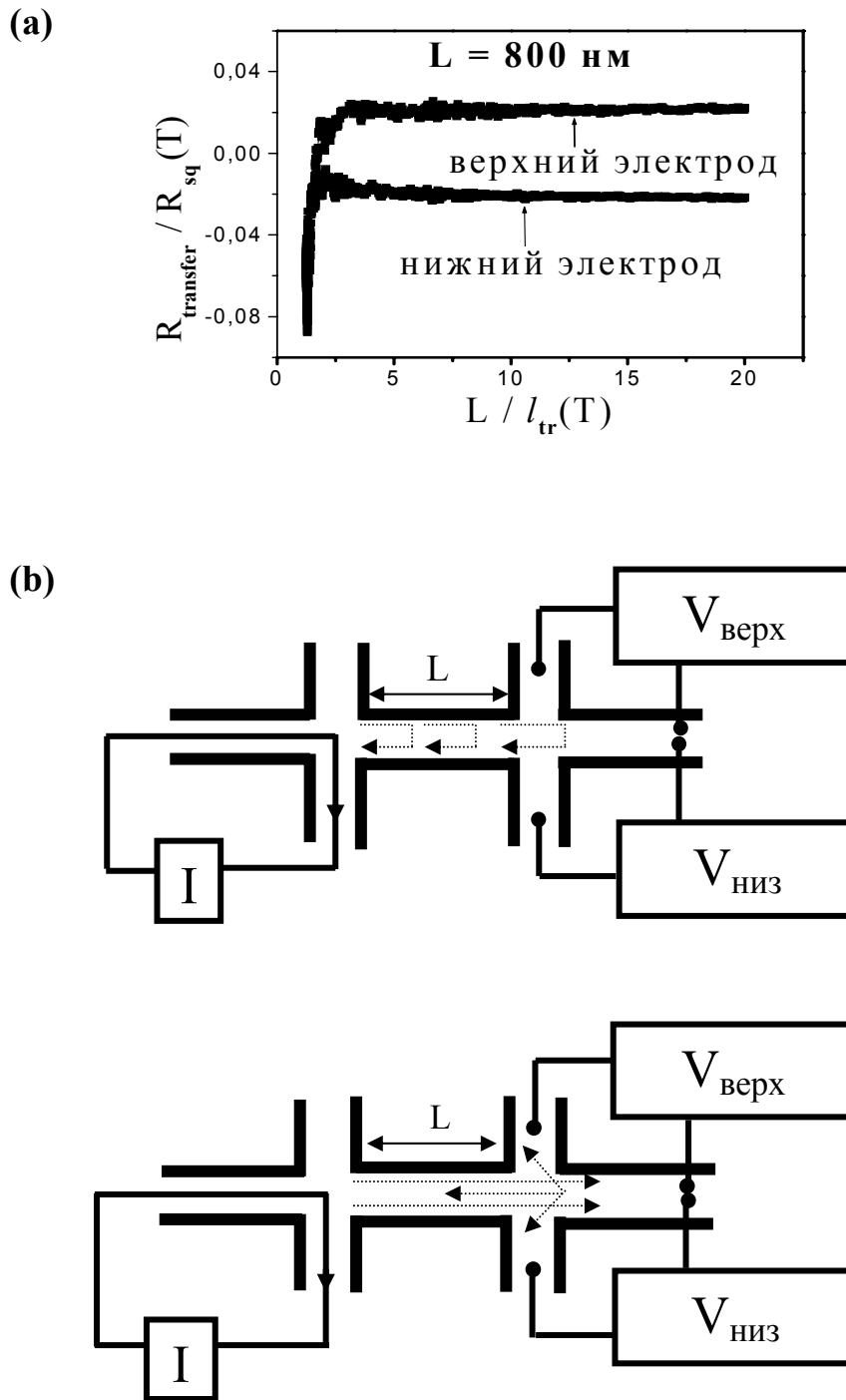
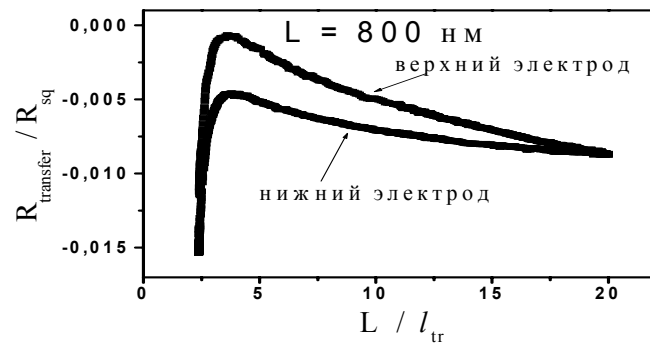


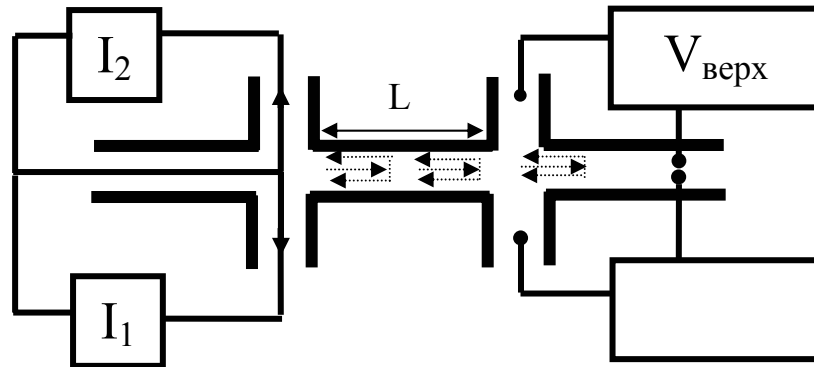
Рис. 5.22. Зависимость $R_{\text{transfer}}/R_{\text{sq}}(T)$ как функция $L/l_{\text{tr}}(T)$ (a) для $L=800 \text{ нм}$, показано распределение тока в диффузном (b) и баллистическом (c) режимах электронного транспорта.

Характерные зависимости представлены на рис. 5.22 вместе со схемой поясняющей транспорт электронов в диффузном и баллистическом режимах. Из данных рис. 5.22а видно, что при диффузном транспорте ($L/l_{tr}(T) \gg 1$) измеряемое отношение есть константа в соответствии с законом Ома. Однако это отношение может быть как положительным, так и отрицательным в зависимости от того, какой электрод использовать – верхний или нижний для измерения передаточного сопротивления. Рис. 5.22b поясняет распределение токов в диффузном режиме, показывая причину различия в знаках измеряемых сигналов. При $L/l_{tr}(T) \leq 2$ происходит переход к баллистическому режиму. Сигналы, как от верхнего, так и нижнего электродов становятся близкими друг к другу и отрицательными. Рис. 5.22с показывает распределение токов в баллистическом режиме. В диффузном режиме, распределение токов (рис. 5.22b) в чем-то аналогично распределению струй растекающейся “жидкости”, в отличие от “газовой” модели токов в баллистическом режиме (рис. 5.22с). Изменение направления стока (ток течет с поворотом через крест вверх, а не вниз как на рис. 5.21) для диффузного режима приводила к аналогичным рис. 5.22а зависимостям, если поменять местами верхний и нижний электрод. При одновременном протекании тока вверх и вниз получались результаты, представленные на рис. 5.23. Токи I_1 и I_2 подбирались так, чтобы при больших температурах сигналы от верхнего и нижнего электродов совпадали. Значения токов оказались близкими друг другу, но не равными, что можно отнести к неидеально симметричной геометрии реального образца. Это подтверждают и зависимости рис. 5.23а, получаемые для верхнего и нижнего электродов, они близки, но не совпадают друг с другом в диффузной области размеров. При $L/l_{tr}(T) \leq 3$ обе зависимости сливаются и становятся отрицательными. Рис. 4.23 (b и c) поясняют распределение токов в диффузном и баллистическом режимах. Отметим, что зависимость $R_{transfer}/R_{sq}(T)$ от $L/l_{tr}(T)$ явно нелинейная и более близка к экспоненциальной зависимости, аналогичной (5.50).

(a)



(b)



(c)

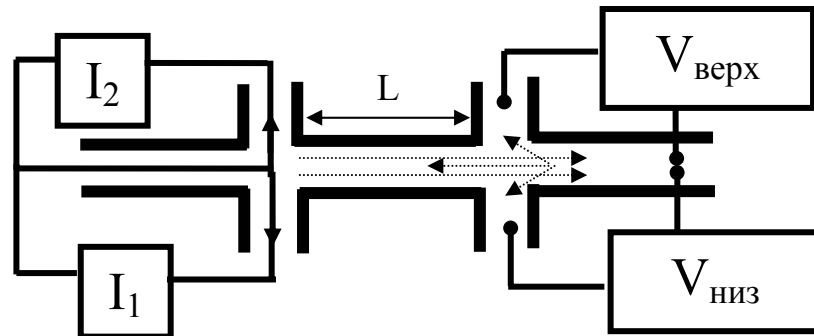


Рис. 5.23. Зависимость $R_{\text{transfer}}/R_{\text{sq}}(T)$ как функция $L/l_{\text{tr}}(T)$ (a) для $L=800$ нм, при двух токах вниз (I_1) и вверх (I_2); показано распределение тока в диффузном (b) и баллистическом (c) режимах электронного транспорта.

“Жидкостное” растекание токов в диффузном режиме предполагает наличие некоторого трения между потоками. Оценка интенсивности электрон-электронного взаимодействия, приводящего к характерному времени или некоторой характерной длине релаксации токов за счет этого взаимодействия по формуле (1.118) и температуре 50 К (переходная между режимами температура) дает значения на три порядка больших, чем межэлектродное расстояние $L=800$ нм. Эта длина никак не коррелирует с наблюдаемыми зависимостями по своему масштабу. Таким образом, единственным масштабом длины остается $l_{tr}(T)$.

Отметим, что аналогичных зависимостей для изгибного и передаточного сопротивлений для НПС из ДЭГ-структур проведено не было. Это связано с тем, что изменение температуры меняет также и число носителей в полупроводниковых структурах в отличие от структур из металлов, что затрудняет проведение измерений.

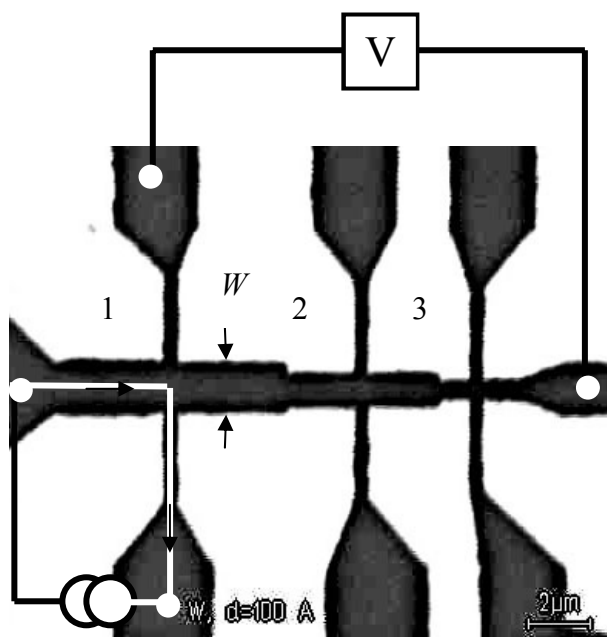


Рис. 5.24. Многотерминальная структура W(001) толщиной 150 нм, состоящая из трех крестов (с номерами 1-3) с переменной по ширине (W) одной из дорожек, $W=1500, 1000$ и 500 нм. Показана схема подключения к кресту 1 для измерения изгибного сопротивления.

Для ДЭГ-структур проводились исследования зависимости сигналов от расстояния (см. гл. 1). Для завершения этого параграфа приведем результаты таких исследований для НПС из металлов. На рис. 5.24 показана структура из W(001), состоящая из трех крестов с разной шириной для одной из дорожек.

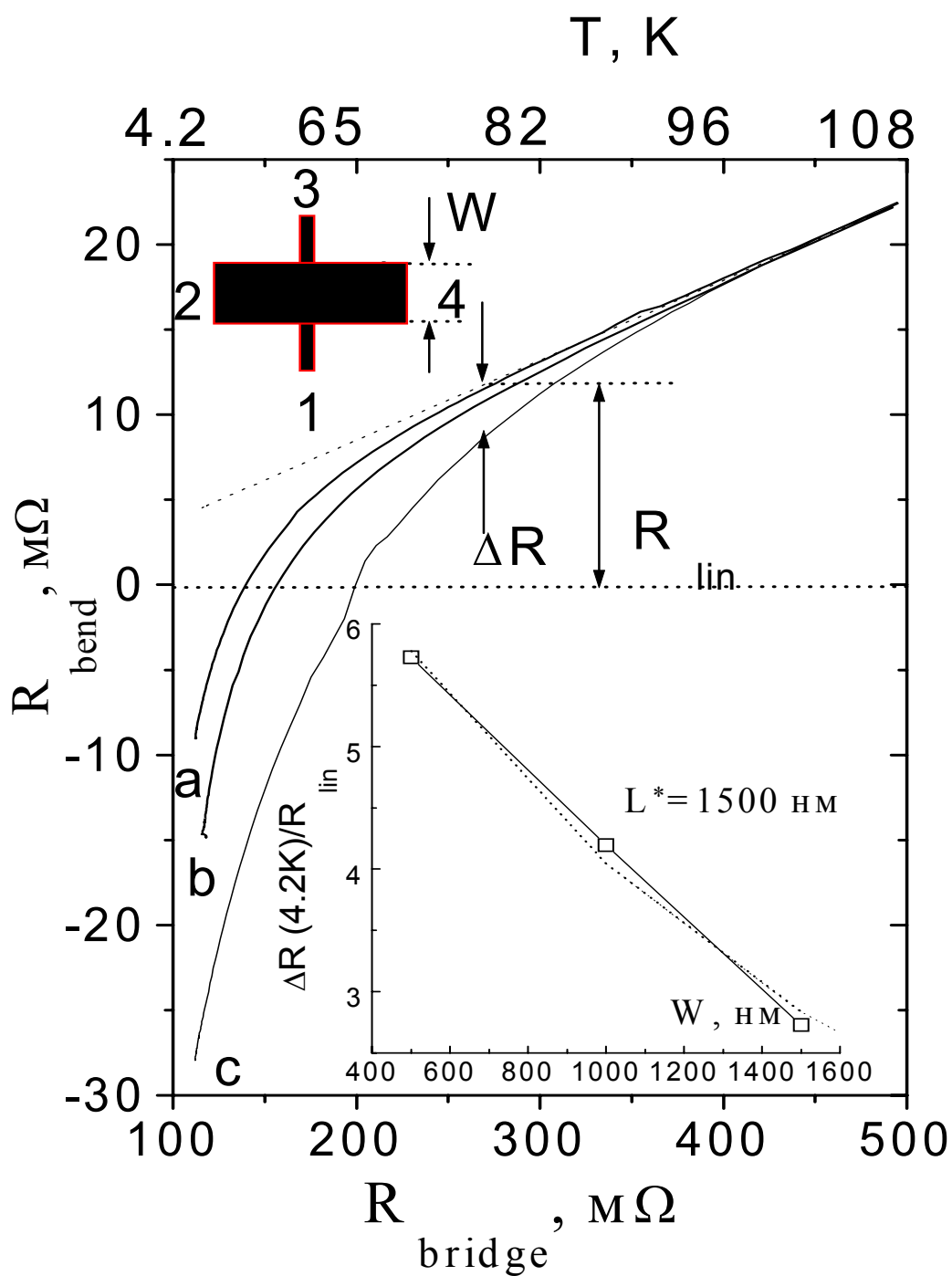


Рис. 5.25. Зависимость изгибного сопротивления крестов 1-3 (рис. 5.24) от сопротивления мостика при понижении температуры (верхняя шкала). Зависимости а- крест 1, $W=1500$; б- крест 2, $W=1000$; с- крест 3, $W=500$ нм. На вставке зависимость величины отрицательной баллистической поправки при $T=4.2\text{K}$ как функция ширины дорожки (квадраты), пунктир – подгонка зависимостью $k \cdot \exp(-W/L^*)$.

По схеме показанной на этом рисунке измерялось последовательно изгибное сопротивление для каждого из крестов (1-3) и мостика (не показан на рисунке) при понижении температуры образца, аналогично предыдущим измерениям. Далее строились зависимости изгибного сопротивления от сопротивления мостика. Результаты представлены на следующем рис.5.25, для изгибного сопротивления крестов 1-3 это зависимости а-с, соответственно. Зависимость для диффузной части сопротивлений – линейная - точечная линия на рис. 5.25. Чем уже дорожка, тем больше отрицательная добавка из-за баллистического эффекта. Зависимость величины этой добавки, измеренной при $T=4.2\text{K}$, показана на вставке к этому же рисунку как функция ширины дорожки. Предполагая, что она экспоненциально зависит от ширины дорожки как $\sim \exp(-W/L^*)$, получаем оценку для $L^* \cong 1500$ нм, которая соизмерима с остаточной ДСПЭ.

5.5. Заключение к главе 5

Проведенные исследования размерной зависимости проводимости НПС из монокристаллических тугоплавких металлов показывают, что при выполнении условия, когда ДСПЭ в объеме на два и более порядков превышает толщину пленок, при размерах меньших критических наблюдается появление волноводных поправок к проводимости структур, величина поправок составляет десятки и более процентов, наблюдается усиленный волноводный эффект. Низкоиндексные электронные моды в этом режиме обладают высокой добротностью и определяют электронный транспорт. Область размеров перехода к волноводному режиму, при котором удельная проводимость близка к квадратичной зависимости от толщины пленки, для исследованных НПС - $d^* = 30-50$ нм, что более чем на порядок превосходит фермиевскую длину волны электрона. При больших размерах размерная зависимость проводимости соответствует классическому электронному транспорту с квазилинейной зависимостью от толщины пленки. Усиленный волноводный эффект в проводимости исследованных

НПС связан со спецификой рассеяния малоугловых электронов поверхностью, когда квантуются слабые степени свободы для электрона. В некотором смысле он аналогичен появлению МПУ в малых магнитных полях в той мере, насколько КРЭ аналогичен эффекту ШДГ. Переход к волноводному режиму происходит при соизмеримости эффективного и дифракционного углов для малоугловых электронов.

Существенное влияние на размерные зависимости проводимости исследованных НПС оказывает проявление фрактальной (степенной) зависимости спектра плотности флуктуаций шероховатостей границы раздела пленок при $H < 3/4$. Из-за малой длины экранирования максимальный волновой вектор рассеяния электрона в этом случае ограничивается $2k_F$, а не обратной величиной корреляционной длины. Вклад в рассеяние определяется интегрально всем диапазоном векторов рассеяния в СПФ, при этом высокочастотная область может превалировать при размерности Хаусдорфа $H < 3/4$. В результате, для эпитаксиальных пленок тугоплавких металлов с величиной $k_F b \sim 100$ рассеяние электрона на шероховатостях поверхности с большим углом вероятно, перехода на режим внутриподзонного рассеяния электронов не происходит, и наблюдается квадратичная размерная зависимость удельной проводимости НПС в волноводном режиме даже в условия, когда величина кванта π/d велика и $(3/2k_F)\pi^2/d^2 \geq q_c$.

Роль малоугловых электронов существенна и для многослойных структур из металлов. Обладая малой энергией поперечного движения, они чувствительны к величине эффективного контактного потенциала на границе раздела слоев. В результате в проводимости могут возникать как температурные, так и размерные аномалии большой величины, связанные с соизмеримостью “поперечной” энергии электронов и эффективного контактного потенциала. Экспериментально такие зависимости обнаружены для двухслойных эпитаксиальных пленок, а также для трехслойной пленки с ультратонкой прослойкой металла. Для последней обнаружены гигантские осцилляции проводимости с моноатомной периодичностью от толщины

прослойки, когда величина рассеивающего эффективного контактного потенциала, определяемого ультратонкой прослойкой, осциллирует с этим же периодом. Глубина модуляции рассеяния прослойкой может достигать значений до 100%.

Температурные зависимости сопротивления для исследованных НПС показывают, что при большой ДСПЭ проявляются отклонения от правила Маттиссена и закона Блоха. Они могут быть объяснены с использованием дифракционной модели как проявление анизотропии рассеяния по каналам проводимости. Показано взаимоисключающее влияние выполнения этих правил в области классической размерной зависимости НПС. Наиболее сильные отклонения наблюдаются в волноводном режиме, когда зависимость удельной проводимости от размера структуры существенно не линейна.

Для малых по латеральным размерам НПС экспериментально наблюдается переход от диффузного к баллистическому режиму электронного транспорта. Исследованы зависимости изгибного и передаточного сопротивлений многотерминальных наноструктур от ДСПЭ в зависимости от температуры образца. Показано, что баллистическая поправка к этим сопротивлениям отрицательна, ее величина от обратной ДСПЭ и расстояния меняется намного быстрее, чем линейная зависимость, предсказанная для квазиодномерных проводников, и близка к экспоненциальной зависимости. Для объяснения этого необходимо предположить, что важным является то, что баллистические электроны обладают некоторым избытком энергии из-за инжекции, аналогично тому, как это происходит в экспериментах по поперечной магнитной фокусировке.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При выполнении исследований, проведенных по теме диссертации, удалось развить экспериментальные методы получения совершенных тонких монокристаллических пленок тугоплавких металлов, включая гетероэпитаксиальные многослойные структуры, с применением эпитаксиальных ростовых методов с нужными свойствами. С использованием субтрактивной электронной и зондовой литографий развиты экспериментальные подходы для получения планарных монокристаллических наноструктур с латеральным разрешением порядка 10-100 нм нужной геометрии и формы, при этом не происходило значительного ухудшения исходной электронной подвижности в пленках. Для характеристики НПС и отработки методик их получения был применен комплекс методов исследования состава, электронного строения, структуры в объеме и на границах раздела, морфологии поверхности, геометрических параметров, что повысило также надежность полученных результатов по электронно-транспортным измерениям.

Были исследованы размерные эффекты в электронной проводимости НПС, включая одно- и многослойные структуры, в широком диапазоне температур. Выявлена зависимость электронной проводимости от морфологии границ раздела, а также влияние внутренних границ раздела, определяющих рассеяние электронов на встроенных в объеме многослойных структур эффективных контактных потенциалах. Исследованы волноводный и баллистический режимы в электронном транспорте монокристаллических НПС из металлов. Показано их существенное влияние на размерную, температурную и магнетополевую зависимости проводимости. Построены физические модели наиболее адекватного описания электронного транспорта в исследованных НПС, в том числе, на количественном уровне, учитывающих специфику поверхностного рассеяния электронов.

С практической точки зрения важно, что НПС из монокристаллических металлов можно получать также и на подложках из

GaAs(001) и Si(001). Показана на примере изгибного баллистического ГМР эффекта возможность использования эпитаксиальных НПС из ферромагнитного металла, полученных с применением развитой нанотехнологии. В дальнейшем подобные структуры могут стать перспективными для баллистической спинтроники, с использованием сверхпроводников – для баллистической криоэлектроники, интересны применения гетероэпитаксиальных структур металл – диэлектрик для сверхскоростной электроники. Полученные результаты закладывают основы нанотехнологии для достижения нужных физических свойств НПС из металлов с большой ДСПЭ.

Исследованные НПС из монокристаллических тугоплавких металлов действительно демонстрируют новые свойства, которые ранее не были присущи НПС из металлов, поскольку удалось достичь условия $d/l_{bulk} < 10^{-2}$. Подобные проводники из металлов ранее не изучались, их следует, в общем случае, рассматривать как шероховатые волноводы, проявляющие баллистические свойства, при доминирующем специфическом поверхностном рассеянии. Электронно-транспортные свойства НПС из металлов во многом, как показано, существенно отличаются от свойств НПС из ДЭГ. Ряд обнаруженных эффектов в проводимости исследованных НПС не имеют известных аналогов, которые удалось объяснить с привлечением развитых физических моделей электронного транспорта.

Основные выводы диссертационной работы:

1. Впервые экспериментально показано, что при малых размерах низкоразмерных планарных структур (НПС) из монокристаллических тугоплавких металлов и большой, более чем на два порядка превышающей минимальный поперечный размер структуры, длине свободного пробега электронов (ДСПЭ) в объеме проводника электронный транспорт осуществляется через низкоиндексные электронные состояния. Зависимость проводимости от морфологии планарных границ раздела более сложная, чем в общепринятых волноводных моделях. В коротковолновой области СПФ

для исследованных НПС проявляет степенную зависимость, характерную для фракталов.

2. Показано с использованием предложенной волноводной модели, что вклад поверхностного рассеяния в проводимость НПС специфичен, поскольку степенные СПФ влияют интегрально на проводимость и важна область векторов рассеяния $1/L_c < q_{\max} < 2k_F$ при размерности Хаусдорфа $H < 3/4$ и малой величине длины экранирования в металлах. С использованием предложенной дифракционной модели показано, что в условиях специфического поверхностного рассеяния существует критический размер НПС, определяемый соизмеримостью дифракционного угла и эффективного для малоугловых электронов, при котором происходит переход от классического к усиленному волноводному режиму электронного транспорта. Впервые экспериментально наблюдался переход от квазилинейной к квадратичной размерной зависимости для удельной проводимости пленок тугоплавких металлов с амплитудой шероховатости 0.2-0.4 нм и $L_c = 10-100$ нм при толщине пленок в 30-50 нм, более чем на порядок превосходящей фермиевскую длину волны электронов. Волноводные поправки к проводимости составляли величину от 50 процентов и более при низких температурах.

3. Наблюдавшийся усиленный волноводный эффект, как показано, есть следствие проявления двух известных эффектов – влияния соизмеримости угла подлета электронов с дифракционным углом, определяемым размером щели, и расходимости проводимости (при бесконечной ДСПЭ в объеме) для малоугловых электронов, когда квантуются слабые степени свободы электронов для их поперечного движения. Это позволяет наблюдать усиленные волноводные эффекты в проводимости при больших размерах НПС. В определенной степени это аналогично появлению в слабых поперечных магнитных полях магнитных поверхностных уровней из-за квантования таких же степеней свободы.

4. С использованием развитой и уточненной для НПС из металлов волноводной модели объяснена впервые наблюдавшаяся квадратичная зависимость удельной проводимости в волноводном режиме и большая интенсивность рассеяния на поверхностях проводника для монокристаллических НПС, противоречащие результатам общепринятых волноводных моделей. Квадратичная зависимость возникает потому, что не происходит подавления межподзонального рассеяния электронов и при большой величине кванта для поперечной компоненты волнового вектора электрона, когда $(3/2k_F)\pi^2/d^2 \geq 1/L_c$, из-за влияния коротковолновой области СПФ со степенной зависимостью и $N < 3/4$. По этой же причине происходит увеличение интенсивности рассеяния электронов на шероховатых планарных границах проводника.

5. В области волноводного режима наблюдались существенные отклонения от правила Маттиссена и закона Блоха для температурных зависимостей удельных сопротивлений исследованных НПС. Эти отклонения, как показано, носят взаимоисключающий характер для толщины пленок, принадлежащей квазиклассической области размерной зависимости НПС. Температурные и размерные зависимости проводимости НПС из тугоплавких металлов впервые объяснены с привлечением предложенной феноменологической дифракционной модели на количественном уровне, а наблюдавшиеся отклонения интерпретированы как проявление анизотропии интенсивности рассеяния электронов по каналам проводимости структуры.

6. Обнаружено, что для многослойных НПС из тугоплавких металлов с большой ДСПЭ эффективные контактные потенциалы малой величины, встроенные на границах металлических слоев, существенно влияют на рассеяние электронов потому, что “поперечная” энергия низкоиндексных электронных состояний мала и может быть сравнима по величине с ними. Экспериментально показано, что это приводит к новым размерным аномалиям в проводимости НПС большой величины и в волноводном пределе, таким как зависимость проводимости двухслойных структур от

толщины отдельного слоя металла из-за “локализации” электронных состояний в этом слое, “универсальная” с логарифмической точностью размерная зависимость одно- и многослойных пленок от толщины слоя, сильные с глубиной модуляции до 100 процентов осцилляции продольной проводимости трехслойных гетероэпитаксиальных структур из родственных металлов в зависимости от толщины ультратонкой прослойки металла.

7. Впервые для металлических НПС экспериментально наблюдались: смена знака изгибного и передаточного электросопротивлений при понижении температуры образца; близкая к экспоненциальной зависимость изгибного и передаточного сопротивления от обратной ДСПЭ и расстояния в силу инъекции коллимированных баллистических электронов; отсечка и смена знака вблизи нуля холловского напряжения в силу адиабатической коллимации электронов; изгибное магнетосопротивление; поперечная магнитная фокусировка электронов. Объяснено, что появление суперлинейной магнетополевой зависимости для поперечного магнетосопротивления исследованных мостиковых структур и впервые обнаруженное возрастание (не насыщение) изгибного магнетосопротивления при больших магнитных полях, перпендикулярных плоскости структуры происходит из-за влияния электрон-дырочной рекомбинации в НПС из скомпенсированных металлов.

8. В НПС из тугоплавких металлов впервые наблюдались: сильные (до двух порядков) изменения в продольном магнетосопротивлении от направления магнитного поля; аномальные угловые зависимости с двумя минимумами и, в этих условиях, немонотонная температурная зависимость магнетосопротивления. Характерный угловой диапазон для угловых зависимостей составлял величину в единицы градусов и определялся отношением поперечного размера НПС к ДСПЭ в объеме пленки. Для магнетосопротивления многотерминальных НПС впервые наблюдался возвратный баллистический эффект, приводящий к немонотонной магнетополевой зависимости проводимости НПС. Показано, что такие

аномалии в проводимости НПС обусловлены магнетополевыми и угловыми зависимостями ДСПЭ, а не анизотропией плотности состояний электронов проводимости и топологией поверхности Ферми.

9. Для ферромагнитных монокристаллических многотерминальных НПС впервые наблюдался изгибный баллистический ГМР эффект, усиливающийся более чем на два порядка при переходе от диффузного к баллистическому электронному транспорту.

10. Энергетичность частиц и сильная неравновесность реализованного процесса роста монокристаллических пленок тугоплавких металлов позволили сочетать эпитаксиальный рост малоугловых монокристаллических блоков в ближнем порядке с малой шероховатостью всей поверхности, поскольку рост пленки ограничивался по кинетике в дальнем порядке. В результате, как показано, получено достаточное компромиссное совершенство объемной структуры и границ раздела для достижения наибольшей электронной подвижности в исследованных НПС.

11. Впервые получены, надежно охарактеризованы и исследованы новые НПС, включая монокристаллические наноструктуры из металлов. С использованием предложенных физических моделей показано, что такие проводники следует рассматривать как шероховатые электронные волноводы, проявляющие баллистические свойства, с доминирующим специфическим рассеянием электронов на планарных границах раздела проводника.

ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Абрикосов, Основы теории металлов, Изд. Наука, 1987.
2. Дж. Займан, Электроны и фононы. – М.: ИЛ, 1962, с. 404.
3. Р.Ф.Грин, Поверхностные свойства твердых тел/Под. Ред. М. Грина.-М.: Мир, 1972, с. 104.
4. Л.М. Лифшиц, М.Я. Азбель, М.И. Каганов, Электронная теория металлов, М.: Наука, 1971, с. 203.
5. Р. Чамберс, Явления переноса. Поверхностные и размерные эффекты. В кн.: Физика металлов. I. Электроны. – М.: Мир, 1972, гл. 4, с. 196-281.
6. А.Ф. Андреев, Взаимодействие проводящих электронов с поверхностью металла, УФН 105(1) 113-124 (1971).
7. К.Л. Чопра, Электрические явления в тонких пленках, Мир, 1972, 435 с.
8. Д.К. Ларсон, Размерные эффекты в электропроводности тонких металлических пленок и проволок, в кн.: Физика тонких пленок, М.: Мир, 1973, т. 6, гл. 2, с. 97-170
9. В.И. Окулов, В.В. Устинов, Поверхностное рассеяние электронов проводимости, ФТН 5(3) 214-252 (1979).
10. А. Беннет, Некоторые электронные свойства поверхности твердых тел, в кн.: Новое в исследовании поверхности твердого тела, - М.: Мир, 1977, вып. 1, гл. 7, с. 211-233.
11. В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон, Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках, - М.: Наука, 1984.
12. Ю.Ф. Комник, Физика металлических пленок, М., Атомиздат, 1979.
13. A.V. Pippard, Magnetoresistance in Metals, Cambridge university press, 1989, с. 198.
14. L.A Falkovsky, Transport phenomena at metal surfaces, Advance in Phys. 32(5), 1983, 753-789.
15. C.R. Tellier, A.J. Tosser, Size effects in thin films, Elsevier Scientific publishing company, 1982, с.60.
16. Ю.П. Гайдуков, «Электронные свойства вискерров», гл. 12, стр. 372-400, в кн. «Электроны проводимости» под. Ред. М.И. Каганова, В.С. Эдельмана, Москва, «Наука», 1985.
17. В.Т. Песчанский, М.Я. Азбель “Магнетосопротивление металлов” ЖЭТФ 55(5) 1968, с. 1980-1996.
18. М.Я. Азбель, Статистический скин-эффект для токов в сильном магнитном поле и сопротивление металлов, ЖЭТФ 44(6) 1963 с. 983-988.
19. K. Fuchs. The conductivity of thin metallic films according to the electron theory of metals. Proc. Cambridge Phil. Soc., 1938, 34, (1), 100-108.
20. E.N. Sondheimer, The mean free path of electrons in metals, Adv. Phys. 1(1) (1952), 1-42.
21. S.B. Soffer, Statistical model for the size effect in electrical conduction, J. Appl. Phys. 38(4) (1967) 1710-1713.
22. S.B. Soffer, Effect of weak surface autocorrelation on the size effect in electrical conduction. Phys. Rev. B, 2(10) (1970), 3894-3897.

23. J.E. Parrot, A new theory of size effect in electrical conduction, *Proc. Phys. Soc. (London)* 85(548) (1965) 1143-1155.
24. G. Brandly, P. Gotti, Berechnungen uber den Ladungstransport in dunnen Filmen. *Helv. Phys. Acta* 38(8) (1965) 801-812.
25. A.A. Krokhin, N.M. Makarov, V.A. Yampol'skii, Microscopic theory of conduction electron scattering from a random metal surface with mildly sloping asperities, *J. Phys.:Condens. Matter* 3 (1991) 4621-4632.
26. R.Lenk, A.Knabchen, The roughness induced classical size effect in thin films, *J.Phys.:Condens. Matter.* 5 (1993) 6553-6574.
27. R.M. More, Umklapp surface reflection of conduction electrons, *Phys. Rev. B* 9(2) (1974) 392-403.
28. G. Fishman, D. Calecki, Influence of surface roughness on the conductivity of metallic and semiconducting quasi-two-dimensional structures, *Phys. Rev.*, B43 (1991) 11581-11585.
29. G. Palasantzas, Roughness spectrum and surface width of self-affine fractal surfaces via the K-correlation model, *Phys. Rev.*, B 8(19) (1993) 14472-14478.
30. М.Я. Азбель, С.Д. Павлов, И.А. Гамалы, А.Н. Верещагин, Экспериментальное определение угловой зависимости коэффициента отражения электронов, *Письма ЖЭТФ* 16(5) (1972) 295-297.
31. Л.А. Фальковский, О сопротивлении тонких металлических образцов, *ЖЭТФ*, 64(5) (1973) 1855-1860.
32. Ю.П. Гайдуков, Н.П. Данилова, Р.Ш. Гергиус-Манкариус, Зависимость вероятности зеркального отражения от угла встречи с поверхностью для электронов проводимости в сурьме, *ЖЭТФ* 73(5) (1977) 1967-1979.
33. А.В. Чаплик, М.В. Энтин, Энергетический спектр и подвижность электрона в тонкой пленке с неидеальной границей, *ЖЭТФ* 55 (1968) 990-994.
34. Z. Tسانovich, M.V. Jaric, S. Maekava, Quantum transport and surface scattering, *Phys. Rev. Lett.* 57(210) (1986) 2760-2763.
35. N. Triverdy, N.W. Ashcroft, Quantum size effects in transport properties of metallic films, *Phys. Rev. B* 38(17) (1988) 12298-12309.
36. A.E. Meyerovich, S. Stepaniants, Transport in channels and films with rough surface, *Phys. Rev. B* 51 (23) (1995) 17116-17130.
37. X.-G. Zhang, W.H. Butler, Conductivity of metallic films and multilayers, *Phys. Rev. B* 51(15) (1995) 10085-10103.
38. N.M. Makarov, A.V. Moroz, V.A. Yampol'skii, Classical and quantum size effects in electron conductivity of films with rough surface, *Phys. Rev. B* 52(8) (1995) 6087-6101.
39. L. Sheng, D.Y. Xing, Z.D. Wang, Transport theory in metallic films: Crossover from the classical to the quantum regime, *Phys. Rev. B* 51(11) (1995) 7325-7328.
40. J. Barnas, Y. Bruynseraede, Electronic transport in ultrathin magnetic multilayers, *Phys. Rev. B* 53(9) (1996) 5449-5460.
41. A.M. Bratkovsky, S.N. Rashkeev, Electronic transport in nanoscale contacts with rough boundaries, *Phys. Rev. B* 53(19) (1996) 13074-13085.
42. В.А. Федирко, В.В. Вьюрков, Проводимость квантового канала с шероховатыми стенками, *Микроэлектроника* 26(3) (1997) 216-219.
43. A.E. Meyerovich, S. Stepaniants, Transport equation and diffusion in ultrathin channels and films, *Phys. Rev. B* 58 (19) (1998) 13242-13263.
44. G. Palasantzas, Surface roughness and grain boundary scattering effects on the electrical conductivity of thin films, *Phys. Rev. B* 58(15) (1998) 9685-9688.

45. N.M. Makarov, A.V. Moros, Spectral theory of surface-corrugated electron waveguide: The exact scattering-operator approach, *Phys. Rev. B* 60(1) (1999) 258-269.
46. A.E. Meyerovich, S. Stepaniants, Quantized systems with randomly corrugated walls and interfaces, *Phys. Rev. B* 60 (12) (1999) 9129-9144.
47. V.F. Gantmakher, Electronics transport in Mesoscopic systems *Prog. Low Temp. Phys.* 5 (1967) 181.
48. А.Г. Воронович, Приближение малых наклонов в теории рассеяния волн на неровностях поверхности, *ЖЭТФ* 89 (1985) 116.
49. С.З. Дунин, Г.А. Максимов, Рассеяние скалярных волновых полей на абсолютно отражающих шероховатых поверхностях, *ЖЭТФ* 98 (1990) 454.
50. F.G. Bass, I.M. Fuks, Wave scattering from statistically rough surface, Pergamon, Berlin, 1979.
51. Ф.Г. Басс, В.Д. Фрейлихер, И.М. Фукс, Затухание собственных волн в пластине с шероховатыми стенками, *Письма ЖЭТФ* 7 (1968) 485.
52. М.Е. Герценштейн, И.Б. Васильев, Волноводы со случайными неоднородностями и Броуновское движение по поверхности Лобачевского, *Теор. Вероят. Примен.* 4, (1959) 424, 5 (3E).
53. C.W.J. Beenakher, Random-matrix theory of quantum transport, *Rev. Mod. Phys.* 69(3) (1997).
54. N.M. Makarov, Yu.V. Tarasov, Electron localization in narrow surface-corrugated conducting channels: Manifestation of competing scattering mechanism, *Phys. Rev. B* 64 (2001) 235306-1-14.
55. F.M. Izrailev, N.M. Makarov, Onset of delocalization in quazi-one-dimensional waveguides with correlated surface disorder, *Phys. Rev. B* 67 (2003) 113402-1-4.
56. A.E. Meyerovich, S. Stepaniants, Transport in channel and films with rough surfaces, *Phys. Rev. B* 51 (23) (1995) 17116-17130.
57. A.B. Migdal, Qualitative Methods in Quantum Theory (Benjamin, London, 1977) p.98.
58. В.Б. Сандомирский, Квантовый эффект размеров в пленке полуметаллов, *ЖЭТФ* 52(1967) 158.
59. J.C. Hensel, R.T. Tang, J.M. Poate, F.C. Unterwald, "Specular boundary scattering and electron transport in single crystal thin films of CoSi_2 ", *Phys. Rev. Lett.* 54 , 1840-1843 (1985).
60. E.R Andrew, Discrete electronic transport through a microwire. *Proc. Phys. Soc. A* 62 (1949) 7.
61. G. Fisher, H. Hoffman, Oscillation of the electron conductivity with film thickness in very thin platinum films, *Solid State Commun.* 35, (1980) 793.
62. F. Nava, K.N. Tu, O. Thomas, J.P. Senateur, R. Madar, A. Borghesi, G. Guezzetti, U. Gottlieb, O. Laborde, O. Bisi, *Mater. Sci. Rep.* 9 (1993) 141.
63. R.Landauer, Electrical resistance of disordered one-dimensional lattice, *Phil. Mag.* 21, 863-867 (1970).
64. R.Landauer, 1994, in Coulomb and Interface effects in small electronic structures, ed. D.Glattli et al, (Edition Frontieres, Gif-Sur-Yvette), p.1
65. M. Buttiker, Four-Terminal Phase-Coherent Conductance, *Phys.Rev.Lett.* 57, 1761-1764 (1986).
66. M. Buttiker, Transmission, reflection and the resistance of small conductors, p.51-73, in Electronic properties of multilayers and low-dimensional semiconductor structures, ed. J.M. Chamberlain et al, Plenum Press, New York, 1990.

67. ЮВ. Шарвин, Об одном возможном методе исследования поверхности Ферми, ЖЭТФ 48, 984 (1965).
68. C.W.J. Beenakker, H. van Houten, in Quantum transport in semiconductor nanostructures, Sol. Stat.Phys. 44, ed. H.Ehrenreich et al, (Academic, NY), p.1.
69. S. Datta, Electronics transport in Mesoscopic systems (Cambridge university press, Cambridge, 1955).
70. D.K. Ferry, S.M. Goodnick, Transport in nanostructures, (Cambridge university, NY 1997).
71. Y. Imry, Introduction to mesoscopic physics , (Oxford university, NY 1997).
72. L. Sohn, L. Kouwenhoven , G. Schon, in Mesoscopic electronic transport , (Kluwer, Dordrecht, 1997).
73. Y. Imry, R. Landauer, Conductance viewed as transmission, Rev. Modern. Phys. 71 (2), s306-312.
74. K.L. Shepard, M.L. Roukes, B.P. Van der Gaag, Direct measurements of Transmission matrix of a mesoscopic conductor, Phys. Rev. Lett. 68(17) 1992, 2660-2663.
75. K.L. Shepard, M.L. Roukes, B.P. Van der Gaag, Experimental measurements of scattering coefficients in mesoscopic conductors, Phys. Rev. 46(15) 1992, 9648-9666.
76. B.J. van Wees, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, L. P. Kouwenhoven, D. van der Marel, C. T. Foxon, Quantized conductance of point contacts in a two-dimensional electron gas, Phys. Rev. Lett. 60, 848-850, (1988).
77. E.N. Bogachek, M.Jonson, R.I. Shekhter, T.Swahn, Magnetic-flux-induced conductance steps in microwires, Phys. Rev. B, 47 16635-16638 (1993).
78. E.N. Bogachek, M.Jonson, R.I. Shekhter, T.Swahn, Discrete electronic transport through a microwire in a longitudinal magnetic field, Phys. Rev. B, 50 18341-18349 (1994).
79. N. Agrait, J.G. Rodrigo, S. Vieira, Conductance steps and quantization in atomic-size contacts, Phys.rev. B47, 12345-12348 (1993).
80. E.N. Bogachek, A.G. Scherbakov, U. Landman, Quantum transport in nanowires: shape effects, magnetoconductance and thermopower, p. 35-60 in Nanowires, ed. P.A. Serena, N. Garcia, Kluwer Academic publisher, Dordrecht-Boston-London, 1997.
81. Л.И. Глазман, Г.Б. Лесовик, Д.Е. Хмельницкий, Р.И. Шехтер, Безотражательный квантовый транспорт и фундаментальные ступени баллистического сопротивления в микропроводах, Письма в ЖЭТФ, 48 (1988) 218.
82. Л.И. Глазман, А.В. Хаецкий, Нелинейная квантовая проводимость микросужения, Письма в ЖЭТФ 48(10), 1988, 546-549.
83. A. Szafer, A.D. Stone, Theory of quantum transport through a constriction, Phys. Rev. Lett. 62 (3) (1989) 300-303.
84. S. Tarucha, T. Saku, Y. Tokura, Y. Hirayama, Sharvin resistance and its breakdown observed in long ballistic channels, Phys. Rev. B 47 (7) (1993) 4064-4067.
85. Y. Hirayama, T. Saku, S. Tarucha, and Y. Horikoshi, Ballistic electron transport in macroscopic four-terminal square structures with high mobility, Appl. Phys. Lett., 58, 2672 (1991).
86. S. Tarucha, T. Saku, Y. Hirayama, and Y. Horikoshi, Bend resistance characteristics of macroscopic four-terminal device with high electron mobility, Phys. Rev. B 45 (23) 13465 (1992).

87. R.J. Blaikie, D.R.S. Cumming, J.R.A. Cleaver, H. Ahmed, R. Nakazato, Electron transport in multiprobe quantum wires analogue magnetoresistance effects, *J. Appl. Phys.* 78, 1, 330 (1995).
88. G. Timp, H.U. Baranger, P. deVegvar, J.E. Cunningham, R.E. Hovard, R. Behringer, P.M. Mankiewich, Propagation around Bend in a Multichannel Electron Waveguide, *Phys. Rev. Lett.*, 60, 2081-2084 (1988).
89. M.L. Roukes, T.J. Thornton, A. Scherer, B.P. Gaag, Electron-boundary scattering in quantum wires, 95-116, in *Electronic properties of multilayers and low-dimensional semiconductor structures*, ed. J.M. Chamberlain, L. Eaves, J.-C. Portal, Plenum press, NY and London, 1990.
90. H. Baranger, D.P. DiVincenzo, Classical and quantum ballistic transport anomalies in microjunctions, *Phys. Rev. B* 44, 19, 10637-10675 (1991).
91. V.V. Vyurkov, Ballistic to diffusive transport transition in semiconductor nanostructures, Extended thesis of invited lectures, *Nanostructures: Physics and technology*, St. Petersburg, 1996, 45-47.
92. M.L. Roukes, A. Scherer, S.J. Allen, H.G. Craighead, R.M. Ruthen, E.D. Beebe, J.P. Harbison, Quenching of the Hall effect in a one-dimensional wire, *Phys. Rev. Lett.* 59 (26), 3011-3014 (1987).
93. C.J.B. Ford, T.J. Thornton, R. Newbury, R. Pepper, H. Ahmed, D.C. Peacock, D.A. Ritchie, J.E.F. Frost, G.A.C. Jones, Vanishing hall voltage in a quasi-one-dimensional GaAs-AlxGa1-xAs heterojunction, *Phys. Rev. B* 38, 8518 (1988).
94. C.J.B. Ford, S. Washburn, M. Buttiker, C.M. Knoedler, J.M. Hong, Influence of geometry on the Hall effect in ballistic wires, *Phys. Rev. Lett.* 62, 2724 (1989).
95. A.M. Chang, T.Y. Chang, H.U. Baranger, Quenching of the Hall resistance in a novel geometry, *Phys. Rev. Lett.* 63, 996 (1989).
96. C.J.V. Beenakker, H. van Houten, Semi-classical theory of magnetoresistance anomalies in ballistic multi-probe conductors, 75-94 in *Electronic properties of multilayers and low-dimensional semiconductors structures*, ed. J.M. Chamberlain et al, Plenum Press, New York, 1990.
97. C.J.V. Beenakker, H. van Houten, Billiard model of a ballistic multiprobe conductor, *Phys. Rev. Lett.* 63, 17, 1857 (1989).
98. C.J.V. Beenakker, H. van Houten, Magnetotransport and nonadditivity of point-contact resistances in series, *Phys. Rev. B* 39 (14) 10445-10448 (1989).
99. T.J. Thornton, M.L. Roukes, A. Scherer, B.P. Gaag, Magnetoresistance and boundary scattering in ballistic wires, 153-167 in *Quantum coherence in mesoscopic systems*, ed. B. Kramer, Plenum Press, NY, 1991.
100. G. Brandly, J.L. Olsen, Size effect in electron transport in metals, *Mater. Sci. & Engin.* 4, 61-83 (1969).
101. R.J. Haug, Edge-state transport and its experimental consequence in high magnetic fields, *Semicond. Sci. Technol.* 8, 131-153 (1993).
102. Э.А. Канер, К теории гальваномагнитных и термомагнитных эффектов в металлических пленках, *ЖЭТФ* 34, 658 (1958).
103. R.G. Chambers, The conductivity of thin wires in a magnetic field, *Proc. Ryal Soc. A* 202, 378 (1950).
104. Yi-Han Kao, Conductivity of thin metallic films in a longitudinal magnetic field, *Phys. Rev.* 138A, 1412 (1965).
105. Y-Shun Way, Yi-Han Kao, Longitudinal magnetoresistance of thin metallic films with partially specular boundary scattering, *Phys. Rev. B* 5(6), 2039-2046 (1972).

106. E. Koenigsberg, Conductivity of thin films in a longitudinal magnetic field, *Phys. Rev.* 143, 470 (1953).
107. K.L. Chopra, Size effects in the longitudinal magnetoresistance in thin silver films, *Phys. Rev.* 155, 660 (1967).
108. J. Babiskin, Oscillatory galvanomagnetic properties of bismuth single crystals in longitudinal magnetic fields, *Phys. Rev.* 107, 981, (1957).
109. Li Te-Chang, V.A. Marsocci, Size effect of the transverse magnetoresistance in thin metallic films, *Phys. Rev. B* 6, 391 (1972).
110. Ю.П. Гайдуков, Н.П. Данилова, Статическое поверхностное сопротивление цинка в магнитном поле, *ЖЭТФ* 64, 921 (1973).
111. Ю.П. Гайдуков, Н.П. Данилова, Магнетосопротивление нитевидных монокристаллов кадмия при 4.2 К, *ЖЭТФ* 65, 1541 (1973).
112. P. Joyez, D. Esteve, Surface-scattering-limited magneto-transport in thin metallic films, *Phys. Rev. B* 64 155402 (2001).
113. М.Я. Азбель, В.Г. Песчанский, Сопротивление тонких пластин и проволок в сильном магнитном поле, *ЖЭТФ* 49, 572 (1965).
114. А.И. Копелиович, К теории электропроводности тонкой металлической пластины в сильном магнитном поле, *ЖЭТФ* 78 (3), 987-1007 (1980).
115. P. Cotti, J.L. Olsen, J.G. Daunt, M. Kreitman, Size effect in polycrystalline indium plates in a magnetic field, *Cryogenics* 4, 45 (1964).
116. K. Forsvoll, I. Holwech, Galvanomagnetic size effects in aluminium films, *Philos. Mag.* 9, 435 (1964).
117. П.П. Луцишин, Т.Н. Находкин, О.А. Панченко, Ю.Г. Птушинский, Дифракция электронов проводимости на грани (110) монокристалла вольфрама, *Письма в ЖЭТФ* 31 (1980) 599.
118. И.В. Волкенштейн, М. Глинский, В.В. Марченков, В.Е. Старцев, А.Н. Черепанов, Особенности гальваномагнитных свойств компенсированных металлов в условиях статического скин-эффекта в сильных магнитных полях (вольфрам), *ЖЭТФ* 95(6), 2103-2116 (1989).
119. A.N. Cherepanov, V.V. Marchenkov, V.E. Startsev, N.V. Volkenshtein, High-field galvanomagnetic properties of compensated metals under electron-surface and intersheet electron-phonon scattering (Tungsten), *J. Low Temp. Phys.* 80, 135-151 (1990).
120. А.Н. Черепанов, В.В. Марченков, В.Е. Старцев, Гальваномагнитные свойства монокристаллов молибдена при статическом скин-эффекте в сильных магнитных полях, *ФММ* 12, 65-74 (1991).
121. V.V. Marchenkov, A.N. Cherepanov, V.E. Startsev, H.W. Weber, Temperature breakdown phenomenon in Tungsten single crystal at high magnetic fields, *J. Low Temp. Phys.* 98, 425-447 (1995).
122. T.J. Thornton, M.L. Roukes, A. Scherer, B.P. Gaag, Boundary scattering in quantum wires, *Phys. Rev. Lett.* 63(19) 2128-2131 (1989).
123. Ю.В. Шарвин, Об одном возможном методе исследования поверхности Ферми, *ЖЭТФ* 48, 984 (1965).
124. Ю.В. Шарвин, Л.М. Фишер, Наблюдение фокусировки пучков электронов в металле, *Письма в ЖЭТФ* 1, 54 (1965).
125. В.С. Цой, Фокусировка электронов в металле поперечным магнитным полем, *Письма в ЖЭТФ* 19, 114 (1974).

126. В.С. Цой, Отражение электронов проводимости от поверхности, гл. X, стр. 329-343, в кн. «Электроны проводимости» под. Ред. М.И. Каганова, В.С. Эдельмана, Москва, «Наука», 1985.
127. H. van Houten, B.J. Wees, J.E. Mooij, C.W.J. Beennakker, J.G. Williamson, C.T. Foxon, Quantum transport in semiconductor nanostructures. *Europhys. Lett.* 5 (1988) 70.
128. K. Nakamura, D.C. Tsui, F. Nihey, H. Toyoshima, T. Itoh, Electron focusing with multiparallel one-dimensional channels made by focused ion beam, *Appl. Phys. Lett.* 56 (1990) 385.
129. J. Spector, H.L. Stormer, K.W. Baldwin, L.N. Pfeiffer, K.W. West, Ballistic electron optics, in: *Proc. 4th Int. Conf. on Modulated Semiconductor structures* (Ann Arbor, 1991), *Surf.Sci.* 66-77 (1991).
130. Ф. Блатт, Физика электронной проводимости в твердых телах, М., Мир (1971).
131. J. Bass, Deviation from Mattheisson's rule, *Adv. Phys.* 21, 431-604 (1972).
132. В.Т. Петрашов, Экспериментальное исследование электронных интерференционных явлений в низкотемпературной проводимости металлов в магнитном поле, Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, Черноголовка, 1988.
133. K.L. Chopra, Electrical resistivity the silver films at low temperatures, *Phys. Lett.* 15, 21 (1965).
134. D.B. Tanner, D.C. Larson, Electrical resistivity of silver films, *Phys. Rev.* 166, 652 (1968).
135. A. Bassewitz, E.N. Mitchell, Resistivity studies of single crystal and polycrystal films of aluminium, *Phys. Rev.* 182, 712 (1969).
136. J.T. Jacobs, R.C. Birtcher, R.N. Peacock, Temperature variation of the resistivity of epitaxial gold films, *J. Vac. Sci. Technol.* 7, 339 (1970).
137. V.P. Nagpal, V.P. Duggal, Resistivity study of single-crystal silver films from 4.2 to 56 K, *J. Appl. Phys.* 44, 4501 (1973).
138. Н.В. Волкенштейн, Л.С. Старостина, В.Е. Старцев и Е.П. Романов, Исследование температурной зависимости электропроводности монокристаллов молибдена и вольфрама в области низких температур, *ФММ*, 18, 888 (1964).
139. В.Е. Старцев, В.П. Дякина, В.И. Черепанов, Н.В. Волкенштейн, Р.Ш. Насыров, В.Г. Манаков, О квадратичной температурной зависимости электросопротивления монокристаллов вольфрама. Роль поверхностного рассеяния электронов, *ЖЭТФ*, 79, 1335 (1980).
140. D.C. Larson, *Physics of Thin Films, Advances in Research and Development*, ed. M.H. Francomb and R.V. Hoffman, Academic Press, New York, chap. 2 (1971).
141. М.Я. Азбель, Р.Н. Гуржи, Электропроводность тонких образцов и возможность определения длины свободного пробега электронов в металлах, *ЖЭТФ* 42 (1962) 1632.
142. Ю.П. Гайдуков, Я. Кадлецова, Температурный ход сопротивления нитевидных кристаллов цинка, *ЖЭТФ* 57 (1969) 1167.
143. Ю.П. Гайдуков, Я. Кадлецова, Температурная зависимость коэффициента зеркального отражения электронов проводимости от поверхности кадмия и цинка, *ЖЭТФ* 59 (1970) 700.
144. В.Т. Петрашов, Новые явления в металлических наноструктурах, *УФН* 165, 232-236 (1995).
145. В.Т. Петрашов, Квантовый электронный транспорт в металлических наноструктурах, *Микроэлектроника* 20, 3-17 (1994).

146. G. Bergman, Weak localization in thin films, Phys. Rep. 107, 1 (1984).
147. Б.Л. Альтшулер, А.Г. Аронов, А.Ю. Зюзин, Размерные эффекты в неупорядоченных проводниках, ЖЭТФ 86, 109 (1984).
148. G. Timp, A.M. Chang, P. Mankiewich, R.E. Behringer, J.E. Cunningham, T.Y. Chang and R.E. Howard, Quantum Transport in an Electron-Wave Guide, Phys. Rev. Lett. 59, 732 (1987).
149. C. Van Haesendonck, H. Vloeberghs, Y. Bruynseraede, Conductance oscillations and phase coherence in submicron metal films, 65-84, in. Quantum coherence in mesoscopic systems, ed. B.Kramer, Plenum Press, NY 1991.
150. R. Compano, L. Molenkamp, D.J. Paul (editors), Technology roadmap for nanoelectronics, MEL-ARI projects, 1999.
151. S. Saini, Petaflops computing and computational nanotechnology, Nanotechnology 7, 224-235 (1996).
152. К.А. Валиев, Физика субмикронной литографии, М.: Наука, 1990.
153. M. Van Rossum, M. Van Hove, W. de Raedt, Recent advances in microfabrication, 229-242, in Electronic properties of multilayeres and low-dimensional semiconductor structures, ed. J.M. Chamberlain, L. Eaves, J.-C. Portal, Plenum press, NY and London, 1990.
154. H. Goronkin, Quantum devices for future CSICs, 139-149, in Future trends in microelectronics, ed. S. Luryi et al, Kluwer academic publisher, Netherlands, 1996.
155. S. P. Beaumont, III-V Nanoelectronics, Microelectronic Engineering 32, 283-295 (1996).
156. C. Hu, Silicon nanoelectronics for the 21st century, Nanotechnology 10, 113-116 (1999).
157. Г.Н. Березин, А.В. Никитина, Р.А. Сурис, Оптические основы контактной фотолитографии,- М.: Радио и связь, 1982.
158. K. Kurihara, H. Namatsu, M. Nagase, Y. Takahashi, Fabrication and process for room temperature operated single electron transistor using electron beam lithography, Silicon nanoelectronics workshop, Kyoto, June 8-9 (1997).
159. H. Ahmed, Nanostructure fabrication, proceeding of the IEEE 79(8), 1140-1148 (1991).
160. J.W. Coburn, Pattern transfer, Superlattices and Microstructures 2(1) 117-127 (1986).
161. Н.П. Калашников, В.С. Ремизович, М.И. Рязанов, Столкновение быстрых заряженных частиц в твердых телах, М.: Атомиздат, 1980.
162. G. Bining und H. Rohrer. Great zur rasterartigen Oberflächenuntersuchung unter Ausnutzung des Vakuum –Tunneleffects bei kriogenischen Temperaturen // EU Patent 0 027 517 B1. Prioritat: 20.09.79 CH 8486/79 Anmeldenummer: 80104966.9, Anmeldetag: 21.08.80 Veröffentlichungstag der Anmeldung: 29.04.81 Patentblatt 81/17.
163. G. Bining and H. Rohrer. Scanning Tunneling Microscope // US Patent 4,343,993 Aug .10, 1982. Filed : Sep. 12, 1980.
164. G. Binnig, C.F. Quate and Ch. Gerber. Atomic force microscope.// Phys. Rev. Lett., 56 (9), 930 – 933 (1986).
165. G. Binnig, C.F. Quate and Ch. Gerber. Atomic force microscope.// Phys. Rev. Lett. 56 (9), 930 – 933 (1986).
166. G.Meyer, N.M. Amer. Erratum: novel optical approach to atomic force microscopy.// Appl. Phys. Lett. 53 (24), 2400-2402 (1988).

167. W.A. Ducker, R.F. Cook, D.R. Clarke. Force measurement using an AC atomic force microscope. // J. Appl. Phys. 67 (9), 4045-4052 (1990).
168. H. Ueyama, M. Ohta, Y. Sugawara, S. Morita. Atomically resolved InP(110) surface observed with noncontact ultrahigh vacuum atomic force microscope.// Jpn. J. Appl. Phys. 34, L1086-L1088 (1995).
169. A. Kikukawa, S. Hosaka, Y. Honda, R. Imura. Phase-locked noncontact scanning force microscope.// Rev. Sci. Instrum. 66 (1), 101-105 (1995).
170. Chen, C. J, Introduction to Scanning Tunneling Microscopy (Oxford University Press, New York., 1993).
171. А. А. Бухараев, Н.И. Нургазизов. X Российский симпозиум по растровой электронной микроскопии и аналитическим методам исследования твердых тел. РЭМ-97 // Черногловка 1997, с. 145.
172. H. Fujisava and M. Shimizu. Investigation of the current path of Pb(Zr, Ti)O₃ thin films using an atomic force microscope with simultaneous current measurement // Appl. Phys. Lett. 71(3), 416-418 (1997).
173. J. N. Nxumalo, D. T. Shimizu and D. J. Thomson Cross-sectional imaging of semiconductor device structures by scanning resistance microscopy. // J.Vac. Sci. Technol. B N14, 386-389 (1996).
174. C. Shafai, D.J. Thomson, M. Simard-Normandin, G. Mattiussi, P.J. Scanlon Delineation of semiconductor doping by scanning resistance microscopy. // Appl. Phys. Lett. 64 (3), 342-344 (1994).
175. P. Gaworzewski, B. Ross, J. Borngraber, K. Hoppner, W. Hoppner, U. Henniger. Properties of probe tip/Si contacts and their connection to spreading resistance analyses. // J. Vac. Sci. Technol. B 14 (1), 373-379 (1996).
176. P. De Wolf, J. Snauwaert, T. Clarysse, W. Vandervorst, L. Hellemans. Characterization of a point-contact on silicon using force microscopy-supported resistance measurements.// Appl. Phys. Lett. 66 (12), 1530-1532 (1995).
177. J. Snauwaert, N. Blanc, P. De Wolf, W. Vandervorst, and L. Hellemans. Minimizing the size of force-controlled point contacts on silicon for carrier profiling. // J. Vac. Sci. Technol. B 14(2), 1513-1517 (1996).
178. P. De Wolf, T. Clarysse, W. Vandervorst, J. Snauwaert, L. Hellemans, Ph. Niedermann and W. Hanni. Cross-sectional nano-spreading resistance profiling. // J. Vac. Sci. Technol. B 16(1), 355-361 (1998).
179. P. De Wolf, T. Clarysse, W. Vandervorst, J. Snauwaert, and L. Hellemans. One- and two-dimensional profiling in semiconductors by nanospreading resistance profiling. // J. Vac. Sci. Technol. B 14, 380-385 (1996).
180. P. De Wolf, J. Snauwaert, L. Hellemans, T. Clarysse, W. Vandervorst M. D'Olieslaeger, and D. Gueyhaegens. Lateral and vertical dopand profiling in semiconductors by atomic force microscopy using conducting tips.// J. Vac. Sci. Technol. A 13(3), 1699-1704 (1995).
181. C. Shafai, D.J. Thompson, M. Simard-Normandin. Two-dimensional delineation of semiconductor doping by scanning resistance microscopy.// J.Vac. Sci. Technol. B 12(1), 378-382 (1994).
182. P. De Wolf, J. Snauwaert, T. Clarysse, W. Vandervorst, L. Hellemans. Characterization of a point- contact on silicon using force microscopy-supported resistance measurements.// Appl. Phys. Lett. 66(12), 1530-1532 (1995).

183. I. Tanaka, I. Kamiya, H. Sakaki, N. Qureshi, S.J. Allen, P.M. Petroff. Imaging and electronic properties of self-assembled InAs quantum dots by atomic force microscopy with conductive tip. // *Appl. Phys. Lett.* 74(6), 844-846 (1999).
184. B. Alpersom, S. Cohen, I. Rubinstein, G. Hobes. Room-temperature conductance spectroscopy of CdSe quantum dots using a modified scanning force microscope. // *Phys. Rev. B* 52(24), R17017-R17020 (1995).
185. M. Munz, H. Sturm, E. Schulz, G. Hinrichsen. The Scanning Force Microscope as a tool for the detection of local mechanical properties within the interphase of fibre reinforced polymers. // *Composites A*. 1998, 29A, c. 1251-1259.
186. R. E. Thomson and J. Moreland. Development highly conductive cantilevers for atomic force microscopy point contact measurements. // *J. Vac. Sci. Technol. B*. 13(3), 1123-1125 (1995).
187. F. House, R. Meyer, O. Schneegans, and L. Boyer. Imaging the local electrical properties of metal surface by atomic force microscopy with conducting probes // *Appl. Phys. Lett.* 69(13), 1975-1978 (1996).
188. M. T. Hersam, A.C. Hoole, S.J. O'Shea and M. E. Welland. Potentiometry and repair of electrically stressed nanowires using atomic force microscopy. // *Appl. Phys. Lett.* 72(8), 915-917 (1995).
189. S. J. O'Shea, R. M. Atta, and M. E. Welland. Characterization of tip for conducting atomic force microscopy. // *Rev. Sci. Instrum.* 66(3), 2508-2512 (1995).
190. D. L. Klein and P. L. McEuen. Conducting atomic force microscopy of alkane layers on graphite. // *Appl. Phys. Lett.* 66(19), 2478-2480 (1995).
191. P. J. Gallo, A. J. Kulik, N. A. Burnham, F. Oulevey, and G. Gremaud. Electrical conductivity SFM study of an ultrafiltration membrane. // *Nanotechnology* 8(1), 10-13 (1997).
192. В.К. Неволин. Основы туннельно-зондовой нанотехнологии. // *МИЭТ* 1996, 86с.
193. П.А. Арутюнов, А. Л. Толстихина. Атомно-силовая микроскопия в задачах проектирования приборов микро и нанoeлектроники часть I. *Микроэлектроника* 28(6), 405-414 (1999).
194. M. Wendel, S. Kuhn, H. Lorenz, J.P. Kotthaus, M. Holland. Nanolithography with an atomic force microscope for integrated fabrication of quantum electronic devices. // *Appl. Phys. Lett.* 65(14), 1775-1777 (1994).
195. M. Wendel, H. Lorenz, J.P. Kotthaus. Sharped electron beam deposited tips for high resolution atomic force microscope lithography and imaging. // *Appl. Phys. Lett.* 67(25), 3732-3734 (1995).
196. J. Cortes Rosa, M. Wendel, H. Lorenz, J.P. Kotthaus, M. Thomas and H. Kroemer. Direct patterning of surface quantum wells with an atomic force microscope. // *Appl. Phys. Lett.* 73(18), 2684-2686 (1998).
197. Н. Востоков, Д. Валгунов В.Ф. Дряхлушин, А.Ю. Клинов, В.В. Рогов, Л.В. Суходоев, В.И. Шашкин. Разработка метода атомно-силовой литографии для создания наноразмерных элементов. // "Зондовая микроскопия-99" Нижний Новгород. 1999, с.190-192.
198. L.P. Ma, W.J. Yang, Z.Q. Xue and S.J. Pang. Data storage with 0,7 nm recording marks a crystalline organic thin films by a scanning tunneling microscope. // *Appl. Phys. Lett.* 73(6), 850-852 (1998).

199. T. A. Avramescu, A. Ueta, K. Uesugi, I. Suemune. Atomic force microscope lithography on carbonaceous films deposited by electron-beam irradiation. // *Appl. Phys. Lett.* 73(6), 716-718 (1998).
200. T. Shiokawa, Y. Aoyagi, M. Shigeno, S. Namba. In situ observation and correction of resist patterns in atomic force microscope lithography. // *Appl. Phys. Lett.* 72(19), 2481-2483 (1998).
201. E. Dubois, J-L. Bubbendorff. Nanometer scale lithography on silicon, titanium and PMMA resist using scanning probe microscopy. // *Solid-State El.* 43, 1085-1089 (1999).
202. R. Held, T. Heinzel, P. Studerus, K. Ensslin. Nanolithography by local anodic oxidation of metal films using an atomic force microscope. // *Physica E* 2, 748-752 (1998).
203. B. Irmer, M. Kehrle, H. Lorenz, J.P. Kotthaus. Fabrication of Ti/TiO_x tunneling barriers by tapping mode atomic force microscopy induced local oxidation. // *Appl. Phys. Lett.* 71(12), 1733-1735 (1997).
204. J.A. Dagata, J. Schneir, H.H. Harray, C.J. Evans, M.T. Postek, J. Bennett. Modification of hydrogen-passivated silicon by a scanning tunneling microscope in air. // *Appl. Phys. Lett.* 56(20), 2001-2003 (1990).
205. L. A. Nagahara, T. Thundat, S.M. Lindsay. Nanolithography on semiconductor surfaces under an etching solutions. // *Appl. Phys. Lett.* 57(3), 270-272 (1990).
206. T. Thundat, L.A. Nagahara, P.I. Oden, S.M. Lindsay, M.A. George, W.S. Glaunsinger. Modification of tantalum surfaces by scanning tunneling microscopy in an electrochemical cell. // *J. Vac. Sci. Technol. A* 8(4), 3537-3541 (1990).
207. M. Yasutake, Y. Ejiri, T. Hattori. Modification of silicon surface using atomic force microscope with conducting probe. // *Jpn. J. Appl. Phys.* 32(7B2), L1021-L1023 (1993).
208. F. Perez-Murano, G. Abadal, N. Barniol, X. Aymerich, J. Servat, P. Gorostiza, F. Sanz, Nanometer-scale oxidation of Si(100) surfaces by tapping mode atomic force microscopy. // *J. Appl. Phys.* 78(11), 6798-6801 (1995).
209. R. Garcia, M. Calleja, F. Perez-Murano. Local oxidation of silicon by dynamic force microscopy: Nanofabrication and water bridge formation. // *Appl. Phys. Lett.* 72(18), 2295-2297 (1998).
210. S. Minne, J. Adams, G. Yaralioglu, S. Manalis, A. Atalar, C. Quate. Centimeter scale atomic force microscope imaging and lithography. // *Appl. Phys. Lett.* 73(12), 1742-1744 (1998).
211. R. Garcia, M. Calleja, H. Rohrer. Patterning of silicon surfaces with non-contact atomic force microscopy: Field – induced formation of nanometer-size water bridges. // 'Scanning tunneling microscopy '99' Сеул, 1999, Корея с. 323-324.
212. H. Sugimura, N. Nakagiri. Chemical approach to nanofabrication: Modification of Silicon surface patterned by scanning probe anodization. // *Jpn. J. Appl. Phys.* 34(6B1), 3406-3411 (1995).
213. Ph. Avouris, R. Martel, T. Hertel, R. Sandstrom // *Appl. Phys. A* 66, S659 (1998).
214. Ph. Avouris, T. Hertel, R. Martel. Atomic force microscope tip-induced local oxidation of silicon: Kinetics, mechanism, and nanofabrication. // *Appl. Phys. Lett.* 71(2), 285-287 (1997).
215. K. Matsumoto, S. Takahashi and all. Application of STM nanometer –size oxidation process to planar type MIM diode // *Jpn. J. Appl. Phys.* 34, 1387-1390 (1995).
216. K. Matsumoto, M. Ishii and all. Room temperature operation of single electron transistor made by the scanning tunneling microscope nanooxidation process for the TiO_x/TiO system. // *Appl. Phys. Lett.* 68(1), 34-36 (1996).

217. K. Matsumoto. Room temperature operated single electron transistor made by STM/AFM nano-oxidation process.// *Physica B* 227, 92-94 (1996).
218. E.Snow, P. Campbell. AFM fabrication of metal-oxide devices with in situ control of electrical properties.// *Physica B* 227, 279-281 (1996).
219. R. Held, T. Heinzel, P. Studerus, K. Ensslin, M. Holland. Semiconductor quantum point contact fabricated by lithography with an atomic force microscope.// *Appl. Phys. Lett.* 71(18), 2689-2691 (1997).
220. J. Shiracashi, K. Matsumoto, N. Miura and M. Konagai Single-electron transistor with Nb/Nb oxide system fabricated by atomic force microscope nano-oxidation process // *Jpn.J.Appl.Phys.* 36, L1257-L1260 (1997).
221. B. Irmer, M. Kehrle, H. Lorenz J. Kotthaus. Nanolithography by non-contact AFM-induced local oxidation fabrication of tunneling barriers suitable for single-electron devices.// *Semic. Sci. Technol.* 13, A79-A82 (1998).
222. K. Matsumoto, Y. Gotoh, T. Maeda, J. Dagata, J. Harris. Room temperature coulomb oscillations and memory effects for single electron memory made by pulse mode AFM nano-oxidation process.// "Integ. Electr. Dev. Meeting 98", 1998, San Francisco CA. c. 16.6.1-16.6.2.
223. K.L. Chopra, Growth sputtered vs evaporated metal films, *J. Appl. Phys.* 37, 3405 (1966).
224. Д. Хирс, Г. Паунд, Испарение и конденсации, пер. с англ. М.: Металлургия, 1966.
225. Дж.П. Хирс, С.Дж. Хруска, Г.М. Паунд, Теория образования зародышей при осаждении на подложках, - в кн.: Монокристаллические пленки, пер. с англ. М.: Мир, 1966.
226. U. Gradman, Magnetism in ultrathin transition metal films, in *Handbook of Magnetic Materials*, Vol.7, ed. by K.H.J. Buschow, Elsevier, North-Holland, Amsterdam (1993).
227. D.J. Eaglesman and M. Cerullo, Dislocation-free Stranski-Krastanow Growth of Ge on Si(100), *Phys. Rev. Lett.*, 64, 1943 (1990).
228. Технология тонких пленок. Справочник. Под ред. Л. Майссела, Р. Глэнга, М., Советское радио (1977).
229. J.H. van der Merve and W.A. Jesser, The prediction and confirmation of critical epitaxial parameters, *J. Appl. Phys.*, 64, 4968 (1988).
230. R.L. Schwoebel, Condensation of gold on gold single crystal, *Surf. Sci.* 2, 356 (1964).
231. D.M. Tricker and W.M. Stobbs, Interface structure and overgrowth orientation for niobium and molybdenum films on sapphire substrates, I. A-plane substrates, *Phil. Mag.*, A71, 1037, (1995).
232. D.M. Tricker and W.M. Stobbs, Interface structure and overgrowth orientation for niobium and molybdenum films on sapphire substrates, II. R- plane substrates, *Phil. Mag.*, A71, 1051 (1995).
233. G. Gutekunst, J. Mayer, and M. Ruhle, Atomic structure of epitaxial Nb-Al₂O₃ interfaces I. Coherent regions, *Phil. Mag.*, A75, 1329 (1997).
234. G. Gutekunst, J. Mayer, and M. Ruhle, Atomic structure of epitaxial Nb-Al₂O₃ interfaces II. Misfit dislocations, *Phil. Mag.*, A75, 1357 (1997).
235. C.H. Lee and K.S. Liang, X-ray studies of misfit dislocations in the interface of epitaxial Nb films on sapphire, *Acta metall. mater.*, 40, S143 (1992).

236. J. Mayer, C.P. Flynn and M Ruhle, High-resolution electron microscopy studies of Nb/Al₂O₃ interface, *Ultramicroscopy*, 33, 51 (1990).
237. J. Mayer, G. Gutekunst, G. Mobus, J. Dura, C.P. Flynn and M Ruhle, Structure and defects of MBE grown Nb-Al₂O₃ interfaces, *Acta metall. mater.*, 40, S217 (1992).
238. D.X. Li, P. Pirouz and A.H. Heuer, S. Yadavalli and C.P. Flynn, The characterization of Nb-Al₂O₃ and Nb-MgO interfaces in MBE grown Nb-MgO-Nb-Al₂O₃ multilayers, *Acta metall. mater.*, 40, S237 (1992).
239. A.I. Braginski and J. Talvacchio, "MBE" Growth of Superconducting Materials, in *Superconducting Devices*, ed. by S.T Ruggiero and D.A. Gudman, Academic Press, San Diego, CA, (1990).
240. G. Oya, M. Koishi, and Y. Sawada, High-quality single-crystal Nb films and influences of substrates on the epitaxial growth, *J. Appl. Phys.*, 60, 1440 (1986).
241. P.M. Reimer, H. Zabel, C.P. Flynn and J. Dura, Extraordinary alignment of Nb films with sapphire and the effects of added hydrogen, *Phys Rev.*, B45, 11426 (1992)
242. P.M. Reimer, H. Zabel, C.P. Flynn and J. Dura, Structural characterization of Nb on sapphire as a buffer layer for MBE growth, *J. Cryst. Growth*, 127, 643 (1993).
243. A. Gibaud, R.A. Cowley, D.F. McMorro, R.C.C. Ward, and M.R. Wells, High-resolution X-ray-scattering study of the structure of niobium thin films on sapphire, *Phys. Rev.*, B48, 14463 (1993).
244. C. Surgers, C. Strunk and H.v. Lohneysen, Effect of substrate temperature on the microstructure of thin niobium films, *Thin Solid Films*, 239, 51 (1994).
245. S.A. Wolf, S.B. Qadri, J.H. Claassen, T.L. Francavilla, and B.J. Dalrymple, Epitaxial growth of superconducting niobium thin films by ultrahigh vacuum evaporation, *J. Vac. Sci. Teechnol.*, A4, 524, (1986).
246. M. Guilloux-Viry, A. Perrin, J. Padiou, M. Sargent, C. Rossel, Epitaxially grown molybdenum thin films deposited by laser ablation on (100) MgO substrates, *Thin Solid films*, 280, 76 (1996).
247. J.E. O'Neal and B.B. Rath, Crystallography of epitaxially grown molybdenum on sapphire, *Thin Solid Films*, 23, 363 (1974).
248. M. Guilloux-Viry, A. Perrin, J. Padiou, M. Sargent, C. Rossel, Epitaxially grown molybdenum thin films deposited by laser ablation on (100) MgO substrates, *Thin Solid films*, 280, 76 (1996).
249. J.H. Souk, A. Segmuller, and J. Angilello, Oriented growth of ultrathin tungsten films on sapphire substrates, *J. Apl. Phys.*, 62(2), 509 (1987).
250. L. Krusin-Elbaum, K. Ahn, J.H. Souk, and C.Y.Ting, Effect of deposition methods on the temperature-dependent resistivity of tungsten films, *J. Vac. Sci. Technol. A* 4,6,3 106 (1985).
251. A. Miller, H.V.Manasevit, D.Y. Forbis, and A.Y. Cadoff, Oriented relationships in the heteroepitaxial tungsten on sapphire system, *J. Appi. Phys.*, 37, 2021 (1966).
252. O. Fruchart, S. Jaren, J. Rothman, Growth modes of W and Mo thin epitaxial (110) films on (11-20) sapphire, *Appl. Surf. Sci.*, 135, 218 (1998).
253. H.Kimura, I.Petrov, F.Adibi and J.E.Greene, Growth and microstructure of epitaxial 45°-rotated bcc W layers on NaCl- MgO(OOl) sub strates and TiN(OOl) buffer layers, *J.of Crystal Growth*, 123, 344 (1992).
254. A.S. Kao, C. Hwang, V.J. Novotny, V.R. Deline, and GAL. Gorman, Microstructure and properties of dual ion beam sputtered tungsten film, *J. Vac. Sd. Technol. A* (5), 2966 (1989).

255. Л.П. Ичкитидзе, Р.А. Баблидзе, В.П. Кузнецов, В.И. Скобелкин, Критический ток в сверхпроводящих пленках ниобия, имеющих различные размеры зерен, ФНТ, 12, 474 (1986).
256. S.Yadavalli, M.H. Yang, and C.P. Flynn, Low temperature growth of MgO by molecular-beam epitaxy, Phys. Rev. B, 41, 11,7961(1990).
257. M. Tonouchi, Y. Sakaguchi, T. Kobayashi, Epitaxial growth of NbN on an ultrathin MgO/semiconductor system, J. Appl. Phys. 62(3), 961 (1987).
258. B.M. Larson, M.R. Visokay, R. Sinclair, S. Hagstrom, and B.M. Clemens, Epitaxial Pt(001), Pt(110), and Pt(111) films on MgO(001), MgO(110), and Al, Appl. Phys. Lett., 61, 1390 (1992).
259. P. Caro, F. Briones, A. Cebollada, M.F. Toney, Structure and chemical order in sputtered epitaxial FePd(001) alloys, J. Crystal Growth 187, 426 (1998).
260. D.K. Fork, K. Nashimoto, and T.H. Geballe, Epitaxial YBa₂Cu₃O₇ on GaAs(001) using buffer layers, Appl. Phys. Lett. 60, 1621 (1992).
261. P.A. Stampe, R.J. Kennedy, Growth of MgO on Si(001) and GaAs(001) by laser ablation, Thin Solid Films, 326, 63(1998).
262. E.J. Tarsa, M. De Graef, D.R. Clarke, A.C. Gossard, and J.S. Speck, Growth and characterization of (111) and (001) oriented MgO films on (001) GaAs, J. Appl. Phys. 73(7), 3276 (1993).
263. J. Bloch, M. Heiblum, and Y. Komem, Growth of molybdenum and tungsten on GaAs in a molecular beam epitaxy system, Appl. Phys. Lett. 46(11), 1092 (1985).
264. K.M. Yu, J.M. Jaklevic, and E.F. Halker, Solid-phase reactions between (100) GaAs and thin film refractory metals (Ti, Zr, V, Nb, Mo, and W), Appl. Phys. A 44, 177 (1987).
265. M. Eizenberg, A. Segmuller, M. Heiblum, and D.A. Smith, Oriented growth of niobium and molybdenum on GaAs crystals, J. Appl. Phys. 63 (2), 466 (1987).
266. G.A. Prinz, Magnetic metal films, in Ultrathin magnetic structures II, eds. B. Heinrich, J.A.C. Bland, Springer-Verlag, Berlin 1994.
267. S.G. Kim, Y. Otani, K. Fukamichi, S. Yuasa, M. Nyvlt, T. Katayama, J. Magn. Magn. Mater. 200-203, 198-199 (1999).
268. N. Cherief, D. Givord, O. McGrath, Y. Otani, F. Robaut, Laser ablation deposition of metallic films and bilayers (Fe, rare earth, and R/Fe bilayers), J. Magn. Magn. 126, 225-231 (1993).
269. С.В. Галонов, Лазерное напыление пленок, Вестник АН СССР, 12, 3 (1984).
270. С.В. Гапонов, Е.Б. Ключев, Б.А. Нестеров, Н.Н. Салащенко, М.И. Хейфец, Лазерное напыление пленок в активной среде, Письма в ЖТФ, 3(13), 632 (1977).
271. С.В. Гапонов, Б.М. Лускин, Б.А. Нестеров, Н.Н. Салащенко, Низкотемпературная эпитаксия пленок, конденсированных из лазерной плазмы, Письма в ЖТФ, 3(12), 573 (1977).
272. С.В. Гапонов, Столкновение низкотемпературной лазерной плазмы с конденсированной средой, Изв. АН СССР, Сер. Физ., 46(5), 1170 (1982).
273. А.Д. Ахсаханян, С.В. Гапонов, В.И. Лучин, А.П. Чириманов, Угловое распределение разлетающейся в вакуум эрозионной плазмы, ЖТФ 52(8), 1584(1982).
274. G.M. Mikhailov, "Single Crystalline Refractory Metal Low-Dimensional Structures: Fabrication, Characterisation and Electron Transport Properties", Physics of Low-Dimensional Structures 1/2, 1-36 (2002).

275. G.M. Mikhailov, I.V. Malikov, A.V. Chernykh, "Novel Class of Metallic Low-Dimensional Structures, Characterised by Surface Dominated Electron Transport", *Physics of Low-Dimen. Structures*, 3 /4 (III), 1-24 (1999).
276. G. Mikhailov, A. Chernykh, V. Petrashov, "Electrical properties of epitaxial tungsten films growing by laser ablation deposition", *J. Appl. Phys.*, 80(2), 948-951 (1996).
277. Г.М. Михайлов, И.В. Маликов, В.Т. Петрашов, "Электрофизические свойства эпитаксиальных пленок ниобия, полученных импульсным лазерным испарением", *ФТТ* 38, 3212 (1996).
278. I.V. Malikov, G.M. Mikhailov, "Electrical and structural properties of monocrystalline epitaxial Mo films, grown by LAD", *J. Appl. Phys.* 82(11) 5555-5559 (1997),.
279. G.M. Mikhailov, I.V. Malikov, A.V. Chernykh, V.T. Petrashov, "The growth temperature effect on electrical properties and structure of epitaxial refractory metal films", *Thin Solid Films* 293, 315 (1997).
280. I.V. Malikov, G.M. Mikhailov, "Epitaxial bilayered Nb-Mo (001) films: growth, characterisation and size effect in electron conductivity", *Thin Solid Films*, 360, 278-282 (2000).
281. В.В. Аристов, Г.М. Михайлов, "Тонкие монокристаллические пленки тугоплавких металлов для металлической наноэлектроники", *Химия в интересах устойчивого развития*, 8(1-2), 13-16 (2000).
282. C. M. Boubeta, J.L. Menendez, J.L. Costa-Kramer, J.M. Garcia, J.V. Anguita, B. Bescos, A. Cebollada, F. Briones, A.V. Chernykh, I.V. Malikov and G.M. Mikhailov, "Epitaxial metallic nanostructures on GaAs", *Surface Science* 482-485 (2001) 910-915.
283. G.M. Mikhailov, L.A. Aparshina, A.V. Chernykh, S.V. Dubonos, I.V. Malikov, A.F. Fioshko, "Growth, Technology, Characterisation and Electron Transport Properties of Monocrystalline Refractory Metal Low-Dimensional Structures", p. 353, in abstr. *Book of IVC-14, ICSS-10, NANO 5, QSA-10*, 31 August-4 September, 1998, Birmingham, UK.
284. L. I. Aparshina, A. V. Chernykh, L. Fomin, I. V. Malikov, V. Yu. Vinnichenko and G. M. Mikhailov, "Epitaxial metallic electrodes, quantum dots and wires for application in solid-state qubit technology" *SPIE*, 5128, 83-90 (2003).
285. G.M. Mikhailov, L.I. Aparshina, S.V. Dubonos, Yu.I. Koval, I.V. Malikov, A.V. Chernykh, "Fabrication of monocrystalline refractory metal nanostructures, capable ballistic electron transport", *Nanotechnology* 9(1) 1-5 (1998).
286. Г.М. Михайлов, Л.И. Апаршина, С.В. Дубонос, С.В. Максимов, И.В. Маликов, А.В. Черных, А.М. Фиошко, "Монокристаллические наноструктуры на основе металлов: нанотехнология и электронно-транспортные свойства", тез. Док. Всероссийской науч.-тех. Конф. Микро- и нано-электроника – 98, Звенигород, 1998, том 1, ОЗ-2.
287. Г.М. Михайлов, А.Ф. Фиошко, А.В. Черных, «Формирование резистивных нанообластей проводящим зондом», тезисы X Российского симпозиума по растровой электронной микроскопии и аналитическим методам исследования твердых тел, Черногловка, июнь, 1997, стр. 156.
288. Е.Ф. Голов, Г.М. Михайлов, А.Н. Редькин, А.М. Фиошко, "Зондовая литография на а-С:Н пленках", *Микроэлектроника* 2 (1998), 97-102.
289. Г.М. Михайлов, В.И. Рубцов "Связь характеристических потерь энергий электронов с поперечным сечением рассеяния", *Поверхность*, 7, 99-105 (1987).

290. G.M. Mikhailov, V.I. Rubtsov, S.A. Orlov, "Inelastic scattering of middle energy electrons by solid surfaces", *Vacuum*, 41, 1721 (1990).
291. G.M. Mikhailov, S.A. Khudobin and I.V. Malikov, "Investigation of the effects of pretreatment between a GaAs(100) surface ...", *Vacuum* 46, 1, 65-8 (1995).
292. А.Н. Редькин, Л.В. Маляревич, И.В. Маликов, Г.М. Михайлов
"Электрохимическое травление пленки ниобия через оксидную наномаску, сформированную с помощью проводящего зонда атомно-силового микроскопа», *Микроэлектроника* 32(2) 112-115 (2003).
293. G.M. Mikhailov, Yu. Borodko, S.I. Zimont, S.V. Khristenko, S.I. Vetchinkin, Anisotropy of Auger processes in monocrystalline graphite, *J. Electr. Spectr. Rel. Phenom.* 46, 145-153 (1988).
294. G.M. Mikhailov, I.V. Malikov, A.V. Chernykh, L.A. Fomin, P. Joyez, H. Pothier, D. Esteve, and E. Olsson, "Signatures of ballistic transport in the magnetoresistance of nanostructures made of single-crystalline refractory metals", *Nanotechnology* 13, 226-230 (2002).
295. G.M. Mikhailov, I.V. Malikov, A.V. Chernykh, E. Olsson, L. Ryen, «Influence of a built-in potential on electron transport properties of metallic ballistic structures, as evidence of quantum well effect» in the proceedings of 7-th Inter. Symp. Nanostructures: physics and technology, St. Petersburg, Russia, 1999, 98-101.
296. G.M. Mikhailov, V.T. Petrashov, "The Surface and Interface Composition of Hybride Al/Ag Nanostructures", *Phys. Low-Dim. Struct.*, 11/12 (1994) 135-40.
297. S.I.Bozhko, A.N.Chaika, A.M.Ionov, A.V.Chernykh, I.V.Malikov, and G.M.Mikhailov. Surface studies of single-crystalline refractory metal low-dimensional structures. *Applied Surface Science*, 175-176, 260-264 (2001).
298. L.A. Fomin, I.V. Malikov, G.M. Mikhailov, The study of magnetic contrast size dependence in epitaxial Iron nanostructures, *Physics of Low-Dimensional Structures* 3/4 (2003) 93-96.
299. G.M. Mikhailov, P.V. Bulkin, S.A. Khudobin, A.A. Chumakov, S.U. Shapoval, XPS investigation of the interaction between ECR-excited hydrogen and the native oxide of GaAs(100), *Vacuum* 43(3) 199-201 (1992).
300. I.V. Malikov, V.Yu. Vinnichenko, L.A. Fomin, G.M. Mikhailov, Epitaxial Nickel Films and Giant Magnetoresistance in Ballistic Ni Nanostructures, *Int. Conf. Micro- and Nanoelectronics-2003*, Abstract book, O1-37.
301. V. Malikov, L. A. Fomin, V.Yu.Vinnichenko, G. M. Mikhailov. "Magnetic Epitaxial Nanostructures from Iron and Nickel", *Inter. Journ. Nanoscience* 3(1-2) 51-57 (2004).
302. G.M. Mikhailov, L.A. Aparshina, A.V. Chernykh, S.V. Dubonos, I.V. Malikov, A.F. Fioshko, "Growth, Technology, Characterisation and Electron Transport Properties of Monocrystalline Refractory Metal Low-Dimensional Structures", p. 353, in abstr. *Book of IVC-14, ICSS-10, NANO 5, QSA-10*, 31 August-4 September, 1998, Birmingham, UK.
303. G. Mikhailov, A. Chernykh, "The ballistic effects in Volt-Current measurements of monocrystalline Tungsten nanostructures", In *Abstracts book of Inter. Symp. "Nanostructures-96*, St. Petersburg, Russia, 24-28 June 1996, 219-222.
304. Г.М. Михайлов, А.В. Черных "Баллистические эффекты в вольт-амперных характеристиках монокристаллических наноструктур из вольфрама", *Микроэлектроника*, 2, 83-86 (1998).

305. А.В. Черных, Г.Н. Панин, Г.М. Михайлов, Характеризация структур W/AlN/Si методами СТМ, АСМ и наведенного электронным пучком тока, Поверхность 12, 30-33 (2000).
306. М.С. Хайкин, «Магнитные поверхностные уровни», гл. 8, стр. 275-299, в кн. «Электроны проводимости» под. Ред. М.И. Каганова, В.С. Эдельмана, Москва, «Наука», 1985.
307. G.M. Mikhailov, A.V. Chernykh, J.C. Maan, J.G.S. Lok, A.K. Geim, D. Esteve, P. Joyez, "The edge and bulk electron state dominated magnetotransport in multi-terminal single-crystalline refractory metal nanostructures", Nanotechnology 11, 379–382 (2000).
308. G.M. Mikhailov, A.V. Chernykh, J.C. Maan, J.G.S. Lok, A.K. Geim, D. Esteve, "High magnetic field dependence of the edge and bulk state electron transport in single-crystalline tungsten nanostructures", Nanostructures-2000: physics and technology, S.-Petersburg, 2000, 520-523.
309. G. M. Mikhailov, L.I. Aparshina, A. V. Chernikh, I.V. Malikov, V. Yu.Vinnichenko, J.C. Maan, S. Olsthoorn, C. Possansini, H. Jonge, Ballistic effects in magnetoresistance of the planar point contact composed of single crystalline tungsten, SPIE, 5023, 478, (2002).
310. G. M. Mikhailov, A. V. Chernykh, V.Y. Vinnichenko, J. de Jonge, U. Zeitler, J. C. Maan, Temperature effects in the conductivity and angular dependence of magnetoresistance for epitaxial planar W(001) nanobridges, 12th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology", St Petersburg, Russia, June 21–25, 2004, 356-357.
311. G.M. Mikhailov, I.V. Malikov, A.V. Chernykh, "Influence of quantum size effect for grazing electrons on electron conductivity of metallic films" Pis'ma JETP 66(11), 693-698 (1997).
312. Г.М. Михайлов, И.В. Маликов, "Об осцилляционной зависимости проводимости трехслойных структур Mo-Nb-Mo", Письма в ЖЭТФ 71, 730-735 (2000).
313. V.Yu. Vinnichenko, A.V. Chernykh, G.M. Mikhailov, Diffusive and ballistic regime for transfer resistances, Int. Conf. Micro- and Nanoelectronics-2003, Abstract book, I-41. V.Yu. Vinnichenko, A.V. Chernykh, G.M. Mikhailov, Diffusive and ballistic regime for transfer resistances, Int. Conf. Micro- and Nanoelectronics-2003, Abstract book, I-41. Proc. SPIE 5401 (2004) 442-449.
314. D. Schumacher, Surface scattering experiments with conduction electrons, (Springer-Verlag, Berlin, 1993).
315. Дж. Займан, Модели беспорядка, Москва "Мир", 1982.
316. И.С. Григорьев, Е.З. Мельников, Физические величины, справочник, Энергоиздат, Москва, 1991.
317. V.A. Gasparov, M.H. Harutunian, Precision investigations of the Fermi surface of Molybdenum, Phys. Stat. sol. (b) 93 (1979) 403-414.
318. J. Kondev, C.L. Henley, D.G. Salinas, Nonlinear measures for characterizing rough surface morphologies, Phys. Rev. E 61 (1) (2000) 104-121.

Диссертационная работа выполнена в ИПТМ РАН. Я признателен многим сотрудникам института за совместную работу и критическое обсуждение результатов моей работы. Я также благодарен за сотрудничество по новой теме, представленной в диссертации, профессорам Ф. Брионесу (институт микроэлектроники, Мадрид), Д. Естиве (группа квантовой электроники СЕА Сакле, Франция), И.К. Маану (Нидерланды) и А. Гейму (Англия), поскольку она потребовала привлечения новых и разнообразных методов для исследования низкоразмерных планарных структур из монокристаллических металлов. Я благодарю профессора В.Т. Петрашову за многочисленные обсуждения возможности применения исследованных объектов для баллистического S-N-S интерферометра.

Особую благодарность хотел бы выразить своим коллегам А. Черныху, Л. Фомину, И. Маликову, В. Винниченко и Л. Апаршиной за многолетнюю совместную работу.