

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
«ХАРЬКОВСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ»

На правах рукописи
УДК: 535.37; 539.2; 539.23;
621.315.5; 621.36

Сипатов Александр Юрьевич

ЭПИТАКСИАЛЬНЫЕ СВЕРХРЕШЕТКИ И КВАНТОВЫЕ СТРУКТУРЫ ИЗ
МОНОХАЛЬКОГЕНИДОВ СВИНЦА, ОЛОВА, ЕВРОПИЯ И ИТТЕРБИЯ

01.04.10. – Физика полупроводников и диэлектриков

диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Харьков – 2006 г.

СОДЕРЖАНИЕ

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ И СОКРАЩЕНИЙ.....	5
ВВЕДЕНИЕ.....	7
РАЗДЕЛ 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР.....	14
1.1. Сверхрешетки - новый класс твердотельных структур.....	14
1.2. Энергетическая структура СР	18
1.3. Методы создания СР.....	21
1.3.1. Жидкофазная эпитаксия.....	22
1.3.2. Газофазная эпитаксия.....	23
1.3.3. Молекулярно-лучевая эпитаксия.....	26
1.4. Механизмы роста тонких пленок.....	29
1.5. Структурный анализ и свойства сверхрешеток	31
РАЗДЕЛ 2. МЕТОДЫ СОЗДАНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ И ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СВЕРХРЕШЕТОК	38
2.1. Методики изготовления и исследования структуры пленок и СР.....	38
2.2. Методика диффузионных отжигов.....	40
2.3. Методика исследования фотолюминесценции.....	40
2.4. Методики низкотемпературных транспортных измерений.....	41
2.5. Методики исследования магнитных свойств образцов.	44
2.6. Дифракция нейтронов.....	45
РАЗДЕЛ 3. ЭПИТАКСИАЛЬНЫЙ РОСТ И СТРУКТУРА ПЛЕНОК И СВЕРХРЕШЕТОК ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ.....	49
3.1.Эпитаксиальный рост халькогенидов иттербия на различных подложках	50
3.2. Эпитаксиальный рост халькогенидов иттербия на халькогенидах свинца.	59
3.3. Эпитаксиальный рост и структура сверхрешеток.....	62
Выводы.....	71
РАЗДЕЛ 4. ВЗАИМОДИФФУЗИЯ В СВЕРХРЕШЕТКАХ.....	73

4.1. Взаимодиффузия в СР PbSe-PbS	78
4.2. Взаимодиффузия в СР PbSe-PbTe.....	83
4.3. Взаимодиффузия в СР на основе халькогенидов европия	86
Выводы.....	92
РАЗДЕЛ 5. ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ СВЕРХРЕШЕТОК.....	94
5.1. Фотолюминесценция однослойных пленок PbS.....	95
5.2. Фотолюминесценция композиционных сверхрешеток EuS-PbS.	99
5.3. Фотолюминесценция СР из халькогенидов свинца.	108
5.4. Фотолюминесценция трехмерных СР.	115
Выводы.....	121
РАЗДЕЛ 6. ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СВЕРХРЕШЕТОК.....	123
6.1. Поперечный транспорт в композиционных сверхрешетках.	123
6.1.1. Трехслойные структуры с барьером EuS.	125
6.1.2. Двухбарьерные структуры EuS-PbS-EuS.	128
6.2. Сверхпроводимость сверхрешеток.	134
6.2.1. Сверхпроводимость дислокационных СР из халькогенидов свинца.....	136
6.2.2. Флуктуационная проводимость дислокационных СР PbTe-PbS.	144
6.2.3. Критические магнитные поля СР PbTe-PbS.	151
6.2.4. Критические токи и пиннинг в СР PbTe-PbS.	160
6.2.5. Микроконтактные спектры СР PbTe-PbS.	174
6.2.6. Новые сверхпроводящие дислокационные СР.	203
Выводы.....	208
РАЗДЕЛ 7. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СВЕРХРЕШЕТОК.....	210
7.1. Ферромагнитный переход в СР EuS-PbS.....	212
7.1.1. Влияние напряжений на ферромагнитный переход.....	216
7.1.2. Зависимость температуры ферромагнитного перехода от толщины слоев.....	222
7.1.3. Магнитная анизотропия.....	227
7.2. Взаимодействие магнитных слоев в сверхрешетках.....	230
7.2.1. Дифракция нейтронов для СР EuS-PbS.....	231

7.2.2. Дифракция нейтронов для CP EuS-YbSe.....	236
7.2.3. Дифракция поляризованных нейтронов.	240
7.2.4. Модель Стонера-Вольфарта.....	247
7.2.5. Исследования AFM-FM переходов при помощи SQUID'a.....	252
Выводы.....	263
ВЫВОДЫ.....	266
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	270
ПРИМЕЧАНИЯ.....	310

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ И СОКРАЩЕНИЙ

СР – сверхрешетка

МЛЭ - молекулярно-лучевая эпитаксия

ЖФЭ - жидкофазная эпитаксия

ГФЭ - газофазная эпитаксия

ЭОС - электронная оже-спектроскопия

КТР, (α) - коэффициент термического расширения

ДН - дислокации несоответствия

ДР - дислокационные рефлексy

$D_{\text{ДН}}$ - период дислокаций несоответствия

h - толщина слоев

d - межплоскостное расстояние

h_c - критическая толщина введения ДН

S_n – рефлексy-сателлиты n -го порядка

D - коэффициент диффузии

E_a - энергия активации

РЗМ - редкоземельные металлы

ФЛ - фотолюминесценция

E_g - ширина запрещенной зоны полупроводника

ВАХ - вольт-амперная характеристика

ОДП - отрицательная дифференциальная проводимость

I - электрический ток

R - электрическое сопротивление

σ - электрическая проводимость

СП - сверхпроводимость

T_c - температура сверхпроводящего перехода

H_c - критическое магнитное поле

I_c - критический ток

ξ - длина когерентности Гинзбурга-Ландау
 Δ - сверхпроводящая энергетическая щель
ВТСП - высокотемпературная сверхпроводимость
ОКР - области когерентного рассеяния
ППФ - поверхности проскальзывания фазы
СВЧ - сверхвысокочастотных
ЭФВ - электрон-фононное взаимодействие
БКШ - Бардина-Купера-Шриффера
МОВ - межслоевое обменное взаимодействие
FM - ферромагнитный
NM - немагнитный
AFM - антиферромагнитный
МС - монослой
SQUID - сверхпроводящий квантовый интерференционный магнитометр
FMR - ферромагнитный резонанс
M - намагниченность
T - температура
 T_K - температура Кюри
NSF - без переворота спина нейтронов
SF - с переворотом спина
J - константа обменного взаимодействия
K - константа анизотропии
РККИ - Рудермана-Киттеля-Касуя-Иошида

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы. Синтез новых материалов, исследование их структуры и свойств является одним из наиболее актуальных вопросов физики полупроводников и диэлектриков. Одними из наиболее перспективных объектов исследования являются низкоразмерные структуры, в том числе и полупроводниковые сверхрешетки (СР), представляющие собой многослойные структуры с периодическим чередованием сверхтонких слоев различных материалов, создающие дополнительный модулирующий потенциал для носителей заряда. Обладая уникальными свойствами, СР представляют повышенный интерес как для фундаментальных исследований в области полупроводников и диэлектриков, так и для их практического применения. Об актуальности и перспективах данного направления можно судить по Нобелевским премиям, получение которых прямо или косвенно связано со сверхрешетками: 1973 год – Л.Есаки, И.Живер (за резонансное туннелирование); 1985 год – К.Клитцинг (за квантовый эффект Холла); 1998 год – Р.Лафлин, Х.Штёрмер, Д.Тсу (за дробный квантовый эффект Холла); 2000 год - Ж.Алферов, Г.Кремер, Д.Колби (за полупроводниковые гетероструктуры для опто-электроники).

Основными требованиями для создания эпитаксиальных СР являются: 1) послойный рост используемых материалов друг на друге; 2) различие их запрещенных зон; 3) нулевое несоответствие периодов их решеток. Поэтому, одним из актуальных вопросов для создателей сверхрешеток является поиск материалов, удовлетворяющих этим условиям. За последние десятилетия основные усилия исследователей и, естественно, наиболее заметные успехи достигнуты для СР на основе A^3B^5 и A^2B^6 , для которых проблему нулевого несоответствия решают при помощи создания многокомпонентных барьерных слоев. Исследованиям многослойных структур с большим несоответствием решеток сопрягаемых слоев уделяли недостаточно внимания, так как полагали, что несоответствие может приводить к напряжениям, деформациям и дефектам, что создает дополнительные и нежелательные центры рассеяния для носителей заряда. Таким образом,

проблема создания и исследования физических свойств СР на основе многослойных пленок с ненулевым несоответствием решеток слоев к моменту постановки задачи данной работы оставалась нерешенной, что сильно ограничивало как набор материалов для изготовления СР, так и диапазон свойств, получаемых на них.

Решение этой проблемы позволит существенно расширить круг сверхрешеточных материалов, а несоответствие кристаллических решеток сопрягаемых слоев открывает новые возможности по созданию СР с однородно- и неоднородно-упругодеформированными слоями, с упорядоченными системами дислокаций и решетками совпадающих узлов на межфазных границах. Это значительно расширяет как число структурных состояний, так и, соответственно, диапазоны вариации физических свойств СР.

Связь работы с научными программами, планами и темами. Работа выполнялась на кафедре физики металлов и полупроводников в соответствии с плановыми заданиями научно-исследовательского отдела Национального технического университета «ХПИ» и в рамках международных проектов:

1. “Провести исследования структурных превращений, физических свойств и процессов деградации металлических, полупроводниковых и диэлектрических пленок, перспективных для технических применений” (номер госрегистрации 0186.011 7328, 1987 – 1991 г.г.);
2. “Теоретическая и экспериментальная разработка и комплексные исследования новых долговечных функциональных пленочных материалов с уникальными физическими свойствами для применения в качестве ответственных элементов приборов и устройств новейшей техники” (номер госрегистрации 0193У027850, 1991 – 1993 г.г.);
3. “Розробка фундаментальних проблем фізики тонких плівок і створення стабільних в екстремальних умовах нових матеріалів для елементів електроніки та інших областей науки і техніки” (номер госрегистрации 0194У012927: 1994 – 1996 р.р.; 0196У14669: 1997 – 1999 р.р.);

4. “Інтердифузія в надтонких шарах багат шарових композицій і надрешіток” (номер госрегистрации 0197У001910, 1997-1999 г.г.);
5. “Структура и свойства тонкопленочных конденсированных систем с экстремальными параметрами” (номер госрегистрации 0100У001688, 2000 - 2002 г.г.);
6. “Дослідження наноструктурованих плівок та композицій на їх основі” (номер госрегистрации 0103U001534, 2003 - 2005 г.г.)
7. “New low dimensional AIVBVI semiconductor structures with high thermoelectric performance” (INTAS-проект № 96-0535, 1997 – 2000 г.г.);
8. “Studies of ferromagnetic semiconductor superlattices based on IV-VI compounds by neutron and synchrotron radiation scattering” (CRDF-проект № UP2-2444-KH-02, 2002 – 2004 г.г.).

Цель и задачи исследования.

Цель данной работы – установление закономерностей и эффектов, связанных с переходом в низкоразмерное состояние эпитаксиальных сверхрешеток из халькогенидных полупроводников с несоответствием решеток сопрягаемых слоев в широких пределах (0 - 13%). Достижение поставленной цели предполагает решение следующих задач:

1. Установление особенностей и закономерностей эпитаксиального роста и структуры халькогенидных полупроводников на различных подложках и друг на друге в зависимости от несоответствия решеток сопрягаемых слоев.
2. Исследование термической и временной стабильности многослойных структур из халькогенидных полупроводников.
3. Установление особенностей и закономерностей электрических, оптических и магнитных свойств сверхрешеток, а также их взаимосвязи со структурой.

Объект исследования – эффекты и физические явления, связанные с переходом полупроводниковой системы к низкоразмерности.

Предмет исследования - сверхрешетки из халькогенидов свинца, олова, европия и иттербия с несоответствием решеток слоев в широких пределах (от 0,5 до 13 %), и их электрические, оптические и магнитные свойства.

Методы исследования. Образцы изготавливались в оригинальной высоковакуумной установке с безмасляной системой откачки (до 10^{-7} Па) резистивным испарением халькогенидов свинца и олова из вольфрамовых лодочек и электронно-лучевым испарением халькогенидов редкоземельных металлов (РЗМ). Многослойные пленки синтезировались путем последовательной конденсации халькогенидов на свежесколотые подложки щелочно-галогидных кристаллов при температуре 470 - 570 К. Толщина слоев и скорость конденсации контролировались при помощи откалиброванного кварцевого резонатора с точностью до 0.1 нм. Для структурных исследований применялись современные методы высокоразрешающей электронной микроскопии, рентгеновской и нейтронной дифракции, а при исследовании физических свойств применялся комплекс современных низкотемпературных методов измерения оптических, электрических и магнитных характеристик.

Научная новизна полученных результатов состоит в следующих впервые установленных положениях:

1. Для двумерных дислокационных сверхрешеток обнаружена сверхпроводимость в многослойных структурах из халькогенидов свинца, олова, европия и иттербия, которая связана с наличием регулярных сеток дислокаций несоответствия (ДН) на межфазных границах (в отсутствие сеток ДН сверхпроводимость не наблюдается). Увеличение плотности ДН (уменьшение периода ДН) приводит к увеличению температуры сверхпроводящего перехода.
2. Созданы трехмерные сверхрешетки с модуляцией структуры упорядоченными дислокационными сетками в плоскости композиции и модуляцией состава в ортогональном направлении, для которых обнаружены линии фотолюминесценции, соответствующие излучению из квантовых точек.
3. В одномерных композиционных СР EuS-PbS обнаружено резонансное туннелирование электронов через тонкие барьеры EuS, что делает вольт-амперные характеристики таких структур сильно нелинейными с появлением на них участков с отрицательной дифференциальной проводимостью.

Установлено, что проводимость таких структур изменяется при переходе барьерных слоев в ферромагнитное состояние и знак ее изменения определяется взаимной ориентацией намагниченностей соседних слоев EuS.

4. Для полупроводниковых СР обнаружено антиферромагнитное упорядочение магнитных слоев (намагниченности соседних слоев EuS направлены в противоположном направлении), обусловленное взаимодействием ферромагнитных слоев EuS через диамагнитные прослойки PbS и YbSe. Такое упорядочение наблюдается для необычно большого диапазона толщин прослоек узкозонного полупроводника PbS (от 0,4 до 40 нм) и широкозонного YbSe (от 1 до 3 нм), что существенно отличает полупроводниковые СР от металлических.
5. Определена магнитная анизотропия в плоскости слоев СР и установлены особенности их доменной структуры. Показано, что намагниченности доменов в СР EuS-YbSe и EuS-PbS лежат вдоль различных направлений в плоскости слоев, а именно, вдоль легких осей типа $\langle 110 \rangle$ и $\langle 210 \rangle$, соответственно.
6. Установлена зависимость энергии антиферромагнитного взаимодействия в СР EuS-PbS от температуры и толщины немагнитной прослойки (наблюдается ее уменьшение с увеличением толщины прослоек и температуры). Константа межслоевого обменного взаимодействия имеет степенную зависимость от намагниченности слоев с показателем степени, зависящим от толщины EuS.

Практическое значение полученных результатов определяется решением поставленной задачи по созданию эпитаксиальных СР на основе многослойных пленочных композиций с несоответствием решеток сопрягаемых слоев в широких пределах, что существенно расширяет круг сверхрешеточных материалов и открывает широкие возможности как для фундаментальных исследований в области физики полупроводников и диэлектриков, так и для создания новых функциональных элементов микроэлектроники, СВЧ- и ИК-техники. Открыты новые сверхпроводящие структуры – дислокационные сверхрешетки, которые могут быть использованы в качестве удобных объектов для моделирования высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) с плавным и хорошо

контролируемым изменением их структурных параметров. Разработана оригинальная методика выращивания монокристалльных пленок и сверхрешеток из халькогенидов свинца на кремниевых подложках с применением буферных слоев из халькогенидов редкоземельных металлов. Определены коэффициенты взаимодействия слоев СР, что позволяет оценить время жизни функциональных элементов на их основе. На основе СР из халькогенидных полупроводников можно создавать ИК-лазеры с широким диапазоном длины волны излучения, величина которой будет определяться толщиной квантовой ямы. Возможность управления упорядочением намагниченностей соседних слоев EuS в СР и их переключение от антиферромагнитного к ферромагнитному при помощи магнитного поля делает данные структуры весьма перспективными для спинтроники (спин-поляризованной электроники), когда можно контролировать не только величину тока носителей заряда, но и их спиновое состояние, что является еще одним шагом на пути создания квантового компьютера.

Личный вклад соискателя. В опубликованных работах [359-422] автор принимал непосредственное участие в формировании направления исследований, постановке задачи, обработке экспериментальных результатов, а также в формулировании выводов. Непосредственно автором были изготовлены все образцы и исследована их структура (электронная микроскопия и рентгеновская дифракция). Совместно с коллегами из других организаций автор принимал участие в измерениях электрических [366-368,382-408], оптических [375-380] и магнитных характеристик [409-422] образцов, в том числе при помощи дифракции нейтронов [413-417,420,422], а также в исследованиях взаимодействия слоев [370-374]. Конкретный вклад соавторов в опубликованных работах приведен в примечании к диссертации.

Апробация результатов диссертации. Основные результаты работы были представлены и доложены на: 13-й всесоюзной конференции по электронной микроскопии, Сумы, 1987 г.; 9-й всесоюзной конференции по физике полупроводников, Кишинев, 1988 г.; 8-й международной конференции по тройным и многокомпонентным соединениям, Кишинев, 1990 г. (8 Int. Conf. On Ternary and

Multinary Compounds, Kishinev, 1990); 7-й международной конференции по узкозонным полупроводникам, Саутгемптон, Англия, 1992 г. (7 Int. Conf. of Narrow-Gap Semiconductors, Southampton, 1992); 8-й международной конференции по узкозонным полупроводникам, Санта-Фе, США, 1995 г. (8 Int. Conf. of Narrow-Gap Semiconductors, Santa-Fe, USA, 1995); 21-й международной конференции по физике низких температур, Прага, Чехия, 1996 г. (21-st Int. Conf. on Low Temperature Physics, Prague, 1996); IV международной конференции «Материаловедение и свойства материалов для инфракрасной электроники», Киев, 1998 г. (IV Int. Conf. “Material Science and Material Properties for Infrared Optoelectronics”, Kyiv, 1998); международном семинаре «Диффузия и диффузионные фазовые превращения в сплавах», Черкассы, 1998 г. (Int. Workshop “Diffusion and diffusional phase transformations in alloys”, Cherkasy, 1998); 18-ой международной конференции по термоэлектричеству, Балтимор, США, 1999 г. (18-th Int. Conf. on Thermoelectrics, Baltimore, USA, 1999); 2-ой международной конференции по физике и применению спиновых явлений в полупроводниках, Вюрцбург, Германия, 2002 г. (2-nd Int. Conf. on Physics and Application of Spin Related Phenomena in Semiconductors, Würzburg, Germany, 2002); 16-й международной конференции по магнетизму, Рим, Италия, 2003 г. (16 Int. Conf. on Magnetism, Rome, Italy, 2003); на международном симпозиуме «Нанопизика и наноэлектроника», Нижний Новгород, Россия, 2005 г..

Публикации. По теме диссертации опубликовано 64 работы. Из них 52 статьи в специализированных научных журналах, 12 тезисов докладов на конференциях.

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, 7-ми разделов, выводов, списка использованных источников (422 источника). Она содержит 313 страниц, включает 11 таблиц, 126 рисунков и 1 примечание.

РАЗДЕЛ 1

ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

1.1. Сверхрешетки - новый класс полупроводниковых структур

Развитие науки и техники в конце XX века привело к созданию нового направления в физике полупроводников и диэлектриков – сверхрешетки. Сверхрешетками (СР) называют кристаллы, у которых кроме периодического потенциала кристаллической решетки имеется дополнительный периодический потенциал для носителей заряда. Период СР превышает постоянную кристаллической решетки, но меньше длины свободного пробега электронов (что необходимо для взаимодействия электронных волн с потенциалом СР). Впервые идея создания СР была выдвинута Л.В.Келдышем в 1962 году [1], который предложил для создания периодического потенциала использовать стоячую ультразвуковую волну. Экспериментальные исследования СР начались с появлением в 1970 году работы Л.Есаки и Р.Тсу [2], которые предложили создавать СР на основе искусственных многослойных структур, получаемых периодическим изменением состава или легирования в процессе роста кристалла. Наличие модулирующего потенциала существенно меняет энергетический спектр, благодаря чему СР обладают рядом уникальных свойств, которые отсутствуют у обычных кристаллов и главные из которых следующие [3-5]:

- существенное изменение в сравнении с исходными полупроводниками энергетического спектра;
- наличие большого числа энергетических зон;
- очень сильная анизотропия (двумерность);
- подавление электронно-дырочной рекомбинации;
- концентрация электронов и дырок в СР является перестраиваемой величиной, а не определяется только легированием;
- широкие возможности перестройки зонной структуры.

Все эти особенности СР позволяют считать их новым типом твердотельных структур. По способу создания периодического потенциала СР делятся на несколько типов. Наиболее распространенными являются композиционные и легированные СР.

Композиционные СР, представляют собой эпитаксиально выращенные чередующиеся слои различных по составу полупроводников с близкими постоянными решетки. Исторически первые СР были получены для системы полупроводников $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$ [6]. Успех в создании этой СР был обусловлен тем, что Al , имеющий такую же валентность и ионный радиус, что и Ga , не вызывает заметных искажений кристаллической структуры исходного материала. В то же время Al способен создать достаточную амплитуду сверхрешеточного потенциала.

По расположению энергетических зон полупроводников композиционные сверхрешетки разделяются на несколько типов. Полупроводниковая СР $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$ относится к СР I типа, у которых минимум зоны проводимости E_{cI} и максимум валентной зоны E_{vI} одного полупроводника по энергии расположены внутри энергетической щели другого (рис. 1.1,а). В СР этого типа возникает периодическая система квантовых ям для носителей тока в первом полупроводнике, которые отделены друг от друга потенциальными барьерами, создаваемыми во втором полупроводнике. Глубина квантовых ям для электронов ΔE_C определяется разностью между минимумами зон проводимости двух полупроводников, а глубина квантовых ям для дырок - разностью между максимумами валентной зоны ΔE_v (рис. 1.1,а).

В композиционных сверхрешетках II типа (рис. 1.1,б) минимум зоны проводимости одного полупроводника расположен в энергетической щели второго, а максимум валентной зоны второго - в энергетической щели первого (композиционные СР II типа со ступенчатым ходом зон [6]).

Энергетическую диаграмму СР этого типа иллюстрирует рис. 1.1,б справа. В этих сверхрешетках модуляция краев зоны проводимости и валентной зоны имеет один и тот же знак. Примером СР с такой энергетической структурой является

система $In_xGa_{1-x}As - GaSb_{1-y}As_y$. К этому же типу относятся и композиционные СР, у которых минимум зоны проводимости одного полупроводника расположен по энергии ниже, чем максимум валентной зоны другого (композиционные СР II типа с неперекрывающимися запрещенными зонами). Примером такой СР может служить система $InAs - GaSb$.

В легированных СР периодический потенциал образован чередованием слоев n - и p -типов одного и того же полупроводника. Эти слои могут быть отделены

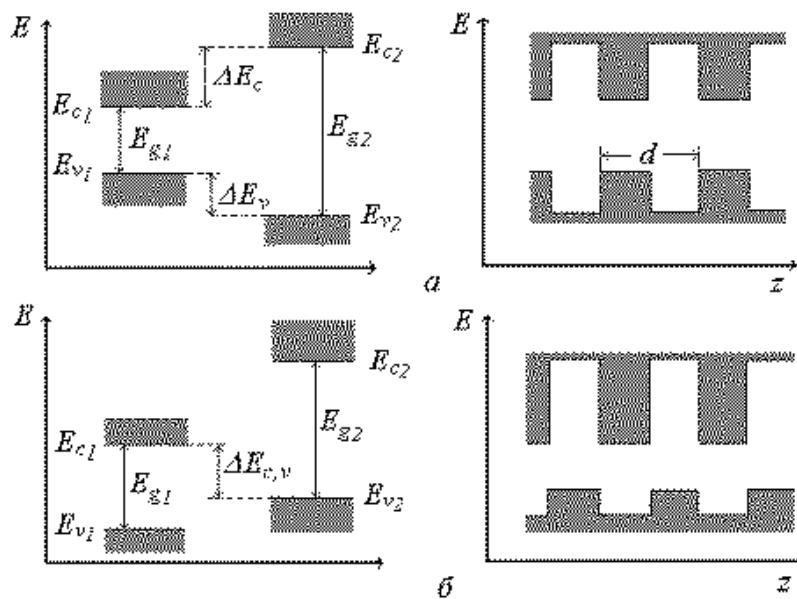


Рис. 1.1. Расположение краев энергетических зон в полупроводниках (слева) и сверхрешетках (справа).

друг от друга нелегированными слоями. Такие полупроводниковые СР называют часто *nipi*-кристаллами. Для создания легированных сверхрешеток чаще всего используют $GaAs$. Схема расположения последовательности слоев в *nipi*-кристаллах приведена на рис. 1.2. Справа на этом же рисунке показана координатная зависимость зонной диаграммы этой сверхрешетки.

Потенциал в легированных СР создается только пространственным распределением заряда. Он обусловлен потенциалом ионизованных примесей в легированных слоях. Все донорные центры в легированных СР являются положительно заряженными, а все акцепторные центры – отрицательно заряженными. Потенциал объемного заряда в легированных сверхрешетках модулирует края зон исходного материала таким образом, что электроны и дырки

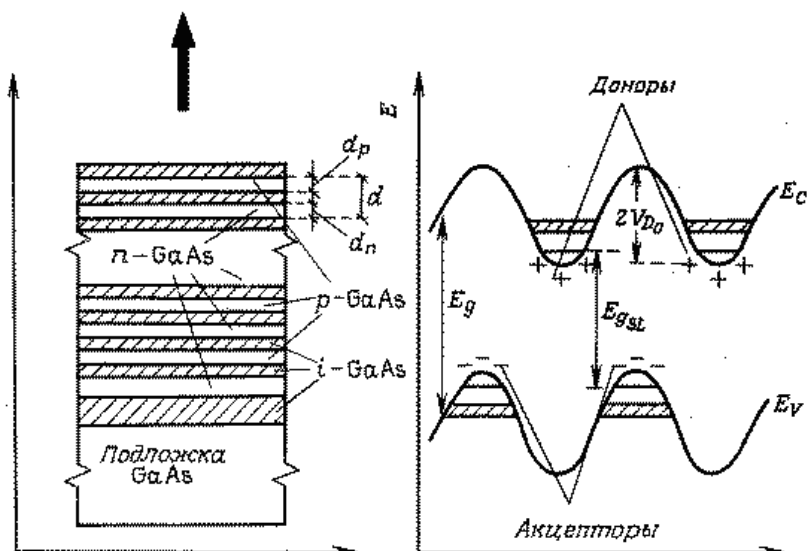


Рисунок 1.2. Расположение слоев (слева) и зонная диаграмма (справа) для легированных *nipi*- СР *GaAs*. Стрелка на левом рисунке показывает направления роста слоев (ось *СР*).

оказываются пространственно разделенными. Соответствующим выбором уровня легирования и толщины слоев это разделение можно сделать практически полным.

Важной особенностью легированных сверхрешеток является то, что экстремумы волновых функций электронов и дырок сдвинуты относительно друг друга на половину периода *СР*. Выбором параметров *СР* это перекрытие можно сделать очень малым, что приводит к исключительно большим рекомбинационным временам жизни носителей тока. Это обстоятельство позволяет легко изменять концентрацию носителей тока в этих сверхрешетках [5].

Эффективная ширина запрещенной зоны легированной *СР* E_{gSL} определяется энергетическим расстоянием между нижней подзоной проводимости и высшей валентной подзоной. Этому параметру можно придавать любое значение от нуля до ширины зоны исходного материала E_g путем соответствующего выбора уровней легирования и толщины слоев.

Кроме композиционных и легированных *СР* возможны и другие типы этих структур, различающиеся способом создания модулирующего потенциала. В спиновых *СР* [5] легирование исходного полупроводникового материала

осуществляется магнитными примесями. Периодический потенциал в таких СР возникает при наложении внешнего магнитного поля. Потенциал СР может создаваться также периодической деформацией образца в поле мощной ультразвуковой волны или стоячей световой волны [1,5].

1.2. Энергетическая структура СР

Физические свойства полупроводниковых сверхрешеток определяются их электронным спектром. Для нахождения электронного спектра необходимо решить уравнение Шредингера для волновой функции электрона в СР $\Psi(\mathbf{r})$ в одноэлектронном приближении, содержащее как потенциал кристаллической решетки $V(\mathbf{r})$, так и потенциал СР $\Delta(z)$ [5]:

$$\nabla^2 \Psi(\mathbf{r}) - \frac{2m_g^*}{\hbar^2} [E - V(\mathbf{r}) - \Delta(z)] \Psi(\mathbf{r}) = 0 \quad (1.1)$$

Здесь z – направление, перпендикулярное слоям СР (ось СР); m_g^* – эффективная масса электрона; E – полная энергия частицы.

Задача решения уравнения (1.1) существенно упрощается, благодаря тому, что период СР значительно превосходит постоянную кристаллической решетки, а амплитуда потенциала СР много меньше потенциала кристаллического поля ($\Delta(z) \ll V(\mathbf{r})$).

Поскольку потенциал СР зависит только от координаты z , совпадающей с осью СР, то энергетический спектр электронов в СР резко анизотропен. На движение электронов в плоскости, перпендикулярной оси СР ее потенциал не будет оказывать заметного влияния. В то же время, движение электронов вдоль оси z будет соответствовать движению в поле с периодом d .

В общем виде дисперсионное соотношение для электрона в СР имеет вид

$$E(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}_\perp^2}{2m_g^*} + E_j(k_z), \quad (1.2)$$

здесь j – номер энергетической минизоны.

Используя результаты расчета зонной структуры твердого тела в модели Кронига-Пенни, можно сделать некоторые качественные выводы. Поскольку потенциал СР периодичен, то энергетический спектр электрона в направлении оси СР имеет зонный характер. Так как период СР d значительно больше постоянной кристаллической решетки a , то получающиеся при этом сверхрешеточные зоны (минизоны) представляют собой более мелкое дробление энергетических зон исходных полупроводников (рис. 1.3). Компонента волнового вектора электрона

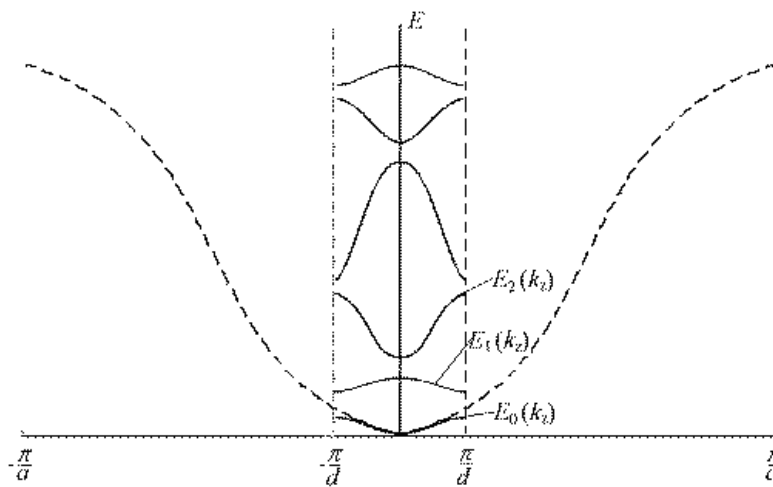


Рис. 1.3. Расщепление энергетической зоны $E(k_z)$ для кристалла с постоянной решетки a на минизоны $E_j(k_z)$, обусловленное потенциалом СР с периодом d .

вдоль оси СР k_z определяется в пределах первой минизоны Бриллюэна $-\pi/d \leq k_z \leq \pi/d$ [5].

Плотность электронных состояний в полупроводниковой СР также существенно отличается от соответствующей величины в трехмерной электронной системе. На рис. 1.4. показана зависимость плотности электронных состояний ρ в СР от энергии E [6]. Интервал энергии содержит три первые минизоны. Ширина каждой из этих минизон обозначена соответственно ΔE_1 , ΔE_2 и ΔE_3 . Для сравнения

на этом же рисунке приведены зависимости $\rho(E) = \frac{m_e^* \sqrt{2m_e^* E}}{\pi^2 \hbar^3}$ для трехмерного

электронного газа (кривая 2) и $\rho(E) = \frac{im_e^*}{\pi\hbar^2}$, (i – целое) для двумерного газа электронов (штриховая ступенчатая линия 3).

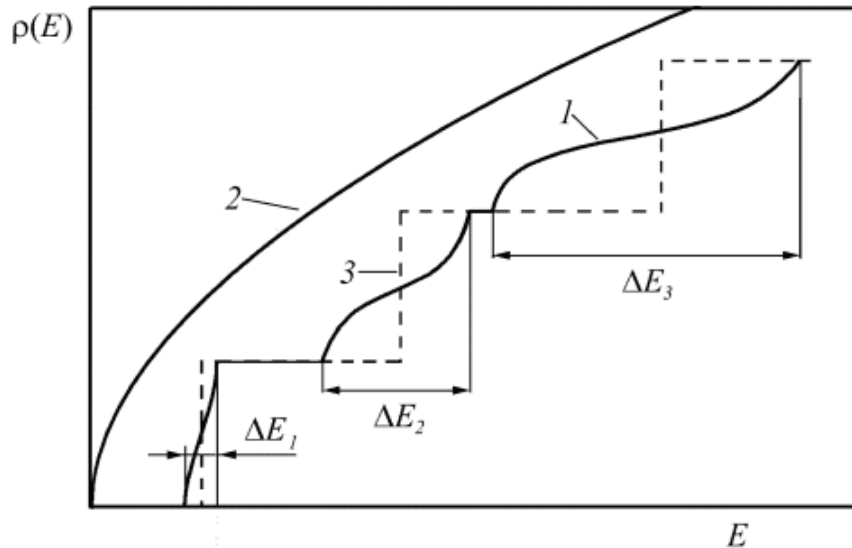


Рис. 1.4. Плотность электронных состояний в СР (1), квантовых ямах (3) и массивном кристалле (2).

Расщепление энергетической зоны полупроводника в направлении оси СР на ряд неперекрывающихся минизон является общим результатом для СР разного типа. Дисперсионный закон для носителей заряда в минизонах, положение и ширина минизоны определяются конкретным типом СР. Например, в композиционных сверхрешетках I типа дисперсия энергетических минизон для зоны проводимости в приближении сильной связи имеет следующий вид [5]:

$$E_{c,j}(k_z) = E_{c,j}(d_1) - \Delta_j(d_2) \cos k_z d, \quad (1.3)$$

где:
$$E_{c,j}(d_1) \approx \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_e^{*(1)} d_1^2} (j+1)^2, \quad j = 0, 1, 2, \quad (1.4)$$

В этих формулах d_1 и d_2 – толщина первого и второго полупроводника соответственно; $m_e^{*(1)}$ – эффективная масса электрона в первом полупроводнике; $\Delta_j(d_2)$ – ширина j -ой минизоны. Соотношение (1.4) представляет собой грубую оценку положения энергетической минизоны для $E_{c,j} \ll \Delta_c$ (Δ_c – потенциал сверхрешетки).

Таким образом, изменяя ширину ямы для электронов d_1 , можно менять положение минизоны, а изменением ширины барьера d_2 – ширину минизоны $\Delta_{c,j}$. Количественные оценки показывают, что для $d_1 \approx 100 \text{ \AA}$ и $d_2 \approx 50 \text{ \AA}$, $E_{c,0} \approx 50 \text{ мэВ}$, $\Delta_{c,0} \approx 10 \text{ мэВ}$.

Аналогичным образом проводят расчет валентных минизон композиционных сверхрешеток.

1.3. Методы создания СР

Технология создания многослойных структур должна обеспечивать высокое качество роста материалов слоев и совершенство границ раздела между ними. Только в этом случае могут быть реализованы потенциальные возможности, заложенные в сверхрешетках. Для получения высококачественных тонких пленок и многослойных структур используют чаще всего механизмы эпитаксиального роста материала пленки на соответствующей монокристаллической подложке. Наиболее распространёнными являются методы вакуумной конденсации, в которых используются различные методы термического испарения материалов: резистивное испарение из тиглей, лодочек, эффузионных ячеек, электронно-лучевое и лазерное испарение. Наиболее совершенным методом вакуумного напыления является метод молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), позволяющий формировать совершенные монокристаллические слои различных материалов в условиях сверхвысокого вакуума с непосредственным (in-situ) контролем состава и структуры слоев [7]. Применяются для создания СР также модернизированные методы жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) и газофазной эпитаксии (ГФЭ), которые широко применяются для выращивания монокристаллов различных материалов. Следует также отметить методы высокочастотного и магнетронного распыления, которые успешно применяются для создания многослойных периодических структур (в основном из аморфных и поликристаллических слоев) рентгеновской оптики. Основными методами создания эпитаксиальных СР являются ЖФЭ, ГФЭ и МЛЭ, которые необходимо рассмотреть более подробно.

1.3.1. Жидкофазная эпитаксия.

Из методов эпитаксиального роста для получения СР может быть использована и жидкофазная эпитаксия [8], которая заключается в кристаллизации из растворов-расплавов чередующихся слоев полупроводников различного состава на специально выбранной подложке. Для получения чередующейся гетероструктуры необходимо поочередно создавать пересыщение расплава то одним, то другим химическим элементом или их композицией. Пересыщение можно вызвать медленным снижением температуры, так как разным температурам даже при одинаковом соотношении компонентов в пересыщенном растворе-расплаве соответствуют разные составы осаждаемых пленок. Используется также механическое перемещение подложки в многокамерных реакторах и ее последовательный контакт с разными расплавами. Для получения СР $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$ использовали вращающееся кольцо (рис.1.5),

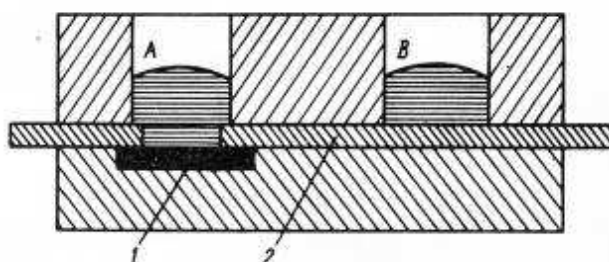


Рис. 1.5. Схема устройства для выращивания СР $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$ методом ЖФЭ. 1 – подложка; 2 – вращающееся колесо; А и В – расплавы, обогащенные галлием и алюминием.

которое переносит небольшой объем расплава В, пересыщенного алюминием, в ячейку с расплавом А, обогащенным галлием. При этом на подложке кристаллизуется тонкая пленка, которая по химическому составу отличается от исходной. Этот метод разработан в исследовательском центре фирмы IBM специально для выращивания СР [9] и получил название метода с изотермическим смешиванием растворов. Разработаны также модифицированные варианты ЖФЭ, в частности электрожидкофазная эпитаксия. Этот способ

заключается в том, что в системе, состоящей из подложки, раствора-расплава и источника примесей, пропускают импульсы постоянного электрического тока такой полярности, чтобы на границе источник - расплав выделялось тепло за счет эффекта Пельтье, а на границе расплав - подложка оно поглощалось. На этих границах происходит, соответственно, увеличение и уменьшение температуры по сравнению с температурой кристаллизации. При этом в области повышенной температуры примесь растворяется в растворе - расплаве, а в области пониженной температуры кристаллизуется твердый раствор, причем концентрация примеси в переходном слое уменьшается. После прекращения подачи импульса тока состав раствора-расплава выравнивается, а кристаллизация прекращается. Этот процесс повторяют несколько раз до получения требуемого числа периодов СР. Преимуществом этого метода является отсутствие механических перемещений в процессе роста СР, а недостаток – выделение в системе джоулева тепла, что вызывает нестабильность температуры в процессе выращивания СР. В результате охлаждения системы после выключения тока эпитаксиальный рост пленки происходит неуправляемо, что ухудшает качество СР. Наилучшие результаты дает жидкофазная эпитаксия для полупроводниковых соединений типа $A^{III}B^V$ и их твердых растворов. Характеризуя методы ЖФЭ в целом, следует отметить, что, несмотря на относительную простоту и дешевизну данного метода, он имеет существенные недостатки для выращивания СР: высокие температуры роста, значительная инертность процессов диффузии в растворе-расплаве не позволяют получать резкие переходы между слоями, а также ограничивают минимальную толщину слоев ~ 10 нм; невозможность одновременного проведения анализа структуры и состава слоев в процессе роста; метод применим для ограниченного состава твердых растворов.

1.3.2. Газофазная эпитаксия.

Методы ГФЭ [7], отличающиеся простотой и воспроизводимостью химических процессов осаждения тонких пленок, достаточно интенсивно

используются для получения пленок полупроводниковых материалов, но могут быть также применимы для производства пленок металлов и диэлектриков. В основе этих методов лежат процессы переноса осаждаемых материалов в виде летучих соединений к поверхности подложки, на которой происходит разложение этих соединений с выделением необходимо продукта. Из методов ГФЭ в производстве промышленного кремния широкое применение получил метод восстановления кремния в атмосфере водорода из его тетрахлорида (SiCl_4):



В этом же реакторе производят легирование эпитаксиальных слоев кремния, используя источники жидких или газообразных веществ, содержащих легирующие примеси. Например, для получения эпитаксиального слоя n-типа используют вещества, содержащие фосфор: PCl_3 , PBr_3 , PH_3 и др. Слой p-типа получают легированием кремния бором из его соединений, например, BBr_3 , B_2H_2 и др.

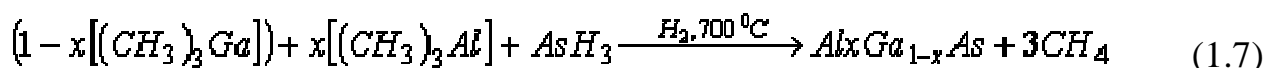
В последнее десятилетие, когда возник интерес к массовому производству приборов с субмикронными слоями (полевых транзисторов, лазеров, фотоприемников, солнечных элементов и др.), из методов ГФЭ наиболее интенсивно развивается метод роста из газовой фазы с использованием металлоорганических соединений (РГФ МОС). Этот метод находит все более широкое применение в технологии полупроводниковых структур, в том числе и полупроводниковых СР [7]. В этом методе рост эпитаксиального слоя осуществляется при термическом разложении (пиролизе) газообразных металлоорганических соединений и последующей химической реакции между возникающими компонентами на нагретой подложке. Термин «металлоорганика» обозначает вещества, содержащие металл-углеродные или металл-кислород-углеродные связи, а также соединения металлов с органическими молекулами. Впервые в 1968 г. методом РГФ МОС были получены пленки арсенида галлия [10].

Химическая реакция, с помощью которой были получены пленки GaAs, может быть записана в виде:



Разложение газовой смеси триметилгаллия $(CH_3)_3Ga$ и гидрида мышьяка (арсина) AsH_3 происходит при температуре $700^\circ C$ в атмосфере водорода H_2 .

С помощью РГФ МОС выращивают большинство полупроводниковых соединений $A^{III}B^V$, $A^{II}B^{VI}$ и $A^{IV}B^{VI}$, а также многие важные тройные и четверные соединения $A^{III}B^V$. Например, соединение $Al_xGa_{1-x}As$ обычно выращивают, используя следующий процесс:



Реакции типа (1.6) и (1.7) проводят в специальных реакторах для РГФ МОС. Подложка, на которой происходит кристаллизация требуемого соединения помещена на графитовом держателе внутри кварцевого реактора. Реакция происходит при атмосферном или при пониженном (приблизительно до 10 Торр) давлении. Температура пиролиза $600 - 800^\circ C$ обеспечивается радиочастотным нагревом с частотой несколько сотен килоггерц. Такая система нагрева создает высокую температуру вблизи поверхности подложки, так как нагревается только графитовый держатель, в то время как стенки реакционной камеры остаются холодными. В этом случае полупроводниковая пленка образуется только на поверхности подложки, а реакция на стенках реактора не наступает.Metalлоорганические соединения доставляются в зону реакции с помощью газа носителя H_2 .

Многослойные, многокомпонентные структуры методом РГФ МОС могут быть выращены в едином ростовом цикле. Для этой цели в реакторах предусмотрена возможность подключения нескольких металлоорганических и гидридных источников. Использование автоматизированного управления процессом роста в методе РГФ МОС позволяет создавать полупроводниковые сверхрешетки с толщиной отдельных слоев до 1,5 нм [7], причем изменение состава на гетеропереходе происходит практически на толщине одного атомного слоя [7,11].

К достоинствам метода РФФ МОС следует отнести возможность создания однородных эпитаксиальных структур большой площади на установках, аналогичных тем, которые используются в производстве промышленного эпитаксиального кремния.

1.3.3. Молекулярно-лучевая эпитаксия.

Молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ) по существу является развитием до совершенства технологии вакуумного напыления тонких пленок [6-7,12]. Ее отличие от классической технологии вакуумного напыления связано с более высоким уровнем контроля технологического процесса. В методе МЛЭ тонкие монокристаллические слои формируются на нагретой монокристаллической подложке за счет реакций между молекулярными или атомными пучками и поверхностью подложки. Высокая температура подложки способствует миграции атомов по поверхности, в результате которой атомы занимают строго определенные положения. Этим определяется ориентированный рост кристалла формируемой пленки на монокристаллической подложке. Успех процесса эпитаксии зависит от соотношения между параметрами решетки пленки и подложки, правильно выбранных соотношений между интенсивностями падающих пучков и температуры подложки.

По сравнению с другими технологиями, используемыми для выращивания тонких пленок и многослойных структур, МЛЭ характеризуется, прежде всего, малой скоростью роста и относительно низкой температурой роста. К достоинствам этого метода следует отнести возможность резкого прерывания и последующего возобновления поступления на поверхность подложки молекулярных пучков различных материалов, что наиболее важно для формирования многослойных структур с резкими границами между слоями. Получению совершенных эпитаксиальных структур способствует и возможность анализа структуры, состава и морфологии растущих слоев в процессе их

формирования методом дифракции отраженных быстрых электронов, электронной оже-спектроскопии и масс-спектроскопии.

Упрощенная схема ростовой камеры МЛЭ показана на рис. 1.6. Испарение

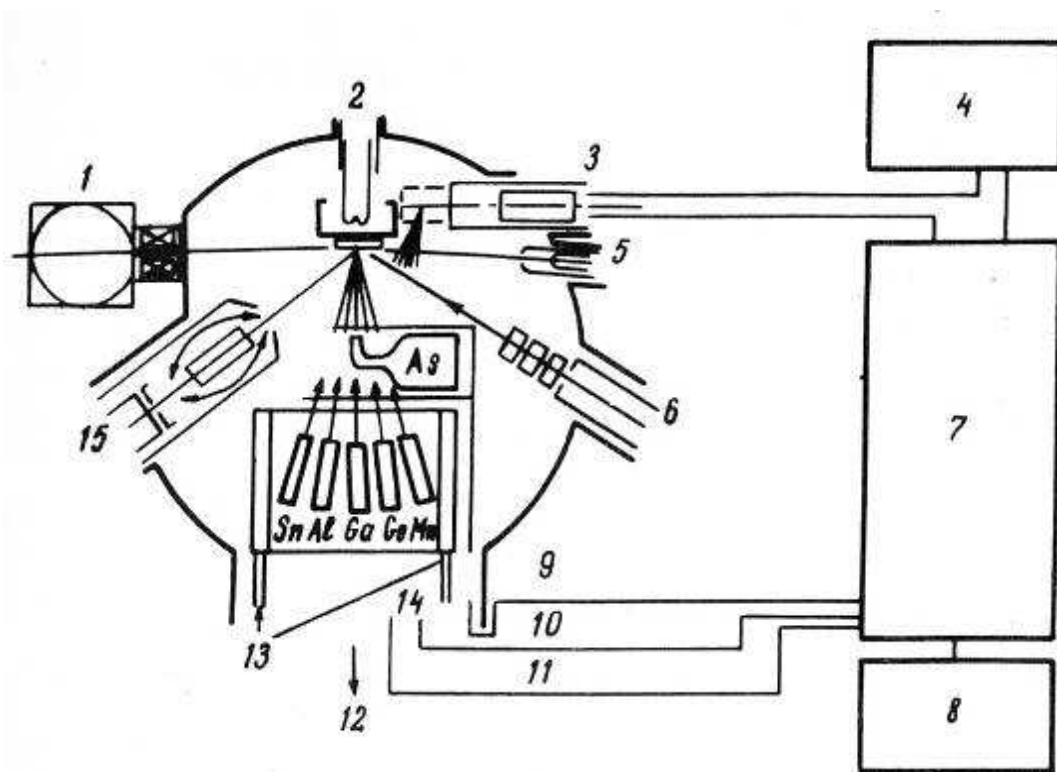


Рис. 1.6. Схема установки МЛЭ. 1 – дифрактометр; 2 – подогреваемый подложкодержатель; 3 – квадрупольный масс-спектрометр; 4, 7, 8 – блоки системы управления; 5 – электронная пушка; 6 – ионная распыляющая пушка; 9 – контроль положения задвижки; 10 – контроль термопар; 11 – контроль нагрева эффузионных ячеек; 12 – высоковакуумная откачка; 13 – подача жидкого азота; 14 – эффузионные ячейки; 15 – электронная пушка и Оже-анализатор.

материалов, осаждаемых в сверхвысоком вакууме на подложку, закрепленную на манипуляторе с нагревательным устройством, осуществляется с помощью эффузионных ячеек (эффузия – медленное истечение газов через малые отверстия). Эффузионная ячейка представляет цилиндрический стакан, выполненный из пиролитического нитрида бора или высокочистого графита. Поверх тигля располагается нагревательная спираль из танталовой проволоки и тепловой экран, изготовленный обычно из танталовой фольги. Эффузионные

ячейки могут работать в области температур до 1400 °С и выдерживать кратковременный нагрев до 1600 °С. Для испарения тугоплавких материалов нагревание испаряемого материала осуществляется электронной бомбардировкой. Испаритель крепится на отдельном фланце, на котором имеются электрические выводы для питания нагревателя и термопары. Как правило, в одной ростовой камере располагается несколько испарителей, в каждом из которых размещены основные компоненты пленок и материалы легирующих примесей.

Ростовые камеры современных технологических комплексов МЛЭ оборудованы, как правило, квадрупольным масс-спектрометром для анализа остаточной атмосферы в камере и контроля элементного состава на всем технологическом процессе. Для контроля структуры и морфологии формируемых эпитаксиальных структур в камере роста располагается также дифрактометр отраженных быстрых электронов. Дифрактометр состоит из электронной пушки, которая формирует хорошо сфокусированный электронный пучок с энергией 10 – 40 кэВ. Электронный луч падает на подложку под очень небольшим углом к ее плоскости, рассеянные электронные волны дают дифракционную картину на люминесцентном экране. Часто в ростовой камере располагаются электронная пушка с энергоанализатором вторичных электронов и ионная пушка для очистки подложек ионным травлением и послойного анализа состава эпитаксиальных структур.

Наиболее важная для технологического процесса область ростовой камеры находится между эффузионными ячейками и подложкой. Эту область можно разделить на три зоны. Зона I – зона генерации молекулярных пучков, в этой зоне молекулярные пучки, формируемые каждой из эффузионных ячеек, не пересекаются и не влияют друг на друга. Во второй зоне молекулярные пучки пересекаются и происходит перемешивание различных компонент. В непосредственной близости от поверхности подложки располагается третья зона – зона кристаллизации. В этой зоне происходит эпитаксиальный рост пленок.

Тенденции развития разработок в направлении создания установок для МЛЭ связаны с все более широким применением встроенного аналитического

оборудования и автоматизацией технологического процесса, что позволяет улучшить воспроизводимость свойств выращиваемых эпитаксиальных структур и создавать сложные многослойные структуры.

1.4. Механизмы роста тонких пленок

Вопросы, связанные с механизмами роста, становятся чрезвычайно важными при создании гетероструктур и многослойных структур, от которых требуется высокая степень однородности состава при толщине менее 10 нм.

Наиболее важные индивидуальные атомные процессы, сопровождающие эпитаксиальный рост, следующие:

- адсорбция составляющих атомов или молекул на поверхности подложки;
- поверхностная миграция атомов и диссоциация адсорбированных молекул;
- присоединение атомов к кристаллической решетке подложки или эпитаксиальным слоям, выращенным ранее;
- термическая десорбция атомов или молекул, не внедренных в кристаллическую решетку.

Конденсация на подложку нового материала из газовой фазы определяется плотностью атомов или молекул, поступающих на подложку (число частиц r , поступающих за единицу времени на единицу площади) [7]:

$$r = \frac{P}{\sqrt{2\pi MkT}}, \quad (1.8)$$

здесь p – давление паров, M – молекулярный вес частиц, k – постоянная Больцмана и T – температура источника. Частица, конденсированная из газовой фазы, может сразу же покинуть поверхность подложки или диффундировать по поверхности. Процесс поверхностной диффузии может привести к адсорбции частицы на поверхности подложки или растущей пленки или к процессу поверхностной агрегации, сопровождающимся образованием на поверхности зародышей новой кристаллической фазы конденсируемого материала. Адсорбция

отдельных атомов, как правило, происходит на ступеньках роста или других дефектах.

На феноменологическом уровне различают (рис.1.7) три основных механизма

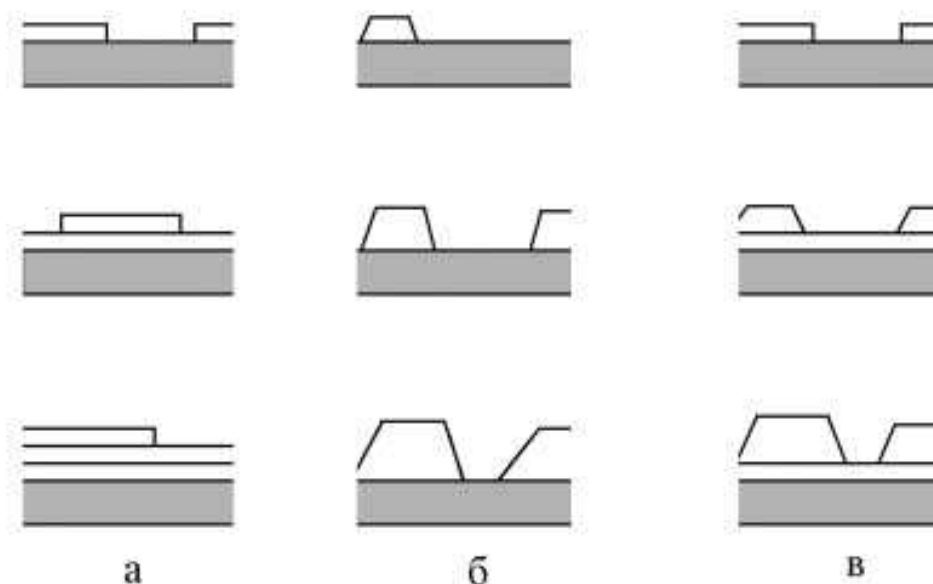


Рис. 1.7. Схематическое изображение механизмов роста тонких пленок: а) послойный механизм Франка-ван дер Мерве; б) островковый механизм Фольмера-Вебера; в) комбинированный механизм Странского-Крастанова.

роста тонких эпитаксиальных пленок [13-16]:

1. Послойный рост (*layer-by-layer growth*). При этом механизме роста каждый последующий слой пленки начинает формироваться только после полного завершения роста предыдущего слоя. Этот механизм роста называют также ростом Франка-ван дер Мерве (*Frank-van der Merve*). Послойный рост имеет место, когда взаимодействие между подложкой и слоем атомов значительно больше, чем между ближайшими атомами в слое. Схематическое представление послойного роста пленки показано на рис. 1.7,а.
2. Островковый рост или рост Вольмера-Вебера (*island growth, Vollmer-Weber*). Этот механизм является полной противоположностью послойному росту. Условием его реализации является преобладание взаимодействия между ближайшими атомами над взаимодействием этих атомов с подложкой. При

островковом механизме роста вещество с самого начала оседает на поверхности в виде многослойных конгломератов атомов.

3. Промежуточным между этими двумя механизмами является рост Странски-Крастанова (Stransky-Krastanov, layer-plus-island grows), при котором первый слой полностью покрывает поверхность подложки, а на нем происходит рост трехмерных островков пленки. К этому механизму могут приводить многие факторы, в частности достаточно большое несоответствие между параметрами кристаллических решеток пленки и подложки.

Очевидно, что наиболее совершенные сплошные тонкие пленки будут получаться при послойном механизме их роста. Поэтому при создании эпитаксиальных СР необходимо создавать условия для послойного роста слоев друг на друге.

1.5. Структурный анализ и свойства сверхрешеток

В работах по исследованию СР значительное место занимают вопросы, связанные с изучением профиля сверхрешеточной структуры и совершенства границ гетеропереходов. Из структурных методов наибольшее распространение получили два: определение глубинного профиля концентраций элементов методом электронной оже-спектроскопии (ЭОС) в сочетании с ионным травлением и дифракция рентгеновских лучей.

Сущность метода ЭОС (разрешающая способность которого составляет до 2 нм) заключается в исследовании интенсивности сигнала Оже-спектров алюминия, галлия, мышьяка при стравливании слоев СР ионами аргона с предварительной калибровкой интенсивности Оже-сигналов для каждого элемента. На рис. 1.8 представлен экспериментальный оже-профиль состава сверхрешеточной структуры [7], состоящей из чередующихся слоев GaAs и $Al_{0,25}Ga_{0,75}As$.

Толщина каждого слоя составляла 5 нм. Точками на рисунке показаны экспериментальные значения величины x в формуле $Al_xGa_{1-x}As$. Эти значения были вычислены из отношения интенсивностей оже-пику Al (1390 эВ) и As

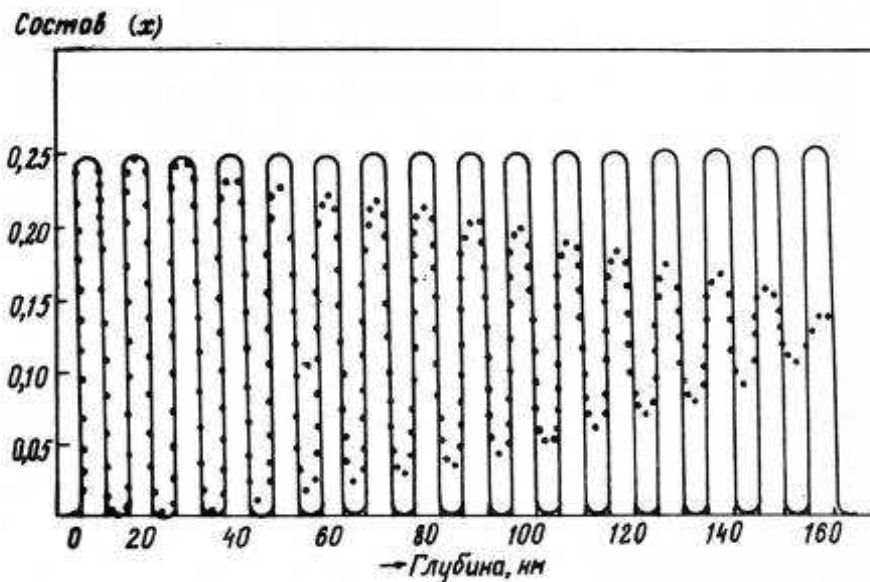


Рис.1.8. Оже-профиль СР GaAs - Al_xGa_{1-x}As с периодом 10 нм. Точками обозначены результаты измерений, сплошной линией – истинный профиль СР.

(1228 эВ). Профиль концентрации Al получен последовательным стравливанием поверхностных слоев сверхрешеточной структуры ионами аргона с энергией 1,5 кэВ. Скорость травления составляла 0,3 – 1 нм/мин. Постепенное уменьшение амплитуды осцилляций величины x по мере травления связано с пространственным различием скоростей травления по площади сфокусированного пучка ионов аргона. Недостатком данного метода является разрушение образца СР в процессе его исследования.

Наиболее эффективным неразрушающим методом контроля структуры СР является дифракция рентгеновских лучей. Различают рентгеновское рассеяние при больших (брэгговских) углах и при малых (возле первичного пучка). На рентгенограммах многослойных структур в области брэгговских отражений вместо рефлексов от слоев, составляющих СР, появляется интерференционная картина, состоящая из центрального (нулевого) пика и боковых рефлексов-сателлитов (рис. 1.9). Расстояние между рефлексами-сателлитами (Δ_{CP}) определяется периодом СР (d) [17]:

$$\Delta_{CP} = \frac{\lambda}{d \cos \Theta}, \quad (1.8)$$

где λ - длина волны рентгеновских лучей; Θ - угол дифракции.

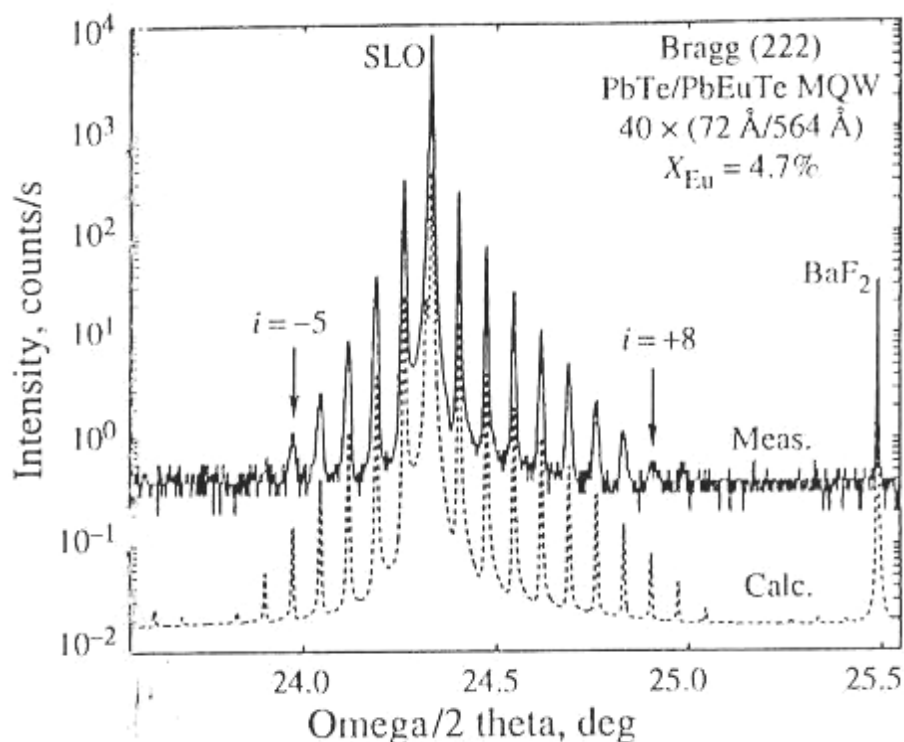


Рис.1.9. Экспериментальная (сплошная) и расчетная (пунктир) кривые дифракции рентгеновских волн для СР PbTe/PbEuTe [19]. SLO – нулевой рефлекс.

При малых углах отражения рентгеновских лучей будет аналогичная картина: вблизи первичного пучка появятся дополнительные рефлексы, обусловленные периодичностью сверхрешетки. Положения этих рефлексов (Θ_m) связаны с периодом СР (d) [18]:

$$2d \sin \Theta_m \sqrt{1 - \frac{2\delta - \delta^2}{\sin^2 \Theta_m}} = m\lambda, \quad (1.9)$$

где δ - величина преломления рентгеновских лучей, которая становится существенной вблизи первичного пучка.

Таким образом, по дифракции рентгеновских лучей можно с высокой точностью (менее 1 Å) определить период СР. Погрешность в определении периода СР будет определяться погрешностью измерения расстояний между сателлитами.

Уникальные физические свойства сверхрешеток определяются особенностями их энергетического спектра. Идея создания СР возникла в результате поиска

новых приборов с отрицательной дифференциальной проводимостью. При наложении внешнего электрического поля по оси сверхрешетки электроны, ускоряясь, будут увеличивать абсолютные значения z-компоненты волнового вектора. Если длина свободного пробега электронов намного больше периода СР, то электроны, не успев рассеяться, достигнут границ сверхрешеточной зоны Бриллюэна в точках $-\pi/d$ и $+\pi/d$, где их эффективная масса отрицательная. В этом случае дрейфовая скорость электронов будет падать с ростом приложенного электрического поля, что соответствует отрицательной проводимости. Впервые отрицательную проводимость было обнаружено в сверхрешетке *GaAs – GaAlAs* [2].

Еще один квантовый эффект наблюдается в СР при условии, что время рассеяния электронов достаточно велико [20]. При наложении к СР внешнего электрического поля E электроны начнут совершать периодическое движение в минизоне, испытывая при этом брэгговское рассеяние на ее обеих границах. Частота осцилляций определяется выражением:

$$v = \frac{eEd}{\hbar} \quad (1.10)$$

Для электрического поля $E = 10^3$ В/см и постоянной решетки $d = 10$ нм $v = 250$ ГГц.

Оптические измерения в СР являются мощным средством изучения энергетического строения минизон, плотности состояний в них, совершенства гетерограниц и других физических характеристик СР [21-23]. Измерения оптического поглощения и люминесценции в СР предоставляют убедительные доказательства квантования энергетических уровней в этих структурах. В оптических спектрах наблюдается ряд узких экситонных пиков, разделенных горизонтальными участками, что свидетельствует о двумерном характере плотности состояний электронов в СР.

Необычные свойства сверхрешеточных структур дают много интересных возможностей для их приборного применения. Большую группу составляют оптоэлектронные приборы, в частности, фотоприемники, светоизлучающие

приборы (инжекционные лазеры и светодиоды), пассивные оптические элементы (волноводы, модуляторы, направленные ответвители и др.) [24-34].

Инжекционные лазеры на гетеропереходах имеют значительные преимущества перед обычными полупроводниковыми лазерами, поскольку инжектированные носители в лазерах на гетеропереходах сосредотачиваются в узкой области. По этой причине состояние инверсной населенности носителей заряда достигается при значительно меньших плотностях тока, чем в лазере на p - n -переходе. Применение вместо одиночных гетеропереходов многослойных сверхрешеточных структур позволяет изготовить лазеры, работающие на нескольких длинах волн.

В качестве примера можно привести многоволновой лазер [35], в структуре которого имеется четыре активных слоя $Al_xGa_{1-x}As$ разного состава ($x = x_1, x_2, x_3, x_4$), благодаря которым лазер одновременно работает на четырех длинах волн $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ и λ_4 . Активные слои отделены друг от друга промежуточными слоями $Al_yGa_{1-y}As$ ($y > x_1, x_2, x_3, x_4$). Для создания p - n -переходов в структуре проводилась локальная диффузия Zn . Поскольку в активных слоях мольные доли Al различны, лазерная генерация от каждого p - n -перехода возникает на разных длинах волн.

Большую группу приборов на полупроводниковых сверхрешетках составляют устройства с отрицательным дифференциальным электросопротивлением [36-37]. На основе полупроводниковых сверхрешеток изготавливают также различные транзисторы. Достаточно большая частота квантовых осцилляций электронов в СР значительно расширяет возможности изготовленных на их основе приборов СВЧ [38-39].

Подводя итог обзору литературы, следует отметить, что сверхрешетки представляют собой новый класс искусственных полупроводниковых структур с управляемым зонным спектром носителей заряда. Целенаправленно изменяя состав и структуру СР, можно прогнозировано изменять их энергетическую зонную структуру и получать уникальные физические свойства, недостижимые для обычных кристаллов и пленок.

Основными требованиями к материалам при создании эпитаксиальных СР являются: 1) послойный рост используемых материалов друг на друге; 2) различие их запрещенных зон; 3) нулевое несоответствие периодов их решеток. Поэтому, одним из актуальных вопросов для создателей сверхрешеток является поиск материалов, удовлетворяющих этим условиям. За последние десятилетия основные усилия исследователей и, естественно, наиболее заметные успехи достигнуты для СР на основе A^3B^5 и A^2B^6 , для которых проблему нулевого несоответствия решают при помощи создания многокомпонентных барьерных слоев. Исследованиям многослойных структур с большим несоответствием решеток сопрягаемых слоев уделяли недостаточно внимания, так как полагали, что несоответствие может приводить к напряжениям, деформациям и дефектам, что создает дополнительные и нежелательные центры рассеяния для носителей заряда. Таким образом, проблема создания и исследования физических свойств СР на основе многослойных пленок с ненулевым несоответствием решеток слоев к моменту постановки задачи данной работы оставалась нерешенной, что сильно ограничивало как набор материалов для изготовления СР, так и диапазон свойств, получаемых на них.

Решение этой проблемы позволит существенно расширить круг сверхрешеточных материалов, а несоответствие кристаллических решеток сопрягаемых слоев открывает новые возможности по созданию СР с однородно- и неоднородно-упругодеформированными слоями, с упорядоченными системами дислокаций и решетками совпадающих узлов на межфазных границах. Это значительно расширяет как число структурных состояний, так и, соответственно, диапазоны вариации физических свойств СР. Кроме того, появляется возможность создания трехмерных модулированных структур – квантовых точек, в которых движение носителей заряда ограничено в трех направлениях. В обычных СР имеется только одномерная модуляция зонной структуры. В настоящее время уйти от этого ограничения пытаются созданием так называемых квантовых нитей и квантовых точек [30,40-41], которые открывают еще более

широкие перспективы как для фундаментальных исследований в области физики полупроводников и диэлектриков, так и для их практического применения.

Поэтому основным направлением данной работы было выбрано исследование особенностей формирования структуры и физических свойств эпитаксиальных СР и наноструктур на основе многослойных пленочных композиций с несоответствием решеток слоев в широких пределах.

РАЗДЕЛ 2

МЕТОДЫ СОЗДАНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ И ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СВЕРХРЕШЕТОК

2.1. Методики изготовления и исследования структуры пленок и СР

Образцы для исследований изготавливались в высоковакуумной установке с безмасляной системой откачки ($P_{\text{ост}} = 10^{-4} - 10^{-7}$ Па) с использованием термического испарения халькогенидов свинца и олова из вольфрамовых лодочек и электронно-лучевого испарения халькогенидов РЗМ (см. рис. 2.1). Многослойные структуры создавались путем попеременного осаждения халькогенидов на свежесколотые подложки (001)KCl и (111)BaF₂ при температуре 523 К. Давление остаточных газов в камере контролировалось при помощи ионизационного и термопарного датчиков. Подложки нагревались излучением вольфрамовых нагревателей, а их температура контролировалась хромель-алюмелевой термопарой. Толщина слоев и скорость конденсации контролировались при помощи откалиброванного кварцевого резонатора, расположенного рядом с подложками. Скорость осаждения соединений составляла 0,1 - 1,0 нм/с. Калибровка резонатора осуществлялась по данным измерений толщины однослойных пленок (интерферометр Линника) и СР (рентгеновская дифрактометрия).

Для электронно-микроскопического исследования пленок на просвет они отделялись от подложек BaF₂ при помощи желатины или растворением подложек KCl в дистиллированной воде. После отделения от подложек образцы вылавливались на объектные сеточки и изучались на электронном микроскопе ЭМВ-100 АК при ускоряющем напряжении 100 кВ. Разрешение микроскопа ~ 1 нм, диапазон использовавшихся увеличений от 10 до 90 тыс. крат. Субструктура пленок изучалась с помощью метода дифракционного контраста с использованием свето- и темнопольной микроскопии. Для определения фазового состава образцов проводились съемки в режимах общей и микродифракции.

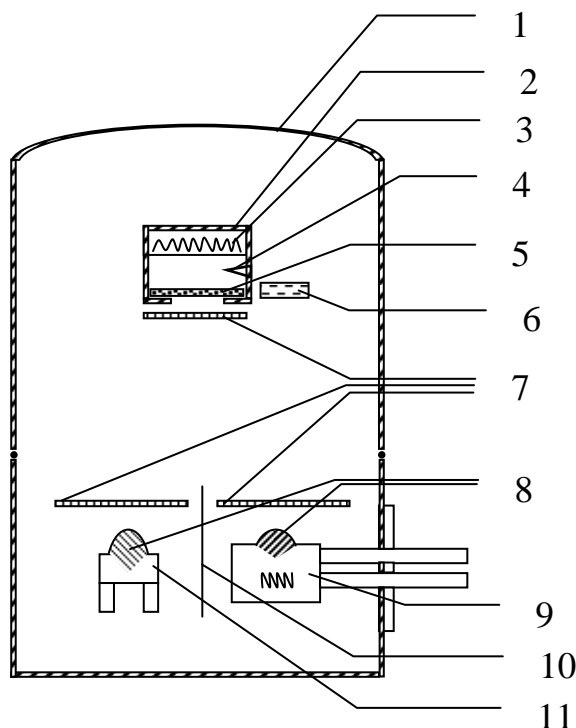


Рис. 2.1. Схема установки для получения тонких пленок и сверхрешеток (СР) EuS-PbS: 1) высоковакуумная камера; 2) подложкодержатель-печь для нагрева подложек; 3) вольфрамовый нагреватель; 4) термопара; 5) подложка; 6) кварцевый резонатор; 7) заслонки; 8) испаряемые вещества; 9) электронная пушка; 10) перегородка; 11) вольфрамовая лодочка.

Рентгеновские съемки для определения фазового состава образцов, толщины однослойных пленок, величины периода и толщин слоев СР проводились на отражение, используя схему двойного кристалл-спектрометра в $\text{Cu-K}\alpha_1$ ($\lambda = 0,154051$ нм) излучении при $\Theta - 2\Theta$ сканировании (рис. 2.2). При съемках использовалось отражение (400) от кремниевого кристалла-монокроматора. Запись интенсивности дифрагированного пучка велась автоматически с применением ЭВМ. Для данных съемок использовались горизонтальные щели 0,5 мм и 0,25 мм и вертикальная щель 2 мм.

2.2. Методика диффузионных отжигов

Серия диффузионных отжигов СР, выращенных на подложках КСl, была проведена в вакууме (10^{-3} Па) при температурах 543 - 733 К. Чтобы избавиться от рефлексов подложки при рентгеновской съемке и возможного диффузионного взаимодействия с ней, сверхрешетки отделялись от КСl растворением его в дистиллированной воде и вылавливались на аморфные кварцевые пластины.

Для отжигов использовалась специальная камера, позволяющая создавать однородное температурное поле вокруг образцов. Кассета с образцами помещалась в данную камеру, где нагрев осуществлялся с помощью двух галогенных ламп мощностью 500 Вт каждая. Температура контролировалась при помощи хромель-алюмелевой термопары, находящейся рядом с образцом. Нагрев образцов до температур отжига занимал 10 минут, а остывание около получаса. Длительность отжигов варьировалась в зависимости от температур отжига от 15 минут до 80 часов.

После каждого отжига производились рентгеновские съемки образцов.

2.3. Методика исследования фотолюминесценции

Спектры фотолюминесценции (ФЛ) были получены при помощи установки, схема которой показана на рис. 2.2. В качестве источника излучения для возбуждения ФЛ использовался импульсный YAG:Nd лазер ЛТИ-502 с длиной волны 1.06 мкм. Длительность импульса (на уровне 0.5 от максимума) составляла 95 нс с мощностью в импульсе до 6 кВт. Излучение лазера через фильтры, диафрагму и зеркала попадало на образец в криостате с окном из ВаF₂. Излучение ФЛ фокусировалось зеркалами на входную щель монохроматора ИКС-12 с призмой из NaCl, а из его выходной щели на фотоприемник (фоторезистор на основе сплава Cd_{1-x}Hg_xTe). Сигнал с фотоприемника записывался на компьютер. Использовались два типа криостатов с охлаждением образцов до жидкого азота (77 К) и гелия (5 К).

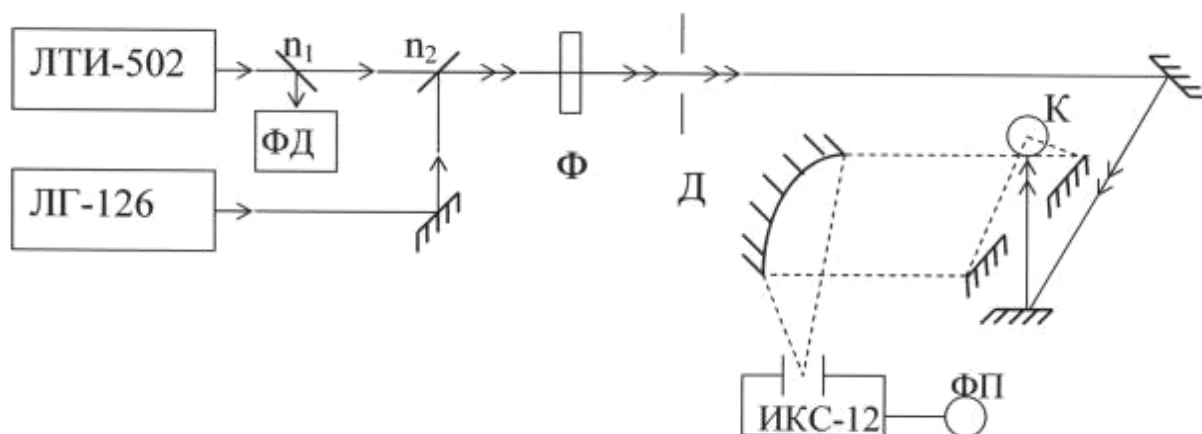


Рис. 2.2. Схема установки для ФЛ исследований с рабочим лазером ЛТИ-502 и установочным ЛГ-126. ФД - фотодиод для контроля излучения. n_1 и n_2 - полупрозрачные зеркала; Ф - фильтр; Д - диафрагма; К - криостат с образцом; ФП - фотоприемник; ИКС-12 - спектрометр.

2.4. Методики низкотемпературных транспортных измерений

Для проведения продольных транспортных измерений использовались образцы в форме двойного холловского креста с шириной измеряемой части образца – 1 мм и длиной – 5 мм или 10 мм. Все транспортные измерения (измерение проводимости, коэффициента Холла, поперечного и продольного магнитосопротивления) проводились по стандартной четырехзондовой методике на постоянном токе и в постоянном магнитном поле H . Направление тока (I) было параллельно слоям СР (планарная геометрия) при соблюдении условия $I \perp H$. Результаты измерений холловских напряжений и магнитосопротивления усреднялись по различным направлениям тока и магнитного поля. При измерениях использовались разные типы контактов к образцам: паянные и на серебряной пасте. Было обнаружено, что наиболее надежные и низкоомные контакты получались за счет подпайки индиевым припоем. Контакты из серебряной пасты имели сопротивление порядка нескольких Ом. Все измерения проводились при токах, соответ-

ствующих омическим участкам вольт-амперных характеристик (ВАХ) образцов, что специально контролировалось. Низкотемпературные измерения проводились в металлических гелиевых криостатах. Интервал 1,5 К - 4,2 К перекрывался с помощью откачки паров жидкого гелия форвакуумным насосом. Область 4,2 К - 300 К обеспечивалась однородным нагревом образцов в специальном вакуумном стакане. Температура контролировалась и измерялась полупроводниковыми датчиками. Стабилизация температуры осуществлялась с помощью специальной электронной схемы с обратной связью, обеспечивающей поддержание температуры с точностью не менее 0,05 К в интервале 4,2 К - 300 К. Стабилизация температуры в интервале 1,5 К - 4,2 К осуществлялась через моностат с точностью не менее 0,005 К. Измерения выполнялись в магнитных полях высокой однородности ($\sim 10^{-5}$) до 16 кЭ в электромагните СП-78 и в сверхпроводящем соленоиде до 60 кЭ (однородность поля $\sim 10^{-3}$). Переход от продольной к поперечной ориентации производился вращением электромагнита СП-78 вокруг криостата на 180° . Параллельная ориентация образца по отношению к направлению внешнего магнитного поля устанавливалась по минимуму сопротивления образца в магнитном поле. Благодаря сильной угловой зависимости сопротивления вблизи параллельной ориентации точность выставления параллельного магнитного поля $H_{c2}^{\parallel}(0,1^\circ)$ давала относительную ошибку при определении H_{c2} не более 0,1%. Параллельная ориентация выставлялась при низких температурах ($T_c \sim 1,6$ К), где значения $dH_{c2}/d\Theta|_{\Theta=0}$ наиболее высокие. Величина магнитного поля измерялась прецизионными холловскими преобразователями либо микроминиатюрными тонкопленочными датчиками Холла. Измерялись следующие сверхпроводящие характеристики СР: переходы из нормального состояния в сверхпроводящее в отсутствие магнитного поля $R(T)$, переходы в магнитном поле различной ориентации $R(H)$, вольт-амперные характеристики, микроконтактные характеристики. Из этих измерений определялись основные параметры исследуемых образцов: R_n , T_c , H_{c2}^{\parallel} , H_{c2}^{\perp} , $H_{c2}(\Theta)$, $I_c(T,H)$, H_{c1} , температурные и полевые зависимости

сверхпроводящей энергетической щели $\Delta(T, H)$, спектры квазичастичных возбуждений. Критические параметры T_c и H_{c2} определялись по тем точкам кривых $R(T)$ и $R(H)$, где сопротивление образца достигало половины остаточного сопротивления R_n (R_n - сопротивление в нормальном состоянии). Ток задавался высокоомным источником тока (внутреннее сопротивление $\sim 10^5$ Ом), что позволило фиксированно изменять значение тока от 10^{-2} до 10^{-6} А. Фиксация результатов измерений осуществлялась с помощью цифровых вольтметров: Щ68003, Ф283, Щ302 и др. (класс точности не хуже 0,02). Критический ток I_c определялся из ВАХ по тем точкам, в которых напряжение достигало фиксированного значения 10 мкВ. Характер зависимости $I_c(T, H)$, когда значение I_c определялось по критерию 1 мкВ, качественно не изменяется. При уровне напряжения ~ 1 мкВ максимальная величина рассеиваемой мощности составляет 4×10^{-6} Вт/см², что соответствует перегреву пленки, находящейся в гелиевой ванне, $\sim 0,001$ К. Такое повышение температуры образца не может повлиять заметным образом на наблюдаемую величину I_c , поскольку стабильность в гелиевой ванне $\sim 0,005$ К.

Измерение характеристик микроконтактов (МК) производилось в промежуточном криостате с капилляром, конструкция которого описана в [42]. Капилляр служит для дросселирования потока гелия во внутрь криостата. Регулирование температуры в интервале 1,5 К - 10 К осуществлялось при помощи изменения скорости откачки гелия механическим насосом 2-НВР-5Д и использованием нагревателя и стабилизировалось с точностью 0.05 К в течении времени, достаточного для записи микроконтактного спектра. Преимуществом небольшого откачиваемого объема гелия является малая тепловая инерционность - минимальная температура ($T \sim 1,6$ К) достигается через 5-7 минут после начала откачки. При температурных измерениях использование такой конструкции криостата позволяет достигать требуемой температуры измерений гораздо быстрее, чем в стандартных криостатах. Это очень важно, учитывая сравнительно малое время жизни МК вследствие его чув-

ствительности к различным наводкам и позволяет записать максимальное количество информации на данном микроконтакте. Для проведения измерений в магнитном поле использовался сверхпроводящий соленоид с максимально достижимым полем 60 кЭ. Измерялись ВАХ и их первые и вторые производные прижимных микроконтактов Cu-CP перпендикулярно к слоям. Медный электрод представлял собой трехгранную пирамиду, вырезанную из монокристалла на электроэрозионном станке. Радиус закругления вершины призмы составлял 3-5 мкм. При создании микроконтакта пирамида вершиной прижималась с определенным усилием к плоской поверхности CP, а затем сдвигалась параллельно поверхности.

Для проведения поперечных транспортных измерений использовались образцы на подложках из монокристаллов (001)PbS и PbTe. Все образцы имели толстый верхний слой PbS и проводящий слой LaB_6 или Au для подсоединения контактных проводов, которые присоединялись либо при помощи серебряной или углеродной пасты, либо при помощи In-пайки. В качестве нижнего контакта использовались подложки, металлизированные золотом. Уменьшение поперечного сечения образцов осуществлялось либо при помощи скалывания до размеров 200 - 500 мкм (для подложек PbS), либо созданием мезоструктур химическим травлением при помощи фото- или электронно-лучевой литографии до размеров 10 - 100 мкм. Для электрических измерений применяли стандартный (псевдо-четырёхзондовый) метод измерения постоянного тока и дифференциальной проводимости как функции приложенного напряжения при температурах $T = 4.2 \text{ K} - 230 \text{ K}$. Температурную зависимость сопротивления измеряли при низком ($< 100 \text{ мВ}$) напряжении без внешнего магнитного поля.

2.5. Методики исследования магнитных свойств образцов

Для измерений намагниченности $M(T)$ как функции температуры в температурном интервале 2 - 30 К использовался криогенный сверхпроводящий квантовый интерференционный магнитометр (SQUID) с чувствительностью 10^{-7} элек-

ромагнитной единицы. Обеспечивая магнитное поле вплоть до $B = 6$ Тл, этот прибор был не в состоянии получить действительно нулевое магнитное поле в сверхпроводящей катушке. Для обеспечения контроля остаточного магнитного поля измерения выполнялись при фиксированном поле $B = 1$ мТл. Для исследования температурной зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$ использовался Lake Shore магнитометр. Измерения выполнялись в диапазоне температур 7 - 30 К и в поле $B = 10$ мкТл, изменяющемся с частотой $f = 995$ Гц. Во всех выше упомянутых экспериментах магнитное поле прикладывалось в плоскости структуры СР, а коррекция для размагничивающего поля не применялась. В дополнение к измерениям намагниченности и магнитной восприимчивости были проведены исследования ферромагнитного резонанса (FMR) с использованием Брюкеровского спектрометра ($f = 9.45$ ГГц), оборудованного низкотемпературным криостатом фирмы Оксфорд-прибор (Oxford Instruments). Поскольку данный прибор обеспечивает диапазон исследуемых температур от 4 до 300 К и магнитные поля до $B = 2$ Т, то он превосходно удовлетворяет требованиям для FMR исследований слоев EuS ($T_C^{\text{Bulk}} = 16.6$ К, максимальное размагничивающее поле около 1.5 Т).

Для исследования ферромагнитного фазового перехода температурная зависимость намагниченности $M(T)$ измерялась в слабом поле ($B = 1$ мТл). Критическая температура T_C определялась как температура, соответствующая точке перегиба на температурной зависимости намагниченности $M(T)$. Применение различных методов для определения температуры Кюри (построение касательных, феноменологическая зависимость $M(T) \sim (T_C - T)^{1/2}$) дает такой же результат с точностью до десятых кельвина, что почти на порядок меньше величины изменений T_C , представленных в этой работе.

2.6. Дифракция нейтронов

Эксперименты по дифракции нейтронов проводились в центре нейтронных исследований Национального института стандартов и технологий США (National

Institute of Standards and Technology, Center for Neutron research, Gaithersburg, MD 20899, USA). Использовался вертикальный рефлектометр NG-1, обеспечивающий первичный пучок как поляризованных, так и неполяризованных нейтронов с длиной волны $\lambda = 0.475$ нм. Съёмки малоугловой дифракции по схеме $\Theta - 2\Theta$ сканирования проводились для образцов при температурах 4 - 40 К (использовался гелиевый криостат) и в магнитных полях от 0 до 1 Тл (магнитное поле лежало в плоскости слоев СР). Время экспозиции каждой точки рефлектограммы составляло от 4 до 10 минут.

Следует обратить внимание на особенности дифракции нейтронов на многослойных магнитных периодических структурах. Наличие магнитного момента делает нейтроны очень чувствительными к магнитной структуре образцов. Различают два типа дифракции нейтронов: нейтронная дифрактометрия (дифракция вблизи брэгговских отражений) и нейтронная рефлектометрия (дифракция вблизи первичного пучка) [43-46]. Рассмотрим особенности нейтронной рефлектометрии, которая использовалась в данной работе. Поскольку коэффициент преломления (n) нейтронов для большинства материалов немного меньше единицы, то при их падении на плоскую поверхность под некоторым углом θ , меньшим критического угла $\theta_c = \sqrt{2(1-n)}$, будет происходить их полное внешнее отражение, как для рентгеновских волн. При углах падения $> \theta_c$ интенсивность отраженных нейтронов $R(\theta)$ быстро убывает. Коэффициент преломления нейтронов для ферромагнитных материалов определяется выражением:

$$n = \sqrt{1 - \left(\frac{\rho \lambda^2}{\pi} \pm \mu_n \frac{M}{E} \right)}, \quad (2.1)$$

где: μ_n - магнитный момент нейтронов; E - их энергия; λ - их длина волны; $\rho = N\langle b \rangle$ - длина когерентного рассеивания нейтронов для ядра атома; N - число атомов на единицу объема; $\langle b \rangle$ - средняя длина когерентного рассеивания нейтронов для данного материала; M - намагниченность; знак \pm зависит от направления спина нейтрона противоположно или параллельно намагниченности.

Предположим, что СР состоит из чередующихся слоев ферромагнитного и немагнитного материалов. Тогда при температурах $T > T_c$ показатели преломления всех слоев будут чисто структурными (ядерными), без магнитной добавки. При разной длине когерентного рассеивания слоев ($\rho_1 \neq \rho_2$) будут разными и коэффициенты их преломления ($n_1 \neq n_2$) и нейтроны будут отражаться от границ раздела. Интерференция отраженных нейтронов создаст дополнительные максимумы на кривой $R(\theta)$ в соответствии с уравнением Брэгга ($k\lambda = 2D\sin\theta$, где D - период СР).

При температурах $T < T_c$ спектр отражения нейтронов изменится в зависимости от корреляции намагниченностей соседних магнитных слоев. При использовании неполяризованных нейтронов когерентность между структурным (ядерным) и магнитным рассеиванием отсутствует и поэтому магнитное рассеивание можно рассматривать как возникающее от независимой "магнитной" СР. При ферромагнитном (FM) упорядочении соседних магнитных слоев (когда их намагниченности направлены в одном направлении) "магнитная" и структурная периодичность СР одинакова. В этом случае на месте структурных брэгговских максимумов будет появляться дополнительная "магнитная" составляющая интенсивности (рис. 2.3,а). При антиферромагнитном (AFM) упорядочении соседних магнитных слоев (когда их намагниченности направлены в противоположном направлении) период "магнитной" СР эффективно удваивается, что приводит к появлению дополнительных "магнитных" пиков между структурными (рис.2.3,б). Таким образом, рефлектометрия неполяризованных нейтронов позволяет однозначно определять FM и AFM упорядочения магнитных слоев СР.

В случае поляризованных нейтронов наблюдается взаимодействие структурных (ядерных) и "магнитных" отраженных волн, и отражение должно рассматриваться с учетом обобщенного индекса преломления (2.1). Если намагниченности (\mathbf{M}) всех слоев направлены в одном направлении и параллельны направлению поляризации (σ), то, в соответствии с уравнением (2.1), контраст показателей преломления между магнитными и немагнитными слоями ($n_1 - n_2$) увеличится (по сравнению с ситуацией при $T > T_c$). Для противоположного направления поляри-

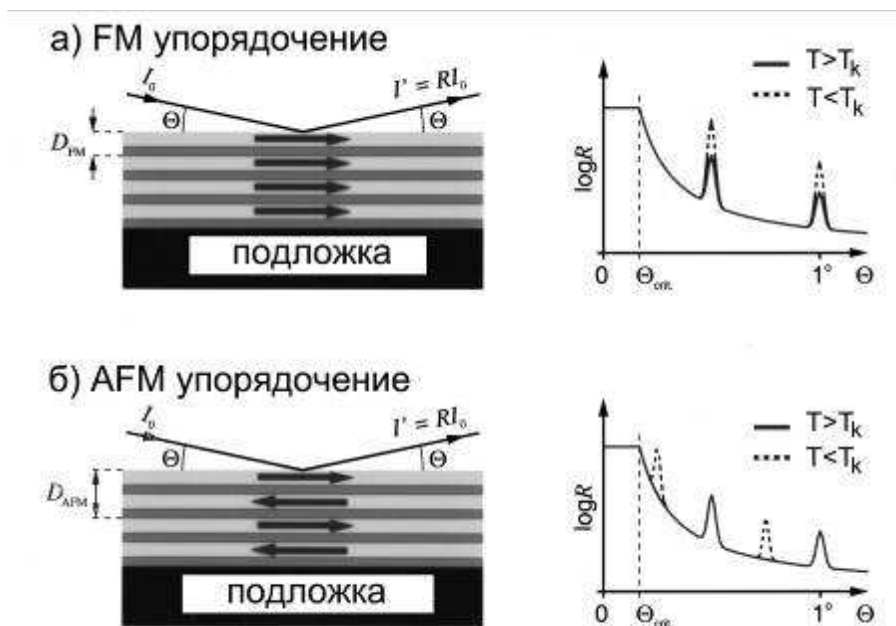


Рис. 2.3. Модели CP (слева) и спектры отражения нейтронов (справа) для FM упорядочения (а) и AFM упорядочения (б) магнитных слоев.

зации контраст, наоборот, уменьшится. Поэтому интенсивность пиков отражения поляризованных нейтронов при $T < T_k$ для одной поляризации увеличится, а для другой уменьшится.

Если поляризация нейтронов параллельна намагниченности \mathbf{M} , происходит рассеивание нейтронов без переворота их спинов (NSF-рассеивание). При $\mathbf{M} \perp \boldsymbol{\sigma}$ происходит рассеивание нейтронов с переворотом их спинов (SF-рассеивание). SF- чисто магнитное рассеивание, т.е. его нет при $T > T_k$. NSF и SF процессы фиксируются при помощи анализатора отраженных нейтронов. При стандартной рефлектометрии поляризованных нейтронов фиксируются спектры $R(\theta)$ для всех четырех комбинаций положений поляризатора и анализатора "вверх" и "вниз". Общепринятое описание этих состояний обозначается знаками "+" и "-", например (+-) означает поляризатор вверх, анализатор вниз. Таким образом, рефлектометрия поляризованных нейтронов позволяет определять направление намагниченности слоев.

РАЗДЕЛ 3

ЭПИТАКСИАЛЬНЫЙ РОСТ И СТРУКТУРА ПЛЕНОК И СВЕХРЕШЕТОК
ИЗ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ [359-368]

Основной проблемой, решаемой в данной работе, является создание эпитаксиальных СР на основе многослойных пленочных композиций с несоответствием решеток слоев в широких пределах с управляемой структурой и физическими свойствами. Решение этой проблемы позволит существенно расширить круг сверхрешеточных материалов, а несоответствие кристаллических решеток сопрягаемых слоев открывает новые возможности по созданию СР с однородно- и неоднородно-упругодеформированными слоями, с упорядоченными системами дислокаций и решетками совпадающих узлов на межфазных границах. Это значительно расширяет как число структурных состояний, так и, соответственно, диапазоны вариации физических свойств СР.

В качестве материалов исследования были выбраны монокхалькогениды свинца, олова, европия и иттербия (табл. 3.1), которые: во-первых, на момент

Таблица 3.1

Период решетки (a), коэффициент термического расширения (α), ширина запрещенной зоны (E_g), температура плавления (T_m), температура Кюри (T_K) и температура Нееля (T_N) материалов.

Материалы	a , нм	$\alpha_{(300K)} \times 10^{-6}$, град $^{-1}$	$E_g(300K)$, эВ	T_m , °С	T_K , К (T_N), К
PbS	0.5936	20.3	0.41	1113	
PbSe	0.6126	19.4	0.29	1080	
PbTe	0.645	19.8	0.32	923	
SnTe	0.633	20.8	0.18	806	
YbS	0.5658	16	1.7	2230	
YbSe	0.5879	17	2.0	2210	
YbTe	0.6366	18	1.9	1930	
EuS	0.5965	16.2	1.65	2560	16.5
EuSe	0.6188	18.6	1.8	2213	2.8 (4.6)
EuTe	0.6585	18	2.0	1983	(9)
KCl	0.6291	37	>8	772	
BaF ₂	0.6196	18.4	>9	1290	
Si	0.5428	2.4	1.21	1423	

постановки задачи являлись наименее исследованными сверхрешеточными материалами, во-вторых, дают большой набор халькогенидных соединений с изоморфными кристаллическими решетками, но различными периодами, концентрациями и энергетическими спектрами носителей заряда. Это дает возможность создания многослойных композиций с несоответствием решеток слоев в широких пределах (от 0,5 % до 13 %) и комбинацией слоев из узкозонных, широкозонных, ферромагнитных, диамагнитных материалов, что создает хорошие перспективы для поиска новых явлений и эффектов в таких структурах. Для решения поставленной задачи была разработана и создана оригинальная вакуумная установка с безмасляной системой откачки (остаточное давление $P_{\text{ост.}} \sim 10^{-5} - 10^{-7}$ Па), резистивным испарением халькогенидов свинца и олова из вольфрамовых лодочек и электронно-лучевым испарением халькогенидов редкоземельных металлов (РЗМ). Толщина слоев и скорость конденсации контролировалась при помощи откалиброванного кварцевого резонатора, расположенного возле подложек. Подложки нагревались резистивным способом, а их температура контролировалась хромель-алюмелевыми термопарами. Многослойные структуры создавались путем поочередной конденсации халькогенидов с использованием системы заслонок.

Как видно из литературного обзора (раздел 1), для получения уникальных свойств СР необходимо реализовать послойный рост используемых материалов друг на друге в виде монокристалльных слоев достаточно хорошего качества. Необходимо также подобрать подложки для получения на них монокристалльных пленок выбранных материалов с необходимым совершенством кристаллической структуры. Поэтому, прежде всего, необходимо исследовать особенности эпитаксиального роста данных материалов на различных подложках.

3.1. Эпитаксиальный рост халькогенидов иттербия на различных подложках

Известно [47-56], что наилучшими подложками для халькогенидов свинца и олова являются монокристаллы KCl и BaF_2 , на которых данные материалы растут

в виде монокристаллических пленок в ориентации (001) и (111), соответственно. Учитывая, что халькогениды иттербия и свинца имеют одинаковый ионно-ковалентный тип межатомной связи и одинаковый тип кристаллической решетки (NaCl), для исследования возможности получения их монокристаллических пленок были взяты такие же подложки (KCl и BaF₂). Была изготовлена серия однослойных пленок халькогенидов иттербия на указанных подложках при различных температурах (300 - 650 К), скоростях конденсации (0.1 - 10 нм/сек) и степени вакуума ($P = 10^{-4} - 10^{-7}$ Па). Структурные исследования (Рис. 3.1 - 3.5) при помощи

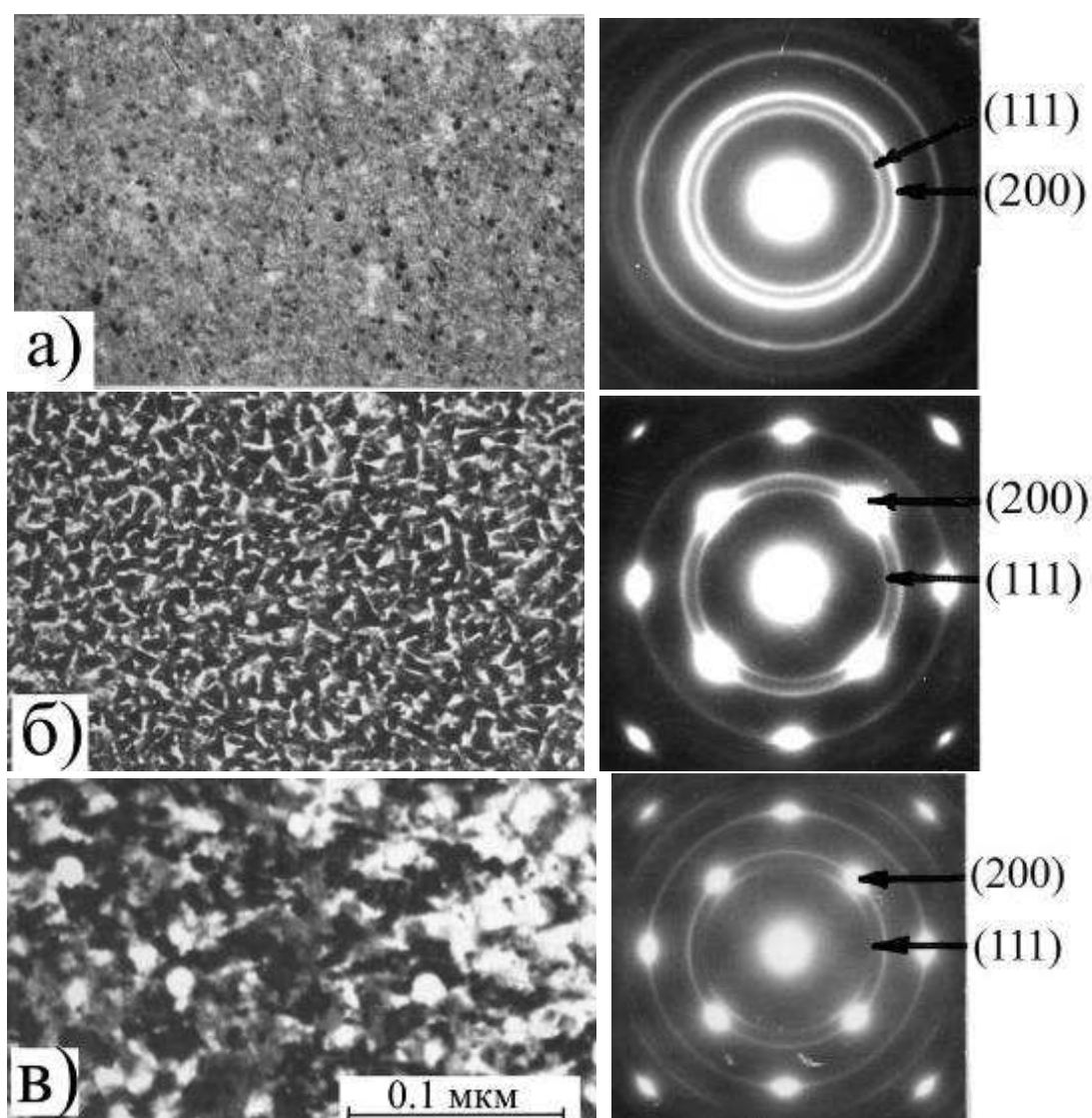


Рис. 3.1. Электронно-микроскопические изображения (слева) и электронограммы (справа) пленок YbS/(001)KCl, полученные при $T_{\text{п}} = 323$ К (а), 473 К (б) и 623 К (в).

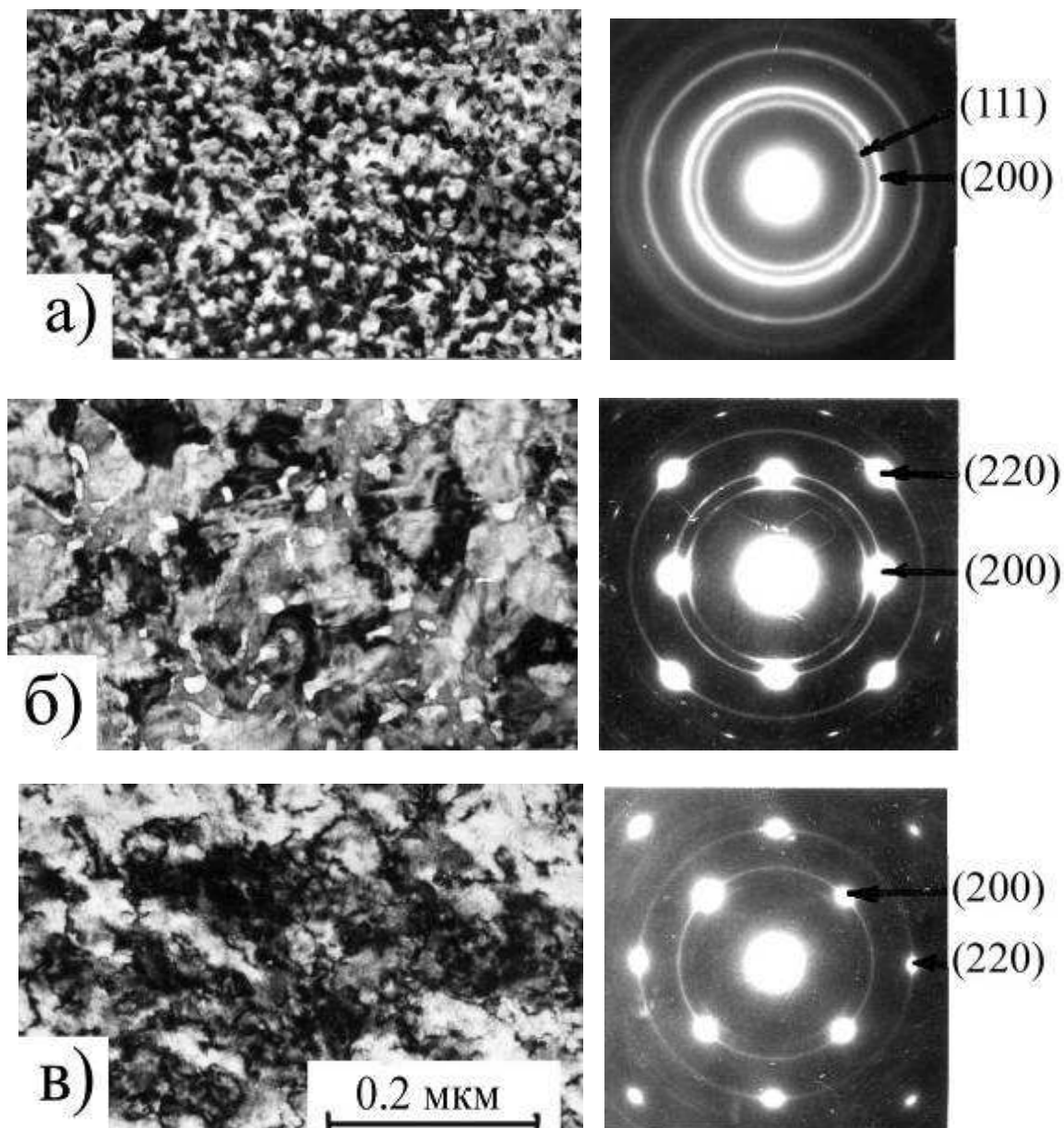


Рис. 3.2. Электронно-микроскопические изображения (слева) и электронограммы (справа) пленок $\text{YbSe}/(001)\text{KCl}$, полученные при $T_{\text{п}} = 323 \text{ K}$ (а), 473 K (б) и 623 K (в).

электронной микроскопии и рентгеновской дифракции показали, что халькогениды иттербия на подложках KCl и BaF_2 растут по островковому механизму Фольмера-Вебера, в результате чего формируются поликристаллические, в лучшем случае текстурированные пленки.

При низких температурах конденсации ($T_{\text{п}} < 400 - 450 \text{ K}$) формируются мелкодисперсные поликристаллические пленки. С увеличением температуры

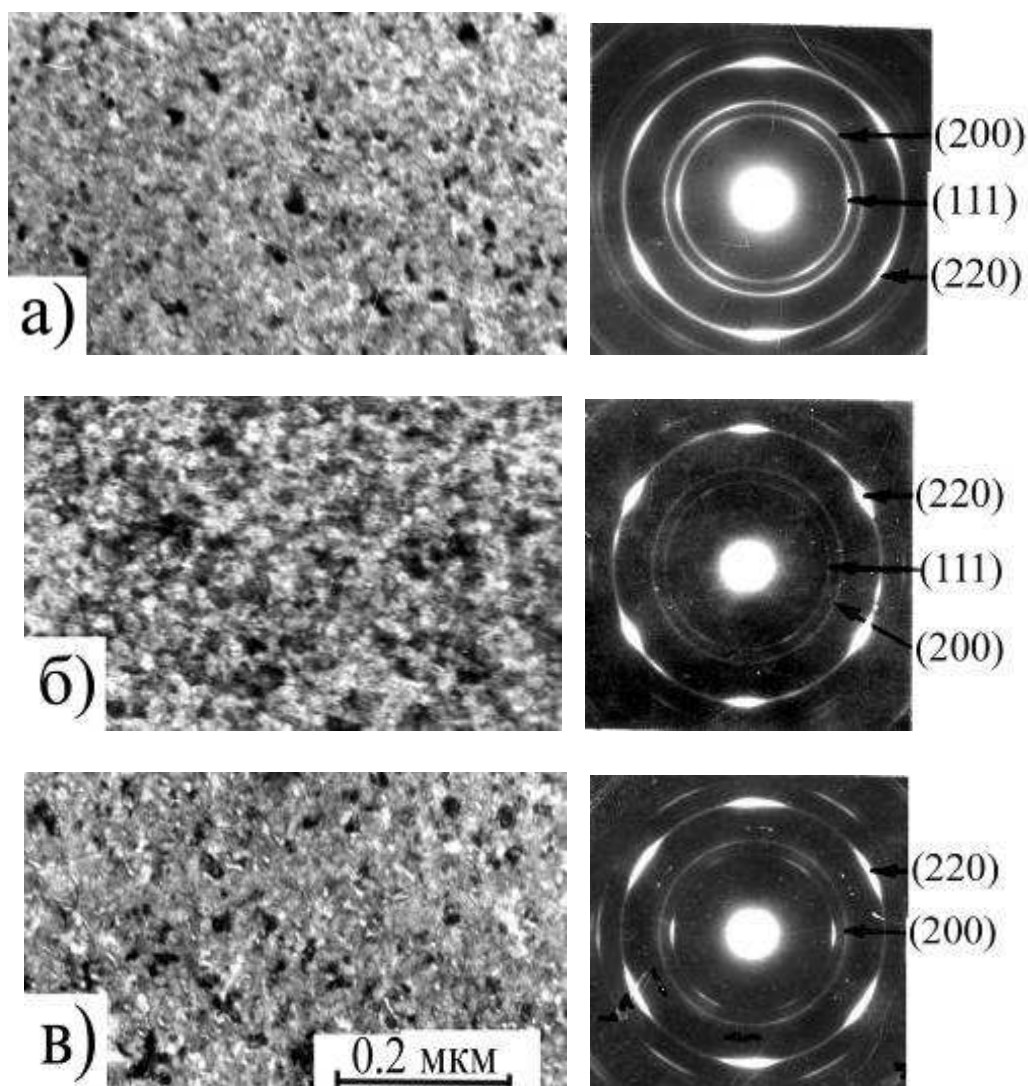


Рис. 3.3. Электронно-микроскопические изображения (слева) и электронограммы (справа) пленок $\text{YbS}/(111)\text{BaF}_2$, полученные при $T_{\text{п}} = 323$ К (а), 473 К (б) и 623 К (в).

конденсации структура пленок совершенствуется, происходит укрупнение кристаллитов и появляется текстура с осью [001] для подложек KCl и [111] для BaF_2 . Наиболее совершенные текстурированные пленки получаются при температурах конденсации $T_{\text{п}} \sim 573 - 623$ К. Однако и в этом случае размер зерен не превосходит ~ 0.1 мкм.

Дальнейшее увеличение температуры невозможно из-за разложения и испарения подложек. Изменение скорости конденсации и степени вакуума не привело к улучшению структуры пленок. Таким образом, ориентирующего

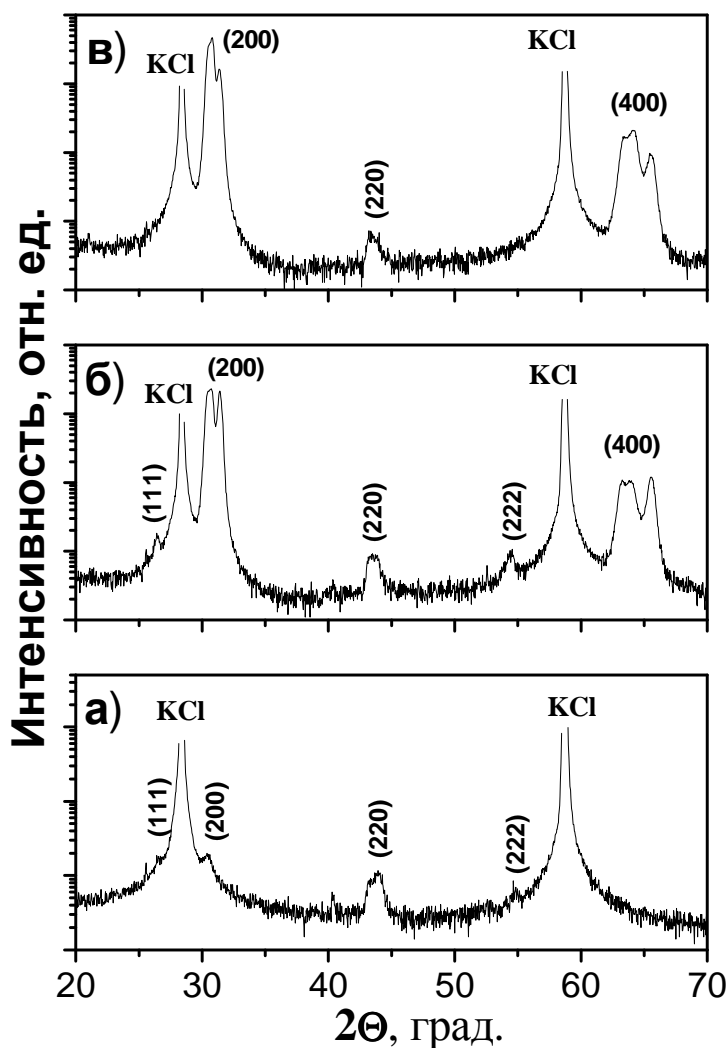


Рис. 3.4. Рентгеновские дифрактограммы пленок $\text{YbSe}/(001)\text{KCl}$, полученные при $T_{\text{п}} = 323 \text{ K}$ (а), 473 K (б) и 573 K (в). Индексами указаны положения рефлексов YbSe .

воздействия этих подложек недостаточно для формирования монокристаллических слоев халькогенидов иттербия. Поскольку данные материалы являются тугоплавкими соединениями, то формирование их конденсатов проходит в сильно неравновесных условиях (большие температуры испарения $\sim 2000 - 3000 \text{ K}$ и значительные переохлаждения конденсата $\sim 1500 - 2500 \text{ K}$), что и приводит к ухудшению их структуры.

Существенное увеличение температуры конденсации возможно только для других, более тугоплавких, подложек. В качестве таких подложек могут быть

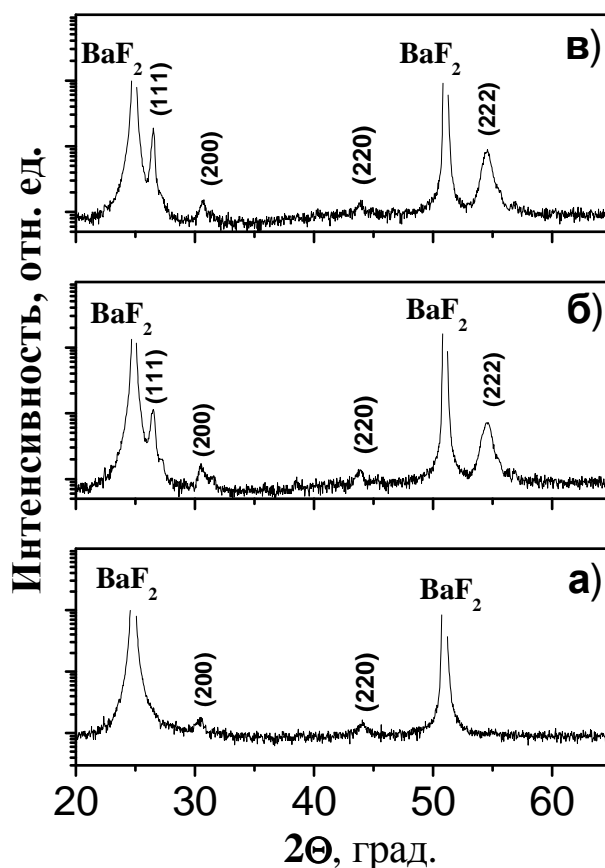


Рис. 3.5. Рентгеновские дифрактограммы пленок $\text{YbSe}/(111)\text{BaF}_2$, полученные при $T_{\text{п}} = 323$ К (а), 473 К (б) и 623 К (в). Индексами указаны положения рефлексов YbSe .

промышленные монокристалльные кремниевые пластины, которые выдерживают температуры до 1600 К. Несмотря на то, что кремний имеет другой тип решетки, расположение атомов на его поверхностях (001) и (111) имеет такую же симметрию, что и наши халькогениды. Наиболее близкий к кремнию параметр решетки имеет YbS (см. табл. 3.1), поэтому он и был выбран в качестве материала для исследования возможности получения монокристалльных слоев.

Кремниевые подложки требуют специальной подготовки для удаления окислов с их поверхности перед выращиванием на них эпитаксиальных слоев. Перед загрузкой в вакуумную камеру кремниевые подложки подвергались стандартной очистке в кипящих растворах $\text{H}_2\text{O}_2 + \text{NH}_4\text{OH} + \text{H}_2\text{O}$ и $\text{H}_2\text{O}_2 + \text{HCl} + \text{H}_2\text{O}$. Непосредственно перед конденсацией пленок подложки нагревались до 1223 К и выдерживались при этой температуре в течение 5 минут в вакууме $P = 2 \times 10^{-7}$ Па

для окончательного удаления с них окисной пленки. Однослойные пленки YbS конденсировались на подложки кремния при температурах 573 - 1223 К.

Исследования структуры пленок при помощи рентгеновской дифракции показали, что при температурах подложек $T_{\text{п}} < 700$ К YbS растет на кремниевых подложках в виде поликристаллических пленок. Увеличение температуры подложек до 800 - 1000 К приводит к появлению текстуры с осью [001] на (001)Si и [111] на (111)Si. Но только при температурах 1173 - 1223 К получаются монокристаллические пленки YbS в ориентации (001) и (111), соответственно (рис. 3.6).

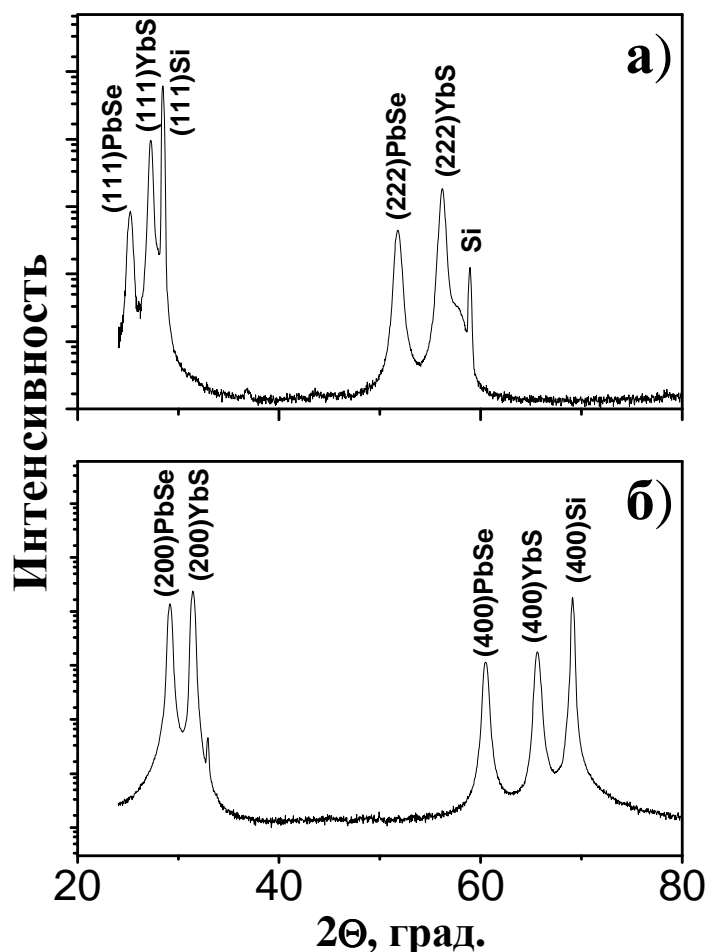


Рис. 3.6. Рентгеновские дифрактограммы пленок PbSe-YbS/(111)Si (а) и PbSe-YbS/(001)Si (б).

Полуширина кривых качания пленок YbS составляет $\delta = 10 - 40$ мин., что сравнимо с полушириной кривых качания для пленок халькогенидов свинца на

подложках KCl (см. табл. 3.2). Для сравнения были выращены пленки

Таблица 3.2

Полуширина рентгеновских кривых качания (δ), плотность ростовых дислокаций (ρ) и размеры блоков микрокристаллитов (L) для халькогенидных пленок.

Структура	δ , мин.	ρ , 10^9 , см^{-2}	L , мм
PbS/(001)KCl	10 - 30	1.1 - 10	0.2 - 0.8
PbS/(111)BaF ₂	5 - 20	0.3 - 4	0.5 - 2
YbS/(001)Si	30 - 50	10 - 30	> 3 см [*]
YbS/(111)Si	10 - 30	1.1 - 10	> 3 см [*]
PbS-YbS/(001)Si	20 - 40	4 - 18	> 3 см [*]
PbSe-YbS/(001)Si	10 - 30	1.1 - 10	> 3 см [*]
PbTe-YbS/(001)Si	20 - 40	4 - 20	> 3 см [*]
YbS-PbS/(001)KCl	20 - 40	4 - 20	0.3 - 0.8

* - ограничены размером подложки.

халькогенидов свинца на подложках кремния с буферным монокристалльным слоем YbS.

Структурные исследования показали, что такие пленки имеют более высокое структурное совершенство (меньшую полуширину кривых качания δ), чем аналогичные пленки, выращенные на KCl (см. табл. 3.2). Более того, данные пленки имеют меньшую δ даже по сравнению с буферным слоем YbS, на котором они выросли. Оценка плотности (ρ) ростовых дислокаций для этих пленок, рассчитанная через величину кривых качания ($\rho = \delta^2/4.35b^2$, где b - вектор Бюргера дислокаций) [57], также свидетельствует в пользу улучшения качества полученных пленок (см. табл. 3.2).

Более существенное улучшение качества пленок, выращенных на YbS/Si, по сравнению с KCl, можно видеть на рентгеновских топограммах (Рис. 3.7). На этом

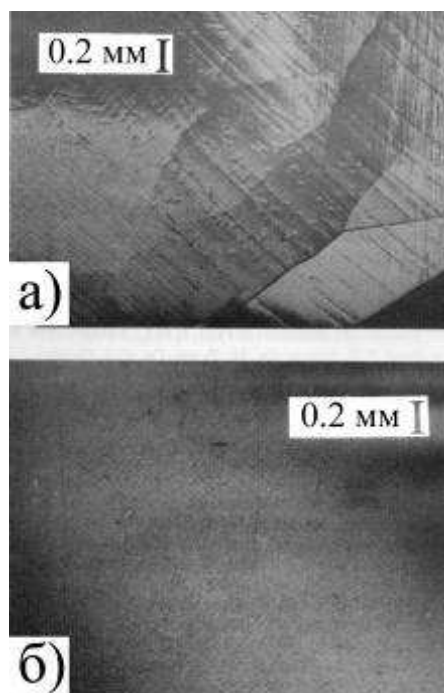


Рис. 3.7. Рентгеновская топограмма в рефлексе (311) для пленок PbS/(001)KCl (а) и PbS-YbS/9001)Si (б).

рисунке хорошо видно, что пленки халькогенидов свинца на подложках KCl имеют блочную структуру (характерные размеры мозаичных блоков микрокристаллитов $\sim 0.2 - 0.8$ мм), повторяющую структуру подложек. Пленки, выращенные на YbS/Si, имеют только один монокристаллический блок размером с подложку Si без каких-либо межблочных границ. Это имеет огромное значение для улучшения качества эпитаксиальных пленок халькогенидов свинца, которые являются материалами инфракрасной оптоэлектроники. Исследования фотоэлектрических свойств таких пленок показало значительное увеличение их фоточувствительности в интервале температур 80 - 300 К и времени жизни неравновесных носителей заряда до $\tau \approx 10^{-6}$ сек при $T = 80$ К [58].

Однако пленки халькогенидов имеют сильное различие их коэффициентов термического расширения (КТР) по сравнению с кремнием (см. табл. 3.1). Поэтому, они находятся в сильно деформированном (до 1.5 % при $T = 300$ К) состоянии, что со временем приводит к их деградации, растрескиванию и разрушению. Таким образом, использование кремниевых подложек для получения монокристалльных слоев халькогенидных полупроводников имеет

сильные ограничения, связанные со временем их жизни. Поэтому проблема получения стабильных монокристалльных слоев халькогенидов иттербия остается открытой.

3.2. Эпитаксиальный рост халькогенидов иттербия на халькогенидах свинца

Для получения монокристалльных пленок халькогенидов иттербия необходимо увеличить силу связи и ориентирующее воздействие подложек и добиться послойного роста по механизму Франка - Ван дер Мерве (см. раздел 1.). Это возможно при условии, что пленка и подложка будут иметь одинаковый тип структуры при небольшом различии периодов их решеток, одинаковый тип связи и величину связи через межфазную границу не меньшую, чем в самих слоях. Всем этим условиям хорошо удовлетворяют халькогениды свинца и олова (см. табл. 3.1). Халькогениды свинца и иттербия имеют одинаковый ионно-ковалентный тип связи и кристаллическую структуру типа NaCl при небольших (до 13 %) различиях периодов их решеток. Все это позволяет надеяться на реализацию послойного роста данных материалов друг на друге.

Исследование процессов эпитаксиального роста халькогенидов иттербия на халькогенидах свинца показало, что, несмотря на относительно низкие температуры подложек ($T_{\text{п}} \sim 523 \text{ K}$), в ориентации (001) они нарастают друг на друге послойно - по механизму Франка - Ван дер Мерве, в результате чего формируются монокристалльные пленки со степенью совершенства кристаллического строения близкой к подложке (Рис. 3.8). Полуширина кривых качания пленок халькогенидов иттербия составляет $\delta \sim 20 - 40$ мин., а размеры мозаичных блоков $\sim 0.3 - 0.8$ мм, что соответствует данным подложкам (табл. 3.2).

При несоответствии параметров решеток слоев $f > 2 \%$ на (001) межфазной границе формируются ортогональные ряды краевых дислокаций несоответствия (ДН) с векторами Бюргерса типа $a/2\langle 110 \rangle$, лежащие вдоль направлений [110] (рис. 3.8). ДН вводятся на межфазную границу по механизму гомогенного зарождения на свободной поверхности растущего слоя дислокационных петель и их

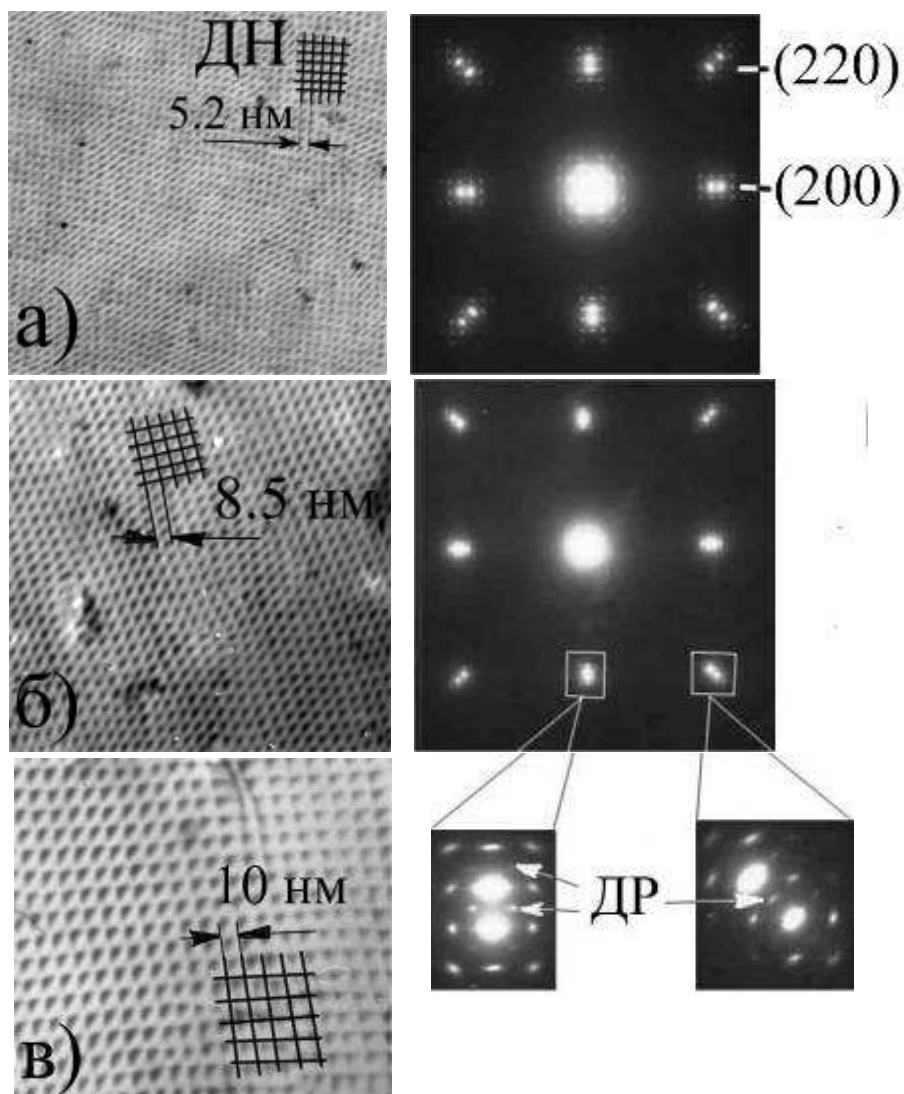


Рис. 3.8. Электронно-микроскопические изображения (слева) и электронограммы (справа) пленок YbS-PbSe (а), YbS-PbS (б) и YbSe-PbSe (в). ДР - дислокационные рефлекссы.

последующего переползания по двум взаимноортогональным плоскостям типа (110).

На электронограммах таких пленок наряду с рефлекссами первичной и вторичной дифракции появляются дислокационные рефлекссы (ДР), обусловленные дифракцией электронов на периодических сетках ДН (рис. 3.8). Появление дислокационных рефлекссов свидетельствует о хорошей регулярности ДН. В двухслойных пленках из халькогенидов свинца и иттербия были получены сетки ДН различного периода: 3.3 нм (YbS-PbTe), 4.7 нм (YbSe-PbTe), 5.2 нм (YbS-PbSe), 8.5 нм (YbS-PbS), 10 нм (YbSe-PbSe). В структурах YbSe-PbS ($f = 0.9$

%) и YbTe-SnTe ($f = 0.6 \%$) при толщинах слоев до 100 нм (которые еще возможно наблюдать в электронном микроскопе) ДН не образуются.

Более сложный характер имеет эпитаксиальный рост данных материалов друг на друге в ориентации (111) на подложках BaF₂. В этой ориентации существенное влияние на эпитаксиальный рост оказывает степень вакуума. Послойный рост халькогенидов друг на друге с образованием ДН на (111) межфазной границе возможен лишь в сверхвысоком вакууме $P_{\text{ост}} < 10^{-7}$ Па (рис. 3.9,а).

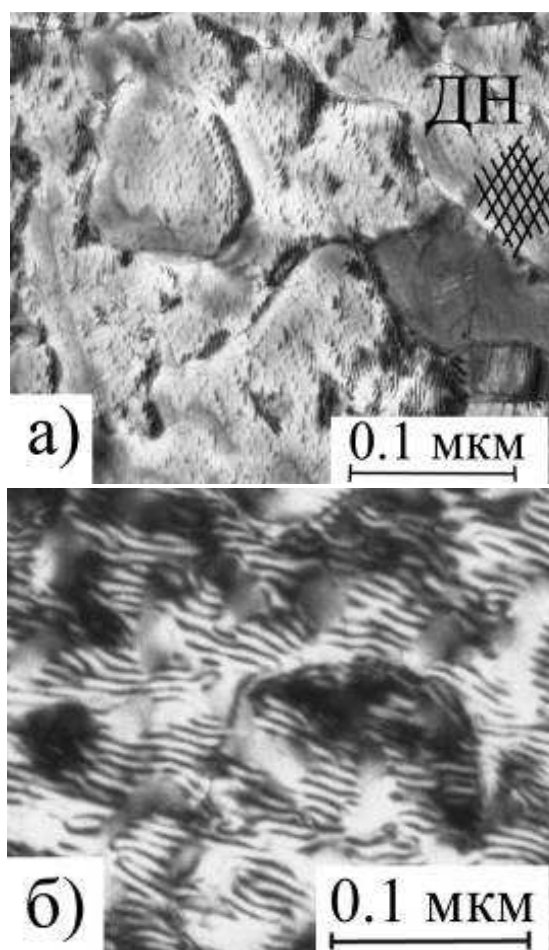


Рис. 3.9. Электронно-микроскопические изображения пленок YbS-PbS/(111)BaF₂, полученных в вакууме $\sim 10^{-7}$ Па (а) и $\sim 10^{-4}$ Па (б).

Ухудшение вакуума до $P_{\text{ост}} > 10^{-5}$ Па приводит к смене механизма роста от послойного к островковому. В результате этого вырастают двухслойные пленки халькогенидов без ДН на их межфазной границе (рис.3.9,б). Такое различие в механизмах роста одних и тех же пленок в условиях сверхвысокого и обычного вакуума объясняется тем, что плоскости {111} в решетке типа NaCl являются заряженными, так как состоят из ионов одного сорта. В условиях среднего

вакуума ($P > 10^{-6}$ Па) заряженные плоскости $\{111\}$, являясь очень активными, интенсивно адсорбируют молекулы остаточных газов.

Это приводит к ослаблению связи одного конденсируемого халькогенида с поверхностью другого, что и вызывает смену механизма роста. Только в условиях сверхвысокого вакуума и при малой экспозиции (5 - 10 сек) поверхности первого халькогенида перед нанесением второго, не происходит сильного ослабления связи между слоями, и они растут послойно. Однако даже в условиях среднего вакуума связи между халькогенидами остаются достаточно сильными, чтобы обеспечивать их ориентированный рост друг на друге в виде достаточно совершенных монокристаллических слоев.

Аналогичные результаты получены и для халькогенидов европия: они нарастают на халькогенидах свинца послойно по механизму Франка - Ван дер Мерве с образованием монокристаллических слоев достаточно хорошего качества. На (001) межфазной границе формируются ортогональные ряды краевых ДН с периодами 4.3 нм (EuTe-PbS), 5.7 нм (EuS-PbTe), 6.2 нм (EuTe-PbSe), 10 нм (EuSe-PbTe), 12 нм (EuSe-PbS), 20 нм (EuS-PbSe), 23 нм (EuTe-PbTe). В структурах EuSe-PbSe ($f = 0.9$ %) и EuS-PbS ($f = 0.5$ %) при толщинах слоев до 100 нм ДН не образуются. Полный набор всех исследованных структур представлен в таблице 3.3.

3.3. Эпитаксиальный рост и структура сверхрешеток

Реализация послойного роста халькогенидных полупроводников друг на друге открывает возможности не только для получения монокристаллических слоев халькогенидов редкоземельных металлов (РЗМ), но и для создания многослойных, в том числе и сверхрешеточных структур из данных материалов.

Структурные исследования показали, что на основе данных халькогенидных полупроводников можно создавать многослойные периодические структуры достаточно хорошего качества, о чем свидетельствует дифракция рентгеновских лучей как вблизи брэгговских отражений (рис.3.10,а), так и возле первичного

Таблица 3.3

Расчетные (f , D) и экспериментально определенные (h_c , h_m) параметры сверхрешеток. f - несоответствие периодов решеток слоев; $D_{\text{ДН}}$ – период ДН; h_c – критическая толщина слоев для введения ДН; h_m – минимальная толщина слоев для формирования СР.

СР	f , %	$D_{\text{ДН}}$, нм	h_c , нм	h_m , нм
EuS-PbS	0.5	-	-	0.6
YbTe-SnTe	0.6	-	-	0.8
EuSe-PbSe	0.9	-	-	1.0
YbSe-PbS	0.9	-	-	1.0
EuTe-PbTe	2.0	23	8	1.2
PbTe-SnTe	2.1	23	7.5	1.4
EuS-PbSe	2.5	20	7	1.5
PbSe-PbS	3.1	13	6	1.5
SnTe-PbS	3.3	13	6	1.6
EuSe-PbS	4.0	12	5	1.8
YbSe-PbSe	4.1	10	4.5	2.0
EuSe-PbTe	4.4	10	4	2.0
YbS-PbS	4.8	8.5	3	2.0
PbTe-PbSe	5.3	8.4	3	2.0
EuTe-PbSe	7.2	6.2	2	3.0
EuS-PbTe	7.7	5.7	1	3.0
YbS-PbSe	7.9	5.2	1	3.5
PbTe-PbS	8.3	5.2	1	3.5
YbSe-PbTe	9.2	4.7	1	4.0
EuTe-PbS	10.0	4.3	1	4.0
YbS-PbTe	13.0	3.3	1	4.0

пучка (рис.3.10,б). Наличие на рентгенограммах многослойных структур рефлексов-сателлитов дальних порядков свидетельствует как о достаточно хорошей периодичности слоев, так и о резких межфазных границах.

Таким образом, на основе периодических многослойных структур из халькогенидных полупроводников можно создавать сверхрешетки (СР) с близкой к идеальной прямоугольной формой модуляции состава. Причем это относится как к системам с малой величиной несоответствия параметров решеток слоев ($f \sim 0.5$ %), так и для систем с большим несоответствием ($f > 3$ %).

Следует отметить, что рентгеновская дифракция по расстоянию между рефлексами-сателлитами позволяет с высокой точностью (< 0.1 нм) определять период СР.

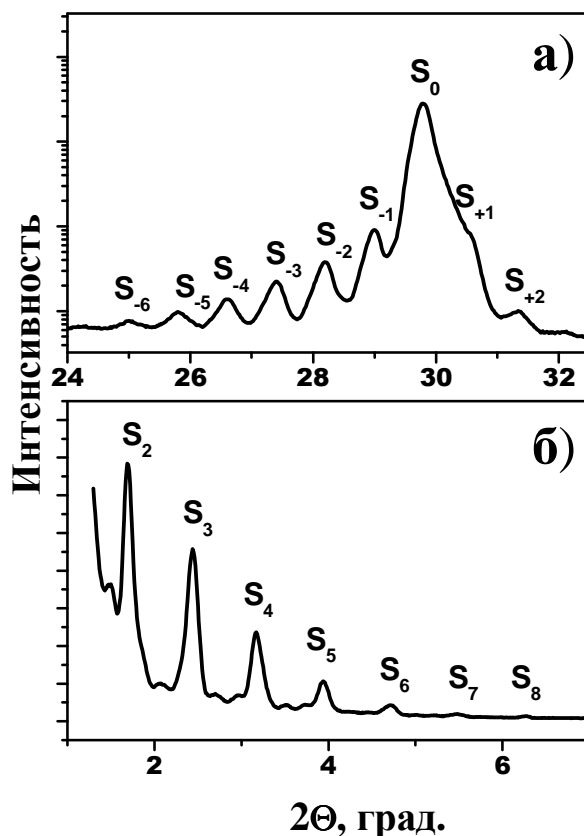


Рис. 3.10. Рентгеновские дифрактограммы СР $\text{EuS-PbSe}/(001)\text{KCl}$ с периодом 11.4 нм в отражении (200) (а) и вблизи первичного пучка (б). S_n - рефлексы-сателлиты.

Следует также обратить внимание на существенное отличие рентгеновской дифракции для СР с большим несоответствием и с нулевым (или близким к нулю). Для СР с нулевым несоответствием ($f \sim 0$) типичная дифракционная картина вблизи брэгговских отражений состоит из сильного центрального рефлекса от "средней" решетки (нулевой сателлит S_0) и боковых рефлексов-сателлитов (S_n^\pm) с меньшей и убывающей интенсивностью (см. рис. 1.8).

Для СР с большим несоответствием ($f > 0$) соотношение интенсивности нулевого (S_0) и боковых (S_n^\pm) рефлексов-сателлитов может существенно измениться. В зависимости от величины несоответствия (f) и толщины слоев (h_i)

интенсивность нулевого рефлекса может быть значительно меньше, чем боковых, или S_0 может совсем исчезать (рис. 3.11). Общая закономерность состоит в следующем. Чем меньше величина несоответствия и толщина слоев, тем ближе дифракционная картина к типичной для СР с $f \sim 0$ (рис. 3.11,а).

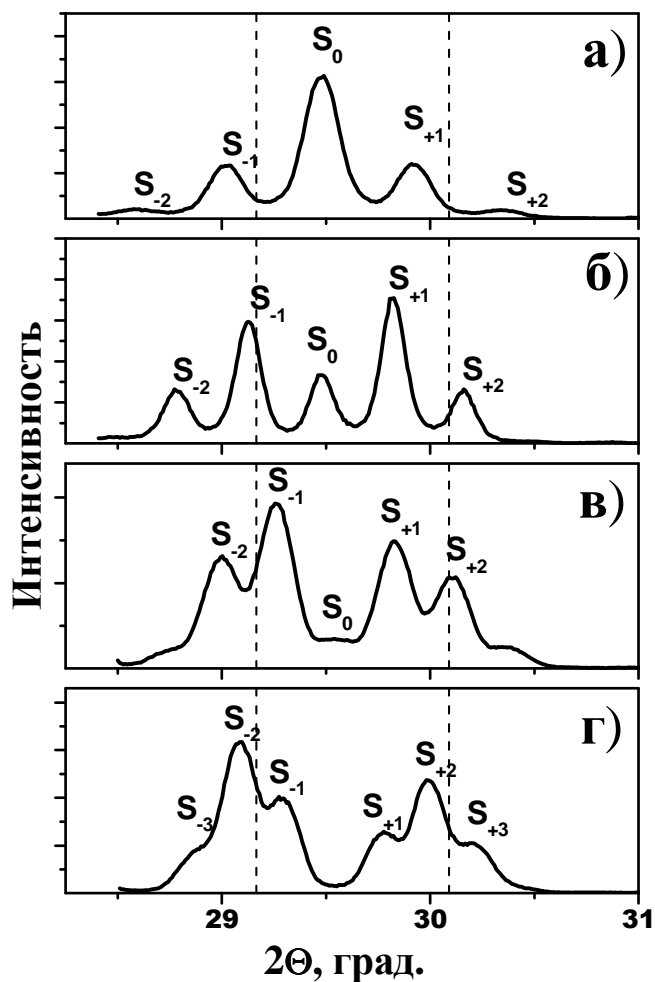


Рис. 3.11. Рентгеновские дифрактограммы в отражении (200) СР PbSe-PbS/(001)KCl с периодом 20 нм (а), 26 нм (б), 33 нм (в) и 40 нм (г). S_n - рефлексы-сателлиты. Вертикальными пунктирными линиями показаны положения PbSe (29.16°) и PbS (30.09°).

Увеличение f и толщины слоев приводит к уменьшению интенсивности нулевого сателлита (S_0) и увеличению интенсивности боковых (S_n^\pm). Дальнейшее увеличение толщины слоев СР приводит к исчезновению нулевого сателлита и увеличению интенсивности тех боковых сателлитов, положение которых максимально близко к положению рефлексов от материалов слоев (рис. 3.11,г).

В конечном счете, при достаточно толстых слоях СР, боковые сателлиты сгруппируются и сольются, образуя два рефлекса, соответствующих материалам слоев. И дифракционная картина такой СР (с очень толстыми слоями) будет такой же, как и для двухслойной пленки из данных материалов.

Другое важное отличие для систем с разной величиной несоответствия состоит в минимально возможных толщинах (h_m) создания СР. В качестве структурного критерия наличия сверхрешеточного потенциала было выбрано наличие рефлексов-сателлитов хотя бы первого порядка на линейной шкале интенсивности. Оказалось, что СР с минимальными толщинами слоев порядка ~ 1 нм возможно создавать лишь для систем без ДН на межфазных границах ($f < 1\%$). Для систем с ДН ($f > 2\%$) минимально возможная толщина для создания СР возрастает с увеличением f (см. табл. 3.3). Это связано с неоднородным введением ДН (рис. 3.12)

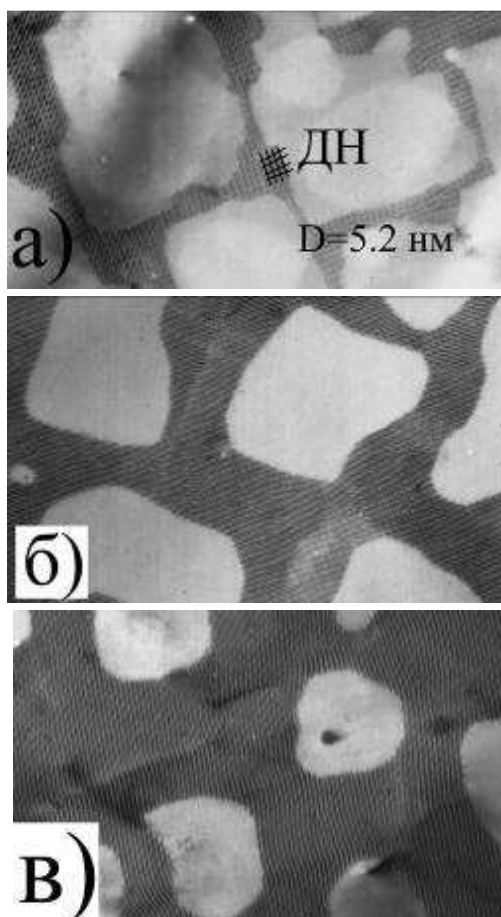


Рис. 3.12. Электронно-микроскопические изображения пленок YbS-PbSe/(001)KCl, с толщиной слоя $h_{YbS} = 1.2$ нм (а), 2 нм (б) и 3 нм (в). $h_{PbSe} = 20$ нм.

на межфазные границы в процессе роста слоев. Первоначальное введение ДН происходит в местах, имеющих наибольшую толщину в данный момент роста пленки (из-за флуктуаций толщины растущего слоя, которые составляют, как правило, 1 - 3 моноатомных слоя). Таким образом, вначале образуются небольшие "островки" с ДН, разделенные псевдоморфными участками, свободными от дислокаций (рис. 3.12,а). Дальнейшее увеличение толщины растущего слоя приводит к постепенному увеличению размеров этих "островков" (рис.3.12,б-в) и к их слиянию с образованием сплошной сетки ДН на всей межфазной границе. Толщина, при которой происходит слияние дислокационных "островков" пропорциональна величине несоответствия (чем больше f , тем больше толщина) и определяет минимальную толщину создания СР (h_m).

Для многослойных систем с большим несоответствием ($f > 2\%$) рентгеновская дифракция позволяет определить критическую толщину введения ДН при съемках многослойных структур "на просвет" (рис. 3.13), когда дифракционный вектор лежит в плоскости слоев.

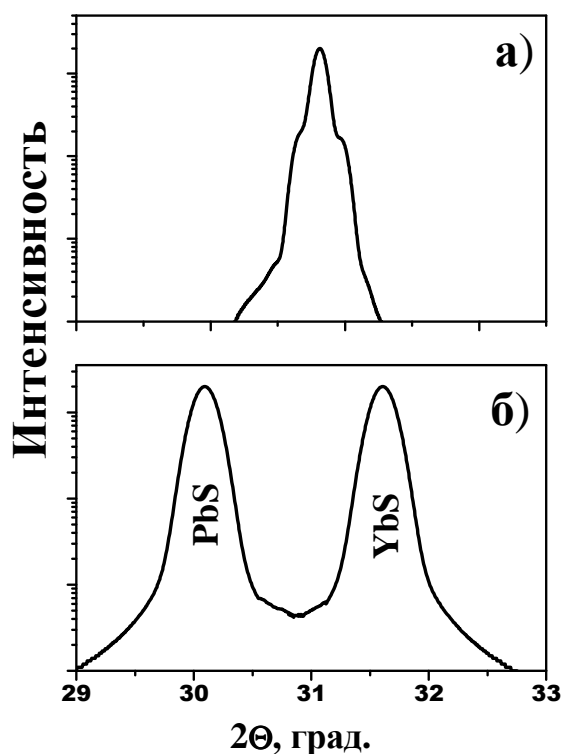


Рис. 3.13. Рентгеновские дифрактограммы "на просвет" в отражении (200) СР YbS-PbS/(001)KCl с толщинами слоев по 3 нм (а) и по 4 нм (б).

На рентгеновских дифрактограммах (рис. 3.13) можно зафиксировать толщину слоев (h_c), при которой наблюдается срыв псевдоморфизма (по расщеплению одного псевдоморфного рефлекса на два, соответствующих каждому слою). Такие исследования были проведены для каждой системы, а их результаты приведены в табл. 3.3.

Рассматривая регулярные сетки ДН, особое внимание необходимо обратить на характер возмущений (рис. 3.14), вносимых дислокациями в решетку

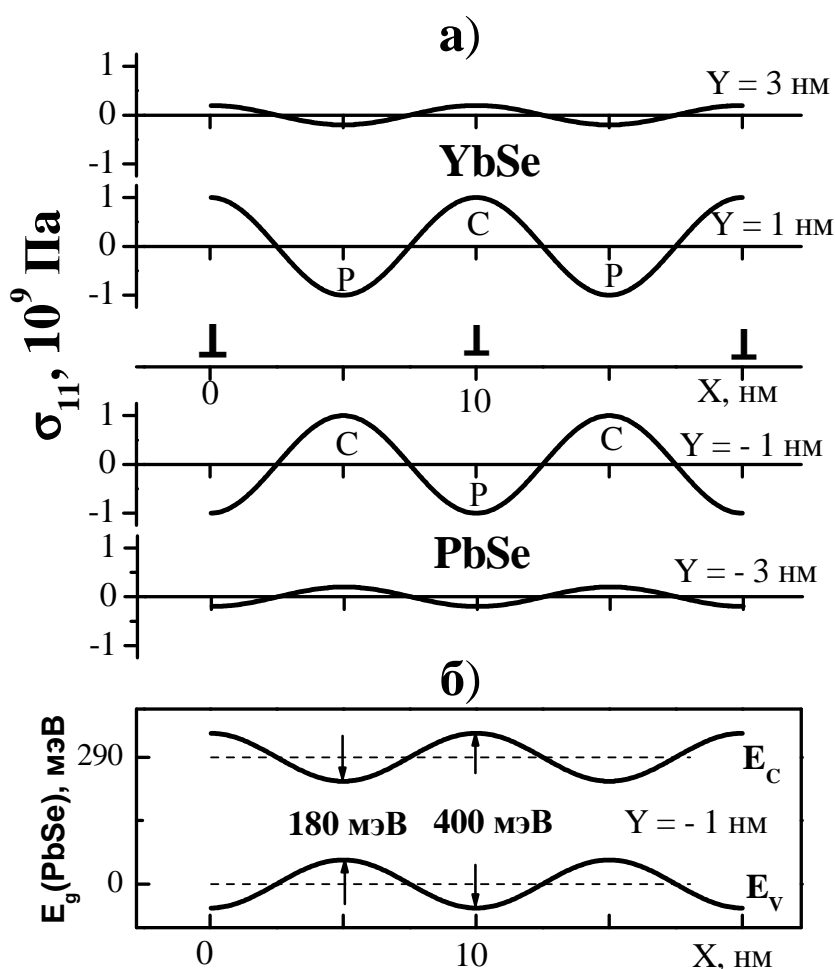


Рис. 3.14. Распределение нормальных напряжений σ_{11} в двухслойной пленке YbSe-PbSe вблизи (001) межфазной границы (а) и модуляция запрещенной зоны в PbSe (б), вызываемые дислокациями несоответствия при 300 К. Y - расстояние от межфазной границы; \perp - позиция ДН; С - область сжатия; Р - область растяжения.

полупроводников. ДН компенсируют несоответствие решеток сопрягаемых слоев и локализуют напряжения и деформации, вызванные этим несоответствием, вблизи межфазной границы в виде их периодических модуляций. Известно [59-60], что ДН создают вблизи межфазной границы периодические знакопеременные (растяжение - сжатие) напряжения. На рис. 3.14.а приведены результаты расчета нормальной компоненты тензора напряжений (σ_{11}), создаваемых ДН вблизи (001) межфазной границы в двухслойной пленке YbSe-PbSe ($f = 4.1\%$, $D_{\text{ДН}} = 10$ нм). Расчет проводился по методике [61-62] с учетом различия упругих модулей слоев и анизотропии их решеток. Результаты расчета показывают, что дислокационные напряжения локализованы вблизи межфазной границы и быстро убывают по мере удаления от нее (практически исчезая при расстояниях от границы более половины периода ДН). Максимального значения напряжения достигают у самой границы, где их величина ($\sim 1.4 \times 10^9$ Па) вполне достаточна для заметной модуляции ширины запрещенной зоны PbSe (рис. 3.14.б). Изменение $E_g(\text{PbSe})$ определялось через коэффициент зависимости E_g от напряжений всестороннего сжатия ($\partial E_g / \partial \sigma = - 8 \times 10^{-11}$ эВ/Па) и в местах максимального сжатия может достигать ~ 180 мэВ, а в местах максимального растяжения ~ 400 мэВ. Как видно из рисунка, дислокационные напряжения создают для носителей заряда в слое PbSe квантовые ямы, расположенные строго посередине между дислокациями. Очевидно, что глубина этих ям вполне достаточна для ограничения движения носителей в плоскости композиции и размерного квантования их энергетического спектра. Учитывая высокую регулярность и периодичность ДН (на которых наблюдается дифракция электронов - появление дислокационных рефлексов на электронограммах), их можно рассматривать как новый тип двумерных сверхрешеток с периодической модуляцией структуры в межфазной плоскости - дислокационные сверхрешетки.

Изменяя величину несоответствия (от 13% до 2%), можно получать дислокационные СР с периодом от 3 нм до 23 нм (см. табл. 3.3.). Дислокационные СР из халькогенидных полупроводников могут создаваться в структурах с

большим несоответствием ($f > 2\%$) и при толщинах слоев больше критических (h_c) для введения ДН.

Многослойные пленки с большим значением несоответствия параметров решеток слоев открывают широкие возможности по созданию трехмерно-модулированных наноструктур - дислокационно-композиционных СР, в которых имеется периодическая модуляция состава в направлении роста многослойной структуры и периодическая модуляция структуры регулярными сетками ДН на межфазных границах в плоскости композиции (рис. 3.15). Трехмерные (дислокационно-композиционные) СР сочетают в себе пространственное ограничение движения носителей заряда в плоскости композиции дислокационными СР и их ограничение модуляцией состава (композиционная СР) в ортогональном направлении, что создает трехмерные квантовые "наноящички" (Рис. 3.15) или как их принято сейчас называть - квантовые точки.

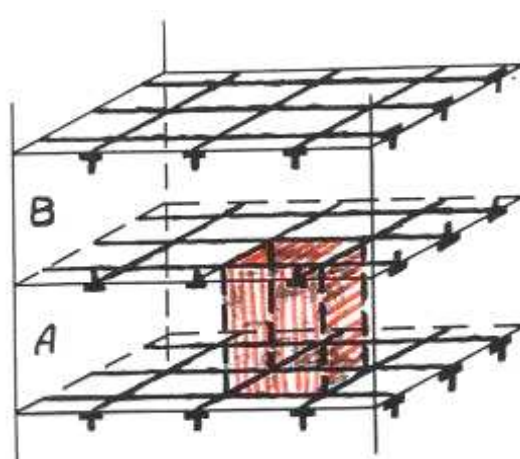


Рис. 3.15. Схематическое изображение квантового "наноящичка" (заштрихован), ограниченного ортогональными рядами ДН в плоскости многослойной композиции и межфазными границами при модуляции состава в перпендикулярном направлении. \perp - положение ДН на межфазных границах.

Таким образом, систематизируя структурные исследования многослойных пленок, можно сделать следующее обобщение. На основе халькогенидных полупроводников созданы три типа сверхрешеточных наноструктур:

1. Одномерные (композиционные) сверхрешетки, которые синтезируются при малых несоответствиях и толщинах слоев, меньше критических для введения ДН.
2. Двумерные (дислокационные) сверхрешетки, при больших несоответствиях и толщинах слоев, больше критических для введения ДН.
3. Трехмерные (дислокационно-композиционные), которые являются комбинацией первых двух.

Выводы:

1. Исследования особенностей эпитаксиального роста халькогенидов иттербия на различных подложках показали, что их монокристалльные слои получаются только на подложках кремния при температурах 1173 - 1223 К. При более низких температурах (~ 523 К) монокристаллические пленки халькогенидов РЗМ можно вырастить на монокристалльных пленках халькогенидов свинца и олова благодаря реализации послойного механизма их роста друг на друге.
2. В многослойных структурах из халькогенидов свинца, олова, иттербия и европия при несоответствии параметров решеток слоев $f > 2\%$ на (001) межфазной границе формируются ортогональные ряды краевых дислокаций несоответствия (ДН). Подбирая пары материалов с разной величиной несоответствия их параметров решеток ($f = 13 - 2\%$), можно изменять период ДН в широких пределах ($D_{\text{ДН}} = 3.3 - 23$ нм). Для ориентации (111) имеется возможность управления дислокационными структурами путем изменения степени вакуума. В этой ориентации сетки ДН получаются только при выращивании многослойных структур в сверхвысоком вакууме ($P_{\text{ост}} < 10^{-7}$ Па). Ухудшение вакуума ($P_{\text{ост}} > 10^{-6}$ Па) приводит к смене механизма роста от послойного к островковому, в результате чего вырастают монокристалльные пленки халькогенидов без ДН на (111) межфазной границе.
3. На основе халькогенидных полупроводников реализованы три типа сверхрешеточных наноструктур:

- Одномерные (композиционные) сверхрешетки, которые синтезируются при малых несоответствиях и толщинах слоев, меньше критических для введения ДН.
- Двумерные (дислокационные) сверхрешетки, при больших несоответствиях и толщинах слоев, больше критических для введения ДН.
- Трехмерные (дислокационно-композиционные) сверхрешетки, которые являются комбинацией первых двух.

РАЗДЕЛ 4

ВЗАИМОДИФФУЗИЯ В СВЕРХРЕШЕТКАХ [369-374]

Как отмечалось в предыдущих разделах, сверхрешетки (СР) открывают широкие возможности как для фундаментальных исследований в области физики полупроводников и диэлектриков [3-7], так и для создания новых функциональных элементов микроэлектроники, ИК-техники, термоэлектричества [24-27,30-39,63-65]. Для таких структур со сверхтонкими слоями очень важное значение имеет состояние межфазных границ - их шероховатость, резкость перехода от одного слоя к другому, наличие и величина перемешанных зон, а также временная и температурная стабильность их структуры и свойств. Диффузионные процессы в таких сверхтонких слоях с большим градиентом концентраций элементов могут иметь свои особенности и отличия от массивного состояния [66-67]. Поэтому, исследования взаимодействия материалов слоев в СР имеет очень важное значение как в теоретическом так и в практическом аспектах. Однако, исследование таких наноразмерных структур связано со сложностями применения обычных методов изучения диффузионных характеристик, поскольку необходимо определять изменение состава в пределах нескольких атомных слоев. Но даже для одного из наиболее прецизионных методов - электронной оже-спектроскопии разрешающая способность по толщине составляет 3-5 нм, что может быть сравнимо с толщиной слоев СР. Но к счастью для периодических многослойных наноразмерных структур имеется возможность исследования процессов взаимодействия при помощи дифракции рентгеновских лучей. Как уже отмечалось ранее (см. раздел 1.4), дифракция рентгеновских лучей на СР дает набор периодических рефлексов (сверхрешеточных) как вблизи первичного пучка, так и у брэгговских отражений. Оказалось, что интенсивность (и количество) сверхрешеточных рефлексов очень чувствительны к изменению профиля сверхрешеточной структуры. Дж. Хиллиард [68-71] при исследовании процессов взаимодействия в периодических много-

слоистых структурах определял эффективный коэффициент взаимодиффузии по изменению интенсивности сверхрешеточных рефлексов вблизи первичного пучка:

$$\frac{d \ln(I/I_0)}{dt} = -2D_H B^2(H), \quad (4.1)$$

где I – интенсивность сверхрешеточного рефлекса; I_0 – интенсивность первичного пучка; D_H – эффективный коэффициент взаимодиффузии; B – структурный параметр, зависящий от периода многослойки (H):

$$B^2(H) = \frac{2}{d^2} [1 - \cos(\frac{2\pi d}{H})], \quad (4.2)$$

где d – межплоскостное расстояние.

Следует отметить, что данный метод является очень чувствительным и позволяет определять очень маленькие коэффициенты диффузии ($\sim 10^{-20}$ см²/с). Однако при использовании данной методики следует учитывать, что интенсивность сверхрешеточного рефлекса может уменьшаться не только из-за перемешивания слоев, но и, например, при их реиспарении в процессе диффузионных отжигов. Данная методика это не учитывает, поскольку интенсивность сверхрешеточного рефлекса нормируется на первичный пучок. Этого недостатка лишена методика исследования процессов взаимодиффузии по изменению интенсивности рефлексов-сателлитов вблизи брэгговских отражений, что возможно для эпитаксиальных СР с монокристаллическими слоями. В этом случае интенсивность рефлексов-сателлитов нормируется на интенсивность брэгговского рефлекса, а при испарении материалов слоев их интенсивности будут уменьшаться одновременно и в равной степени. Впервые такая методика была применена в работе [67], где использовалось следующее соотношение:

$$\ln \frac{I_m(t_2)}{I_m(t_1)} = -8 \frac{\pi n^2}{H} D(t_2 - t_1), \quad (4.3)$$

где I_m – интенсивность m -го сателлита, нормированная на нулевой сателлит; t_1 и t_2 – моменты времени отжига; m – порядок сателлита; H – период СР; D – коэффициент диффузии. Однако в работе [72] приведена несколько другая формула:

$$\ln \frac{I_m(t_2)}{I_m(t_1)} = -8 \frac{\pi^2 m^2}{H^2} D(t_2 - t_1) \quad (4.4)$$

Для уточнения данного выражения рассмотрим уравнение диффузии:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial z^2}, \quad (4.5)$$

где C – концентрация материала; D – коэффициент диффузии; t – время отжига. Для дифракции рентгеновских лучей более важным параметром является не концентрация, а изменение межплоскостного расстояния в направлении z : $\varepsilon(z,t) = \Delta d/d$. Решение этого уравнения будет [73]:

$$\varepsilon(z,t) = \varepsilon_0 \sum_n a_n \cos \frac{n\pi z}{H} \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2 D t}{H^2}\right), \quad (4.6)$$

При начальном условии ($t = 0$)

$$\varepsilon(z,0) = \varepsilon_0 \sum_n a_n \cos \frac{n\pi z}{H}, \quad (4.7)$$

где H – период СР, а $\varepsilon_0 = (d_1 - d_2)/d$

Таким образом, исходное распределение межплоскостного расстояния задается рядом Фурье по косинусам (4.7), а его изменение в процессе диффузии представляется зависящими от Dt коэффициентами Фурье:

$$a_n(t) = a_n(0) \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2 D t}{H^2}\right) \quad (4.8)$$

Используем это решение для описания диффузионного сглаживания профиля СР (исходный профиль – прямоугольный). Периодические граничные условия будут следующие:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial z_{z=0}} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial z_{z=H/2}} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial z_{z=H}} = 0 \quad (4.9)$$

Тогда получим решение диффузионного уравнения для участка от 0 до H :

$$\varepsilon(z,t) = \frac{\Delta d}{d} \sum_n a_n \exp\left(-\frac{4\pi^2 n^2 D t}{H^2}\right) \cos\left(\frac{2n\pi z}{H}\right), \quad (4.10)$$

где исходный профиль задается рядом Фурье с коэффициентами

$$a_0 = k, \quad a_n = \frac{2}{n\pi} \sin(n\pi k), \quad (4.11)$$

где k - фактор симметрии СР, зависящий от соотношения толщин ее слоев (h_1 и h_2): $k = h_1/H$.

Рассмотрим теперь изменение интенсивности рефлексов-сателлитов в процессе отжига при сглаживании профиля СР. Амплитуда рассеивания рентГеновских лучей (G) кристаллом есть сумма амплитуд рассеяния по всем его элементарным ячейкам в трех измерениях. Пусть h^* , k^* , l^* - координаты в обратном пространстве. Тогда амплитуда отражения, как функция положения в обратном пространстве будет[74]:

$$G(h^*, k^*, l^*) = F \sum_j \exp(2\pi i \frac{h^* x_j + k^* y_j + l^* z_j}{d}), \quad (4.12)$$

где d - межплоскостное расстояние; x_j , y_j , z_j - положение j - ой элементарной ячейки; F - структурная амплитуда рассеяния одной элементарной ячейкой:

$$F = \sum_i f_i \exp[2\pi i (hx_i + ky_i + lz_i)], \quad (4.13)$$

где f_i - функция рассеяния i -м атомом в ячейке; x_i , y_i , z_i - координаты атомов в ячейке.

В кристалле со сверхрешеткой период решетки (или межплоскостное расстояние) в каком-то направлении (z) периодически меняется. Поскольку мы ищем амплитуду отражения суммированием по элементарным ячейкам, выразим это периодическое изменение как изменение положения ячеек. Пусть в направлении z межплоскостное расстояние синусоидально меняется от $d - \Delta d$ до $d + \Delta d$ с периодичностью H . Тогда положение j -ой элементарной ячейки в этом направлении будет:

$$z_j = jd + \frac{H\Delta d}{2\pi d} \cos \frac{2\pi jd}{H}, \quad (4.14)$$

В двух других направлениях $x_j = jd$, $y_j = jd$ имеет обычный вид. Далее нас будет интересовать только зависимость амплитуды от l^* , поскольку только в этом направлении имеются особенности, связанные с СР. Из (4.14) и (4.12) получим:

$$\begin{aligned}
G(l^*) &= F \sum_j \exp\left(2\pi i \left(j l^* + \frac{H l^* \Delta d}{2\pi d^2} \cos \frac{2\pi j d}{H} \right)\right) = \\
&= F \sum_j \exp(2\pi i j l^*) \exp\left(2\pi i \frac{H l^* \Delta d}{2\pi d^2} \cos \frac{2\pi j d}{H}\right)
\end{aligned} \tag{4.15}$$

Поскольку $H\Delta d/d^2 \ll 1$, можно разложить вторую экспоненту в (4.15) в ряд и ограничиться первыми двумя членами:

$$\begin{aligned}
\exp 2\pi i \frac{H l^* \Delta d}{2\pi d^2} \cos \frac{2\pi j d}{H} &\approx 1 + i \frac{H l^* \Delta d}{d^2} \cos \frac{2\pi j d}{H} = \\
&= 1 + i \frac{H l^* \Delta d}{2d^2} \exp \frac{2\pi i j d}{H} + i \frac{H l^* \Delta d}{2d^2} \exp\left(-\frac{2\pi i j d}{H}\right)
\end{aligned} \tag{4.16}$$

Здесь было использовано преобразование $\cos \alpha = (e^{i\alpha} + e^{-i\alpha})/2$.

В нашем случае, когда изменение межплоскостного расстояния задается выражением (4.10), амплитуда рассеяния будет:

$$G(l^*) = F \sum_j \exp(2\pi i j l^*) \exp\left[2\pi i \frac{H l^* \Delta d}{2\pi d^2} \sum_n \frac{a_n}{n} \exp\left(-\frac{4n^2 \pi^2 D t}{H^2}\right) \cos \frac{2\pi j d}{H}\right] \tag{4.18}$$

Разложим вторую экспоненту в ряд, оставим два члена и после всех преобразований получим:

$$\begin{aligned}
G(l^*) &= F \sum_j \exp(2\pi i j l^*) + iF \frac{H\Delta d l^*}{2d^2} \sum_j \sum_n \frac{a_n}{n} \exp\left(-\frac{4n^2 \pi^2 D t}{H^2}\right) \exp 2\pi i j \left(l^* + \frac{nd}{H}\right) \\
&+ iF \frac{H\Delta d l^*}{2d^2} \sum_j \sum_n \frac{a_n}{n} \exp\left(-\frac{4n^2 \pi^2 D t}{H^2}\right) \exp 2\pi i j \left(l^* - \frac{nd}{H}\right).
\end{aligned} \tag{4.19}$$

Второе и третье слагаемые в правой части приобретают максимальное значение при $l^* \pm nd/H = u$, где u – целое число. Это означает, что с каждой стороны от брэгговского пика (которому соответствует первый член суммы при целом l^*), будет n спутников, где n – число не слишком малых коэффициентов Фурье в представлении профиля СР. Сглаживание профиля при диффузионном размытии приводит к быстрому уменьшению коэффициентов Фурье с большими номерами и исчезновению дальних спутников. Интенсивность спутника пропорциональна

$$\left(F \frac{H\Delta d(u \pm nd/H)}{2d^2} \frac{a_n}{n} \exp\left(-\frac{4n^2 \pi^2 D t}{H^2}\right)\right)^2 \tag{4.20}$$

В процессе отжига за время $\Delta t = t_2 - t_1$ интенсивность сателлита изменяется следующим образом:

$$\frac{I_n(t_2)}{I_n(t_1)} = \left[\frac{\exp\left(-\frac{4n^2\pi^2}{H^2}Dt_2\right)}{\exp\left(-\frac{4n^2\pi^2}{H^2}Dt_1\right)} \right]^2 \quad (4.21)$$

или

$$\ln \frac{I_n(t_2)}{I_n(t_1)} = 8 \frac{n^2\pi^2}{H^2} D(t_1 - t_2) \quad (4.22)$$

Последнее выражение будет использоваться при определении коэффициентов диффузии в данной работе.

Исследования процессов взаимодиффузии материалов слоев в СР проводились следующим образом. Образцы СР делились на три примерно равные части для отжига при трех разных температурах. Чтобы избавиться от рефлексов подложки на дифракционной картине, СР отделялись от подложек растворением КСl в дистиллированной воде и вылавливались на аморфные кварцевые пластины. Серия диффузионных отжигов проводилась в вакууме при определенной температуре для каждой части образца. Периодически (после каждого отжига) образцы вынимались для рентгеновских съемок. Дифракционные кривые были получены, используя схему двойного кристалл-спектрометра, в $\text{Cu-K}\alpha_1$ излучении при $\Theta - 2\Theta$ сканировании (использовалось отражение (400) от кремниевого кристалла-монокроматора).

4.1. Взаимодиффузия в СР PbSe-PbS

Для диффузионных исследований были изготовлены два типа СР PbSe-PbS/(001)KCl: 1) симметричные СР с равными толщинами слоев PbSe (9 нм) и PbS (9 нм) и с числом периодов - 20; 2) асимметричные СР с неравными толщинами слоев PbSe (14 нм) и PbS (6 нм) и с числом периодов - 20. В исходном

состоянии СР были хорошего качества с резкими границами раздела, о чем свидетельствует наличие рефлексов-сателлитов дальних порядков (рис. 4.1,а).

Серия диффузионных отжигов проводилась в вакууме при температурах 543 К, 593 К и 623 К. Как видно из рис. 4.1, в процессе диффузионных отжигов с

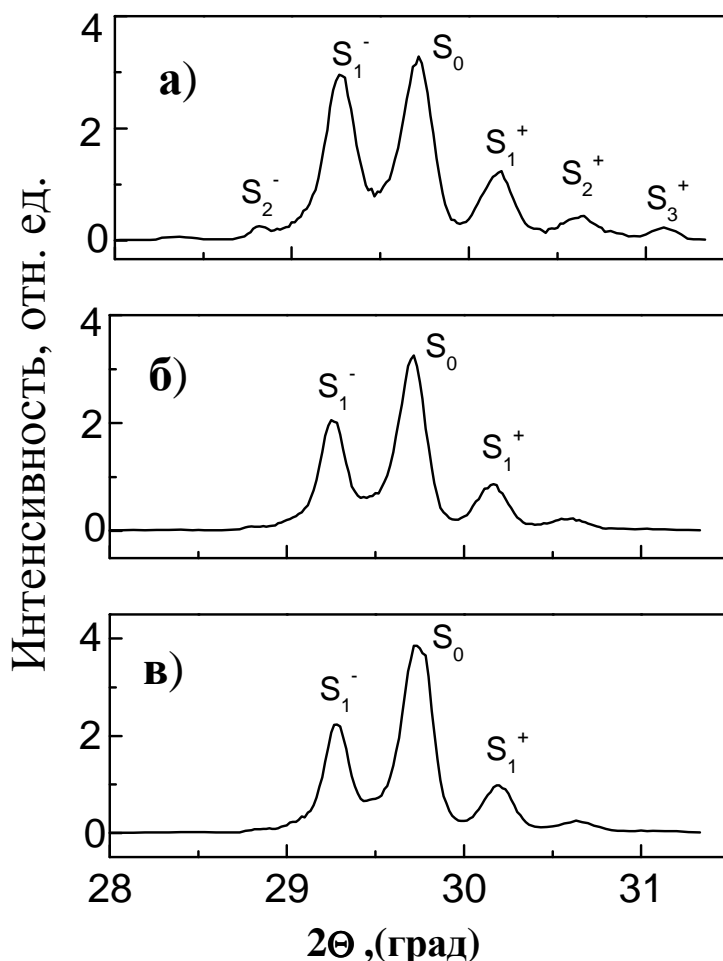


Рис. 4.1. Рентгеновская дифракция в отражении (200) СР PbSe-PbS с периодом 22 нм в исходном состоянии (а) и после отжигов при температуре 543 К в течение 10 часов (б) и 78 часов (в). S_n – рефлекс-сателлиты.

течением времени интенсивность боковых рефлексов-сателлитов (S_n^\pm) уменьшается, а центрального (S_0) – возрастает, что свидетельствует о перемешивании материалов слоев СР. Заметно, что сателлиты дальних порядков в процессе отжигов быстро исчезают. Поэтому оценки коэффициентов взаимодиффузии лучше всего делать по изменению интенсивности сателлитов первого порядка, которые при

перемешивании материалов слоев исчезают последними. Более наглядно изменение интенсивности сателлитов видно на логарифмической зависимости их относительной интенсивности от времени отжига (Рис. 4.2).

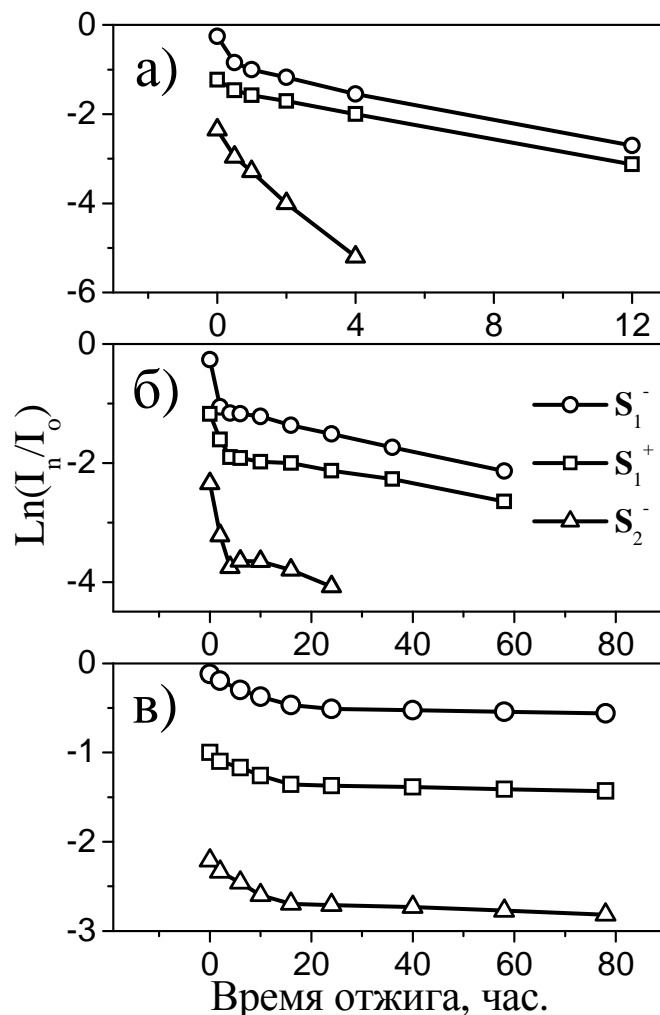


Рис. 4.2. Изменение относительной интенсивности рефлексов-сателлитов первого (S_1) и второго (S_2) порядков отражения со временем отжига при температуре 623 К (а), 593 К (б) и 543 К (в) для асимметричной СР PbSe-PbS с периодом 20 нм.

Более того, данная зависимость позволяет проследить изменение коэффициента взаимодиффузии (D) со временем отжигов, поскольку наклон кривой пропорционален D (смотри выражение 4.22). Оказалось, что имеется два этапа диффузии: быстрая (на начальных этапах отжигов) и медленная.

Изменение симметрии толщин слоев СР (рис.4.3) также не меняет наблюдаемой картины.

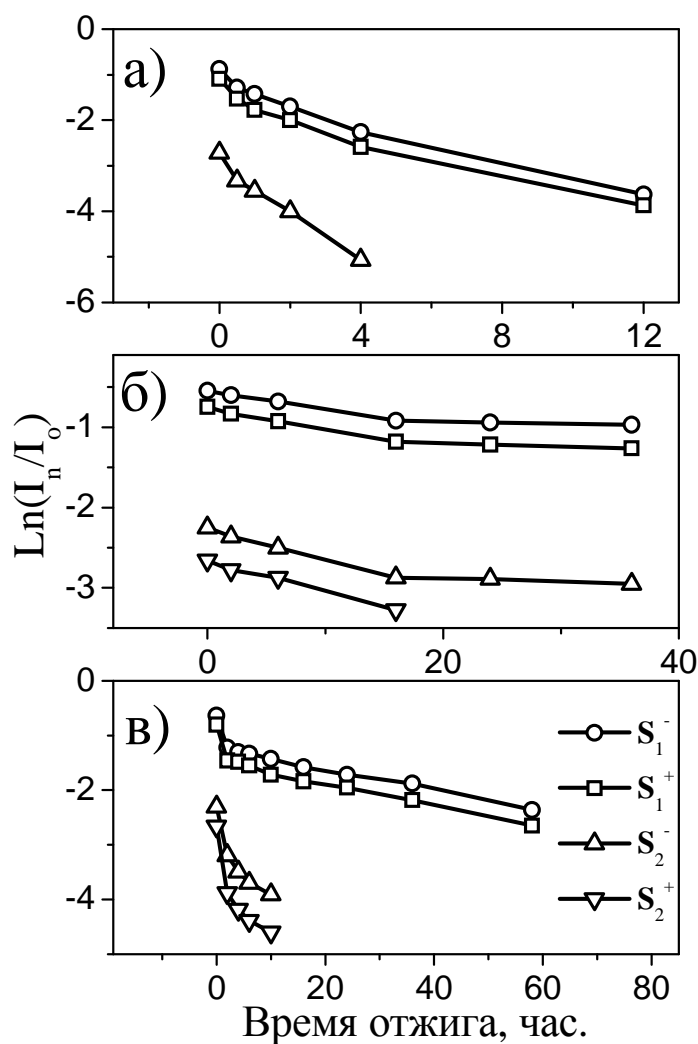


Рис. 4.3. Изменение относительной интенсивности рефлексов-сателлитов первого (S_1) и второго (S_2) порядков отражения со временем отжига при температуре 623 К (а), 593 К (б) и 543 К (в) для симметричной СР PbSe-PbS с периодом 18 нм.

Используя выражение (4.22), были определены коэффициенты взаимодиффузии материалов слоев для этапов быстрой и медленной диффузии.

Для быстрой диффузии:

$$D_b = 3.6 \times 10^{-19} \text{ см}^2/\text{с} (543 \text{ К}); 2 \times 10^{-18} \text{ см}^2/\text{с} (593 \text{ К}); 4.9 \times 10^{-18} \text{ см}^2/\text{с} (623 \text{ К}).$$

Для медленной диффузии:

$D_m = 1.6 \times 10^{-20} \text{ см}^2/\text{с}$ (543 K); $4 \times 10^{-19} \text{ см}^2/\text{с}$ (593 K); $2.15 \times 10^{-18} \text{ см}^2/\text{с}$ (623 K).

Учитывая закон Аррениуса ($D = D_0 \exp(-E_a/kT)$), был построен график температурной зависимости коэффициента взаимодиффузии (рис. 4.4) и определены значения энергии активации (E_a) и предэкспоненциального множителя (D_0) для каждого этапа диффузии.

Для быстрой диффузии: $D_0 = 2.4 \times 10^{-10} \text{ см}^2/\text{с}$; $E_a = 0.95 \text{ эВ}$.

Для медленной диффузии: $D_0 = 5.3 \times 10^{-4} \text{ см}^2/\text{с}$; $E_a = 1.78 \text{ эВ}$.

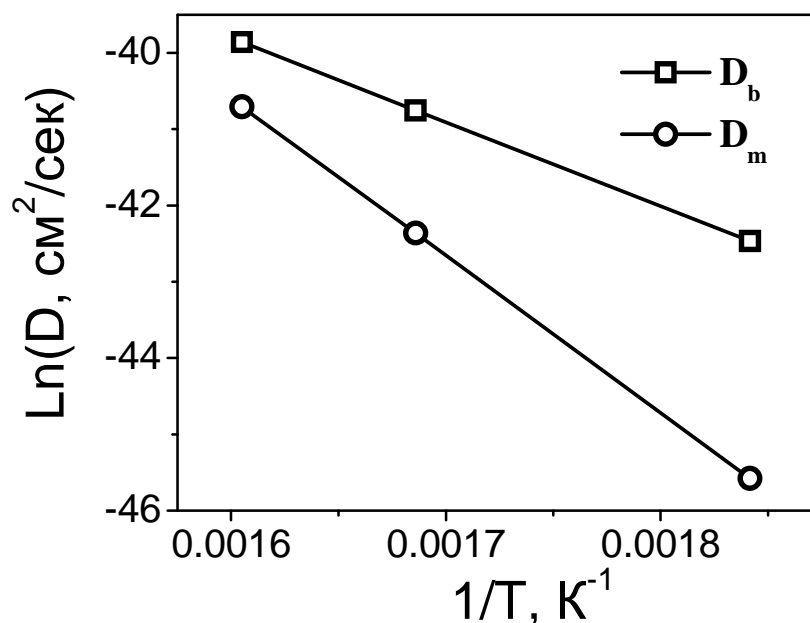


Рис. 4.4. Температурная зависимость коэффициента диффузии для этапов быстрой (\square) и медленной (\circ) диффузии.

Быстрая диффузия на начальных этапах отжига, по-видимому, связана с наличием неравновесных нестехиометрических точечных дефектов в халькогенидах свинца, о чем свидетельствует и низкое значение энергии активации ($E = 0.95 \text{ эВ}$). Более очевидным такой вывод становится при сравнении полученных результатов с данными для взаимодиффузии массивных монокристаллов PbSe-PbS [75]. В данной работе исследовались как нелегированные (i – тип) стехиометричные кристаллы, так и легированные: с избытком свинца (n – тип) и халькогена (p – тип). В таблице 4.1 приведены данные для коэффициентов диффузии наших СР и массивных монокристаллов при одинаковых температурах. Из таблицы видно,

Коэффициенты взаимодиффузии сверхрешеток и массивных кристаллов PbSe-PbS.

Т, К	Сверхрешетки		Массивные кристаллы [75]		
	D, см ² /сек		D, см ² /сек		
	D _b	D _m	n-тип	i-тип	p-тип
543	3.6×10 ⁻¹⁹	1.6×10 ⁻²⁰	1.4×10 ⁻²⁰	4×10 ⁻²¹	6×10 ⁻²⁰
593	2×10 ⁻¹⁸	4×10 ⁻¹⁹	6×10 ⁻¹⁹	2×10 ⁻¹⁹	2×10 ⁻¹⁸
623	4.9×10 ⁻¹⁸	2.15×10 ⁻¹⁸	4×10 ⁻¹⁸	2×10 ⁻¹⁸	6×10 ⁻¹⁷

что коэффициенты диффузии D_m более соответствуют стехиометричным нелегированным монокристаллам, а D_b – соответствует n-типу с избытком свинца.

Полученные значения D₀ и E_a позволяют нам рассчитать коэффициент диффузии для данной системы при любой интересующей нас температуре, например при температуре роста СР (523 К), и оценить величину перемешанной зоны (ΔX), которая может образоваться за время изготовления СР (t ~1 час):

$$\Delta X^2 \sim 4Dt, \quad (4.23)$$

В нашем случае получается $D(523K) = 1.6 \times 10^{-19}$ см²/сек, ΔX = 0.48 нм. Таким образом, в исходном состоянии после изготовления СР PbSe-PbS будет иметь на межфазной границе перемешанную зону порядка одного монослоя.

4.2. Взаимодиффузия в СР PbSe-PbTe

Для диффузионных исследований были изготовлены симметричные СР PbSe-PbTe/(001)KCl с периодом 8.6 нм и с числом периодов – 20. В исходном состоянии СР были хорошего качества с резкими границами раздела, о чем свидетельствуют рефлексы-сателлиты (рис. 4.5.1).

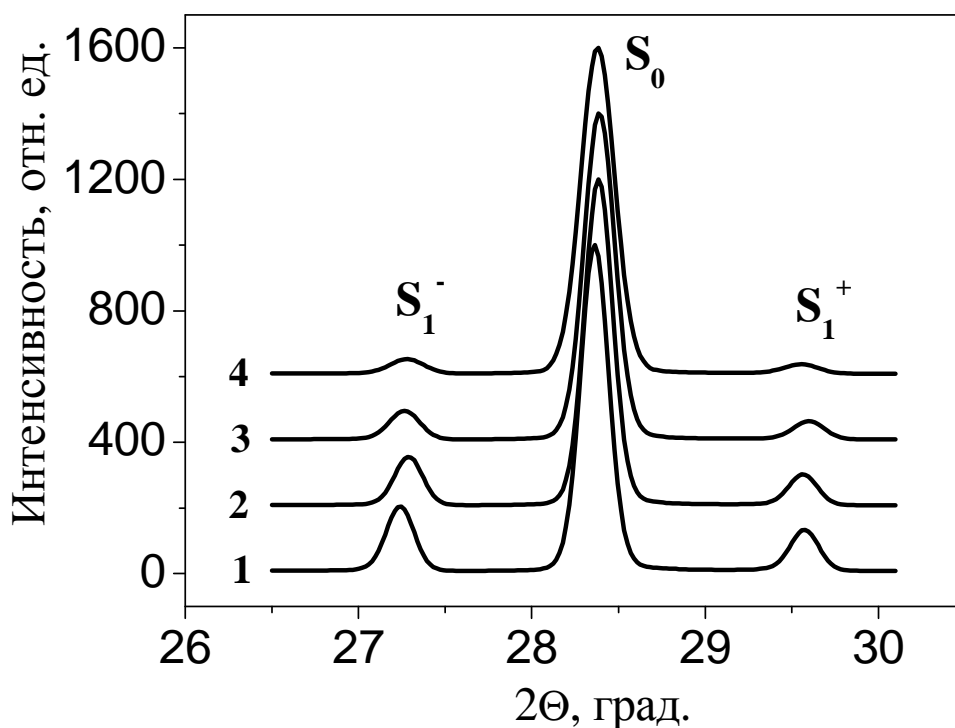


Рис. 4.5. Рентгеновская дифракция в отражении (200) СР PbSe-PbTe с периодом 8.6 нм в исходном состоянии (1) и после отжигов при температуре 593 К в течение 2.5 часов (2), 8.5 часов (3) и 14.5 часов (4). S_n – рефлексы-сателлиты.

Серия диффузионных отжигов проводилась в вакууме при температурах 543 К, 593 К и 643 К. Как видно из рисунка 4.5, в процессе диффузионных отжигов с течением времени интенсивность боковых рефлексов-сателлитов (S_1^\pm) уменьшается, а центрального (S_0) – возрастает, что свидетельствует о перемешивании материалов слоев СР. Более наглядно изменение интенсивности сателлитов видно на логарифмической зависимости их относительной интенсивности от времени отжига (рис. 4.6).

В отличие от системы PbSe-PbS, для данной системы этап быстрой диффузии отсутствует.

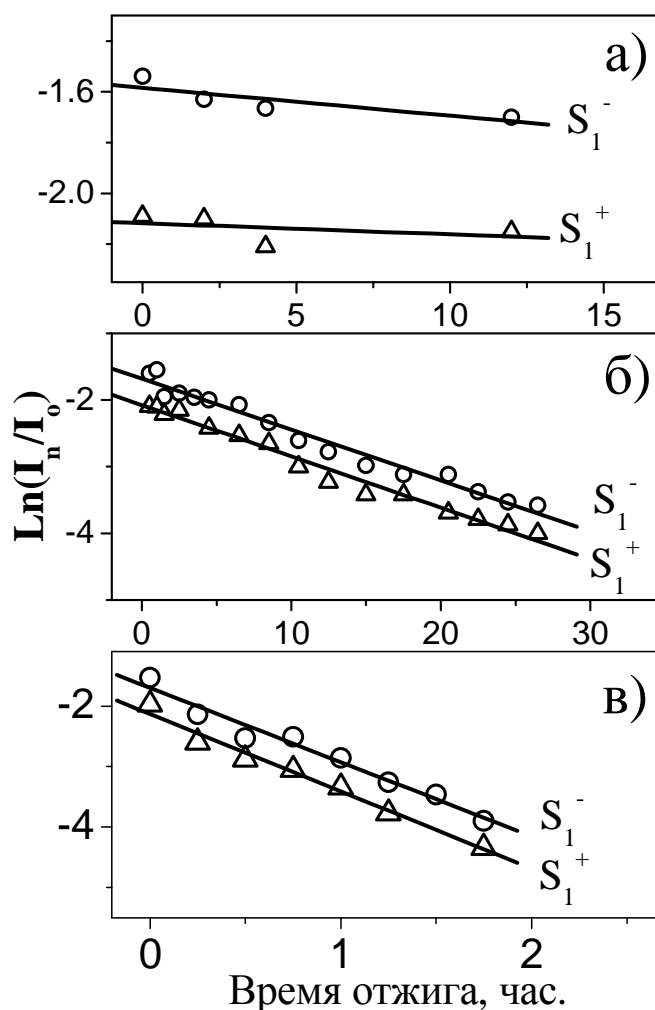


Рис. 4.6. Изменение относительной интенсивности левого (\circ) и правого (Δ) рефлексов-спутников со временем отжига при температуре 543 К (а), 593 К (б) и 643 К (в) для СР PbSe-PbTe с периодом 8.6 нм.

Используя выражение (4.22) были определены коэффициенты взаимодиффузии материалов слоев по изменению интенсивности как для левого (S_1^-), так и правого (S_1^+) спутников.

Для левого спутника:

$$D = 2.8 \times 10^{-20} \text{ см}^2/\text{с} (543 \text{ К}); 1.93 \times 10^{-19} \text{ см}^2/\text{с} (593 \text{ К}); 3.11 \times 10^{-18} \text{ см}^2/\text{с} (643 \text{ К}).$$

Для правого спутника:

$$D = 1.8 \times 10^{-20} \text{ см}^2/\text{с} (543 \text{ К}); 1.92 \times 10^{-19} \text{ см}^2/\text{с} (593 \text{ К}); 3.15 \times 10^{-18} \text{ см}^2/\text{с} (643 \text{ К}).$$

Усреднив значения коэффициентов диффузии по обоим спутникам, был построен график температурной зависимости коэффициента взаимодиффузии (Рис. 4.7) и

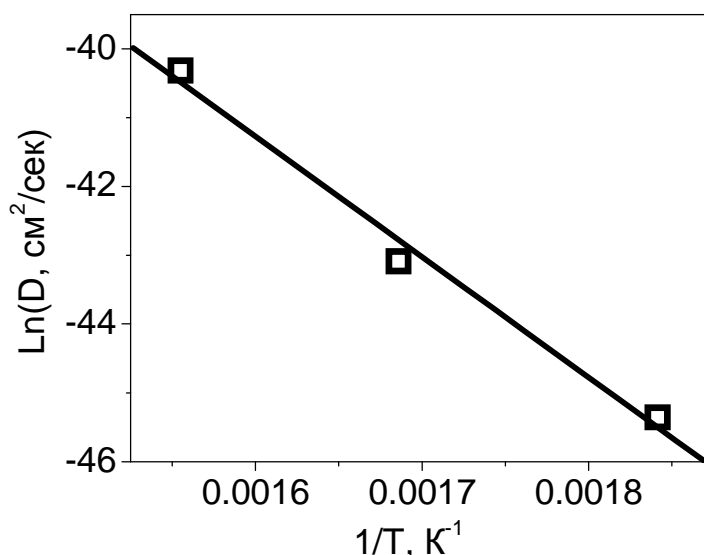


Рис. 4.7. Температурная зависимость коэффициента диффузии для CP PbSe-PbTe с периодом 8.6 нм.

определены значения энергии активации (E_a) и предэкспоненциального множителя (D_0):

$$D_0 = 1.61 \times 10^{-6} \text{ см}^2/\text{с}; E_a = 1.5 \text{ эВ}.$$

Данные по взаимодиффузии массивных кристаллов PbSe и PbTe отсутствуют, поэтому мы можем сравнить полученные результаты только со значениями самодиффузии Se в PbSe ($D_0 = 2.1 \times 10^{-5} \text{ см}^2/\text{с}; E_a = 1.2 \text{ эВ}$), что не сильно отличается от наших значений.

Оценка коэффициента диффузии и величины перемешанной зоны при изготовлении CP PbSe-PbTe за время 1 час дает следующие значения:

$D(523\text{K}) = 5.6 \times 10^{-21} \text{ см}^2/\text{сек}$, $\Delta X = 0.09 \text{ нм}$. Таким образом, в исходном состоянии после изготовления CP PbSe-PbTe будет иметь на межфазной границе перемешанную зону меньше одного монослоя.

4.3. Взаимодиффузия в CP на основе халькогенидов европия

Для диффузионных исследований были изготовлены несколько CP EuS-PbSe/(001)KCl: 1) симметричные CP с равными толщинами слоев PbSe (9.5 нм) и

PbS (9.5 нм) и с числом периодов - 20; 2) асимметричные СР с неравными толщинами слоев EuS (10 нм) и PbSe (1.5 нм) и с числом периодов - 20; 3) асимметричные СР с неравными толщинами слоев EuS (6 нм) и PbSe (2.6 нм) и с числом периодов - 20.

В исходном состоянии СР были хорошего качества с резкими границами раздела, о чем свидетельствует наличие рефлексов-сателлитов дальних порядков (рис.4.8,а). Серия диффузионных отжигов проводилась в вакууме при

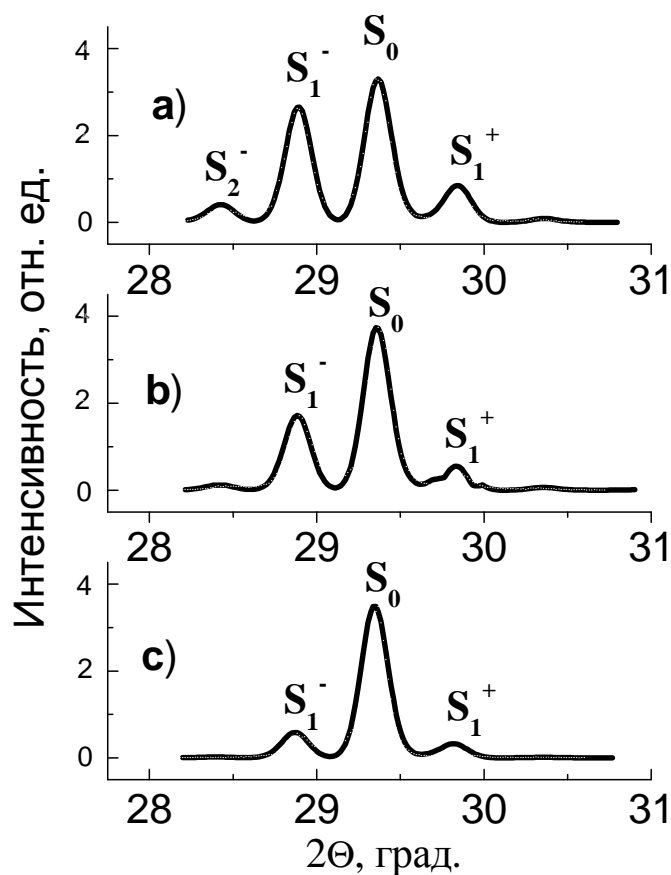


Рис. 4.8. Рентгеновская дифракция в отражении (200) СР EuS-PbSe с периодом 19 нм в исходном состоянии (а) и после отжигов при температуре 593 К в течение 10 часов (б) и 30 часов (с). S_n – рефлексы-сателлиты.

температурах 593 К, 693 К и 733 К. Как видно из рисунка 4.8 в процессе диффузионных отжигов с течением времени интенсивность боковых рефлексов-сателлитов (S_n^\pm) уменьшается, а центрального (S_0) – возрастает, что свидетельствует о перемешивании материалов слоев СР.

Заметно, что сателлиты дальних порядков в процессе отжига быстро исчезают. Поэтому, оценки коэффициентов взаимодиффузии лучше всего делать по изменению интенсивности сателлитов первого порядка, которые при перемешивании материалов слоев исчезают последними. Более наглядно изменение интенсивности сателлитов видно на логарифмической зависимости их относительной интенсивности от времени отжига (Рис. 4.9).

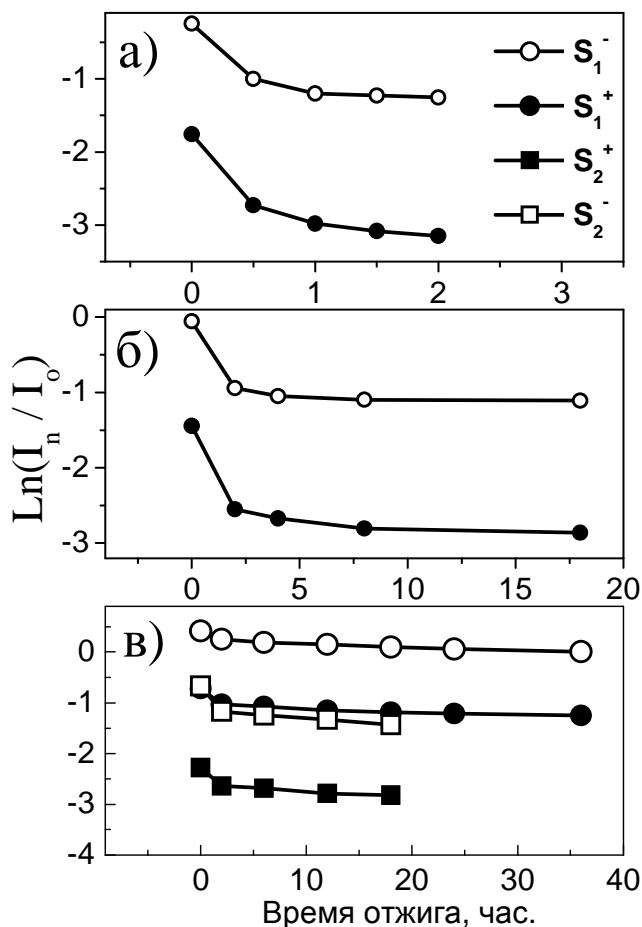


Рис. 4.9. Изменение относительной интенсивности рефлексов-сателлитов первого (S_1) порядка отражения со временем отжига при температуре 733 К (а), 693 К (б) и 593 К (в) для а СР EuS-PbSe с периодом 19 нм.

Оказалось, что и для системы EuS-PbSe имеется два этапа диффузии: быстрая (на начальных этапах отжига) и медленная. Однако для данной системы трудно однозначно разделить эти два этапа диффузии, поскольку наблюдается постепенное изменение угла наклона кривой (смотри рис.4.9) после каждого отжига. Поэтому коэффициенты взаимодиффузии определяли только для

последних стадий отжига, где наклон кривой почти не изменялся. Усредненные значения коэффициентов взаимодиффузии для системы EuS-PbSe составляют:

$$D = 7.7 \times 10^{-21} \text{ см}^2/\text{с} (593 \text{ К}); 3.3 \times 10^{-19} \text{ см}^2/\text{с} (693 \text{ К}); 8.7 \times 10^{-19} \text{ см}^2/\text{с} (733 \text{ К})$$

Такие же результаты были получены и для асимметричных СР EuS-PbSe с периодами 11.5 нм и 8.6 нм. Усреднив значения коэффициентов диффузии по симметричным и асимметричным СР, был построен график температурной зависимости коэффициента взаимодиффузии (Рис. 4.10) и определены значения

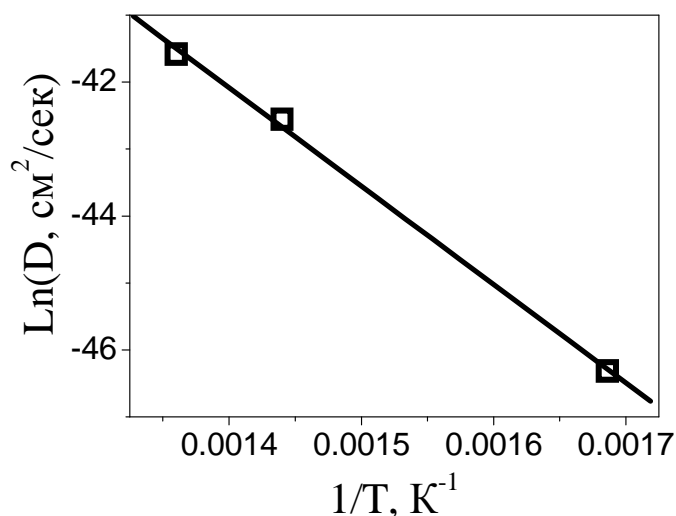


Рис.4.10. Температурная зависимость коэффициента взаимодиффузии слоев для сверхрешетки EuS-PbSe.

энергии активации (E_a) и предэкспоненциального множителя (D_0):

$$D_0 = 4.0 \times 10^{-10} \text{ см}^2/\text{с}; E_a = 1.258 \text{ эВ.}$$

Оценка коэффициента диффузии и величины перемешанной зоны при изготовлении СР EuS-PbSe за время 1 час дает следующие значения:

$$D(523\text{К}) = 2.9 \times 10^{-22} \text{ см}^2/\text{сек}, \Delta X = 0.02 \text{ нм.}$$

Таким образом, в исходном состоянии после изготовления СР EuS-PbSe будет иметь на межфазной границе перемешанную зону меньше одного монослоя.

Следует особо отметить, что в процессе диффузионных отжигах СР EuS-PbSe наблюдался систематический сдвиг положения нулевого рефлекса (S_0) в сторону больших углов (рис. 4.11).

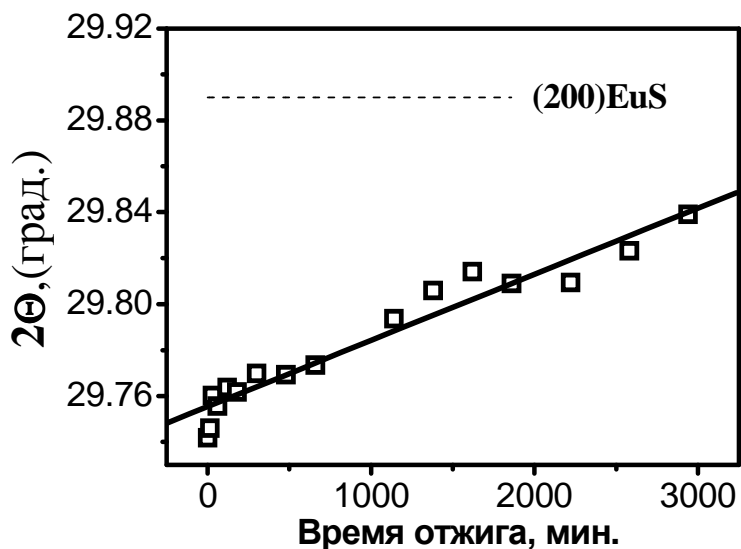


Рис.4.11. Изменение положения нулевого сателлита (S_0) со временем отжига для сверхрешетки EuS-PbSe. Пунктиром показано положение рефлекса (200)EuS.

Известно, что положение нулевого рефлекса определяется соотношением толщин слоев СР: чем больше толщина одного из слоев СР по сравнению с другим, тем ближе к положению рефлекса данного материала будет располагаться S_0 . В нашем случае изменение положения S_0 может свидетельствовать об изменении положения межфазной границы, соответствующей пятидесятипроцентному составу материалов слоев (плоскости Матано). Движение межфазной границы в процессе диффузионных отжигов может свидетельствовать о наличии эффекта Киркендалла. В нашем случае наблюдается сдвиг S_0 в сторону положения рефлекса EuS, что свидетельствует о движении межфазной границы в сторону PbSe. Аналогичные диффузионные исследования были проведены для СР EuS-PbS, EuS-PbTe, EuSe-PbS, EuSe-PbSe. Результаты представлены в табл. 4.2.

Анализируя результаты диффузионных исследований в целом необходимо отметить, что исследованные СР являются достаточно стабильными структурами и в исходном состоянии (после их изготовления) имеют очень маленькую величину перемешанной зоны порядка или менее одного монослоя. Эффективные

коэффициенты взаимодиффузии очень низкие и материалы слоев СР при температурах до 473 К практически не перемешиваются.

Таблица 4.2.

Диффузионные характеристики СР. **f** - несоответствие решеток слоев; **H** – период СР; **h_i** – толщина слоя; **T** – температура отжигов; **D** – коэффициенты диффузии; **D₀** – предэкспоненциальный множитель; **E_a** – энергия активации; **D_{523 К}** – коэффициент диффузии при 523 К; **ΔX** – величина перемешанной зоны при 523 К за 1 час.

СР	f, %	H (h ₁ +h ₂), нм	T, К	D, см ² /с	D ₀ , см ² /с	E _a , эВ	D _{523 К} , см ² /с	ΔX, нм
PbSe-PbS	3.1	18 (9+9) 20 (14+6)	543	1.6×10 ⁻²⁰	5.3×10 ⁻⁴	1.78	1.6×10 ⁻¹⁹	0.48
			593	4×10 ⁻¹⁹				
			623	2.1×10 ⁻¹⁸				
PbTe-PbSe	5.3	8.6 (4.3+4.3)	543	2.3×10 ⁻²⁰	1.6×10 ⁻⁶	1.5	5.6×10 ⁻²¹	0.09
			593	1.9×10 ⁻¹⁹				
			643	3.1×10 ⁻¹⁸				
EuS-PbS	0.5	8.0 (4+4)	543	1.1×10 ⁻²⁰	2.2×10 ⁻⁹	1.22	3×10 ⁻²¹	0.06
			593	6.4×10 ⁻²⁰				
			623	1.7×10 ⁻¹⁸				
EuS-PbSe	2.5	19 (9.5+9.5) 11.5(10+1.5) 8.6 (6+2.6)	593	7.7×10 ⁻²¹	4.0×10 ⁻¹⁰	1.26	2.9×10 ⁻²²	0.02
			693	3.3×10 ⁻¹⁹				
			733	8.7×10 ⁻¹⁹				
EuSe-PbS	4.0	14 (7+7)	573	0.8×10 ⁻¹⁸	1.1×10 ⁻¹¹	0.9	2.2×10 ⁻²⁰	0.18
			598	1.7×10 ⁻¹⁸				
			623	3.5×10 ⁻¹⁸				
EuSe-PbSe	0.9	15 (8+7) 13 (7+6) 16 (8+8)	673	0.5×10 ⁻¹⁸	9.9×10 ⁻⁶	1.78	7.5×10 ⁻²³	0.01
			698	1.2×10 ⁻¹⁸				
			723	4.5×10 ⁻¹⁸				
PbTe-PbS	8.3	Не перемешиваются до 750 К						
EuS-PbTe	7.7	Не перемешиваются до 750 К						

Более того, для некоторых систем (PbTe-PbS, EuS-PbTe) перемешивания материалов слоев не наблюдается вплоть до температур ~ 750 К, когда начинается

их реиспарение в процессе отжига. Известно [75], что диффузия в халькогенидах свинца и олова происходит по вакансионному механизму с образованием твердых растворов замещения. По такому же механизму происходит взаимодиффузия в данных СР, о чем свидетельствуют достаточно высокие значения энергии активации. В пользу данного механизма свидетельствует так же сравнение диффузионных характеристик для массивных кристаллов и наших СР PbSe-PbS, которые оказались очень близкими. Для других систем подобное сравнение невозможно из-за отсутствия для них экспериментальных данных для массивных кристаллов.

Следует отметить, что почти для всех систем наблюдается два этапа диффузии: быстрая (на начальных этапах отжига) и медленная. Быстрая диффузия на начальных этапах отжига связана с наличием неравновесных нестехиометрических точечных дефектов в халькогенидах свинца. В процессе отжига количество точечных дефектов уменьшается, что и приводит к замедлению диффузии.

Следует также обратить внимание, что диффузионные характеристики исследованных систем не зависят от симметрии СР (соотношения толщин слоев). Коэффициенты взаимодиффузии являются практически одинаковыми как для симметричных (с одинаковыми толщинами слоев), так и для асимметричных СР. Изменение периода СР также не меняет диффузионные характеристики данной системы.

Выводы:

1. Впервые для систем PbTe-PbSe, PbSe-PbS, EuS-PbSe, EuS-PbS, EuSe-PbS, EuSe-PbSe определены эффективные коэффициенты взаимодиффузии материалов слоев в тонкопленочном состоянии. Диффузионные характеристики исследованных систем не зависят от симметрии СР (соотношения толщин слоев) и величины периода.

2. Обнаружено два этапа диффузии – быстрая (на начальных этапах отжига) и медленная. Быстрая диффузия связана с наличием неравновесных нестехиометрических точечных дефектов в исследованных материалах.
3. В системе EuS-PbSe обнаружен эффект Киркендалла по изменению положения нулевого рефлекса-сателлита в процессе диффузионных отжига.
4. Рассмотренные СР являются достаточно стабильными структурами и в исходном состоянии (после их изготовления) имеют очень маленькую величину перемешанной зоны порядка или менее одного монослоя, что делает их весьма перспективными для дальнейших исследований и поиска новых эффектов.

РАЗДЕЛ 5

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ СВЕРХРЕШЕТОК [375-381]

Наиболее характерным эффектом для низкоразмерных структур, в том числе и СР, является размерное квантование энергетического спектра носителей заряда (см. раздел 1). Наиболее эффективными и наглядными методами исследования размерного квантования являются оптические методы, в том числе и люминесценция. По типу возбуждения различают несколько видов люминесценции: фотолюминесценцию (возбуждение светом), радиолюминесценцию (возбуждение радиацией), катодолюминесценцию (возбуждение электронным пучком), электролюминесценцию (возбуждение электрическим полем), хемилюминесценцию (возникает при химических реакциях) и некоторые другие экзотические виды люминесценции. Наиболее простым и доступным методом является фотолюминесценция, в которой для возбуждения используется лазерное излучение. Данный метод весьма эффективно используется при исследовании низкоразмерных структур на основе узкозонных полупроводников A^4B^6 . В работах [31-32, 76-80] показано, что размерное квантование в таких структурах можно наблюдать по появлению в спектре фотолюминесценции отдельных линий излучения, соответствующих переходам между квантовыми уровнями (минизонами), а также по изменению положения этих линий при изменении ширины квантовых ям и уровня накачки.

В настоящей работе оптические исследования выполнялись на оригинальной установке по исследованию фотолюминесценции (ФЛ) узкозонных полупроводников в диапазоне длин волн 2 - 12 мкм с двумя криостатами для охлаждения образцов до температур жидкого азота (77 К) и гелия (4.2 К). В качестве источника излучения для возбуждения ФЛ использовался YAG: Nd- лазер (ЛТИ-502) с длиной волны 1.06 мкм, длительностью импульса (на уровне 0.5 от максимума) 95 нс и мощностью в импульсе до 6 кВт. Излучение ФЛ регистрировалось при помощи монохроматора ИКС-12 и фоторезистора на основе сплава $Cd_{1-x}Hg_xTe$.

5.1. Фотолюминесценция однослойных пленок PbS

Наиболее простым объектом для исследования являются однослойные пленки. Из всех узкозонных полупроводников наиболее подходящим для исследования квантово-размерных эффектов является PbS, который позволяет выращивать сплошные сверхтонкие (до 3 нм) монокристалльные слои на подложках (001)KCl. Пленки других халькогенидов (PbSe, PbTe, SnTe) становятся сплошными на подложках KCl и BaF₂ лишь при толщинах слоев более 30 - 50 нм. Поэтому, для ФЛ исследований была выращена серия однослойных пленок PbS/(001)KCl с набором толщин слоев от 3 нм до 300 нм.

ФЛ толстых (200-300 нм) пленок PbS/(001)KCl при температуре жидкого азота (77 К) показала, что положение их спектров (длинноволнового края) соответствует энергии запрещенной зоны $E_g = 230$ мэВ, что не совпадает с массивным PbS (310 мэВ). Очевидно, что такой сдвиг линий ФЛ (особенно знак сдвига) не может быть обусловлен квантово-размерными эффектами из-за достаточно большой толщины пленок. Скорее всего, такой сдвиг может быть вызван упругими деформациями, возникающими в системе пленка-подложка из-за разницы их коэффициентов термического расширения (КТР). Оценим величину изменения ширины запрещенной зоны (ΔE_g^α) пленки PbS, возникающей под действием таких деформаций при охлаждении образцов до температуры жидкого азота (77 К). Изменение ширины запрещенной зоны под действием напряжений определяется выражениями [81]:

$$\Delta E_g^\sigma = (\partial E_g / \partial \sigma) \sigma_{11} = (\partial E_g / \partial \sigma) c \varepsilon_{11}, \quad (5.1)$$

$$c = c_{11} + c_{12} - 2c_{12}^2 / c_{11}, \quad (5.2)$$

где $(\partial E_g / \partial \sigma)$ - коэффициент зависимости E_g от напряжений всестороннего сжатия; σ_{11} - нормальные напряжения; ε_{11} - нормальная деформация; c_{ik} - модули упругости. Деформация, вызванная разницей КТР ($\Delta\alpha$) пленки и подложки, будет равна

$$\varepsilon_{11} = \Delta a / a = \Delta\alpha\Delta T, \quad (5.3)$$

где ΔT - разница температур при выращивании пленки (523 K) и при ФЛ исследовании (77 K); $\Delta\alpha = \alpha_{\text{KCl}} - \alpha_{\text{PbS}}$ - разность КТР подложки и пленки.

Поскольку $\Delta T = 446$ K, $\alpha_{\text{KCl}} = 36 \times 10^{-6}$ K⁻¹, $\alpha_{\text{PbS}} = 17 \times 10^{-6}$ K⁻¹, $(\partial E_g / \partial \sigma) = 7 \times 10^{-11}$ эВ/Па [81], $c = 1.4 \times 10^{11}$ Па, то $\epsilon_{11} = 0.0084$, $\sigma_{11} = 1.2 \times 10^9$ Па, что дает $\Delta E_g^\alpha = -83$ мэВ. Данное значение можно рассматривать как оценочное, поскольку используемые в расчете величины сами зависят от давления и температуры. Кроме того, в процессе охлаждения образцов (особенно от температуры выращивания пленок до комнатной) возможна частичная релаксация упругих деформаций в системе пленка-подложка. Для экспериментальной проверки данного эффекта было проведено сравнение спектров ФЛ, полученных для одной и той же толстой (200 нм) пленки PbS на KCl и без подложки. Удаление подложки осуществлялось путем ее растворения в дистиллированной воде. Пленка PbS вылавливалась на медную пластину, на которой она держалась за счет слабых сил ван-дер-Вальса, что исключало возникновение напряжений при охлаждении. ФЛ свободной пленки PbS показала, что ее E_g соответствует значению массивного PbS и равно 310 мэВ. Таким образом, экспериментальное значение сдвига $\Delta E_g^\alpha = -80$ мэВ достаточно хорошо согласуется с приведенной выше оценкой.

Для тонких (≤ 20 нм) пленок PbS начинают проявляться эффекты размерного квантования. Положение их ФЛ спектров сдвигается в сторону больших энергий при уменьшении толщины слоев (рис 5.1), что обусловлено сдвигом уровней размерного квантования.

Тонкую пленку PbS/(001)KCl можно рассматривать как прямоугольную потенциальную яму с высокими непроницаемыми стенками для движения носителей в направлении [100]. В этом случае энергетическое положение уровней размерного квантования (E_n) как для электронов, так и для дырок определяется известными выражениями [82]:

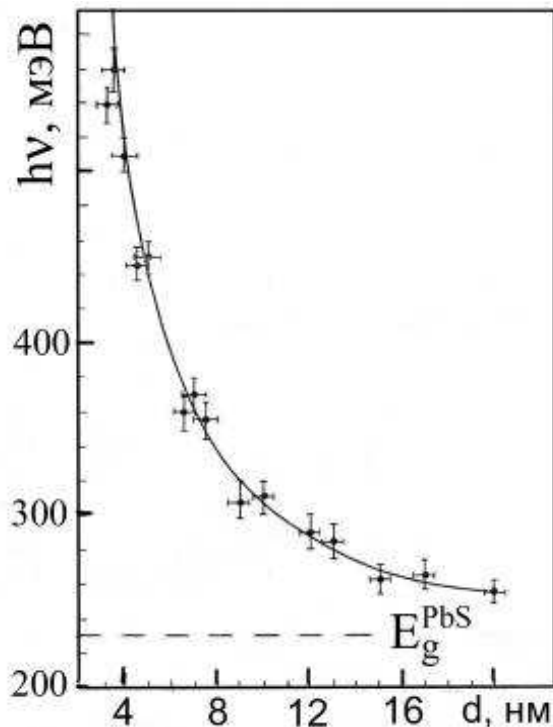


Рис. 5.1 Экспериментальная (точки) и расчетная (сплошная кривая) зависимости длинноволнового края спектра ФЛ для пленок PbS/(001)KCl от их толщины d при температуре 77 К. Пунктиром показано положение E_g для PbS.

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2m^*(E_n)d^2}, \quad n=1,2,\dots \quad (5.4)$$

$$m^*(E_g) = m_0^*(1 + 2E_n/E_g), \quad (5.5)$$

где непараболичность закона дисперсии учтена зависимостью эффективной массы от энергии (закон дисперсии предполагается кейновским). Здесь m_0^* - эффективная масса носителя на дне зоны в объемном полупроводнике, а E_g - ширина запрещенной зоны в объемной пленке PbS на подложке KCl при жидком азоте, равная 230 мэВ из-за деформации пленки подложкой вследствие различия их КТР, d - толщина пленки. Так как квантование имеет место в направлении [100], все четыре долины как в зоне проводимости, так и в валентной зоне эквивалентны, а эффективная масса в направлении квантования будет равна

$$m_0 = 3(1/m_{\parallel}^* + 2/m_{\perp}^*)^{-1}, \quad (5.6)$$

где m_{\parallel}^* и m_{\perp}^* - продольная и поперечная компоненты эффективных масс на дне зон, которые брались из [81].

На рис. 5.1 сплошной линией отложена величина $E_g + E_{1c} + E_{1v}$, где E_{1c} и E_{1v} расчетные значения первых уровней квантования для электронов и дырок в зависимости от толщины пленки PbS, а экспериментальные точки - низкоэнергетический край спектров ФЛ этих пленок при 77 К. Видно, что расчетное значение положения первых уровней размерного квантования очень хорошо соответствует экспериментальным данным. Двумерный характер движения носителей заряда подтверждается также формой спектра ФЛ тонких пленок PbS. Если матричный элемент перехода не зависит от энергии и можно ввести квазиуровни Ферми, то форма спектра ФЛ при прямых разрешенных переходах описывается произведением комбинированной плотности состояний (ρ_k) на функции распределения ($f_{e,h}$) электронов и дырок [82]:

$$I \sim \rho_k f_e f_h, \quad f_{e,h} = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\hbar\omega - E_g - E_{1c} - E_{1v} - F_{e,h}}{2kT} - \frac{F_{e,h}}{kT}\right)}, \quad (5.7)$$

где $F_{e,h}$ - квазиуровни Ферми для электронов и дырок. Комбинированная плотность состояний для двумерного газа электронов и дырок (с кейновским законом дисперсии в направлениях вдоль пленки) для переходов с сохранением номера подзоны равняется:

$$\begin{aligned} \rho_k(\hbar\omega) &= \frac{2}{(2\pi\hbar)^2} \int \delta[E_c(p) - E_v(p) - \hbar\omega] dp = \\ &= \begin{cases} 0, & \hbar\omega < E_g + E_{1c} + E_{1v}, \\ \frac{m}{2\pi\hbar^2} \frac{\hbar\omega}{E_g}, & \hbar\omega > E_g + E_{1c} + E_{1v}, \end{cases} \end{aligned} \quad (5.8)$$

На рис. 5.2 представлен наблюдаемый спектр ФЛ пленки PbS толщиной 5 нм (кривая 1), а также рассчитанный для этой пленки по формулам (5.7), (5.8) спектр ФЛ для случая переходов из первой подзоны размерного квантования зоны проводимости в первую подзону валентной зоны (переходы между подзонами с различными номерами для бесконечно глубокой потенциальной ямы запрещены).

При расчете предполагалось, что квазиуровни Ферми отстоят в глубь разрешенных областей энергии на 100 мэВ от краев подзон (случай сильного вырождения). Достаточно хорошее соответствие экспериментальной и расчетной кривых

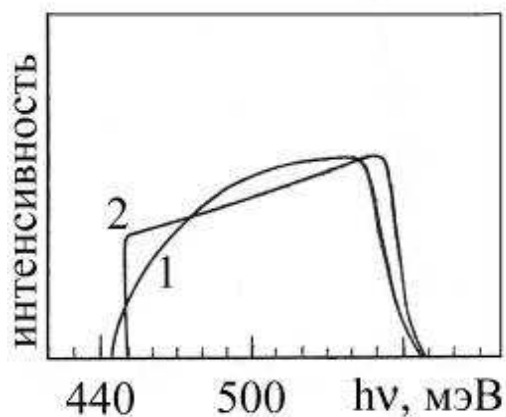


Рис. 5.2. Экспериментальный (1) и расчетный (2) спектр ФЛ для пленки PbS/(001)KCl толщиной 5 нм при температуре 77 К.

ФЛ подтверждает двумерный характер носителей заряда, а наблюдаемое размытие краев спектра хорошо согласуется с оценкой в случае флуктуации толщины пленки не более двух монослоев. В спектрах ФЛ более толстых пленок PbS низкоэнергетичный край является более резким, что также соответствует предположению о том, что размытие краев спектра обусловлено флуктуациями толщины: при возрастании толщины ее относительная флуктуация $\Delta d/d$ уменьшается.

Таким образом, впервые наблюдалась фотолюминесценция тонких (3-20 нм) пленок PbS/(001)KCl. Показано, что спектр ФЛ определяется квантово-размерными эффектами, его форма соответствует случаю рекомбинации сильно вырожденных двумерных электронов и дырок. Сдвиг края спектра совпадает с расчетным для первых уровней размерного квантования вплоть до толщин 3 нм и достигает значений порядка ширины запрещенной зоны.

5.2. Фотолюминесценция композиционных сверхрешеток EuS-PbS

Для ФЛ исследований было изготовлено две серии СР EuS-PbS на подложках (001)KCl и (111)BaF₂ с толщинами слоев от 3 нм до 30 нм и числом периодов от 30 до 10. Многослойные структуры EuS-PbS представляют собой одномерную композиционную СР с модуляцией состава вдоль ее оси и резкими межфазными границами (см. раздел 4). Поэтому зонная диаграмма такой СР будет иметь пря-

моугольный вид и соответствовать модели Кронига-Пенни (рис. 5.3). Учитывая

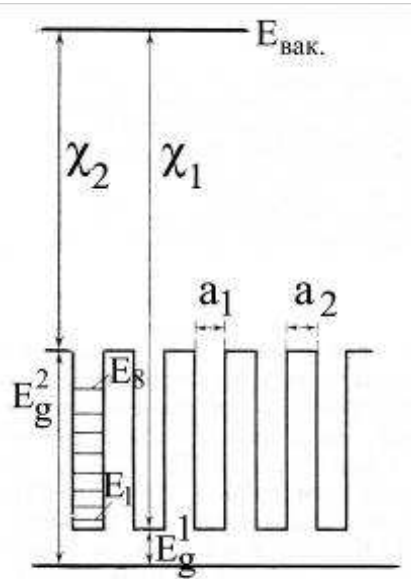


Рис. 5.3. Модель энергетической диаграммы СР EuS-PbS. E_c , E_v - положения краев зоны проводимости и валентной зоны. $E_{g1}(\text{PbS}) = 0.31$ эВ; $E_{g2}(\text{EuS}) = 1.63$ эВ; Сродство к электрону $\chi_1(\text{PbS}) = 3.8 - 4.2$ эВ; $\chi_2(\text{EuS}) = 2.7$ эВ. Уровни размерного квантования $E_1 - E_8$ приведены для толщин слоев $a_1 = a_2 = 5.5$ нм.

величины запрещенных зон ($E_g^{\text{EuS}} = 1.63$ эВ [10]; $E_g^{\text{PbS}} = 0.31$ эВ [81]) и сродства к электрону ($\chi^{\text{EuS}} = 2.7$ эВ [83], $\chi^{\text{PbS}} = 3.8 - 4.2$ эВ [81,84]), предлагаемая зонная диаграмма СР EuS-PbS будет иметь барьеры и ямы только для электронов, а их высота будет соответствовать разнице запрещенных зон ($\Delta E_g = 1.32$ эВ). Такая диаграмма показывает, что использование для возбуждения люминесценции Nd-лазера с энергией кванта $\hbar\omega_0 = 1.18$ эВ дает возможность возбуждения слоев PbS без поглощения лазерного пучка в широкозонных слоях EuS. При этом излучение узкозонных слоев PbS должно выходить из образца без поглощения сульфидом европия.

Приступая к исследованиям влияния эффектов размерного квантования на ФЛ спектры, прежде всего необходимо учесть влияние упругих деформаций на положение исходной (массивной) запрещенной зоны для слоев PbS. В СР EuS-PbS есть небольшое несоответствие параметров решеток слоев ($f = 0.5\%$), что обуславливает возникновение псевдоморфных упругих деформаций слоев и соответству-

ющее изменение ширины запрещенной зоны. При псевдоморфном росте эпитаксиальных пленок возникают однородные по толщине слоев псевдоморфные упругие деформации в плоскости слоев, компенсирующие их несоответствие. Эти деформации приводят к растяжению пленки с меньшим периодом решетки (PbS) и сжатию пленки с большим периодом решетки (EuS) и выравниванию их периодов до некоторого среднего. Величина деформаций такова, что сумма их абсолютных величин равна несоответствию:

$$\varepsilon_{11}^{\text{PbS}} + \varepsilon_{11}^{\text{EuS}} = f. \quad (5.9)$$

При равенстве толщин слоев PbS и EuS (пренебрегая небольшим различием их упругих модулей) можно считать их деформации равными по величине:

$$\varepsilon_{11}^{\text{PbS}} = \varepsilon_{11}^{\text{EuS}} = f/2. \quad (5.10)$$

Применяя выражение (5.1) получим оценку изменения ширины запрещенной зоны в слоях PbS из-за несоответствия f : $\Delta E_g^f \approx 25$ мэВ. Слои PbS растянуты, поэтому их ширина запрещенной зоны будет увеличиваться на ΔE_g^f .

Для СР на подложках KCl необходимо также учитывать деформации из-за различия КТР подложки и пленки, что при охлаждении до температуры жидкого азота будет приводить (как и в случае однослойных пленок PbS) к уменьшению ширины запрещенной зоны на величину $\Delta E_g^\alpha = -80$ мэВ (см. раздел 5.2). Таким образом, ширина запрещенной зоны слоев PbS в СР на подложках KCl при температуре жидкого азота будет составлять:

$$E_g^{\text{CP}} = E_g^{\text{PbS}} + \Delta E_g^f + \Delta E_g^\alpha = 310 + 25 - 80 = 255 \text{ мэВ.}$$

Экспериментальное значение низкоэнергетического края спектра ФЛ для СР EuS-PbS/(001)KCl с толщинами слоев 30 нм составляет $\hbar\omega = 265 \pm 10$ мэВ. Поскольку сдвиг этого края за счет квантово-размерного эффекта при таких толщинах может составлять ~ 5 мэВ, то в дальнейших расчетах для слоев PbS в составе СР будем использовать значение ширины запрещенной зоны $E_g^{\text{CP}(001)} = 260$ мэВ.

Для СР на подложках BaF₂ при охлаждении до жидкого азота термически индуцированные напряжения будут отсутствовать из-за практически одинаковых КТР подложки и пленки. Поэтому изменения ширины запрещенной зоны слоев PbS будут связаны только с псевдоморфными деформациями из-за несоответ-

ствия: $E_g^{CP} = E_g^{PbS} + \Delta E_g^f = 310 + 25 = 335$ эВ. Экспериментальное значение низкоэнергетического края спектра ФЛ для CP EuS-PbS/(111)BaF₂ с толщинами слоев 30 нм составляет значение $\hbar\omega = 345 \pm 10$ мэВ. Поскольку сдвиг этого края за счет квантово-размерного эффекта при таких толщинах может составлять ~ 5 мэВ, то в дальнейших расчетах для слоев PbS в составе CP на подложках BaF₂ будем использовать значение ширины запрещенной зоны $E_g^{CP(111)} = 340$ мэВ.

Расчет зонного спектра CP EuS-PbS выполнялся для зонной диаграммы, изображенной на рисунке 5.3, т.е. для электронов по модели Кронига-Пенни. Амплитуда потенциала Кронига-Пенни для данной диаграммы очевидно будет равна $V = E_g^{EuS} - E_g^{PbS}$. Непараболичность закона дисперсии учитывалась в рамках двухзонной модели Кейна зависимостью эффективной массы от энергии (5.5). Применимость такого подхода для учета непараболичности достаточно хорошо подтверждается в разделе 5.1, где показано, что расхождение расчета, использующего эту аппроксимацию, с экспериментальными значениями уровней размерного квантования для однослойных пленок PbS не превышает ошибки эксперимента вплоть до значений энергии более 200 мэВ выше края зоны проводимости. Значения эффективных масс на дне зоны проводимости для CP на подложках (001)KCl и (111)BaF₂ будут различными, т.к. для расчета необходимо брать эффективные массы в направлениях [100] и [111], соответственно. В случае направления квантования [100] все 4 долины в зоне Бриллюэна являются эквивалентными, и эффективная масса электрона будет определяться выражением (5.6). В случае, когда направление квантования - [111], образуются две группы электронов, имеющих различную эффективную массу в направлении квантования. В долине, где продольная ось эллипсоида изоэнергетической поверхности параллельна выделенному направлению [111] (далее обозначается индексом \parallel), эффективная масса равна продольной компоненте тензора эффективной массы $m_{0\parallel}^* = m_{\parallel}^*$. Эффективная масса в остальных трех "непараллельных" долинах (далее индекс #) будет равна:

$$m_{0\#}^* = 9(1/m_{\parallel}^* + 8/m_{\perp}^*)^{-1}, \quad (5.11)$$

где m_{\parallel}^* и m_{\perp}^* - продольная и поперечная компоненты тензора эффективной массы.

Решение задачи о нахождении разрешенных энергий (минизон) для частицы в потенциале Кронига-Пенни известно [85], с учетом непрерывности волновой функции и ее первой производной на гетерограницах. Учитывая различие эффективных масс для PbS и EuS, условие на разрешенные значения энергии запишется следующим образом:

$$\begin{aligned}
 & -1 \leq \cos(\sqrt{2m_1^*(E)Ed_1/\hbar}) \times ch(\sqrt{2m_2^*(V-E)d_2/\hbar}) + \\
 & + \frac{1}{2} (\sqrt{m_2^*(V-E)/(m_1^*(E)E)} - \sqrt{m_1^*(E)E/(m_2^*(V-E))}) \times \\
 & \times \sin(\sqrt{2m_1^*(E)Ed_1/\hbar}) \times sh(\sqrt{2m_2^*(V-E)d_2/\hbar}) \leq 1.
 \end{aligned} \tag{5.12}$$

Здесь $V = E_g^{\text{EuS}} - E_g^{\text{PbS}}$; $m_1^*(E)$ и m_2^* - эффективные массы в PbS и EuS, соответственно; d_1 и d_2 - толщины слоев PbS и EuS, соответственно; \hbar - постоянная Планка, E - энергия. Границы минизон, очевидно, определяются условием равенства выражения (5.12) единице (по модулю).

Расчет показал, что из-за непроницаемости барьеров EuS (из-за их большой высоты) для всех исследованных СР EuS- PbS энергетическая ширина минизон (в диапазоне энергий до 300 мэВ выше края зоны проводимости) много меньше 1 мэВ. Таким образом данные СР представляют собой структуру периодических квантовых ям, в отличие от СР на основе PbTe-PbSnTe [79-80]. Тот факт, что минимум зоны проводимости EuS находится в точке X зоны Бриллюэна, а для PbS - в точке L, может привести лишь к увеличению потенциального барьера для электронов. Однако, это не изменит расположения минизон, т.к. расчет показывает, что даже при изменении высоты барьера от 1 до 2 эВ положение минизон не меняется (в интересующей нас области энергий до 300 мэВ выше края зоны проводимости). Так как ширина минизон пренебрежимо мала, далее они будут называться уровнями размерного квантования в СР.

Экспериментально наблюдаемые спектры ФЛ для СР EuS-PbS как на подложке KCl, так и на ВаF₂ можно разделить на два типа: 1) типа спектров 1,3 на рис. 5.4, имеющих ярко выраженную структуру, и 2) бесструктурный тип спектра, как кривая 2 на рис. 5.4. Причем яркость спектров ФЛ с выраженной структурой на порядок выше, чем в случае ФЛ с бесструктурным спектром.

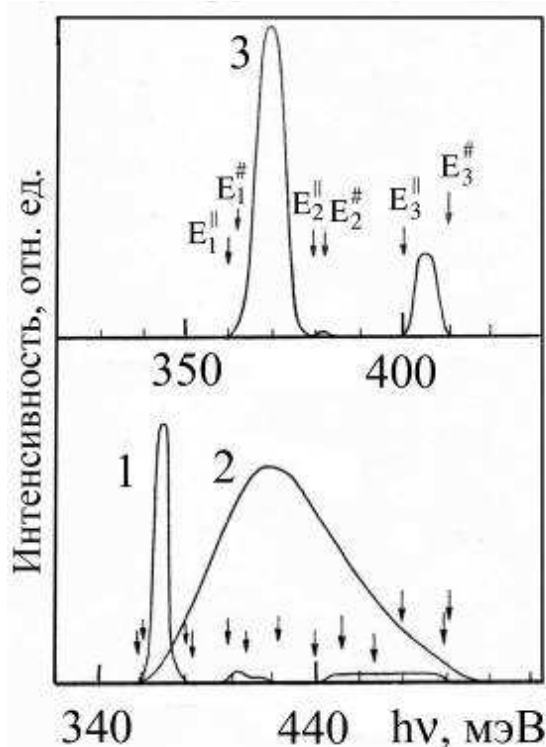


Рис. 5.4. Спектры ФЛ CP EuS-PbS/(111)BaF₂ с толщинами слоев по 25 нм при температуре 77 К. Стрелками обозначены рассчитанные положения подзон для электронов с массами m^* и $m^{\#}$.

Следует отметить, что лишь для двух (из более чем 40 исследованных) CP EuS-PbS/(001)KCl наблюдались спектры с выраженной структурой. Низкая интенсивность бесструктурных спектров ФЛ для CP на подложках KCl обуславливает большую экспериментальную ошибку в определении низкоэнергетического края спектра, что отмечено на рис. 5.5. На этом рисунке показана зависимость низкоэнергетического края спектров CP EuS-PbS/(001)KCl от толщины слоев PbS. Сплошными кривыми, обозначенными на рисунке как E_1 и E_2 , показано положение 1-го и 2-го уровней размерного квантования, численно рассчитанных из (5.12) для модели на рис. 5.3, согласно которой рекомбинация может происходить между электронами на данных уровнях и дырками у потолка валентной зоны.

Достаточно хорошее соответствие экспериментальных точек с расчетными значениями свидетельствует в пользу выбранной зонной диаграммы. В противном случае при наличии потенциального барьера для дырок в валентной зоне и ее разбиении на минизоны) положение расчетных кривых было бы гораздо выше экспериментальных точек, особенно при малых толщинах слоев. Как видно из рис. 5.5,

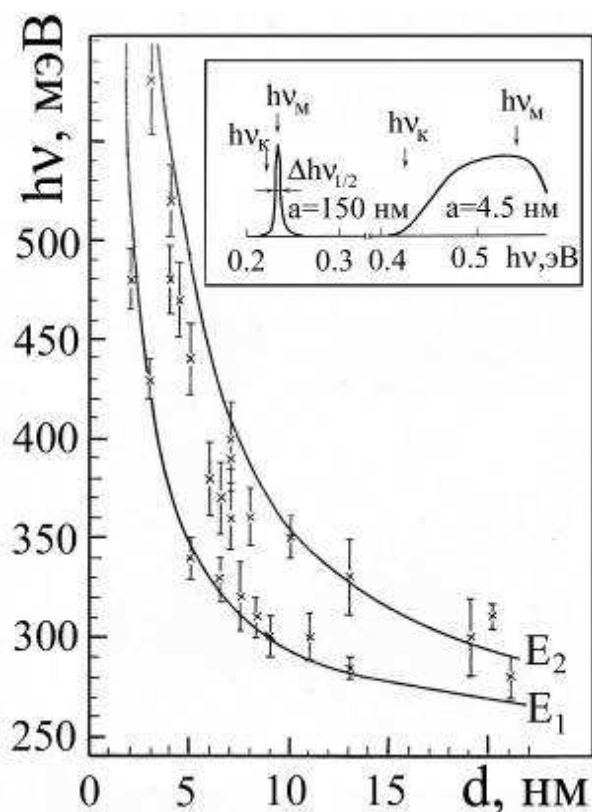


Рис. 5.5. Зависимость динноволнового края спектра ФЛ CP EuS-PbS/(001)KCl от толщины слоев PbS при температуре 77 К. E_1 и E_2 - расчетные уровни размерного квантования (сплошные кривые). На вставке - типичные спектры ФЛ CP.

CP EuS-PbS/(001)KCl за счет изменения толщины слоев PbS от 30 нм до 2 нм позволяют изменять эффективную ширину запрещенной зоны (и соответственно длину волны излучения) в очень широком диапазоне энергий от 260 мэВ до 600 мэВ, что существенно превосходит запрещенную зону массивного PbS.

Аналогичная зависимость низкоэнергетического края спектров от толщины слоев PbS наблюдается и для CP EuS-PbS/(111)BaF₂. Однако следует отметить, что интенсивность ФЛ для CP на подложках BaF₂ была на порядок выше, чем для CP на KCl, что объясняется более высоким совершенством пленок на BaF₂ (см. раздел 3). Кроме того, для CP на BaF₂ более часто наблюдается спектр с ярко выраженной структурой. Однако как для спектров с выраженной структурой, так и для бесструктурных спектров их низкоэнергетический край совпадает с расчетом, т.е. с расстоянием между низшим уровнем размерного квантования в зоне проводимости и потолком валентной зоны. На рис. 5.4 представлены спектры ФЛ для

СР EuS-PbS/(111)BaF₂ с толщинами слоев по 25 нм, снятые с трех различных точек образца. Стрелками показаны рассчитанные положения краев подзон размерного квантования согласно зонной диаграмме на рис. 5.3. Наличие спектров различной формы свидетельствует о различном структурном совершенстве СР в различных участках образца. Наиболее убедительным доказательством правильности зонной диаграммы на рис. 5.3 служит наблюдение спектров ФЛ с выраженной структурой и совпадение положения линий в этих спектрах с расчетами (см. также рис. 5.6 - 5.7).

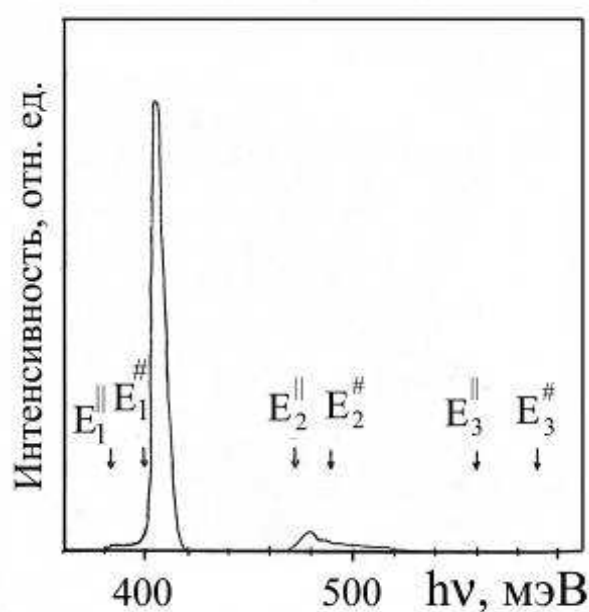


Рис. 5.6. Спектр ФЛ СР EuS-PbS/(111)BaF₂ с толщинами слоев по 7 нм при температуре 77 К и уровне возбуждения $W = 7 \times 10^4$ Вт/см². Стрелками обозначены рассчитанные положения подзон для электронов с массами $m_{||}^*$ и $m_{\#}^*$.

В работе [86] показано, что в процессе термализации носителей заряда в СР они имеют тенденцию накапливаться у нижних краев подзон размерного квантования. Поэтому наиболее естественной представляется интерпретация спектра ФЛ, состоящего из нескольких полос, как результат рекомбинации носителей, "застрявших" в процессе остывания у краев подзон размерного квантования. При увеличении уровня накачки происходит перераспределение интенсивности полос

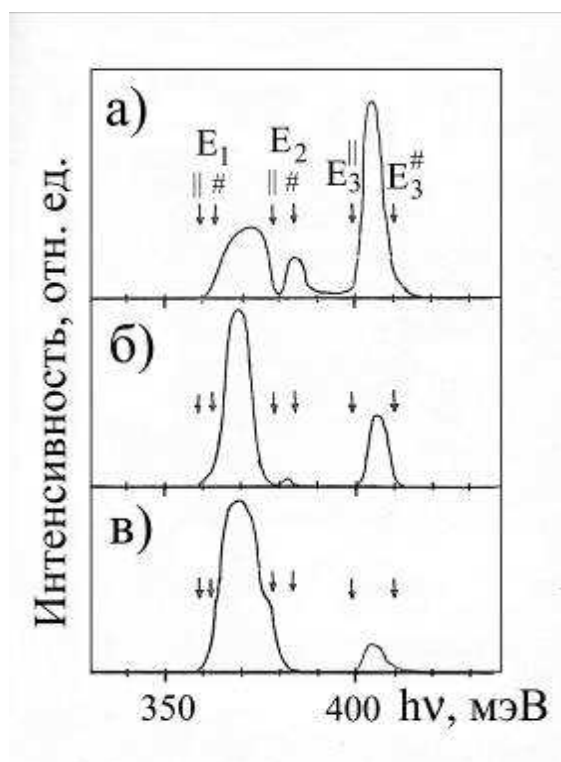


Рис. 5.7. Спектры ФЛ CP EuS-PbS/(111)BaF₂ с толщинами слоев по 25 нм при температуре 77 К при различных уровнях возбуждения: $W = 2 \times 10^4$ Вт/см² (а); 7×10^4 Вт/см² (б); 2×10^5 Вт/см² (в). Стрелками обозначены рассчитанные положения подзон для электронов с массами $m_{||}^*$ и $m_{\#}^*$.

спектра ФЛ в пользу более высокоэнергетичных линий, т.е. начинают заполняться более высокие подзоны размерного квантования (рис. 5.7).

Характерно, что при достаточно больших уровнях возбуждения ширина наиболее яркой линии в спектре ФЛ определяется разрешением монохроматора. Это свидетельствует о вынужденном характере излучения и возможности использования CP EuS-PbS для создания инфракрасных лазеров с оптической накачкой.

Таким образом, исследования ФЛ продемонстрировали квантово-размерные эффекты в CP EuS-PbS и показали, что за счет изменения толщины слоев PbS от 30 нм до 2 нм можно изменять эффективную ширину запрещенной зоны (и соответственно длину волны излучения) в очень широком диапазоне энергий от 260 мэВ до 600 мэВ, что существенно превосходит запрещенную зону массивного PbS. Положение линий в спектрах ФЛ совпадает со значениями как для первого, так и для последующих уровней размерного квантования, рассчитанными по модели зонной диаграммы CP, в которой потенциальный барьер на гетерогранице в ва-

лентной зоне пренебрежимо мал. Показана также перспективность применения данных СР в качестве активного элемента ИК-лазеров с оптической накачкой.

5.3. Фотолюминесценция СР из халькогенидов свинца

СР из халькогенидов свинца (PbSe-PbS, PbTe-PbSe, PbTe-PbS) существенно отличаются от СР EuS-PbS. Во-первых, они состоят только из узкозонных полупроводников и поэтому в них возможно создание небольших потенциальных барьеров для носителей заряда. Во-вторых, все они имеют большую величину несоответствия параметров решеток слоев $f = 3.1\%$ (PbSe-PbS), 5.25% (PbTe-PbSe), 8.3% (PbTe-PbS), и поэтому в ориентации (001) на подложках KCl на их межфазных границах формируются квадратные сетки краевых дислокаций несоответствия (ДН) с периодами 13.6 нм, 8.6 нм и 5 нм, соответственно. Такие многослойные пленки представляют собой трехмерно-модулированные наноструктуры - композиционно-дислокационные СР (см. раздел 3) и их ФЛ будет рассмотрена в следующем разделе.

Более простым объектом исследования являются СР на подложках BaF_2 . Как было показано в разделе 3, при не очень высоком вакууме ($P \geq 10^{-5}$ Па) данные материалы в ориентации (111) растут друг на друге по островковому механизму Фольмера-Вебера в виде монокристалльных слоев без образования ДН на межфазных границах и при отсутствии псевдоморфных напряжений. Близкие значения КТР пленок и подложки BaF_2 приводят к отсутствию и термически индуцированных напряжений между пленками и подложкой при охлаждении. Отсутствие ДН и напряжений в слоях СР существенно упрощает интерпретацию результатов. Кроме того, для гетероперехода PbSe-PbS(111) известна зонная диаграмма [87]. В данной работе величины барьеров на гетерогранице были определены из исследований спектральной зависимости фотоэффекта и оказались равными: $\Delta E_c = 48$ мэВ, $\Delta E_v = 90$ мэВ ($T = 77$ К).

Построенная на основании этих данных зонная диаграмма СР PbSe-PbS приведена на рис. 5.8. Расчет минизонной структуры для такой СР проводился анна-

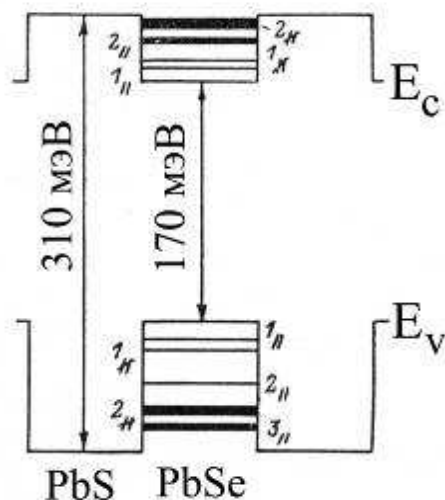


Рис. 5.8. Модель энергетической диаграммы СР PbSe-PbS. E_c , E_v - положения краев зоны проводимости и валентной зоны. В квантовых ямах показано положение расчетных минизон при толщинах слоев по 13 нм.

логично как для СР EuS-PbS, но с учетом размерного квантования как для электронов, так и для дырок. В отличие от СР EuS-PbS, для СР PbSe-PbS проницаемость барьеров (PbS) достаточна, чтобы минизоны имели заметную ширину. На рис. 5.9 показана эволюция минизонного спектра СР при одновременном уменьшении толщины барьера (PbS) и ямы (PbSe) и их равенстве.

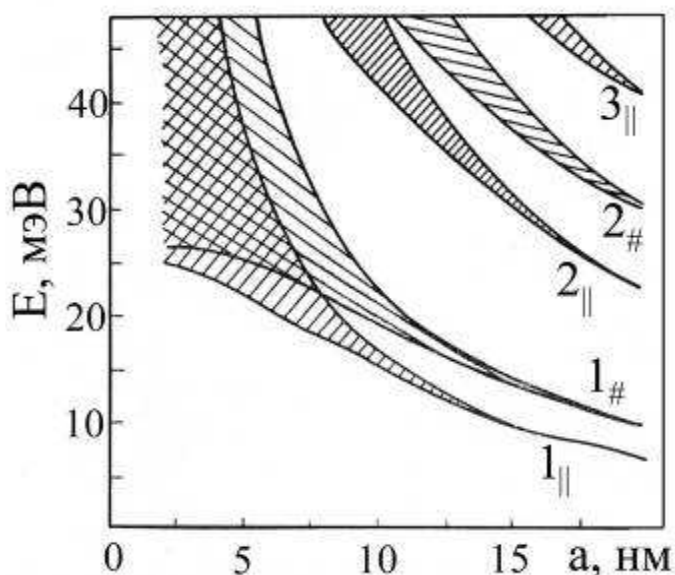


Рис. 5.9. Структура подзон размерного квантования в зоне проводимости PbSe для СР PbSe-PbS с равными толщинами слоев в зависимости от толщины слоя PbSe.

Интенсивность ФЛ СР PbSe-PbS/(111)BaF₂ была высокой для всех образцов и она была в 30 - 50 раз выше, чем у однослойных пленок PbSe такой же толщины как и суммарная толщина слоев PbSe в СР при одинаковой мощности накачки. Это может быть связано с тем, что возбуждающее ФЛ излучение лазера с $\hbar\omega = 1.17$ эВ должно поглощаться не только в узкозонных слоях PbSe, но и в барьерных слоях PbS. Поскольку в спектрах ФЛ отсутствует излучение, соответствующее рекомбинации носителей заряда в слоях PbS, то можно предположить, что неравновесные носители из слоев PbS переходят в узкозонные слои PbSe, где происходит их излучательная рекомбинация. Из-за суперлинейной зависимости интенсивности ФЛ PbSe от мощности накачки при мощности $W > 10^4$ Вт/см² [88] такая дополнительная накачка слоев PbSe может привести к наблюдаемому в эксперименте росту интенсивности ФЛ СР PbSe-PbS. Согласно [88], для исследованных в этой работе пленок PbSe рост мощности накачки с 5×10^4 до 1×10^5 Вт/см², т.е в два раза, приводил к увеличению интенсивности ФЛ в 50 раз.

Все спектры ФЛ СР PbSe-PbS/(111)BaF₂ имели ярко выраженную структуру, которая сильно зависела от мощности накачки (рис. 5.10). Для всех спектров ФЛ положение низкоэнергетичных краев полос совпадало с расчетным с точностью ± 2 мэВ. При расчете предполагалось, что рекомбинация происходит между носителями, находящимися в подзонах размерного квантования с одинаковым номером. В работе [89] исследовался вопрос о вероятности межзонной рекомбинации носителей, находящихся в подзонах размерного квантования с произвольными номерами. Применяя результаты этой работы к нашей СР, где $m_{c\parallel}^*/m_{c\#}^* \approx m_{v\parallel}^*/m_{v\#}^* \approx 1$ и $\Delta E_v/\Delta E_c \approx 2$, можно получить, что вероятность перехода между подзонами с разными номерами более чем на порядок меньше по сравнению с переходами между подзонами с одинаковыми номерами. В эксперименте для наших СР линий в спектрах ФЛ, которые соответствовали бы переходам между подзонами с разными номерами, не наблюдалось.

Как и в случае СР EuS-PbS, линейная структура спектра должна отражать распределение носителей в квантовой яме по энергии. На рис. 5.10 (левая часть) представлен типичный спектр ФЛ СР PbSe-PbS с достаточно тонкими слоями, так

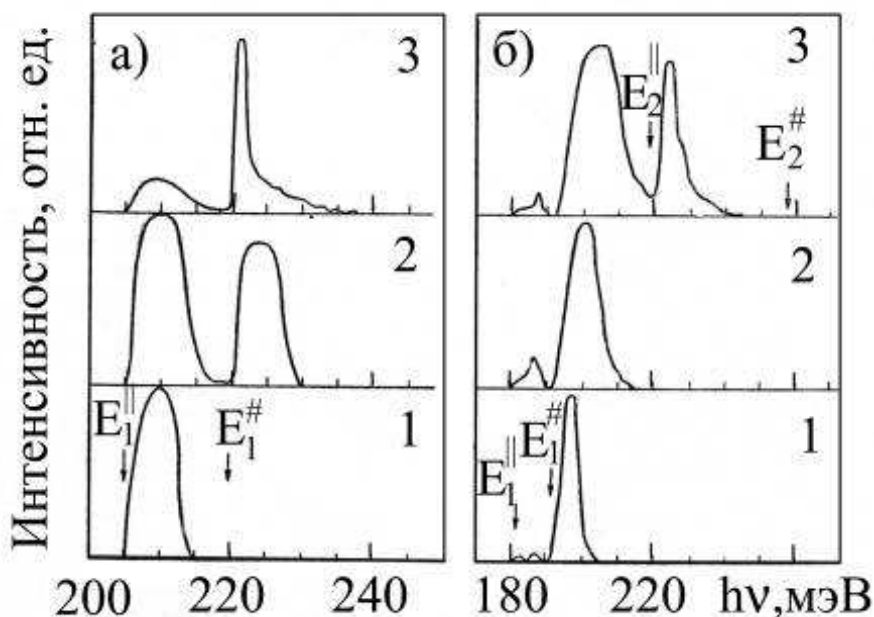


Рис. 5.10. Спектры ФЛ CP PbSe-PbS/(111)BaF₂ с толщинами слоев по 10 нм (а) и 20 нм (б) при температуре 77 К при различных уровнях возбуждения: $W = 2 \times 10^4$ Вт/см² (1); 7×10^4 Вт/см² (2); 2×10^5 Вт/см² (3). Стрелками обозначены рассчитанные положения подзон для электронов с массами m_{\parallel}^* и $m_{\#}^*$.

что разность между энергиями двух нижайших по энергии разрешенных переходов достаточно большая. В этом случае при достаточно низкой мощности накачки в спектре ФЛ наблюдается одна полоса (рис. 5.10,1), соответствующая рекомбинации электронов, находящихся около дна 1-ой подзоны зоны проводимости, и дырок около потолка 1-ой подзоны валентной зоны.

При увеличении уровня накачки в спектре ФЛ появляется вторая полоса (рис. 5.10,2), соответствующая переходам между носителями более высоколежащих подзон. При дальнейшем увеличении уровня накачки интенсивность ФЛ более высокоэнергетичной полосы возрастает, т.е. происходит перераспределение интенсивности ФЛ в пользу более высокоэнергетичных полос, и в ней при достаточно большой мощности накачки появляется компонента вынужденного излучения.

В спектрах ФЛ CP PbSe-PbS с достаточно толстыми слоями соотношение интенсивностей полос оказывается немного иным (рис. 5.10,б). При небольших уровнях накачки в диапазоне энергий от нижайшего по энергии разрешенного пе-

рехода до следующего наиболее низкого по энергии разрешенного перехода наблюдается полоса излучения, имеющая сложную структуру, и полоса, соответствующая переходам между более высоколежащими подзонами, интенсивность которой больше, чем у полос, находящихся в спектре ниже по энергии. При дальнейшем увеличении уровня накачки появляется полоса, соответствующая рекомбинации между вторыми подзонами (рис. 5.10,3). Такое соотношение интенсивностей полос в спектре при небольших уровнях накачки можно объяснить следующим образом. Наинизшим по энергии разрешенным переходом является переход между краями первых подзон размерного квантования для группы носителей, находящихся в той долине зоны Бриллюэна, в которой продольная ось эллипсоида изоэнергетической поверхности параллельна выделенному направлению квантования [111]. Следующим, выше по энергии, разрешенным переходом является переход между краями первых подзон размерного квантования для носителей, находящихся в остальных трех долинах в зоне Бриллюэна. В этом случае при термализации носители, находящиеся в трех "непараллельных" долинах, для перехода в более низколежащую по энергии подзону должны перейти в другую долину. В случае, если разность между энергиями дна 1-ой подзоны для носителей в "непараллельных" долинах и дном 1-ой подзоны для носителей в "параллельной" долине не меньше, чем энергия оптического фонона, необходимого для перехода между "непараллельными" и "параллельной" долинами, то этот переход будет затруднен. При этом населенность "параллельной" долины будет мала (по сравнению с остальными тремя), что и приводит качественно к соотношению интенсивности полос ФЛ на рис. 5.10.

Температурная зависимость ФЛ для CP PbSe-PbS (рис. 5.11) показала не только изменение длинноволнового края полос ФЛ (в соответствии с температурным изменением ширины запрещенной зоны), но и ухудшение ФЛ с повышением температуры. Видно, что с ростом температуры интенсивность линий ФЛ падает, а их ширина увеличивается. При температурах выше 200 К структура спектра ФЛ, обусловленная наличием минизон, выражена намного слабее, чем при более низких температурах.

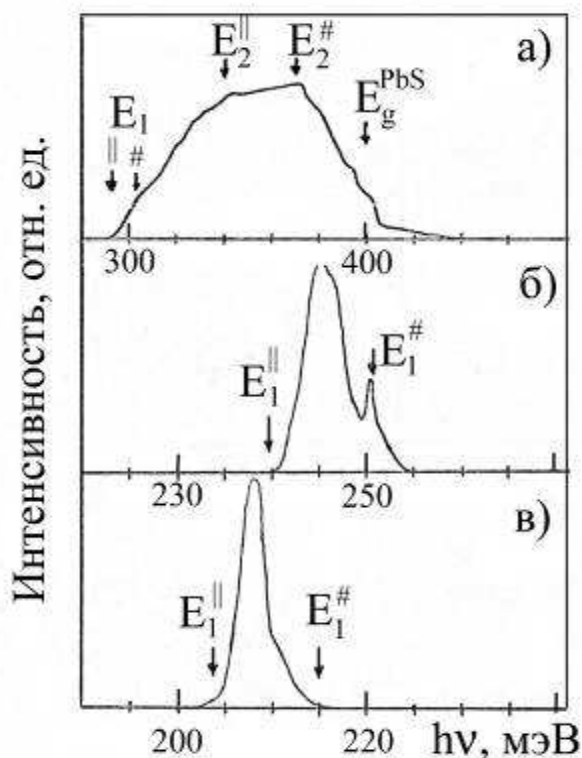


Рис. 5.11. Зависимость спектра ФЛ СР PbSe-PbS/(111)BaF₂ с толщинами слоев по 13 нм от температуры при уровне возбуждения: $W = 2 \times 10^4$ Вт/см². Стрелками обозначены рассчитанные положения подзон для носителей с массами $m_{||}^*$ и $m_{\#}^*$.

В спектрах ФЛ для СР PbTe-PbSe и PbTe-PbS (рис. 5.12) также наблюдаются сдвиги полос излучения, обусловленные квантово-размерными эффектами. Однако, для этих СР данные о величинах разрывов зон на гетерограницах отсутствуют и поэтому расчет положения минизон для них затруднен. Оценочные расчеты, выполненные для случаев различных разрывов зон на гетерограницах и различных толщин слоев СР, показали, что наблюдаемые сдвиги полос излучения вверх относительно запрещенной зоны узкозонного полупроводника в СР, могут иметь место при различных соотношениях величин разрывов зон и толщин слоев. К сожалению, по полученным данным о сдвиге полос излучения из-за квантово-размерного эффекта в данных СР нельзя определить величину разрывов зон на гетерограницах. Можно, однако, сделать определенный вывод о том, что зонная диаграмма этих СР является контравариантной, поскольку интенсивность ФЛ для СР PbTe-PbS более чем на порядок превосходит интенсивность однослойной

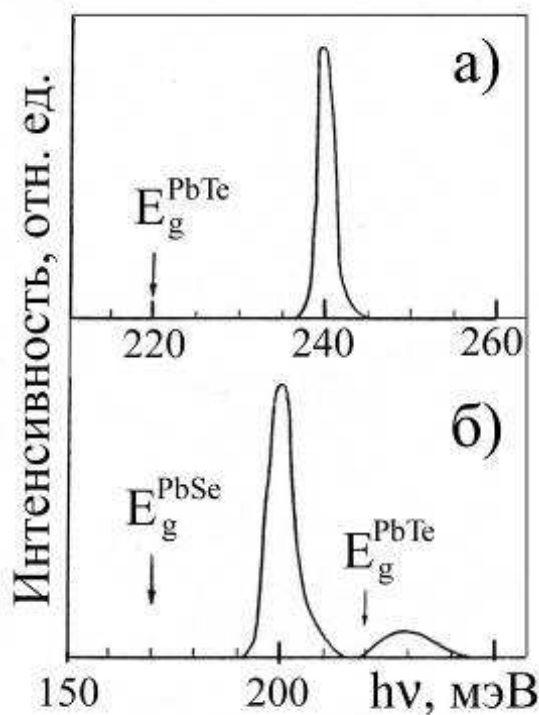


Рис. 5.12. Спектры ФЛ СР PbTe-PbS/(111)BaF₂ (вверху) и СР PbTe-PbSe/(111)BaF₂ (внизу) с толщинами слоев по 13 нм при температуре 77 К и уровне возбуждения $W = 2 \times 10^4$ Вт/см².

пленки PbTe с толщиной, равной суммарной толщине слоев PbTe в СР. Для СР PbTe-PbSe интенсивность ФЛ примерно на порядок ниже, чем для соответствующей однослойной пленки PbSe. Для этой же СР в спектре ФЛ наблюдается слабая линия, соответствующая рекомбинации носителей в барьерном слое PbTe. Это может быть связано с возрастанием вероятности теплового выброса носителей из квантовой ямы PbSe в барьерный слой PbTe из-за малой глубины квантовых ям. Данная СР имеет менее глубокие квантовые ямы по сравнению с СР PbTe-PbS из-за меньшей разницы запрещенных зон своих слоев: $\Delta E_c + \Delta E_v = E_g^{\text{PbTe}} - E_g^{\text{PbSe}} = 41$ мэВ ~ 6 кТ.

В заключение следует отметить, что из всех СР на основе халькогенидов свинца наиболее перспективной с точки зрения применения в качестве активных элементов лазеров с оптической накачкой является СР PbSe-PbS/(111)BaF₂.

5.4. Фотолюминесценция трехмерных СР

Многослойные пленки с большим значением несоответствия параметров решеток слоев открывают широкие возможности по созданию трехмерно-модулированных наноструктур - дислокационно-композиционных СР, в которых имеется периодическая модуляция состава в направлении роста многослойной структуры и периодическая модуляция структуры регулярными сетками дислокаций несоответствия (ДН) на межфазных границах в плоскости композиции (см. раздел 3.3). ДН создают вблизи межфазных границ периодические напряжения, амплитуда которых достаточна для заметной модуляции запрещенной зоны полупроводников (рис. 5.13).

Для халькогенидных полупроводников, исследуемых в данной работе, трехмерно-модулированные наноструктуры создаются при выращивании многослойных пленок в ориентации (001) на подложках КС1. В этом случае на (001) межфазных границах формируется квадратная сетка краевых ДН, лежащих вдоль направлений $\langle 110 \rangle$. Период сеток ДН определяется величиной несоответствия параметров решеток слоев, составляющих СР, и может меняться (в зависимости от выбора пары материалов) от 3 до 30 нм (см. Табл. 3.2).

При подготовке к исследованию ФЛ дислокационно-композиционных СР важное значение имеет выбор материалов для их создания. Известно [88], что в полупроводниках IV-VI дислокации являются дефектом, на котором происходит безизлучательная рекомбинация носителей заряда. Поэтому ДН могут быть ловушками для электронов и дырок, возникающих при лазерной накачке, что может привести к сильному ослаблению ФЛ или вообще сделать ее невозможной. Чтобы уменьшить "вредное" влияние дислокаций для ФЛ исследований необходимо выбрать СР с максимально большим периодом сеток ДН. В этом случае будет максимально увеличен размер участков (и соответственно суммарный объем полупроводника) свободных от дислокаций (середина дислокационной сетки - между дислокациями). Однако, сетки ДН с большим периодом ($D \geq 20$ нм) имеют очень плохую регулярность и периодичность, что делает их малоперспективными для

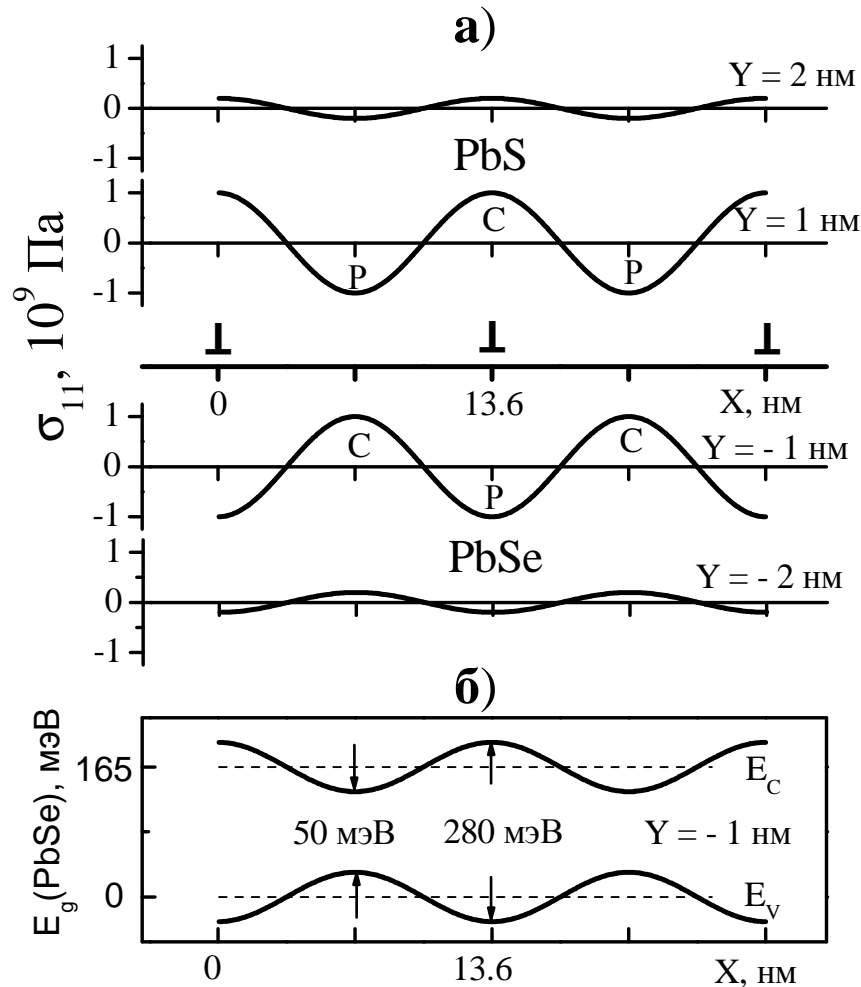


Рис. 5.13. Распределение нормальных напряжений σ_{11} в двухслойной пленке PbSe-PbS вблизи межфазной границы (а) и модуляция запрещенной зоны в PbSe (б), вызываемые дислокациями несоответствия при 4.2 К. Y - расстояние от межфазной границы; \perp - позиция ДН; С - область сжатия; Р - область растяжения.

реализации сверхрешеточных эффектов. Поэтому, оптимальным вариантом могут быть СР, имеющие сетки ДН с периодом в диапазоне 13 - 15 нм.

Следующим важным моментом при выборе пары материалов является знак упругих деформаций, создаваемых ДН в соседних слоях. Известно, что ДН создают периодические знакопеременные (растяжение - сжатие) упругие деформации, которые в соседних слоях имеют одинаковую величину, но противоположного знака (см. рис. 5.13,а). Поэтому одинаковые участки соседних слоев (например, возле ядер дислокаций) будут в одном слое максимально сжаты, а в другом - мак-

симально растянуты. Таким образом, участки максимального сжатия, создающие квантовые ямы для носителей заряда за счет локального уменьшения ширины запрещенной зоны, будут находиться в разных местах соседних слоев. В одном слое они будут попадать на дислокации, а в другом - строго посередине между дислокациями. Учитывая, что носители заряда будут "сваливаться" в более узкозонный слой, необходимо, чтобы области максимального сжатия в этом слое были расположены между дислокациями. В этом случае носители заряда, попадая в такую яму, будут максимально удалены от дислокаций. Такой вариант будет реализован в том случае, когда более узкозонный слой имеет больший параметр решетки. Из всех наших материалов таким условиям более всего соответствует система PbSe-PbS, для которой период сетки ДН $D_{\text{ДН}} = 13.6$ нм, а более узкозонный слой PbSe имеет больший параметр решетки.

Для ФЛ исследований была изготовлена СР PbSe-PbS/(001)KCl с толщинами слоев по 7 нм (суммарное число слоев 40). Структурные исследования показали, что СР имеет хорошую периодичность с резкими границами раздела, о чем свидетельствует наличие рефлексов-сателлитов дальних порядков на рентген-дифрактограмме (рис. 5.14). Электронная микроскопия двухслойной пленки-свидетеля

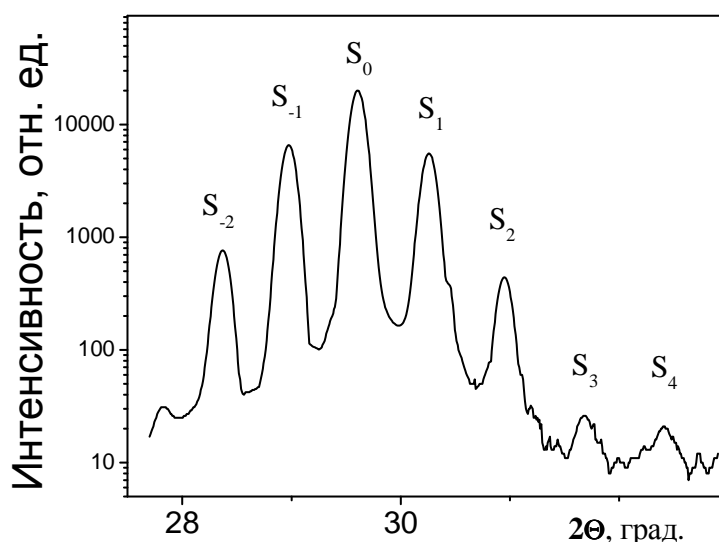


Рис. 5.14. Рентгеновская дифракция в отражении (200) СР PbSe-PbS с периодом 14 нм. S_n – рефлекс-сателлиты.

PbSe-PbS, выращенной одновременно со СР, показала, что на (001) межфазной границе сформирована квадратная сетка краевых ДН с периодом 13.6 нм и с достаточно хорошей периодичностью (рис. 5.15).

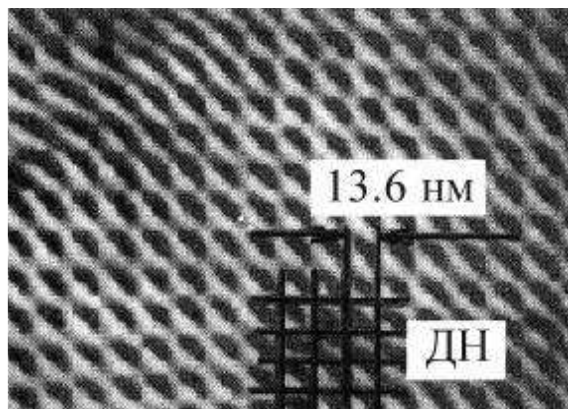


Рис. 5.15. Электронно-микроскопическое изображение двухслойной пленки PbSe-PbS с толщинами слоев по 7 нм. ДН - сетка дислокаций несоответствия.

Для проведения ФЛ исследований СР была отделена от подложки (растворением KCl в дистиллированной воде) и выловлена на кварцевую пластину, чтобы исключить влияние термически индуцированных напряжений из-за различия КТР подложки и пленки.

Точный расчет зонного спектра носителей заряда в такой сложной трехмерно-модулированной наноструктуре является весьма сложной и невыполнимой задачей. Во-первых, мы имеем дело с одновременным действием двух модуляций разного типа: модуляции состава и модуляции дислокациями несоответствия. Отдельное действие модуляции состава более-менее понятно (см. предыдущий раздел). Однако, до конца не ясно, как это можно совместить с действием ДН.

Во-вторых, задача расчета влияния ДН на зонный спектр носителей заряда также является нетривиальной. В.Л. Бонч-Бруевич [90-91], рассматривая данный вопрос, отметил, что такая задача является самосогласованной (энергетический спектр системы определяется зарядом на единицу длины дислокации, который в свою очередь зависит от числа зарядов, захваченных дислокацией, т.е. в конечном

счете, от вида энергетического спектра) и ее корректное решение практически невозможно. Поэтому в настоящей работе мы попытаемся оценить влияние только дислокационных напряжений на ширину запрещенной зоны полупроводника (без учета влияния ядра дислокаций и зарядов на нем). Такой подход вполне приемлем, поскольку мы надеемся получить ФЛ с участков, расположенных посередине между дислокациями.

Известно [59-60], что ДН создают вблизи межфазной границы периодические знакопеременные (растяжение - сжатие) напряжения. На рис. 5.13,а приведены результаты расчета нормальной компоненты тензора напряжений (σ_{11}), создаваемых ДН вблизи (001) межфазной границы в бикристалле PbSe-PbS. Расчет проводился по методике [61-62] с учетом различия упругих модулей слоев и анизотропии их решеток. Результаты расчета показывают, что дислокационные напряжения локализованы вблизи межфазной границы и быстро убывают по мере удаления от нее (практически исчезая при расстояниях от границы более половины периода ДН). Максимального значения напряжения достигают у самой границы, где их величина ($\sim 1.4 \times 10^9$ Па) вполне достаточна для заметной модуляции ширины запрещенной зоны PbSe (рис. 5.13,б). Изменение $E_g(\text{PbSe})$ определялось через коэффициент зависимости E_g от напряжений всестороннего сжатия ($\partial E_g / \partial \sigma = - 8 \times 10^{-11}$ эВ/Па) по формуле (5.1), и в местах максимального сжатия может достигать ~ 115 мэВ. Как видно из рисунка, дислокационные напряжения создают для носителей заряда в слое PbSe квантовые ямы, расположенные строго посередине между дислокациями. Таким образом, электроны и дырки, скапливающиеся в этих ямах, будут максимально удалены от ядер дислокаций, что увеличивает вероятность их излучательной рекомбинации. Очевидно также, что глубина этих ям вполне достаточна для ограничения движения носителей в плоскости композиции, что совместно с модуляцией состава в перпендикулярном направлении создает трехмерные квантовые "наноящички" или как их принято сейчас называть - квантовые точки.

На рис. 5.16 представлены спектры ФЛ CP PbSe-PbS, полученные при различных температурах. Спектры ФЛ содержат три эквидистантные основные линии (четвертая располагается на удвоенном расстоянии), положение которых не меня-

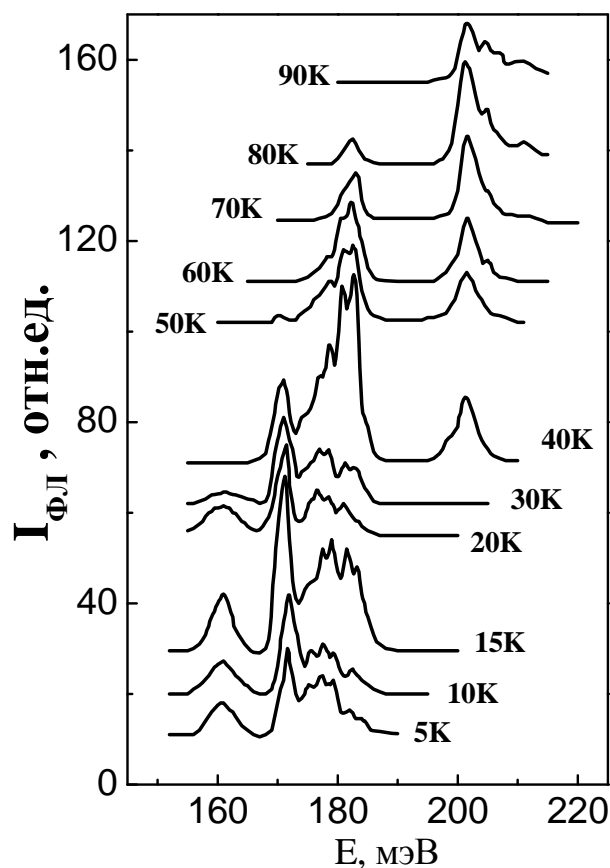


Рис. 5.16. Спектры ФЛ СР PbSe-PbS с толщинами слоев по 7 нм при температурах от 5 К до 90 К.

ется с изменением температуры (в пределах того температурного интервала, где они существуют). Изменение температуры приводит к перераспределению интенсивности между этими линиями. При более высоких температурах более интенсивными становятся линии, соответствующие более высоким энергиям. Особо следует отметить, что положение первой линии (ее низкоэнергетичного края) соответствует энергии 155 мэВ (при 5 К), что меньше запрещенной зоны массивного PbSe ($E_g^{\text{PbSe}} = 166$ мэВ) при данной температуре. Это свидетельствует в пользу того, что ДН могут существенно уменьшить ширину запрещенной зоны в локальных местах (см. рис. 5.13,б), где ее значение по нашим оценкам может достигать 50 мэВ (при 4.2 К).

Позиции этих четырех линий в спектрах ФЛ данной СР и их независимость от температуры хорошо соответствуют предсказаниям размерного квантования в

модели квантовых точек [92], в рамках которой существует четыре дипольных перехода, которые меняют состояние только одной частицы в электрон-дырочной паре. Энергия такого перехода не должна зависеть от величины запрещенной зоны и соответственно от температуры. Увеличение температуры может приводить к увеличению фонон-индуцированного подавления ФЛ, и поэтому более низколежащие по энергии возбуждения не видны на спектрах ФЛ при более высоких температурах.

Таким образом, впервые обнаружены спектры фотолюминесценции из квантовых точек («ящичков»), созданных модуляцией структуры упорядоченными дислокационными сетками в плоскости композиции и модуляцией состава в ортогональном направлении в трехмерных СР PbSe-PbS/(001)KCl.

Выводы:

1. Впервые наблюдалась фотолюминесценция тонких (3-20 нм) пленок PbS/(001)KCl. Показано, что спектр ФЛ определяется квантово-размерными эффектами, его форма соответствует случаю рекомбинации сильно вырожденных двумерных электронов и дырок. Сдвиг края спектра совпадает с расчетным для первых уровней размерного квантования вплоть до толщин 3 нм и достигает значений порядка ширины запрещенной зоны.
2. Получило дальнейшее развитие исследование фотолюминесценции СР на основе полупроводников A^4B^6 . Исследования ФЛ СР EuS-PbS продемонстрировали квантово-размерные эффекты и показали, что за счет изменения толщины слоев PbS от 30 нм до 2 нм можно изменять эффективную ширину запрещенной зоны (и, соответственно, длину волны излучения) в очень широком диапазоне энергий от 260 мэВ до 600 мэВ, что существенно превосходит ширину запрещенной зоны массивного PbS.
3. Положение линий в спектрах ФЛ СР совпадает со значениями как для первого, так и для последующих уровней размерного квантования, рассчитанными по

модели зонной диаграммы СР, в которой потенциальный барьер на гетерогранице в валентной зоне пренебрежимо мал.

4. Впервые исследована ФЛ СР с большим несоответствием решеток слоев PbSe-PbS, PbTe-PbSe и PbTe-PbS, выращенных на подложках (111)BaF₂. Показано, что их спектры ФЛ состоят из нескольких полос, что соответствует рекомбинации носителей заряда из нескольких уровней размерного квантования. Положения низкоэнергетичных краев полос хорошо совпадают с расчетными значениями, при условии, что рекомбинирующие носители находятся в подзонах размерного квантования с одинаковым номером. При увеличении интенсивности накачки интенсивность полос в спектре ФЛ перераспределяется в пользу более высокоэнергетичных.
5. Впервые обнаружены спектры фотолюминесценции из квантовых точек («ящичков»), созданных модуляцией структуры упорядоченными дислокационными сетками в плоскости композиции и модуляцией состава в ортогональном направлении в трехмерных СР PbSe-PbS/(001)KCl.
6. Наблюдение линий вынужденного излучения в спектрах СР при определенном уровне возбуждения свидетельствует о перспективности применения данных СР в качестве активных элементов ИК-лазеров с оптической накачкой.

РАЗДЕЛ 6

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СВЕРХРЕШЕТОК [382-408]

Уникальные свойства СР обусловлены особенностями их зонной структуры (см. раздел 1). Наиболее изученными к настоящему времени являются оптические свойства СР, обусловленные эффектами размерного квантования. Однако, исторически первой причиной создания СР явилось предсказание для них уникальных электрофизических свойств, в частности отрицательной дифференциальной проводимости, и возможности их практического использования в качестве элементов СВЧ-электроники гига- и терагерцевого диапазона [93]. Нелинейность транспортных свойств, которая и является основной причиной повышенного интереса к СР, особенно ярко проявляется при поперечном транспорте (вдоль оси СР), когда происходит туннелирование носителей заряда через барьерные слои. Поэтому, особое значение при изучении электрофизических свойств СР уделяют исследованиям поперечного транспорта и туннелирования, что и является предметом наших исследований, изложенных в следующем разделе.

6.1. Поперечный транспорт в композиционных сверхрешетках

При исследованиях поперечного транспорта в эпитаксиальных структурах важное значение имеет подложка. Она должна обеспечивать достаточно хорошую электрическую проводимость и ориентированный рост используемых материалов для получения их в виде монокристалльных слоев. Таким условиям для наших материалов удовлетворяют монокристаллы халькогенидов свинца, например PbS и PbTe. Поэтому для наших исследований мы использовали полированные шайбы монокристаллов (001)PbTe, выпускавшиеся электронной промышленностью, и монокристаллы PbS, которые достаточно легко скалываются по граням типа (001). Перед напылением пленок подложки нагревались до температуры 673 К для реиспарения верхнего (поврежденного) слоя. Все образцы имели толстый верхний слой PbS и проводящий слой LaV₆ или Au для подсоединения контакт-

ных проводов, которые присоединялись либо при помощи серебряной или углеродной пасты, либо при помощи In-пайки. В качестве нижнего контакта использовались подложки, металлизированные золотом. Уменьшение поперечного сечения образцов осуществлялось либо при помощи скалывания до размеров 200 - 500 мкм (для подложек PbS), либо созданием мезоструктур химическим травлением при помощи фото- или электронно-лучевой литографии до размеров 10 - 100 мкм.

Для электрических измерений применяли стандартный (псевдо-четырёхзондовый) метод измерения постоянного тока и дифференциальной проводимости как функцию приложенного напряжения при температурах $T = 4.2 \text{ K} - 230 \text{ K}$. Температурную зависимость сопротивления измеряли при низком ($< 100 \text{ мВ}$) напряжении без внешнего магнитного поля.

В качестве объекта исследований выбрана система EuS-PbS. Во-первых, данная система имеет наименьшее значение несоответствия параметров решеток слоев, что позволяет создавать структуры с наименьшими (среди всех рассматриваемых систем) сплошными слоями вплоть до 1 монослоя. Во-вторых, позволяет создавать композиционные структуры с высоким ($\sim 1.6 \text{ эВ}$) потенциальным барьером. В-третьих, барьерный слой (EuS) имеет переход в ферромагнитное состояние (при $T_c \sim 16 \text{ K}$), что делает такие структуры весьма перспективными для спинтроники, т.к. появляется возможность управлять электрическими и оптическими свойствами структур, изменяя величину и направление намагниченности слоев EuS. Ключевую роль здесь играет эффект обменного расщепления зоны проводимости ферромагнитного полупроводника ниже температуры Кюри (T_K) достаточно большой величины (0.36 эВ) [94]. Это делает высоту потенциального барьера для электронов спинзависимой и позволяет управлять ею при помощи температуры и магнитного поля. Поскольку величина туннельного тока имеет экспоненциальную зависимость от высоты барьера, то электроны с противоположной ориентацией спинов будут иметь существенно различную вероятность туннелирования, и большая часть туннелировавших электронов будут спинполяризованными. Такие эффекты уже наблюдались в металл-EuS гибридных структурах [95-96]. В

этой связи очень перспективными являются многослойные структуры EuS-PbS, для которых наблюдается антиферромагнитное упорядочение соседних слоев EuS (см. раздел 7). Небольшое (< 10 мТл) внешнее магнитное поле приводит к изменению упорядочения слоев EuS от антиферромагнитного к ферромагнитному, что обеспечивает эффективное управление магнитным состоянием многослойной структуры.

6.1.1. Трехслойные структуры с барьером EuS.

В первую очередь, как наиболее простые, были исследованы структуры с одиночным барьером EuS (рис. 6.1). Было изготовлено несколько гетероструктур

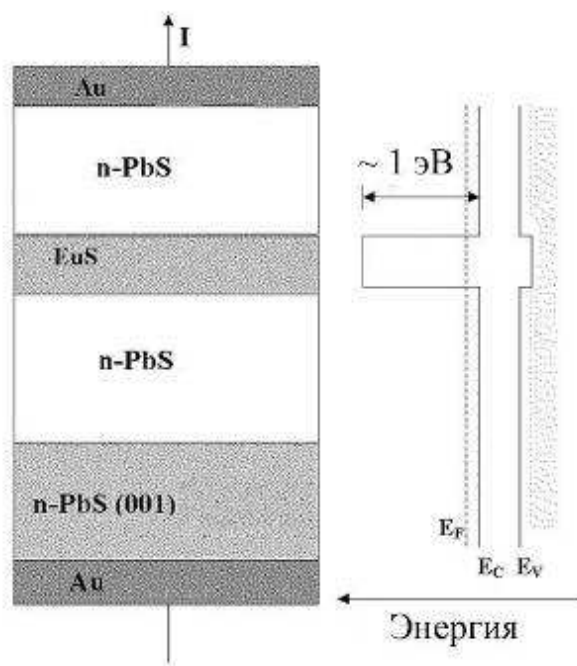


Рис. 6.1 Схема многослойной структуры EuS-PbS с одним барьером (слева) и ее зонной диаграммы (справа). E_C и E_V - положения краев зоны проводимости и валентной зоны. E_F - уровень Ферми.

PbS-EuS(t)-PbS с набором толщин слоев EuS $t = 2 - 5$ нм.

Все указанные структуры (в отличие от контрольных однослойных монокристаллов PbS) имели при вертикальном транспорте ожидаемую нелинейную вольт-амперную характеристику (ВАХ). Типичный пример такой ВАХ для трехслойной

структуры с одиночным барьером EuS представлен на Рис. 6.2 для температуры

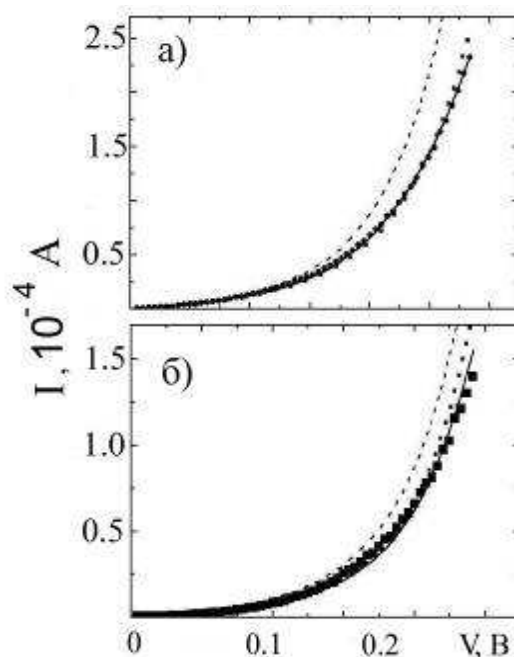


Рис. 6.2. Экспериментальные (точки) и расчетные (линии) вольт-амперные характеристики трехслойной туннельной структуры PbS-EuS(3 нм)-PbS при температурах 4.2 К (а) и 77 К (б). Сплошной линией показан расчет с учетом дополнительного сопротивления ($R_s = 100$ Ом), пунктирной - расчет без дополнительного сопротивления ($R_s = 0$ Ом).

4.2 К (ниже температуры Кюри) и 77 К (выше температуры Кюри).

Ожидается, что преимущественным механизмом вертикального транспорта в таких трехслойных структурах будет туннелирование электронов из n-PbS слоев через спин-зависимый барьер EuS. Экспериментально наблюдаемую нелинейность ВАХ можно смоделировать, используя хорошо известное выражение Симмонса для металлических туннельных структур [97]. Однако, более детальный анализ кривых ВАХ показал, что наиболее полное соответствие расчетных и экспериментальных данных получается в том случае, когда эквивалентная электрическая цепь трехслойной структуры содержит дополнительное (порядка 100 Ом) сопротивление (сплошная кривая на рис. 6.2). Это дополнительное сопротивление, возможно, возникает из-за плохих омических контактов или плохого качества границ Au-PbS. Для сравнения на рис. 6.2 пунктиром также показана зависимость, полученная без учета этого дополнительного сопротивления.

Необходимо также отметить, что данное моделирование показывает, что эффективная величина туннельного барьера в наших структурах составляет 0.5 - 0.2 эВ, т.е. в два раза меньше, чем ожидалось, учитывая данные фотолюминесценции и исследований на металл-EuS гибридных структурах [95-96]. Дополнительно следует отметить, что хотя, как и ожидалось, величина туннельного барьера при 77 К (выше ферромагнитного перехода) была выше, чем при 4.2 К (ниже температуры Кюри), но их разница оказалась меньше ожидаемой.

Все это свидетельствует, что мы имеем дело с не очень совершенными барьерными структурами, о чем также может свидетельствовать отсутствие влияния магнитного поля на экспериментальную зависимость ВАХ. Для некоторых образцов исследованных структур была обнаружена слабая нелинейность ВАХ с более низким сопротивлением и сильно пониженным эффективным барьером. Вертикальный транспорт в таких структурах, скорее всего, проходит по микроскопическим закороткам из-за дефектов структуры. Уменьшить влияние таких дефектов можно за счет уменьшения поперечного сечения образцов (применяя фотолитографию) и выбора участков с их меньшим количеством. В данном случае размеры наших образцов, полученных путем раскалывания кристаллов PbS, были слишком большими (200-500 мкм).

На рис. 6.3 представлена температурная зависимость сопротивления (при низком напряжении $V = 90$ мВ) для трехслойной структуры в температурном интервале от 4.2 К до 230 К, для которой наблюдается немонотонная зависимость от температуры с широким максимумом около 100 К.

При высоких температурах ($T > 100$ К) экспериментально наблюдаемое уменьшение сопротивления с увеличением температуры происходит из-за уменьшения туннельного барьера (U), величина которого определяется разницей запрещенных зон EuS и PbS ($U = E_g^{\text{EuS}} - E_g^{\text{PbS}}$), поскольку при увеличении температуры происходит одновременное увеличение ширины запрещенной зоны для PbS и уменьшение для EuS. Соответствующий этому расчет (рис. 6.3,б) достаточно хорошо соответствует эксперименту, как по знаку, так и по величине эффекта. При низких температурах (ниже T_c) следовало ожидать резкого уменьшения туннель-

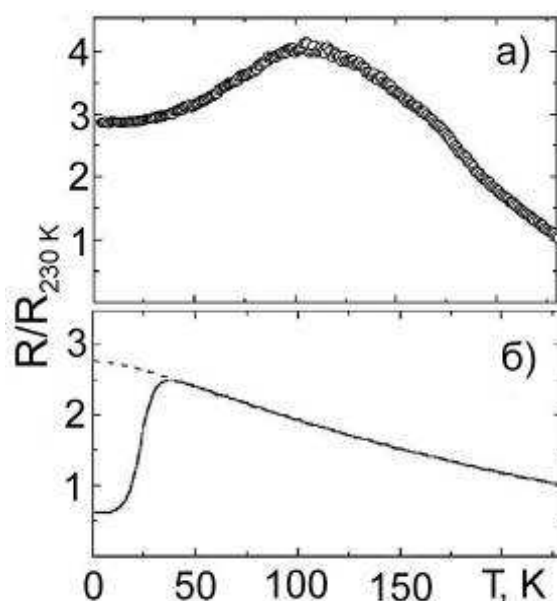


Рис. 6.3. Экспериментальная (а) и расчетная (б) температурная зависимость относительного сопротивления трехслойной структуры PbS(100 нм)-EuS(3 нм)-PbS(60 нм) с одиночным барьером. Пунктиром показан случай "парамагнитного" EuS (без обменного расщепления его зоны проводимости).

ного сопротивления из-за спинтронного эффекта, понижающего барьер через обменное расщепление зоны проводимости ферромагнитного полупроводника. Для низких температур данная модель только качественно соответствует эксперименту.

6.1.2. Двухбарьерные структуры EuS-PbS-EuS.

Более интересным объектом исследования являются двухбарьерные структуры EuS-PbS-EuS, в которых один из барьеров может играть роль поляризатора спинов электронов, а другой - анализатора. Была изготовлена серия гетероструктур EuS(t_1)-PbS(t_2)-EuS(t_1) с набором толщин слоев EuS $t_1 = 2 - 5$ нм и квантовой ямы PbS между ними $t_2 = 2 - 12$ нм. Типичное электронно-микроскопическое изображение поперечного среза одной из таких структур показано на рис. 6.4.

На рис. 6.5 представлена схема мезоструктуры, получаемой при помощи химического травления с использованием литографии, а на рис. 6.6 ее AFM-изображение, полученное при помощи атомно-силовой микроскопии.

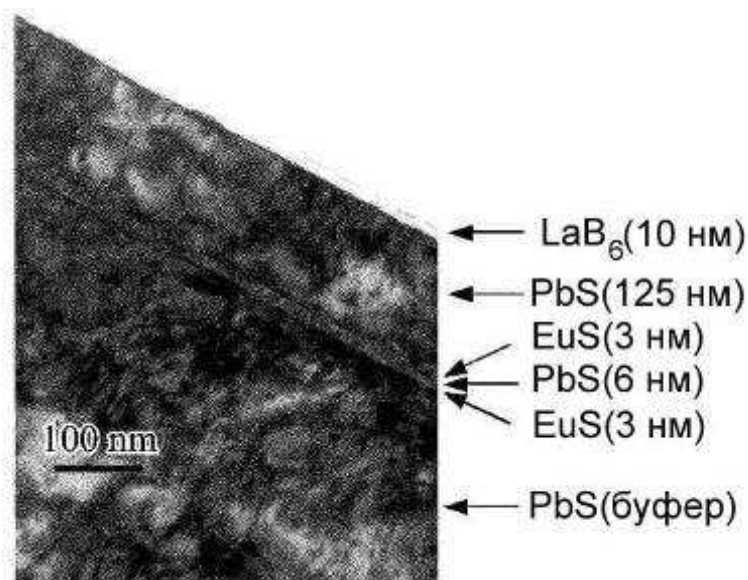


Рис. 6.4. Электронно-микроскопическое изображение поперечного среза двухбарьерной структуры EuS-PbS-EuS.

Измерения поперечного транспорта показали, что для всех двухбарьерных

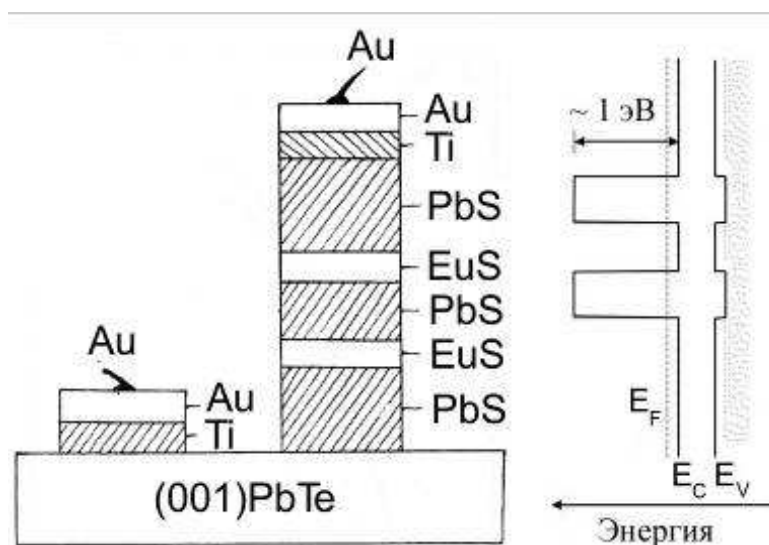


Рис. 6.5. Схема мезоструктуры, получаемой химическим травлением с использованием литографии из исходной многослойной структуры (слева) и схема зонной диаграммы (справа) для двухбарьерной структуры.

структур (в отличие от контрольных однослойных монокристаллов PbS) их ВАХ имеет ожидаемую нелинейность, характерную для туннелирования.

Наиболее впечатляющим результатом измерения поперечного транспорта является наблюдение (рис.6.7) отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) на N-образной ВАХ. Такое поведение является типичным для резонансно-

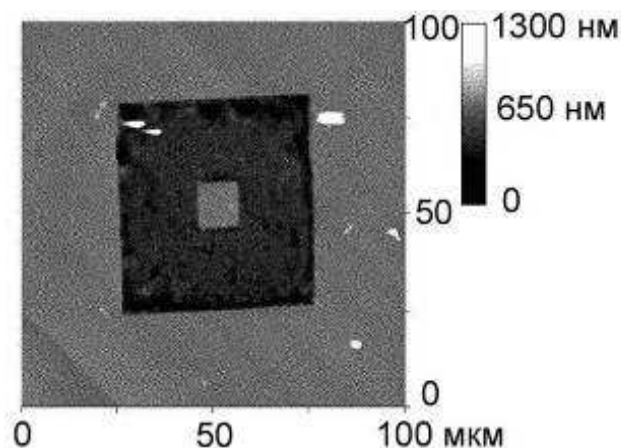


Рис. 6.6. Изображение двухбарьерной мезоструктуры EuS-PbS-EuS, полученное при помощи атомно-силовой микроскопии.

го туннелирования через двухбарьерные структуры и наблюдалось для других систем [93,98-102]. Наблюдаемый на рис. 6.7 гистерезис связан, по-видимому, с захватом носителей дефектами структуры. Однако, появление ОДП на ВАХ наших структур даже для образцов с большим поперечным сечением (300 - 500 мкм) было несколько неожиданным (рис. 6.8), поскольку означает, что совершенство межфазных границ наших структур достаточно хорошо сохраняется на столь больших расстояниях.

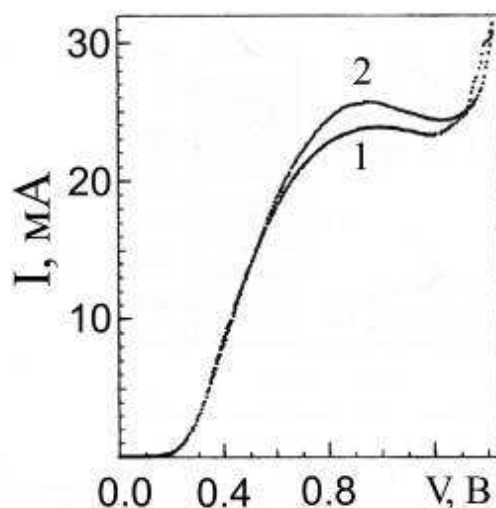


Рис. 6.7. Вольт-амперная характеристика поперечного транспорта двухбарьерной туннельной структуры EuS(3 нм)-PbS(7 нм)-EuS(3 нм)/(001)PbTe (с сечением мезоструктуры 100×100 мкм) при 77 К, полученная при увеличении (1) и уменьшении (2) напряжения

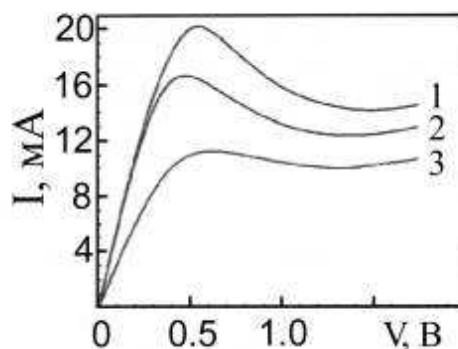


Рис. 6.8. Вольт-амперная характеристика поперечного транспорта двухбарьерной туннельной структуры $\text{EuS}(4.5 \text{ нм})\text{-PbS}(7 \text{ нм})\text{-EuS}(4.5 \text{ нм})/(\text{001})\text{PbS}$ с поперечным сечением $300 \times 350 \text{ мкм}$ при температурах 4.2 К (1), 20 К (2) и 77 К (3).

Однако, вопреки ожиданиям, в данных экспериментах не было заметного влияния магнитного поля на поперечный транспорт. Было потрачено много усилий для обнаружения каких-либо изменений в электронном транспорте через барьеры EuS при изменении температуры вблизи точки Кюри (T_K).

Однако такие изменения удалось обнаружить лишь для структур с одиночным барьером EuS (рис. 6.9), для которых наблюдался скачек проводимости вблизи T_K , связанный с понижением эффективного барьера в EuS из-за обменного расщепления его зоны проводимости.

Основным недостатком исследованных образцов является нестабильность их

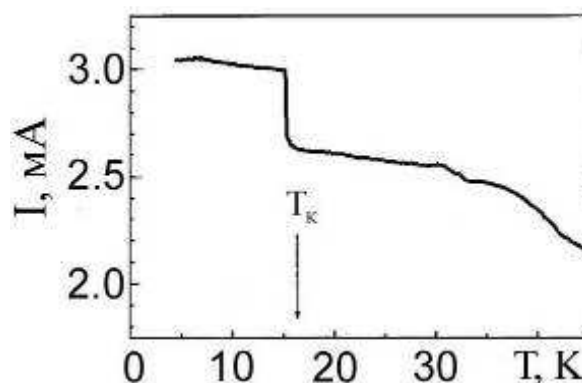


Рис. 6.9. Температурная зависимость тока для однобарьерной структуры $\text{PbS-EuS}(5 \text{ нм})\text{-PbS}$ с поперечным сечением $500 \times 500 \text{ мкм}$, полученная при напряжении $V = 150 \text{ мВ}$.

электрических характеристик при изменении прикладываемого напряжения и температуры, что делает электрические характеристики плохо воспроизводимыми. Причины этого до конца не ясны. Скорее всего, это связано с недостаточным совершенством структуры и ее дефектами, например, ростовыми дислокациями, плотность которых для данных структур достаточно высокая ($\sim 10^9 \text{ см}^{-2}$). Дефекты структуры могут создавать большое число "закоротов" через барьерные слои EuS и существенно ухудшать электрические характеристики поперечного транспорта. Радикально изменить ситуацию можно существенно улучшив структуру слоев, используя, например, более совершенные подложки.

Можно также уменьшить количество дефектов, приходящихся на измеряемый участок образца, существенно уменьшив его сечение. Применение электронно-лучевой литография позволяет получать мезоструктуры с размерами измеряемых участков образцов до 10 мкм (рис. 6.6), что существенно улучшает электрические характеристики при поперечном транспорте (рис. 6.10).

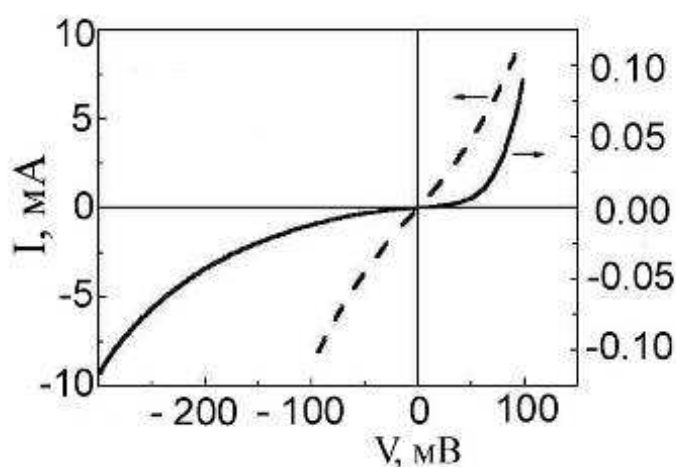


Рис. 6.10. Вольт-амперная характеристика поперечного транспорта двухбарьерной туннельной структуры EuS(3 нм)-PbS(2.5 нм)-EuS(3 нм)/(001)PbS с поперечным сечением 10×10 мкм (сплошная кривая) и 100×100 мкм (пунктирная) при температуре 4.2 К.

Применение электронно-лучевой литографии позволило обнаружить также изменение проводимости для двухбарьерных структур при изменении температуры вблизи точки Кюри (рис. 6.11).

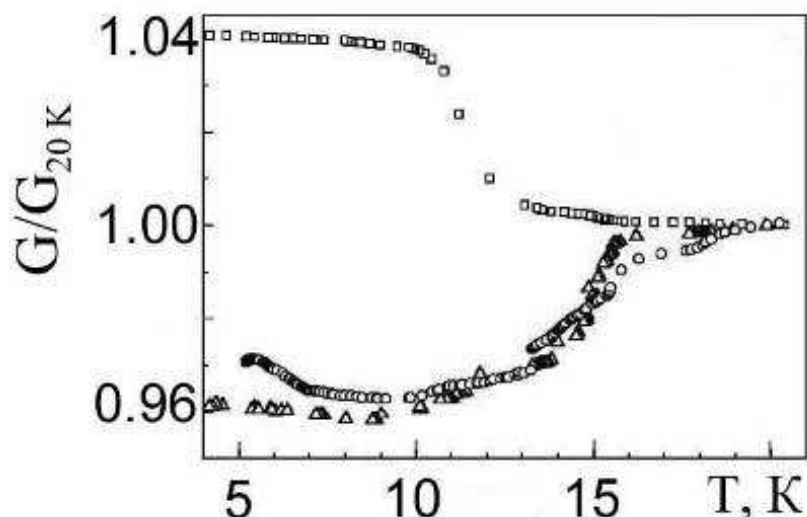


Рис. 6.11. Температурная зависимость относительной проводимости (нормированной к ее значению при 20 К) для двухбарьерных туннельных структур $\text{EuS}(3 \text{ нм})\text{-PbS}(t)\text{-EuS}(3 \text{ нм})/(001)\text{PbS}$ с поперечным сечением 10×10 мкм с толщинами квантовой ямы $t = 0.75$ нм (Δ), 1.2 нм (\circ) и 2.5 нм (\square).

Более того, обнаружена существенная разница в скачках проводимости для структур с разной шириной квантовой ямы PbS, разделяющей два барьера. Для структур с очень тонкими квантовыми ямами (0.7 - 1.2 нм) наблюдалось уменьшение проводимости при температурах ниже T_K . И наоборот, для образцов с более толстыми квантовыми ямами ($t > 2.5$ нм) наблюдалось увеличение проводимости при температурах ниже T_K .

Такое поведение проводимости можно объяснить, учитывая спиновую поляризацию электронов при туннелировании их через барьер EuS и взаимную ориентацию намагниченностей в соседних барьерах. Как будет показано в следующем 7-м разделе, при очень малой толщине квантовой ямы PbS ($t \leq 1.2$ нм) наблюдается очень сильное антиферромагнитное упорядочение соседних слоев EuS, приводящее к антипараллельной ориентации их намагниченностей. При большей толщине PbS ($t > 2$ нм) антиферромагнитное взаимодействие соседних слоев EuS уменьшается и под воздействием случайных внешних полей их намагниченности разворачиваются в одном направлении.

Таким образом, антипараллельная ориентация намагниченностей слоев EuS при малых толщинах ямы PbS приводит к уменьшению проводимости. Большая

часть электронов, туннелировавших через первый барьер, является спин-поляризованными в направлении намагниченности этого барьера и их туннелирование через второй барьер затруднено (его намагниченность противоположна их спине). Параллельная ориентация намагниченностей соседних слоев EuS приводит лишь к понижению их эффективного барьера из-за обменного расщепления зоны проводимости, что и является причиной увеличения проводимости для структур с относительно толстыми слоями PbS.

Однако, наблюдаемые в экспериментах изменения проводимости (рис. 6.11), составляющие около 5%, намного меньше ожидаемого, что, по-видимому, также связано с большим количеством дефектов, создающих закоротки.

Таким образом, исследования поперечного транспорта в многослойных структурах EuS-PbS показали наличие в них резонансного туннелирования электронов через тонкие барьеры EuS (2 - 5 нм), что делает вольт-амперные характеристики таких структур сильно нелинейными с появлением на них участков с отрицательной дифференциальной проводимостью (для двухбарьерных структур). Установлено, что проводимость таких структур изменяется при переходе барьерных слоев в ферромагнитное состояние и знак ее изменения определяется взаимной ориентацией намагниченностей соседних слоев EuS. Такие изменения проводимости связаны с обменным расщеплением зоны проводимости барьерных слоев и спиновой поляризацией электронов, туннелирующих через них. Все это делает данные структуры весьма перспективными для спинтроники (спин-поляризованной электроники), когда можно контролировать не только величину тока носителей заряда, но и их спиновое состояние.

6.2. Сверхпроводимость сверхрешеток

Сверхпроводящие СР представляют собой периодическую систему чередующихся слоев из материалов с различными сверхпроводящими свойствами [103-105]. Такие структуры не только имеют дополнительный "сверхпроводящий" модулирующий потенциал для носителей заряда, но и предоставляют уникальную

возможность для фундаментальных исследований взаимодействия сверхпроводящих (СП) слоев через различные прослойки (металлы, полупроводники, диэлектрики, различные магнитные материалы и другие сверхпроводники). В отличие от природных слоистых материалов (интеркалированные соединения [106-107], высокотемпературные сверхпроводники [108-120]) искусственные периодические структуры позволяют целенаправленно менять состав слоев, их структуру и размер и создавать уникальные несуществующие в природе композиции, которые можно использовать как для проверки различных теоретических моделей, так и для получения новых свойств и эффектов. Наиболее характерные свойства СП СР определяются взаимодействием слоев и связаны с эффектом близости [121-122], эффектом Джозефсона [107, 123-126], поверхностной сверхпроводимостью [127-130], флуктуационной проводимостью [131-139] и др. Как правило, исследуется зависимость СП свойств СР (критическая температура T_c , критические поля H_c , критические токи I_c и др.) от состава слоев СР, их толщин и количества [103, 128-129, 144-147]. Например, для многих СП СР наблюдается увеличение T_c с ростом количества слоев [140-143]. Объяснение этому дано в работе Гвоздиков В.М. [144], где показано, что возрастание числа слоев, а также усиление связи между ними приводит к увеличению T_c , причем относительная величина этого увеличения возрастает с уменьшением толщины СП слоев. Другой характерной особенностью СП СР является размерный кроссовер и положительная кривизна на температурных зависимостях критических магнитных полей [148-153], чему также имеются объяснения в работах Гвоздиков В.М. [154-155].

Наиболее перспективными являются СП СР с ферромагнитными слоями, дающие уникальную возможность исследовать сосуществование и взаимное влияние сверхпроводимости и ферромагнетизма [156]. Последние теоретические и экспериментальные работы показывают, что в таких СР можно наблюдать уникальные явления: осцилляцию T_c с изменением толщины ферромагнитного слоя [157], зависимость T_c от ориентации намагниченности слоев [158], гигантское магнитосопротивление [159], 0- и π -фазную сверхпроводимость [157].

Следует отметить, что практически все СП СР состоят из аморфных или поликристаллических слоев, чаще всего металлических. Имеется только одно сообщение [160] о создании эпитаксиальных СП СР с монокристаллическими слоями SnTe-PbTe с довольно высокой для полупроводников $T_c \sim 2-5$ К. Однако, как выяснилось в дальнейшем, СП в данных СР была связана с выделениями свинца (для выращивания СР использовалась нестехиометрическая шихта PbTe с 10 %-м избытком Pb). В следующих экспериментах [161-162] с использованием такой же шихты PbTe было показано, что такая же СП наблюдалась и для однослойных пленок PbTe, PbSnTe и PbGeTe. Таким образом, данная СП никакого отношения к СР не имела. Поэтому несколько неожиданным и удивительным было обнаружение СП для наших СР, которые состоят из несверхпроводящих полупроводников.

6.2.1. Сверхпроводимость дислокационных СР из халькогенидов свинца.

Для гальваномагнитных исследований образцы создавались напылением через специальные маски и имели форму двойного холловского креста. Были изготовлены серии СР на подложках (001)KCl и (111)BaF₂ с набором толщин слоев от 1 нм до 50 нм, а также контрольные однослойные пленки. Измерения проводимости, коэффициента Холла, поперечного и продольного магнитосопротивления производились на постоянном токе и в постоянном магнитном поле (H), а направление тока (I) было параллельно слоям СР при соблюдении условия $I \perp H$. Измерения проводились в диапазоне температур 1.5 - 300 К и магнитных полей до 30 кЭ.

На рис. 6.12 показаны типичные температурные зависимости проводимости в нулевом магнитном поле для различных СР и однослойных пленок, а их электрофизические и структурные характеристики приведены в таблице 6.1. Эффективная длина свободного пробега электронов (l_i) оценивалась по известной для халькогенидов свинца формуле [163]:

$$l_i = \frac{h}{e} \mu_x \left(\frac{3}{4} \pi^2 n_x \right)^{1/3}, \quad (6.1)$$

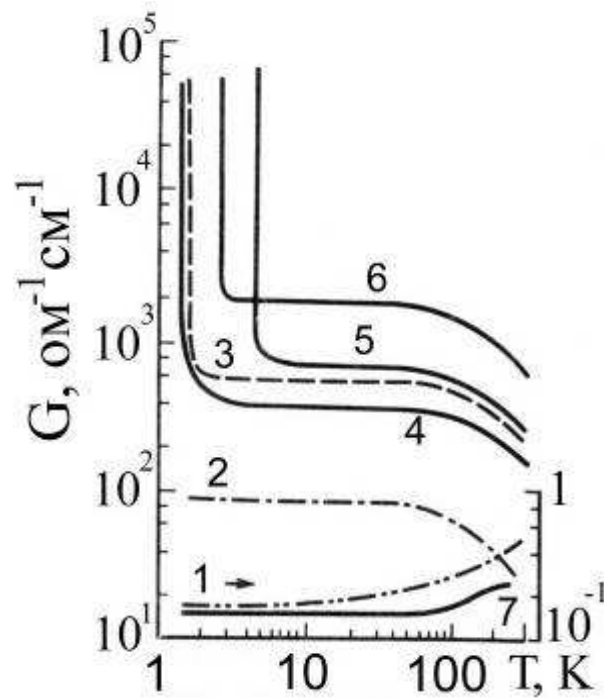


Рис. 6.12. Температурные зависимости удельной электропроводности σ для однослойных пленок PbTe(140 нм)/KCl (1), PbS(150 нм)/KCl (2) и СР PbTe(9 нм)-PbS(9 нм)/KCl (3), СР PbTe(1.2 нм)-PbS(14 нм)/KCl (4), СР PbTe(15 нм)-PbS(15 нм)/KCl (5), СР PbTe(17 нм)-PbS(18 нм)/KCl (6) и СР PbTe(15 нм)-PbS(16 нм)/BaF₂ (7). Номера кривых соответствуют номерам образцов в Табл. 6.1.

где h - постоянная Планка; e - заряд электрона; μ_x - подвижность; n_x - концентрация носителей заряда. Эта оценка не учитывает специфики тонких слоев халькогенидов, в частности, возможных изменений зонной структуры вблизи поверхностей и межфазных границ, и поэтому может рассматриваться лишь как качественная.

Согласно знаку коэффициента Холла, основными носителями в СР и однослойных пленках являются электроны, концентрация которых в среднем составляла $(10^{18} - 10^{19}) \text{ см}^{-3}$, а их подвижность порядка $\sim (10^2 - 10^3) \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Наибольшей подвижностью $\mu_x = 1.05 \times 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ обладали электроны при концентрации $n_x = 7 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ в интервале температур $4.2 \text{ К} < T < 60 \text{ К}$ в бездислокационных СР PbSe-PbS/(111)BaF₂. Это, по-видимому, можно объяснить снижением уровня дефектности слоев и эффективности рассеяния электронов в СР ($l_i \sim 90 \text{ нм}$) по сравнению с однослойными пленками PbSe и PbS, для которых $l_i \sim 11 \text{ нм}$. Имен-

Таблица 6.1.

Электrofизические свойства сверхрешеток.

№ / тип структуры	Структура подложка	h_1+h_2 , нм N слоев	σ , $\text{Om}^{-1}\text{cm}^{-1}$		$n_x, 10^{19}$ cm^{-3}		μ_x , cm^2/Vs	l_i , нм	T_c , К
			300К 77К	300К 77К	300К 77К	300К 77К			
1/A	PbTe KCl	140 1	0.33 0.23	-	-	-	-	-	
2/A	PbS KCl	150 1	20 80	0.6 0.09	21 500	1130	-		
3/B	CP PbTe-PbS KCl	9+9 14	200 530	0.6 0.6	210 450	20.3	1.8		
4/A	CP PbTe-PbS KCl	1.2+14 40	210 400	0.5 0.49	301 505	17.6	1.8		
5/C	CP PbTe-PbS KCl	15+16 20	460 940	1.25 1.25	230 500	22.1	4.5		
6/A	CP PbTe-PbS KCl	17+18 20	640 1800	0.88 1	690 1080	49.2	3.0		
7/A	CP PbTe-PbS BaF ₂	15+16 32	30 20	0.35 0.35	40 35	1.1	-		
9/A	CP PbTe-PbS KCl	15+16 18	325 721	1.02 1.22	200 370	17.2	4.5		
10/A	CP PbTe-PbS KCl	17+18 32	365 625	0.98 1.1	350 760	16	3.14		
11/C	CP PbTe-PbS KCl	17+18 20	720 1420	2.1 2.16	220 450	36.2	5.5		
12/C	CP PbTe-PbS KCl	14+16 20	244 427	2.05 2.02	75 140	7.2	4.5		
13/A	CP PbTe-PbS KCl	14+16 20	540 1240	1.0 1.3	330 620	28.5	3.7		
14/A	PbS-PbTe-PbS KCl	18+17+18 3	340 640	0.7 2.1	300 150	9.6	3.5		
15/A	CP PbSe-PbS KCl	12+12 42	170 90	0.2 0.18	480 1740	42	<1.5		
16/A	CP PbTe-PbSe KCl	15+16 20	380 740	0.09 0.1	2560 4080	94.7	<1.5		
17/C	CP PbSe-PbS BaF ₂	14+13 42	60 120	0.08 0.007	440 10500	89.7	-		
18/C	PbS-PbTe-PbS KCl	18+17+18 3	320 610	0.6 1.17	210 440	18.5	5.3		

но в таких наиболее совершенных слоях CP с наименьшим количеством собственных точечных дефектов и наблюдалась наибольшая интенсивность фотолюминес-

ценции (см. раздел 5.3), что согласуется с результатами данных гальваномагнитных исследований.

При изучении зависимостей проводимости от температуры $\sigma(T)$ у СР, в отличие от однослойных контрольных пленок халькогенидов свинца, были обнаружены СП переходы при $T < 6$ К (рис. 6.12 и Табл. 6.1). За температуру СП перехода T_c принималась температура, при которой проводимость СР становилась вдвое больше остаточной $\sigma_{ост}$ при $T = 6 - 60$ К. Ширина СП перехода ΔT_c оценивалась как область температур, где проводимость менялась в пределах $(1.1 - 10) \sigma_{ост}$. С ростом магнитного поля H и тока через образец T_c понижалась, а ΔT_c увеличивалась обычным для СП образом.

Заметим, что значения проводимости ($\sim 10^2 - 10^3 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$), наблюдавшиеся перед началом СП перехода в исследуемых СР, близки к величинам проводимости для высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Кроме резкого спада сопротивления до экспериментального нуля в пользу СП свидетельствовало также отсутствие холловского напряжения в слабых магнитных полях за счет полного диамагнетизма, наличие "вмороженного" магнитного потока при $H = 0$, а также гистерезисные электродинамические эффекты, наблюдаемые при записи магнитосопротивления при смене полярности магнитного поля (рис. 6.13).

Оказалось, что наибольшими значениями T_c обладают СР $\text{PbTe-PbS}/(001)\text{KCl}$ с сетками дислокаций несоответствия (ДН) с периодом $D = 5.2$ нм. Средняя холловская концентрация электронов в таких СР составляла $n_x = (1-5) \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, а их подвижность $\mu_x = (300 - 1200) \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$.

Для СР $\text{PbSe-PbS}/(001)\text{KCl}$ ($D = 13.6$ нм; $n_x = 2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\mu_x = 1700 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$) при температурах $1.5 \text{ К} < T < 2.3 \text{ К}$ наблюдался лишь слабый рост проводимости $\sigma(1.5 \text{ К})/\sigma_{ост} = 1.35$. При этом на магнитосопротивлении был виден вклад от рассеяния электронов на СП флуктуациях - вклад в магнитосопротивление от квантовой поправки Маки-Томпсона [134].

Для СР $\text{PbTe-PbSe}/(001)\text{KCl}$ ($D = 8.6$ нм; $n_x = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\mu_x = 2000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$) при $T < 3.5 \text{ К}$ также наблюдался слабый флуктуационный рост проводимости $\sigma(1.5 \text{ К})/$

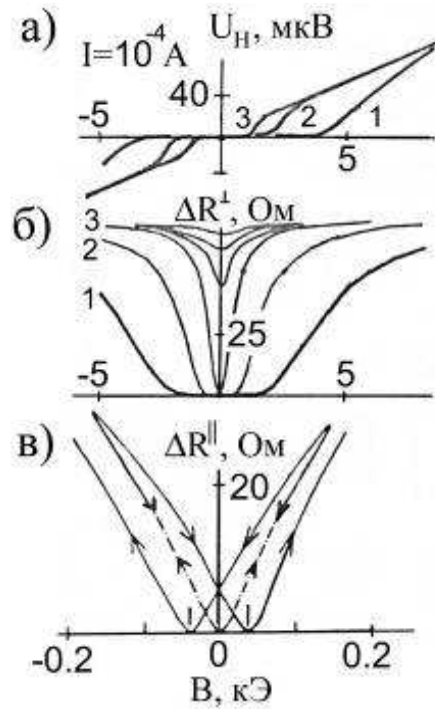


Рис. 6.13. Полевая зависимость холловского напряжения U_H (а), поперечного ΔR^\perp (б) и продольного ΔR^\parallel (в) магнитосопротивления СР РbTe(15 нм)-PbS(16 нм)/KCl (образец № 5 в Табл. 6.1). Кривые 1, 2 и 3 измерены при $T = 3.8$ К, 2.9 К и 1.8 К, соответственно.

$\sigma_{\text{ост}} = 1.5$ с соответствующим вкладом в магнитосопротивление. Для СР РbTe-PbSe и PbSe-PbS с тонкими (до 2 нм) псевдоморфными слоями (сетка ДН полностью отсутствует) при температурах $T \geq 1.5$ К не наблюдалось даже слабого роста проводимости, а рассеяние на СП флуктуациях в магнитосопротивлении не проявлялось. Для СР РbTe-PbS/(001)KCl с тонкими (~ 1 нм) "квазипсевдоморфными" слоями РbTe (островки сеток ДН, отделенные друг от друга псевдоморфными участками, как на рис. 6.14,а) наблюдался растянутый СП переход с $T_c = 2$ К и $\Delta T_c = 1.5$ К, что характерно для нульмерных флуктуаций в гранулированных СП структурах [164-165].

Таким образом, появление СП у СР из халькогенидов свинца согласуется с наличием регулярных сеток ДН на межфазных границах (Рис. 6.14.б). Отсутствие сеток ДН на межфазной границе приводит к отсутствию СП. Это подтверждается также отсутствием СП для всех СР, выращенных на подложках (111)BaF₂ по островковому механизму Фольмера-Вебера (см. раздел 3) без образования ДН на

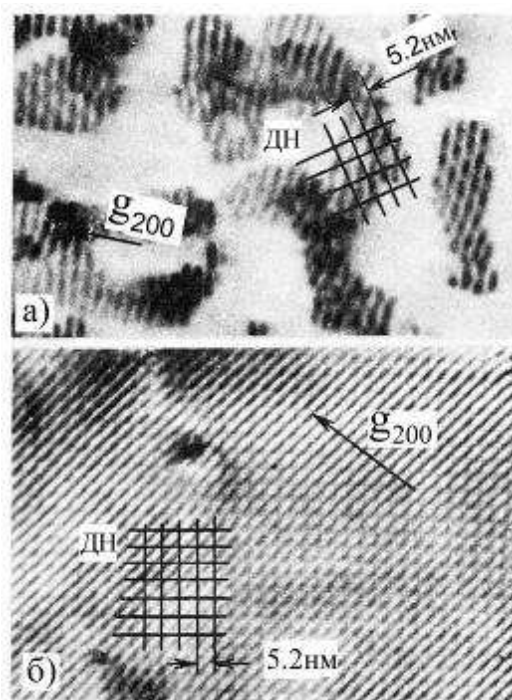


Рис. 6.14. Электронно-микроскопические изображения двухслойных пленок PbTe-PbS/KCl с толщинами слоев PbTe, равными 1.2 нм (а) и 15 нм (б). Толщина слоев PbS - 16 нм. ДН - дислокации несоответствия. g_{200} - вектор дифракции электронов.

границах раздела (например, кривая 7 на рис. 6.12). Кроме того, минимальной структурной единицей, обладающей СП, является трехслойный сэндвич с двумя межфазными границами. В двухслойной пленке PbTe-PbS СП не наступает при $T \geq 1.5$ К, хотя по данным электронной микроскопии структура межфазной границы (совершенство сетки ДН) не отличается от случая трехслойных сэндвичей.

Если считать, что СП первоначально инициируется на сетке ДН, то данный факт является подтверждением идеи, высказанной Дзялошинским И.Е. и Кацем Е.И. [139], о подавлении дальнего порядка в чисто двумерной системе из-за квантовых флуктуаций фазы параметра порядка и восстановлении его даже при слабом взаимодействии как минимум двух таких слоев. Попутно заметим, что если спаривание электронов происходит в области дислокационных узлов, то отсутствие законченных переходов при $T \geq 1.5$ К в СР PbTe-PbSe и PbSe-PbS можно объяснить тем, что у них расстояние между дислокационными узлами значитель-

но больше, чем в PbTe-PbS (5.2 нм), что уменьшает взаимодействие между СП флуктуациями соседних узлов.

Обращает на себя внимание тот факт, что для образцов СР с одинаковыми толщинами слоев наблюдается большой разброс значений критических температур T_c , несмотря на то, что все они получены в одинаковых условиях роста (вакуум, температура подложки, скорость конденсации). Это связано с тем, что используемый для изготовления СР метод термического испарения и вакуумной конденсации не дает возможности строго контролировать стехиометрию пленок из халькогенидных полупроводников. Поэтому, даже используя одну и ту же шихту для испарения халькогенидов, в каждом новом эксперименте будут получаться пленки немного разной стехиометрии, а следовательно с разной концентрацией и подвижностью носителей заряда. Как оказалось, этого вполне достаточно, чтобы для разных образцов СР с одинаковыми толщинами слоев получались разные T_c . Поэтому проследить зависимость T_c от толщины слоев не представляется возможным, по крайней мере для исследованного диапазона толщин (1 - 50 нм). Однако, грубую оценку влияния стехиометрии на T_c можно сделать, используя разную шихту. Для проверки этого фактора были изготовлены три типа СР с использованием разной шихты: А) обычная шихта, дающая для однослойных пленок толщиной 200 нм концентрацию $n_x = 10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$; В) шихта с избытком свинца ($n_x \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$); С) оптимизированная для данной температуры роста шихта с применением многократной пересублимации [166], обеспечивающая наилучшую стехиометрию пленок ($n_x \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$). В табл. 6.1 в первой колонке тип СР обозначен соответствующей буквой. Оказалось, что в СР 2-го типа шихта с избытком свинца ухудшала СП свойства (кривая 3 на рис. 6.1). Ухудшение СП свойств обусловлено разупорядоченностью структуры из-за сильной нестехиометрии и возможным выпадением фазы свинца. Заметим, что если бы СП была непосредственно связана с микровыделениями свинца (как в [160]), то такие СР обладали бы максимальными T_c , чего в действительности не наблюдается. Более того, СП должна была бы наблюдаться и на двух- и однослойных пленках (как в [161-162]). В нашем

случае, наоборот, максимальные T_c наблюдаются для СР 3-го типа из оптимизированной шихты с наилучшей стехиометрией (кривая 5 на рис. 6.12).

Магнитное поле, как и для ВТСП материалов, сильно влияет на резистивный переход в СР. На рис. 6.15 изображены резистивные СП переходы для СР в маг-

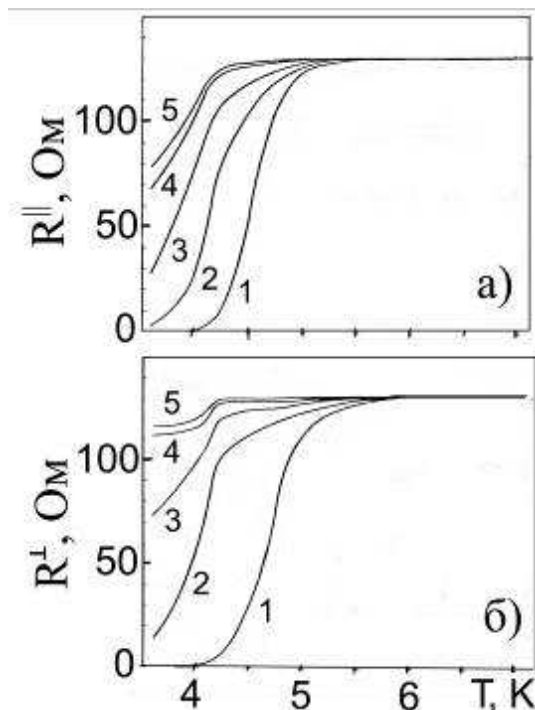


Рис. 6.15. Резистивные СП переходы СР $\text{PbTe}(15 \text{ нм})\text{-PbS}(16 \text{ нм})$ (образец № 5 в Табл. 6.1) в продольных (а) и поперечных (б) магнитных полях $H = 0$ кЭ (1), 1 кЭ (2), 2 кЭ (3), 4 кЭ (4) и 5 кЭ (5).

нитных полях, перпендикулярных и параллельных межфазным границам (и поверхности) образцов. Относительно слабые магнитные поля приводят к резкому уширению резистивных переходов и изменению их формы.

Обратим внимание, что, как и для ВТСП, уширение СП перехода для СР больше в перпендикулярных полях по сравнению с параллельными. Такое уширение резистивных переходов в магнитном поле хорошо известно для ВТСП материалов [167-168] и обусловлено диссипацией энергии при движении вихрей, которая может происходить либо в режиме течения вихрей либо в режиме крипа магнитного потока.

6.2.2. Флуктуационная проводимость дислокационных СП PbTe-PbS.

Анализ температурного хода сопротивления в области температур, где проявляются СП флуктуации [131-139], позволяет сделать важные заключения о процессах зарождения СП и степени анизотропии свойств материалов. Как известно [131], процессы флуктуационного спаривания электронов выше температуры сверхпроводящего перехода T_c приводят к дополнительному вкладу в электропроводность, флуктуационная зависимость которой от температуры позволяет определить геометрическую размерность исследуемого объекта или отдельной системы, ответственной за сверхпроводимость. В традиционных материалах с трехмерной СП (например А-15) относительный вклад флуктуационного спаривания носителей в проводимость даже при небольшом удалении от T_c чрезвычайно мал и обычно не превышает сотых долей процента. Однако он может возрастать у СП, характеризующихся малой длиной когерентности и малой удельной проводимостью, типичные значения которой для СП PbTe-PbS и ВТСП лежат в пределах $(2 - 20) \times 10^2$ (Ом·см)⁻¹. Кроме того, слоистая структура СП может выступать в качестве дополнительного фактора, способствующего росту относительного вклада термодинамических флуктуаций в проводимость.

Из микроскопической теории Асламазова-Ларкина (АЛ) для изотропных металлов известно, что вклад флуктуационного спаривания в проводимость при температуре выше T_c для двумерного и трехмерного случаев описывается степенными зависимостями вида:

$$\Delta\sigma_{2D}(T) = \frac{e^2}{16\hbar d} \tau^{-1}, \quad (6.2)$$

$$\Delta\sigma_{3D}(T) = \frac{e^2}{32\hbar\xi(0)} \tau^{-1/2}, \quad (6.3)$$

где: $\Delta\sigma(T) = \sigma(T) - \sigma_n$; $\sigma(T)$ - измеряемая проводимость; σ_n - проводимость, отвечающая нормальному состоянию; $\tau = (T - T_c)/T_c$; d характерный размер двумерной системы; $\xi(0)$ - длина когерентности при $T \rightarrow 0$.

Для случая квазидвумерных слоев с джозефсоновским взаимодействием между слоями величина $\Delta\sigma(T)$ определяется выражением Лоуренса-Дониака (ЛД) [169]:

$$\Delta\sigma_{2D}(T) = \frac{e^2}{16\hbar d} \tau^{-1} [1 + [\frac{2\xi(0)}{d}]^2 \tau^{-1}]^{1/2} \quad (6.4)$$

Вблизи T_c для малых τ $\xi(T)$ может быть больше d . В этом случае выражение ЛД (6.4) переходит в результат АЛ-3D (6.3). Кроссовер от двух- к трехмерным флуктуациям происходит при температуре T_0 , определяемой путем приравнивания $\xi(T_0)$ к половине расстояния между СП плоскостями - $d/2$, что дает:

$$T_0 = T_c [1 + [\xi(0)/(d/2)]^2] \quad (6.5)$$

Маки и Томпсон (МТ) учли поправки, обусловленные взаимодействием неспаренных носителей тока с флуктуационными куперовскими парами [132-133]. Увеличение проводимости из-за этого процесса ограничивается сильным неупругим рассеиванием и под действием взаимодействий с разрывом пар, таких как вклад от магнитных примесей. Это добавило дополнительный член в результаты АЛ: $\Delta\sigma(T) = \sigma_{AL}(T) + \sigma_{MT}(T)$, и для 2D случая имеем:

$$\Delta\sigma_{2D}(T) = \frac{e^2}{16\hbar d} \tau^{-1} + \frac{e^2}{8\hbar d} \times \frac{1}{\tau - \delta} \ln(\tau/\delta), \quad (6.6)$$

где δ - параметр распаривания.

Недавно Маки и Томпсон [134] обобщили (в рамках теории Гинзбурга-Ландау) выражение для $\Delta\sigma(T)$ на случай анизотропного 3D металла и слоистого СП при направлении электрического поля, совпадающего с одной из кристаллографических осей. Их результат для магнитного поля, перпендикулярного слоям, совпадал с опубликованными ранее соотношениями Ларкина и Хиками [170]. Учет спинового расщепления (эффект Зеемана) в магнитном поле, параллельном слоям, дает поправки [171], которые могут оказаться доминирующими в случае параллельной ориентации поля, что было

показано авторами на примере данных для монокристаллических пленок YBaCuO.

Сравнение теорий с экспериментально наблюдаемыми зависимостями $\Delta\sigma(T)$ проводилось как для тонких пленок, так и для слоистых систем. Теория АЛ, развитая для 2D случая, хорошо описывает ряд экспериментальных результатов в аморфных пленках висмута [172] и галлия [173]. Используя теории АЛ и МТ, можно описать все имеющиеся экспериментальные данные о флуктуационной проводимости $\Delta\sigma(T)$ при $T > T_c$ в двумерных СП (тонких пленках и гранулированных системах) [164-165].

В подавляющем большинстве случаев при исследовании области СП перехода предполагается, что избыточная проводимость $\Delta\sigma(T)$ в тех или иных интервалах температур степенным образом зависит от приведенной температуры τ , т.е. описывается законом вида $\Delta\sigma/\sigma_n = A\tau^{-k}$, в котором показатель степени k отражает размерность флуктуаций. В частности, значениям $k = 1/2, 1$ и 2 отвечают трех- двух- и нульмерные флуктуации, соответственно.

Приведенные в этом разделе данные получены стандартным образом при измерении сопротивления 4-зондовым методом, либо с помощью микроконтакта СР-Си. Основные особенности поведения проводимости рассмотрим сначала на примере двух трехслойных образцов PbS-PbTe-PbS, которые будем обозначать как СР1 (образец № 14 в Табл. 6.1) и СР3. Такие обозначения введены для удобства, поскольку на этих же образцах исследовались микроконтактные спектры (см. Табл. 6.3). Важно отметить, что СР1 была изготовлена из шихты первого типа, а СР3 из оптимизированной шихты третьего типа. В качестве T_c бралась температура, соответствующая середине резистивного перехода. На рис. 6.16 показана область флуктуационной проводимости, построенная в логарифмических координатах.

Видно, что для СР1 при понижении температуры в отсутствие магнитного поля, начиная с $\tau \sim 1$, появляется линейный участок с наклоном $k = 2$, соответствующий нульмерной флуктуационной проводимости. Затем идет участок (3D/2D) с наклоном $k = 3/4$, промежуточным между $k = 1/2$ и $k = 1$,

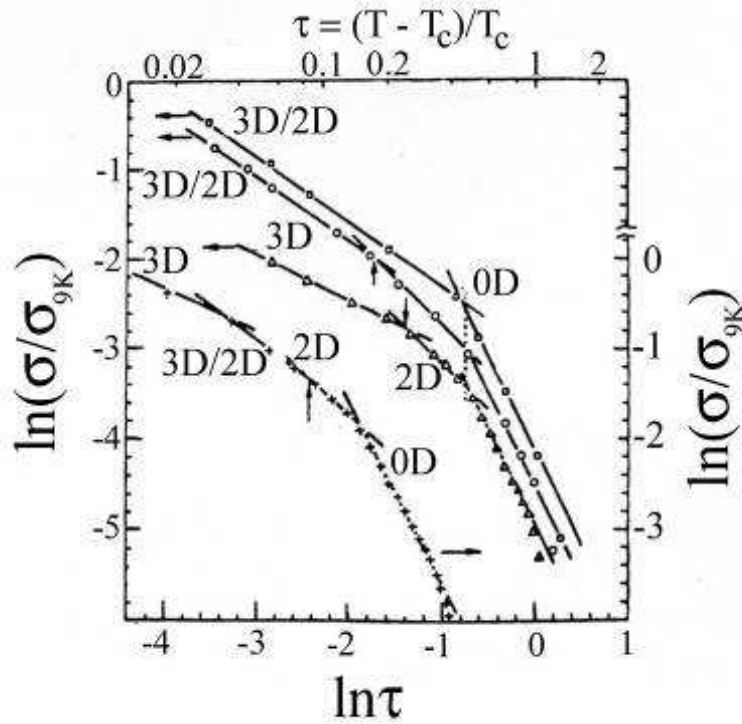


Рис. 6.16. Зависимость нормированной избыточной проводимости от приведенной температуры τ в логарифмических координатах для CP1 в нулевом поле () и в поле $H_{||} = 500$ Э (o). Δ - построено для микроконтакта Cu-CP1. + - построено для микроконтакта Cu-CP3.

который условно можно назвать квазидвумерным. Включение магнитного поля ($H_{||} = 500$ Э) практически не изменяет границы нульмерного участка, однако за ним идет чисто двумерный участок ($k = 1$), который сменяется областью квазидвумерных флуктуаций. Анализ температур кроссовера от одного типа зависимости $\Delta\sigma(T)$ к другому показывает, что 0D флуктуации появляются при $\tau = 1$ и заканчиваются при $\tau = (2d/h_{\text{PbTe}})^2$, где d - период ДН (5.2 нм), а h_{PbTe} - толщина слоя PbTe. В поле $H_{||}$ область квазидвумерных флуктуаций начинается с $\tau = (\sqrt{2}d/h_{\text{PbTe}})^2$. Соответствующие значения τ на рис. 6.16 отмечены вертикальными стрелками. На феноменологическом языке такое поведение можно понять, если предположить, что существует некоторая длина когерентности $\xi(T) = \xi_0/\sqrt{\tau}$ такая, что при ее (приблизительном) равенстве с размерами характерных элементов структуры происходит смена размерности флуктуаций. Если считать, что $\xi_0 = d$ -

расстояние между узлами сетки ДН, то началу нульмерных флуктуаций соответствует температура, при которой $\xi(T) = d$, т.е. $\tau = 1$ ($T = 2T_c$). Тогда переход к квазидвумерным флуктуациям происходит (при $H = 0$) при $\xi(T) \approx h_{\text{PbTe}}/2$, когда начинается стабилизация двумерной СП сеток из-за их взаимодействия через слой PbTe. Включение магнитного поля эффективно снижает размерность флуктуаций, поэтому за нульмерным участком следует участок чисто двумерных флуктуаций, который при $\xi(T) \approx h_{\text{PbTe}}/\sqrt{2}$ переходит в квазидвумерный участок. Отсутствие чисто трехмерного участка можно объяснить тем, что для трехслойного сэндвича параметр порядка сосредоточен в основном в слое PbTe и достигает наибольших значений в непосредственной окрестности ($\sim d$) сеток ДН, т.е. в исследованной области температур СП состояние сильно неоднородно по толщине образца. Небольшое отклонение экспериментального значения $\ln \tau$ для точки кроссовера 0D-(3D/2D) от $\ln[(2d/h_{\text{PbTe}})^2]$ в сторону больших по модулю значений можно приписать влиянию близко расположенных границ образца, "прижимающих" параметр порядка к середине образца.

Такое поведение $\Delta\sigma(T)$ хорошо соответствует сделанному в предыдущем разделе предположению о спаривании электронов на дислокационных узлах и существовании минимально возможной длины когерентности, равной d . В таком случае нульмерные флуктуации должны появляться при $\xi(T) \geq d$. Когда пары на соседних сетках ДН начинают взаимодействовать через слой PbTe ($\xi = h_{\text{PbTe}}/2$), СП флуктуации получают возможность распространиться вдоль сеток и носят квазидвумерный характер. Включение магнитного поля приводит, вероятно, к "вытеснению" параметра порядка из внутренних областей PbTe к дислокационным сеткам. Поэтому появляется 2D участок, который при дальнейшем росте $\xi(T)$ сменяется квазидвумерным участком при $\xi > h_{\text{PbTe}}/\sqrt{2}$. В теории слоистых СП размерный кроссовер 3D-2D для H_{c2} происходит при том же условии, где вместо h_{PbTe} фигурирует расстояние между СП плоскостями.

Следует обратить внимание также на то, что мы сравниваем ξ с характерными толщинами слоев, т.е. ξ имеет смысл поперечной длины когерентности ξ_{\perp} . Для

ВТСП известно, что длины когерентности Гинзбурга-Ландау $\xi_{\perp}(0)$, вычисленные из флуктуационной проводимости и по температурным зависимостям H_{c2} , обычно отличаются примерно в 2 раза. Значение введенной нами ξ_0 также заметно отличается от значений ξ_{\perp} для наших СР при низких температурах, определенных по зависимостям для H_{c2} (см. раздел 6.2.3).

Поведение образца с высоким T_c (СР3) сильно отличается от поведения образца СР1 (квазидвумерные). Начало нульмерного участка (см. график + на рис. 6.16) сдвигается в сторону меньших $\tau = (2d/h_{\text{PbTe}})^2$, т.е. нульмерные флуктуации проявляют себя при $\xi > h_{\text{PbTe}}/2$. Последующие переходы (0D-2D-2D/3D-3D) происходят при $\xi \approx h_{\text{PbTe}}/\sqrt{2}$; $\Lambda/2$; $\Lambda/\sqrt{2}$, где Λ - период СР. Смещение начала области нульмерных флуктуаций в сторону меньших τ говорит о том, что для СР с большими T_c (и l_i) возможно первоначальное спаривание электронов не в плоскости дислокационных сеток (как в квазидвумерных образцах), а между ними. Такая возможность (приводящая к повышению T_c) предсказывалась, например, в работе [174] для случая слоистых материалов и объяснялась особенностями экранирования кулоновского взаимодействия электронов, находящихся на смежных проводящих слоях.

Анализ литературных данных по ВТСП [136,175-176] показывает, что и для них можно выделить области 0D-, 2D- и 3D-флуктуационной проводимости. Причем нульмерные флуктуации начинаются при $\tau \sim 1$, двумерные при $\tau \sim (t/2d)^2$, трехмерные при $\tau \sim (t/\Lambda)^2$, где d - расстояние между плоскостями CuO_2 , Λ - параметр решетки вдоль оси c , t - параметр решетки в базисной плоскости [385].

Приведенные результаты показывают, что поведение флуктуационной проводимости СР PbTe-PbS и ВТСП в значительной степени подобно. Отличаются они геометрическими параметрами, поскольку толщины слоев СР превосходят расстояние между узлами дислокационной сетки, а для ВТСП, наоборот, расстояние между атомами Cu больше межплоскостного расстояния d . Отметим также любопытный факт, что отношение периода сетки ДН ($d_{\text{ДН}} = 5.2$ нм) к межплоскостному расстоянию ВТСП ($d_{\text{ВТСП}} = 0.388$ нм), равное $d_{\text{ДН}}/d_{\text{ВТСП}} = 26.8$ очень близко к

отношению их критических температур $T_c^{\text{BTCП}}/T_c^{\text{CP}} = 27$. Конечно, близость этих отношений может оказаться случайной, хотя возможно, что в этом есть определенный физический смысл (это означало бы, что в подобных системах, вплоть до атомарных расстояний между узлами спаривания, T_c приблизительно обратно-пропорционально минимально возможной длине когерентности). В таком случае, уменьшение периода ДН должно приводить к повышению T_c для СР (при прочих равных условиях). Такая тенденция в общем виде наблюдается для наших структур: увеличение периода сеток ДН от 5.2 нм (PbTe-PbS) до 8.6 нм (PbTe-PbSe) и 13.6 нм (PbSe-PbS) приводит к уменьшению T_c от 4-5 К (PbTe-PbS) до $T_c < 1.5$ К для двух других систем при таких же толщинах слоев.

Предложенная выше феноменологическая трактовка области СП флуктуаций для трехслойных сэндвичей является, конечно, весьма упрощенной. Реальная ситуация намного сложнее. В этом можно убедиться, посмотрев на рис. 6.17, где

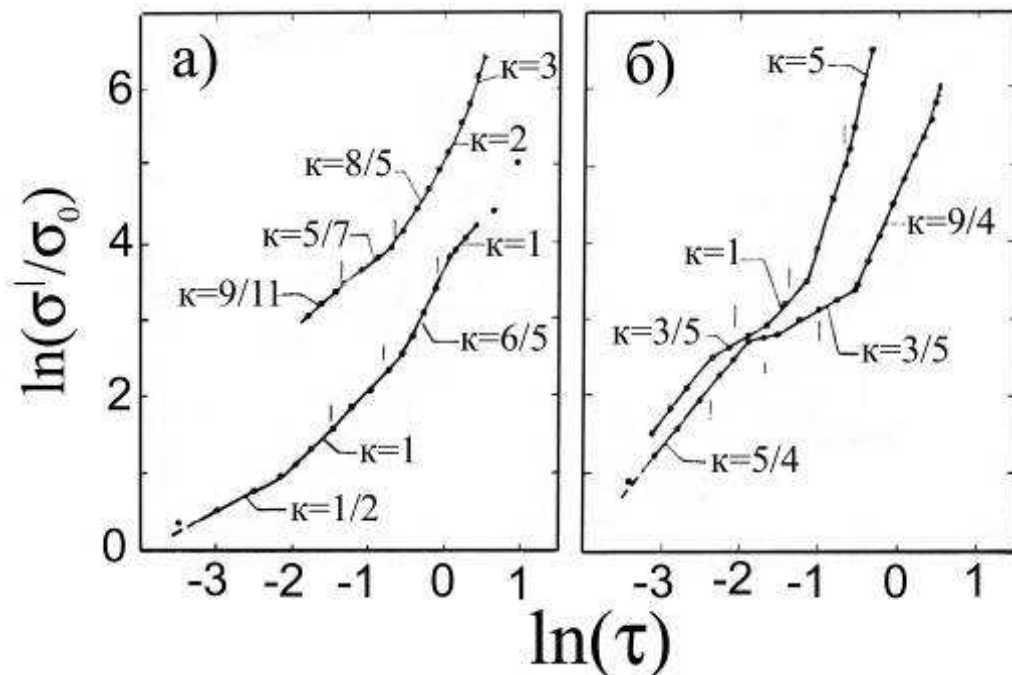


Рис. 6.17. Зависимости нормированной избыточной проводимости σ^1 от приведенной температуры τ в логарифмических координатах: а) для СР PbTe-PbS № 13 (вверху) и № 4 (внизу); б) для СР PbTe-PbS № 9 (вверху) и № 10 (внизу). Параметры образцов приведены в табл. 6.1.

приведены графики для СР с различными толщинами слоев и числом периодов. Вертикальными черточками на них отмечены температуры, при которых $\xi(T)$ при-

нимает значения, равные $h_{\text{PbTe}}/2$, $h_{\text{PbTe}}/\sqrt{2}$ и h_{PbTe} . Из рисунков видно, что в районе $\ln \tau = 0$ ($\xi = d$) почти для всех графиков есть особенность в виде заметного изменения наклона ломаной линии. Однако, другие критические значения $\xi(T)$ не всегда соответствуют точкам перелома графиков. Другой важный момент состоит в том, что наклоны линейных участков во многих случаях сильно отличаются от "стандартных" значений $1/2$, $3/4$, 1 , 2 , что также характерно для ВТСП [44].

Таким образом, из приведенных выше данных можно сделать следующие выводы. Наблюдаемые в СР (как и в ВТСП) явления нетривиальны и не описываются ни одной из существующих теорий. Спаривание носителей происходит первоначально в окрестности узлов дислокационной сетки и СП стабилизируется взаимодействием соседних сеток через слой PbTe. Аналогичные процессы, вероятно, имеют место и в ВТСП, где роль сеток ДН выполняют сдвоенные плоскости CuO_2 .

6.2.3. Критические магнитные поля СР PbTe-PbS.

Одними из важнейших характеристик СП 2-го рода являются значения их нижних (H_{c1}) и верхних (H_{c2}) критических магнитных полей. Эти значения позволяют вычислить длины когерентности Гинзбурга-Ландау и определить характер локализации параметра порядка в СП. Впервые анизотропный 3D предел связанных слоев СП рассмотрели теоретически Добросавлевич и Кулик [177-178], используя приближение Гинзбурга-Ландау (ГЛ) для многослойных систем. Они связали решения для СП параметра порядка из уравнений ГЛ для отдельных слоев с помощью соответствующих граничных условий, а затем преобразовали уравнение в анизотропное уравнение ГЛ для системы в целом. Согласно теории ГЛ в рамках модели эффективных масс, которая для слоистых структур хорошо выполняется при $\xi_{\perp}(T) \gg d$ (d - толщина слоя, разделяющего СП прослойки), критические магнитные поля можно описать выражениями [179]:

$$H_{c2}(T, \Theta) = H_{c2}^{\parallel}(T) \left[\frac{m}{M} \sin^2 \Theta + \cos^2 \Theta \right]^{-1/2}, \quad (6.7)$$

$$H_{c2}^{\perp}(T) = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi_{\parallel}^2(T)}, \quad (6.8)$$

$$H_{c2}^{\parallel}(T) = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi_{\parallel}(T)\xi_{\perp}(T)}, \quad (6.9)$$

$$\Phi_0 = \frac{ch}{2e}, \quad (6.10)$$

где $m = m_{\parallel}$, $M = m_{\perp}$, $\xi_{\perp}(T)/\xi_{\parallel}(T) = m/M$ - параметр анизотропии. Угол Θ определяется наклоном магнитного поля относительно плоскости структуры.

По мере снижения температуры и уменьшения $\xi_{\perp}(T) = \xi_{\perp}(0)/(1-T/T_c)^{1/2}$ условие $\xi_{\perp}(T) \gg d$ может оказаться не выполненным. В этом случае температурная зависимость $H_{c2}(T)$ перестает быть линейной и должен наблюдаться резкий подъем $H_{c2}(T)$. Такое изменение характера температурного хода называют кроссовером. Сущность наблюдаемого в СР размерного перехода состоит в следующем. Если период СР (Λ) не намного превышает $\xi_{\perp}(0)$, то существует температура T_{2D} , такая, что при $T_{2D} < T < T_c$ длина когерентности $\xi_{\perp}(T) > \Lambda$. В этой области температур структура ведет себя как трехмерный сверхпроводник, а параллельное критическое поле изменяется с температурой по линейному закону: $H_{c2}^{\parallel}(T) \sim (T_c - T)$. При $T < T_{2D}$, когда $\xi_{\perp}(T) < \Lambda$, наблюдается зависимость $H_{c2}^{\parallel}(T) \sim (T_c - T)^{1/2}$, что соответствует квазидвумерной сверхпроводимости 2D. Таким образом, при понижении температуры совершается переход от трехмерного 3D к двумерному 2D случаю. Переход должен наблюдаться в структурах с промежуточной связью. Для сильной связи зависимость $H_{c2}^{\parallel}(T)$ линейная во всем интервале температур, а для слабой - корневая.

Исследования верхних критических полей проводились для СР 1-го и 3-го типов, поскольку они имеют более высокие T_c и соответственно более широкий интервал температур, в которых можно проводить исследования. Критические поля измерялись на половинном уровне от остаточного сопротивления для случаев, когда поле лежало параллельно (H_{c2}^{\parallel}) и перпендикулярно (H_{c2}^{\perp}) плоскости слоев СР. На рис. 6.18 приведены типичные температурные зависимости второго критического поля для СР PbTe-PbS.

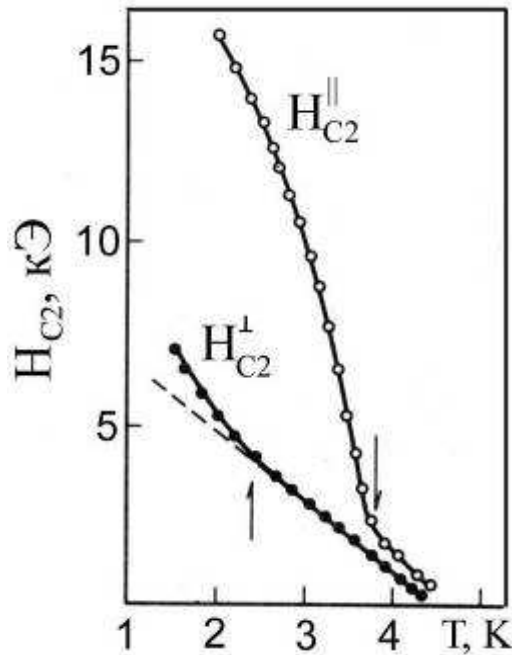


Рис. 6.18. Температурная зависимость второго критического магнитного поля H_{c2} для СР PbTe-PbS (образец № 5) для случаев, когда магнитное поле лежит в плоскости слоев СР (H_{c2}^{\parallel}) и перпендикулярно слоям (H_{c2}^{\perp}).

Большая анизотропия H_{c2} и корневая зависимость $H_{c2}^{\parallel}(T) \sim (T_c - T)^{1/2}$ при температуре $T < 3.8$ К свидетельствуют о двумерном характере СП. На кривой $H_{c2}^{\parallel}(T)$ при температуре $T = 3.8$ К отчетливо виден кроссовер к трехмерной ситуации, когда при $3.8 \text{ К} < T < T_c(4.5 \text{ К})$ длина когерентности $\xi(T)$ становится больше периода СР (Λ), но меньше толщины всей СР. Причина нелинейной зависимости $H_{c2}^{\perp}(T)$ при $T < 2.5$ К неизвестна. Возможно, это связано с влиянием периодического потенциала ДН. Аналогичные температурные зависимости верхних критических полей получаются и для других СР. Наблюдается лишь отличие степени анизотропии для СР 1-го типа ($H_{c2}^{\parallel}/H_{c2}^{\perp} = 4 - 7$) от СР 3-го ($H_{c2}^{\parallel}/H_{c2}^{\perp} = 2 - 2.5$).

Температурные зависимости длин когерентности Гинзбурга-Ландау $\xi(T)$, вычисленные при помощи выражений (6.8 - 6.9) через критические поля H_{c2} , приведены на рис. 6.19. Обращает на себя внимание немонотонное поведение и малость величин $\xi_{\perp}(T)$ в области низких температур. Минимумы $\xi_{\perp}(T)$ для обеих серий образцов соответствуют температурам, при которых происходит локализация параметра порядка в слоях РbTe. Смещение минимума ξ_{\perp} для СР2 ($N = 20$) по сравнению с СР1 ($N = 3$) в сторону более низких температур нетрудно понять,

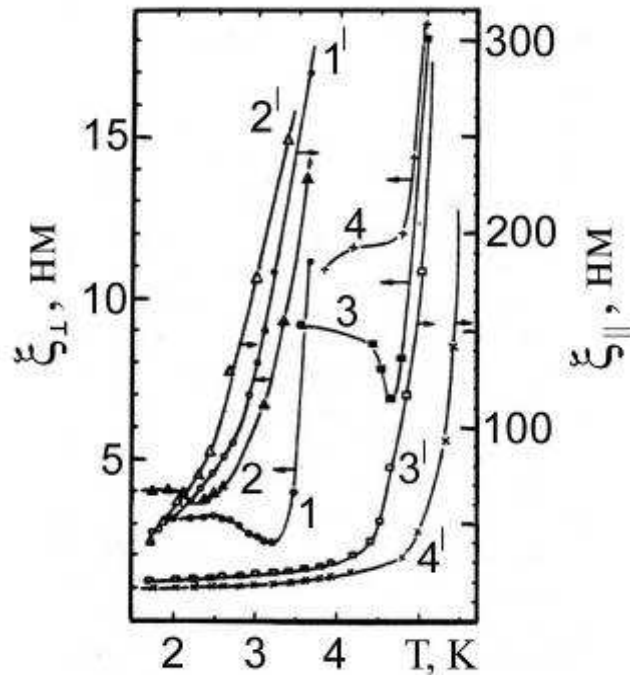


Рис. 6.19. Температурные зависимости продольной $\xi_{\parallel}(T)$ и поперечной $\xi_{\perp}(T)$ длин когерентности сверхрешеток: 1, 1' - СР1 (образец № 14); 2, 2' - СР2 (№ 13); 3, 3' - СР3 (№ 18); 4, 4' - СР4 (№ 11).

учитывая, что в трехслойном сэндвиче происходит подавление СП вблизи границ образца, что способствует локализации СП в слое РbТе начиная с более высоких температур.

Важное значение для слоистых СП имеют угловые зависимости верхнего критического поля. В настоящее время для описания угловой зависимости используются теория Лоуренса-Дониака (ЛД) [169], развитая для анизотропного массивного СП, согласно которой:

$$[H_{c2} \cos \Theta / H_{c2}^{\parallel}(T)]^2 + [H_{c2} \sin \Theta / H_{c2}^{\perp}(T)]^2 = 1, \quad (6.11)$$

и обычная формула Тинкхама [180], описывающая угловую зависимость для тонких пленок ($\xi > h$) вблизи T_c :

$$[H_{c2} \cos \Theta / H_{c2}^{\parallel}(T)]^2 + \left| H_{c2} \sin \Theta / H_{c2}^{\perp}(T) \right| = 1, \quad (6.12)$$

где Θ - угол между направлением поля и плоскостью образца.

Хорошее согласие с данными формулами наблюдается для СР Nb-Cu [149,151-152] и Nb-Ta [150,153], причем 2D поведение [179] лучше проявляется в более тонких слоях СР, а также при увеличении анизотропии. Сравнение угловых

зависимостей $H_{c2}(\Theta)$ с формулами (6.11- 6.12) может многое сказать о размерности электронной системы. Оказалось, что зависимости $H_{c2}(\Theta)$ для СР вблизи параллельной ориентации (малые Θ) оказываются более резкими, чем предсказывают теории ЛД и Т. В этой области углов (малые Θ) зависимость определяется модифицированной формулой Тинкхама [181] (формула Глазмана). Отличие формулы Глазмана связано с тем, что температура СП перехода образца T_c и экстраполяционная температура T_c^* , определяемая свойствами одного слоя СР, граничащего с соседними нормальными слоями, различаются [182]. Модификация формулы состоит в том, что в нее должно входить вместо измеряемого значения H_{c2}^\perp его значение, приведенное к экстраполяционной температуре T_c^* :

$$H_{c2}^{\perp*} = H_{c2}^\perp (T_c^* - T) / (T_c - T). \quad (6.13)$$

Тогда вместо (6.12) получаем зависимость для двумерной области:

$$[H_{c2} \cos \Theta / H_{c2}^\parallel(T)]^2 + [H_{c2} \sin \Theta / H_{c2}^\perp(T)] \times (T_c - T) / (T_c^* - T) = 1. \quad (6.14)$$

Типичные угловые зависимости верхнего критического поля для СР РbТе-РbS показаны на рис. 6.20 - 6.21. Для всех кривых наблюдается резкий пик при $\Theta = 0$, который сильнее проявляется при низких температурах. Амплитуды пиков быстро спадают при повышении температуры, но даже вблизи T_c производные $(\partial H_{c2} / \partial \Theta)|_{\Theta \rightarrow 0}$ отличны от нуля, хотя и стремятся к 0 при $T \rightarrow T_c$. Аналогичное поведение было обнаружено ранее для СР V-Si [183]. Причины данного явления подробно обсуждались в работе Глазмана [181]. Вдали от T_c при малых углах, когда выполняется неравенство:

$$\sin \Theta / \cos^2 \Theta \leq H \Lambda^2 / 2 \pi \Phi_0, \quad (6.15)$$

СП зародыш в каждом сверхпроводящем слое взаимодействует с участками соседних нормальных слоев. При этом, как и в случае $\Theta = 0$, ситуация остается двумерной и $H_{c2}(\Theta)$ описывается формулой Глазмана (6.14). При нарушении неравенства (6.15) условия на стыке слоев изменяются (СП зародыши в соседних слоях граничат друг с другом), вследствие чего происходит своеобразный кроссовер по углу: размер СП зародыша в сечении перпендикулярно слоям оказывается больше периода СР (Λ), что приводит к более плавному изменению $H_{c2}(\Theta)$, чем в области

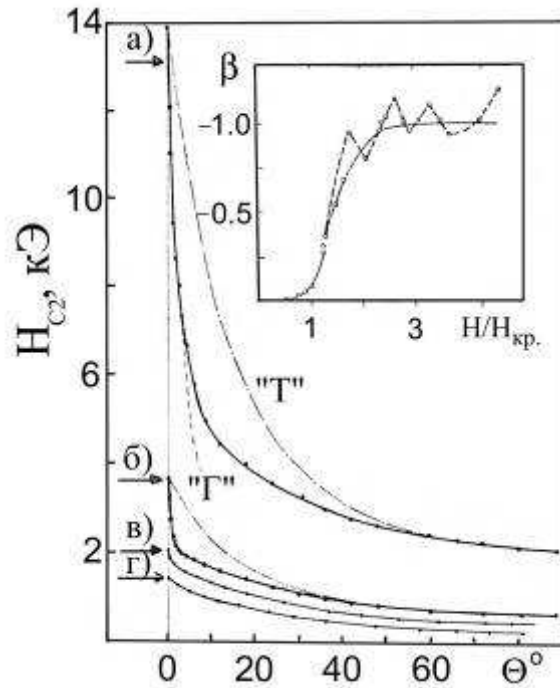


Рис. 6.20. Угловые зависимости верхнего критического поля H_{c2} для СР PbTe-PbS (№ 10) при температурах 1.5 К (а), 2.51 К (б), 2.62 К (в) и 2.8 К (г). Штриховые и штрих-пунктирные линии - расчетные кривые по теории Глазмана ("Г") и Тинкхама ("Т"). На вставке показана зависимость $\beta = (\partial H_{c2} / \partial \Theta)|_{\Theta \rightarrow 0}$ от магнитного поля, нормированного на поле кроссовера $H_{кр}$.

малых углов. Формула Глазмана учитывает различие в поведении свободной СП пленки и такой же пленки в составе многослойной структуры путем введения некоторой температуры T_c^* такой, что вдали от точки кроссовера $H_{c2}^{\parallel}(T)$ угловая зависимость $H_{c2}(\Theta)$ приближается к зависимости Тинкхама. Из рис. 6.20 - 6.21 видно, что формула Глазмана хорошо описывает экспериментальные данные для углов в интервале примерно $0 - 10^\circ$. В этой области H_{c2} изменяется с углом практически линейно. Куполообразная зависимость $H_{c2}(\Theta)$ вблизи $\Theta = 0$ ($(\partial H_{c2} / \partial \Theta)|_{\Theta = 0}$), характерная для анизотропных трехмерных СП, не наблюдается. При больших углах экспериментальные зависимости переходят в зависимость Тинкхама. Для трехслойных сэндвичей угловые зависимости (рис. 6.22) описываются формулой Тинкхама во всем исследуемом интервале углов, что и не удивительно, учитывая, что слой PbTe с сетками ДН играет роль однослойной пленки.

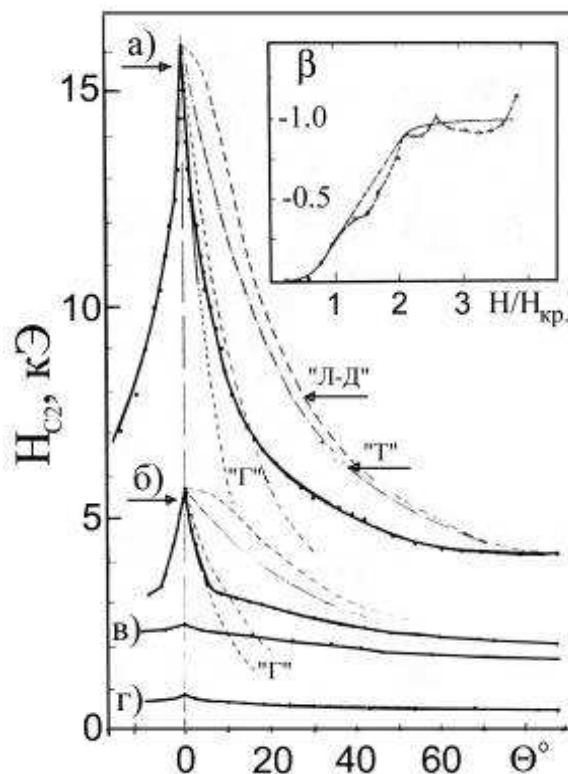


Рис. 6.21. Угловые зависимости верхнего критического поля H_{c2} для СР PbTe-PbS (№ 9). Штриховые и штрих-пунктирные линии - расчетные кривые по теории Глазмана ("Г") и Тинкхама ("Т") и Лоуренса-Дониака ("Л-Д"). На вставке показана зависимость $\beta = (\partial H_{c2} / \partial \Theta)|_{\Theta \rightarrow 0}$ от магнитного поля, нормированного на поле кроссовера $H_{кр}$.

Из зависимостей $H_{c2}(\Theta)$, согласно [181], можно определить угол Θ , разделяющий двумерную область от трехмерной (аналог поля кроссовера 3D-2D на температурной зависимости $H_{c2}^{\parallel}(T)$), и, воспользовавшись выражением (6.15), оценить период СР. Например, для образца № 9 (Табл. 6.1) расчетный период сверхструктуры составляет ($\Lambda_{\Theta} = 31 \pm 2$ нм), что хорошо согласуется с данными рентгеноструктурных исследований по рефлексам-сателлитам, дающим значение $\Lambda_p = 31.0$ нм.

Вставки на рис. 6.20 - 6.21 иллюстрируют изменение величины $\beta = (\partial H_{c2} / \partial \Theta)|_{\Theta \rightarrow 0}$ с ростом поля. В полях меньше $H_{кр}$ β возрастает с увеличением H , а в больших полях наблюдается тенденция к насыщению $\beta(H)$. В области двумерно-

го поведения $H_{c2}^{\parallel}(T)$ на зависимости $\beta(H)$ видны осцилляции, отражающие особенности поведения $H_{c2}^{\parallel}(T)$. В теории Глазмана величина $(\pi h_{\text{СП}}^2/3\Phi_0)\beta$ как функция $H/H_{\text{кр}}$ в больших полях асимптотически приближается к значению -1, что позволяет по значению β определить толщину СП слоя ($h_{\text{СП}}$) в СР (На вставках Теоретическая кривая с $h_{\text{СП}} = h_{\text{PbTe}}$ проведена сплошной линией). Оценки $h_{\text{СП}}$ по данной теории дают значения, близкие к толщине PbTe. Хорошее согласие теоретических зависимостей $\beta(H)$ с экспериментальными точками в области слабых магнитных полей указывает на хорошо сформированную структуру, т.к. отклонение структуры СР от идеальной наиболее существенно сказывается именно в полях $H < H_{\text{кр}}$, на что впервые было обращено внимание в работах [181,183].

Следует отметить, что хотя угловые зависимости $H_{c2}(\Theta)$ качественно и количественно согласуются с физической картиной, развитой в работе [181], однако использование соотношения Глазмана (6.14) в нашем случае имеет во многом формальный смысл, т.к., во-первых, подгоночный параметр T_c^* в общем случае сам зависит от температуры. Во-вторых, ход кривых $H_{c2}^{\parallel}(T)$ и $H_{c2}^{\perp}(T)$ весьма сложен и не может быть описан простыми выражениями в достаточно широких интервалах температур. Это, конечно, не исключает возможности того, что формула Глазмана окажется применимой к области температур от T_c до самых низких температур. В пользу этого свидетельствует цикл измерений $H_{c2}(\Theta)$ до и в области кроссовера 3D-2D на образце № 12 (см. Табл. 6.1), результаты которых приведены на рис. 6.23.

Кривые на рис. 6.23,а-б относятся к области линейного участка, когда на зависимости $H_{c2}^{\parallel}(T)$ еще не видно и намеков на переход к 2D поведению. Однако, зависимости $H_{c2}(\Theta)$ для температур 4.2 К и 4,0 К качественно отличаются: для обеих температур в области малых углов зависимости $H_{c2}(\Theta)$ близки к зависимостям Тинкхама (Т). При увеличении угла наклона происходит отклонение $H_{c2}(\Theta)$ в сторону кривой Лоуренса-Дониака (ЛД), причем при $T = 4.0$ К наименьшее отклонение от зависимости ЛД наблюдается приблизительно при $\Theta = 30^\circ$. При $\Theta \geq 50^\circ$ $H_{c2}(\Theta)$ вновь ложится на кривую Тинкхама. Начало заметного отклонения от ли-

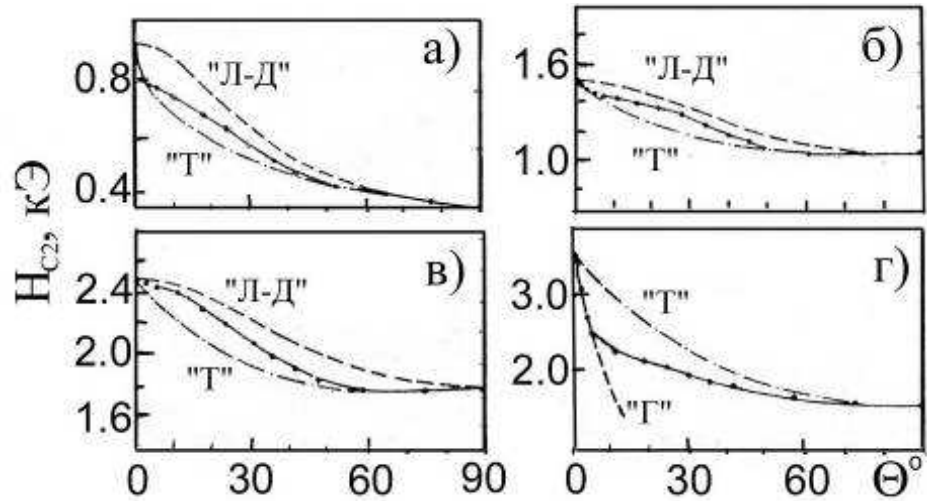


Рис. 6.23. Угловые зависимости верхнего критического поля H_{c2} для СР PbS-PbTe-PbS (№ 9) при $T = 4.2$ К(а); 4.0 К(б); 3.7 К(в); 3.6 К(г).

нейной зависимости $H_{c2}^{\parallel}(T)$ при $T = 3.7$ К (рис.6.23,в) сопровождается уходом $H_{c2}(\Theta)$ как от кривой Тинкхама, так и ЛД. $H_{c2}(\Theta)$ лежит между этими кривыми и ложится на зависимость Тинкхама только при $\Theta \geq 60^\circ$. Уменьшение температуры измерений на 0.1 К приводит к резкому качественному изменению хода $H_{c2}(\Theta)$. Теперь до углов $\Theta \sim 5^\circ$ $H_{c2}(\Theta)$ идет по кривой Глазмана с $T_c^* = 3.8$ К. Затем $H_{c2}(\Theta)$ резко изменяет наклон и стремится к зависимости Тинкхама. При $\Theta \geq 70^\circ$ $H_{c2}(\Theta)$ практически сливается с кривой Тинкхама. Подобное поведение угловой зависимости $H_{c2}(\Theta)$, насколько нам известно, не отмечалось в литературе и является нетривиальным и пока нет убедительного теоретического объяснения этих явлений. Приведенные данные наглядно демонстрируют чувствительность угловых зависимостей $H_{c2}(\Theta)$ даже к небольшим изменениям температуры в области кроссовера 3D-2D.

Подводя итог, можно сказать, что в СР PbTe-PbS в магнитных полях Разыгрываются весьма нетривиальные явления, которым нет аналога в обычных СП СР. Некоторые процессы, по-видимому, можно описать в рамках теории, основанной на общем феноменологическом подходе в рамках функционала Гинзбурга-Ландау.

6.2.4. Критические токи и пиннинг в СР PbTe-PbS.

Температурные и полевые зависимости плотности критического тока J_c являются одними из важнейших характеристик в области применения СП 2-го рода. Максимальная плотность тока, которую может нести СП 2-го рода в магнитном поле без диссипации энергии, определяется наличием дефектов в материале (поверхность, границы зерен, дислокации и т.п.), закрепляющих решетку магнитных вихрей. Теоретические исследования предсказывают множество различных эффектов в многослойных системах, таких как повышение критического тока, синхронный пиннинг и др. Известно, что при фиксированной температуре для СП 2-го рода вдали от первого критического поля плотность силы пиннинга будет [184-186]:

$$F_p = \frac{1}{c} \left| [\vec{J} \times \vec{B}] \right|, \quad (6.16)$$

$$f = F_p / F_p^{\max} = Ah^k (1 - h)^n, \quad (6.17)$$

где B - магнитная индукция; F_p^{\max} - максимальная сила пиннинга; $h = H/H_{c2}$; H_{c2} - верхнее критическое поле, соответствующее $J_c \rightarrow 0$; k и n - целые и полуцелые (для k) числа, зависящие от механизма пиннинга; A - нормировочный коэффициент. Зависимость (6.17) имеет типичный колоколообразный вид, положение максимума которой на оси H определяется значениями k и n , т.е. механизмом пиннинга. По характеру взаимодействия вихрей с неоднородностями механизмы пиннинга можно разделить на два класса. Первый характеризуется выигрышем энергии при расположении нормального ядра вихря в областях с пониженным параметром порядка. Образование нормальной сердцевинки увеличивает энергию системы, и поэтому, выгодно расположение ядра вихря в областях, где меньше H_c - термодинамическое критическое поле. Такой захват вихрей носит название корового пиннинга. Второй механизм пиннинга - за счет упругих свойств решетки - был предложен в [185-186]. Анализ экспериментальных данных на основе уравнения (6.17) позволяет определить природу пиннинга в конкретном образце. В частности для корового пиннинга характерна зависимость $f \sim (1 - h)$, при $h \rightarrow 1$, в то

время как для пиннинга за счет сдвига решетки $f \sim (1 - h)^2$ [184-188]. В пленках имеется четкое различие между пиннингом в параллельном и перпендикулярном полях. Это определяется как структурной анизотропией, так и анизотропией магнитных свойств. В параллельном поле доминирующим является пиннинг на поверхности пленки. В слабых полях ($H < H_{c1}$) на поверхности имеется барьер для вхождения вихрей в пленку, который носит название барьера Бина-Ливингстона [189], возникающего из-за магнитного взаимодействия вихрей с поверхностью пленки. В сильных полях поверхность пиннингует вихри за счет более сильного загрязнения и роста параметра χ Гинзбурга-Ландау по сравнению с внутренним объемом. Примыкающие к подложке слои также имеют большие значения χ из-за наличия переходного слоя. В перпендикулярных полях важным является пиннинг на границах зерен пленки. СР имеет целый ряд преимуществ при изучении явлений пиннинга, т.к. в зависимости от материалов прослоек можно менять механизмы пиннинга.

Измерения критических токов I_c для СР РbТе-РbS могут дать важную информацию о силе связи блоков в СР, вихревой структуре и силе пиннинга вихрей. При построении всех зависимостей для СР РbТе-РbS в качестве I_c выбиралось такое значение тока при заданной температуре, при котором на потенциальных контактах появлялась разность потенциалов 10 мкВ.

Температурные зависимости критических токов СР, типичные кривые которых приведены на рис. 6.24, качественно можно разделить на две основные группы, одна из которых имеет (в среднем) выпуклость вверх (рис. 6.24,б), а вторая - прогнута к оси температур (рис. 6.24,а). Такое поведение встречается и для ВТСП материалов.

Обращает на себя внимание относительно малая величина плотности критических токов для СР РbТе-РbS даже при относительно низких температурах, которая на несколько порядков ниже по сравнению с СР Nb-Ta [190] и эпитаксиальными пленками ВТСП, но такого же порядка, что и у поликристаллических образцов ВТСП. Это является дополнительным подтверждением джозефсоновского характера связи блоков в СР РbТе-РbS. О том

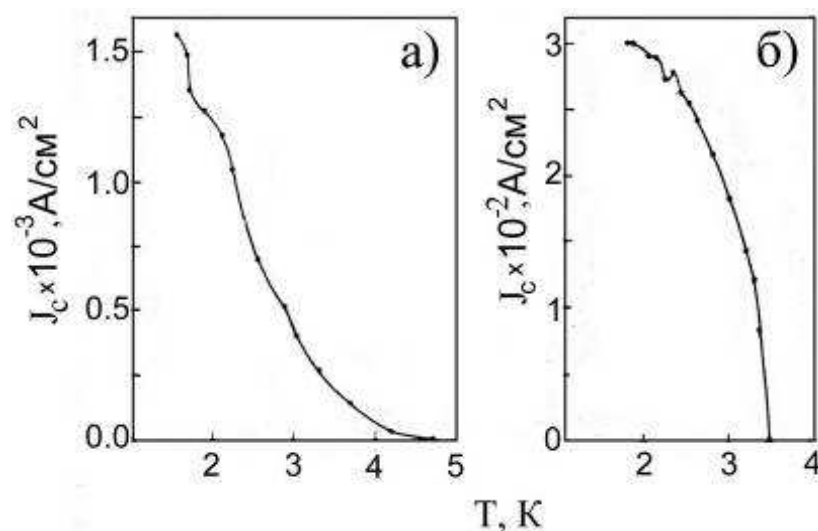


Рис. 6.24. Температурные зависимости плотности критических токов для СР РbTe-PbS № 9 (а) и № 14 (б). Параметры образцов указаны в Таб. 6.1.

же свидетельствует и поведение критических токов в магнитных полях, параллельных (H^{\parallel}) и перпендикулярных (H^{\perp}) поверхности пленок. На рис. 6.25 - 6.26 показаны полевые зависимости критических токов для двух образцов, типичные для исследуемых СР РbTe-PbS при температурах, достаточно далеких от T_c .

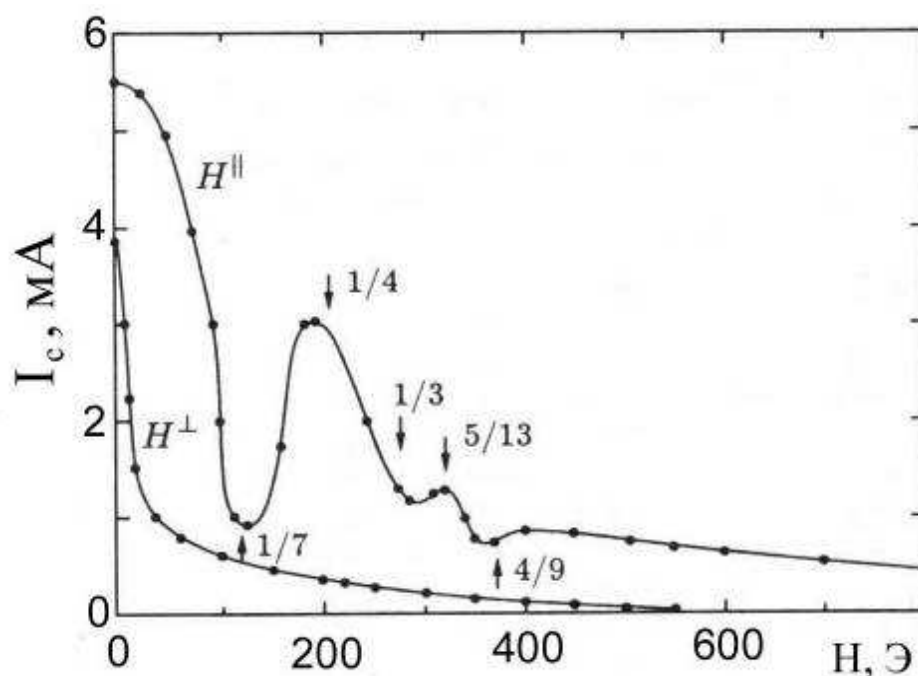


Рис. 6.25. Полевые зависимости критических токов в продольном (H^{\parallel}) и поперечном (H^{\perp}) магнитных полях для СР РbS-PbTe-PbS (№ 1 из Табл. 6.2) при $T = 1.61$ К.

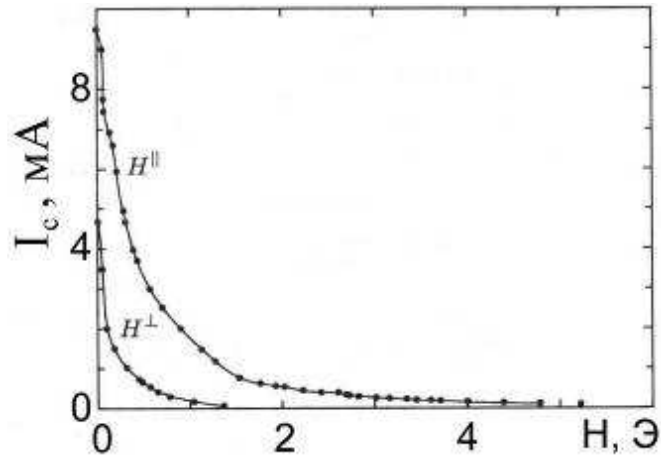


Рис. 6.26. Полевые зависимости критических токов в продольном (H^{\parallel}) и поперечном (H^{\perp}) магнитных полях для СР PbS-PbTe-PbS (№ 2 из Табл. 6.2) при $T = 1.61$ К.

Для них характерны две основные особенности. Первая - для всех них виден резкий спад I_c уже в полях порядка нескольких эрстед или десятков эрстед (несовпадение I_c при $H = 0$ связано с некоторой деградацией образцов при их отогреве до комнатной температуры в промежутке между измерениями $I_c(H^{\parallel})$ и $I_c(H)$ и с разрывом во времени этих измерений).

Столь резкий спад $I_c(H)$ можно понять, если предположить малость нижних критических полей H_{c1} для СР (~ 10 Э) и наличие слабых, джозефсоновского типа, связей между мозаичными блоками СР, которые образуются из-за взаимодействия пленок халькогенидов свинца с атмосферой и повышенной химической активности границ блоков. Это подтверждается также исследованиями поглощения СВЧ-излучения в СР PbTe-PbS в постоянных и переменных магнитных полях (см. рис. 6.43). Вторая особенность - осциллирующий ход производных dI_c/dH при параллельной слоям СР ориентации магнитного поля. Причем при низких температурах, когда СП локализуется вблизи сеток ДН в слоях PbTe, иногда видны даже явные осцилляции тока $I_c(H^{\parallel})$, как на рис. 6.25.

Нужно иметь в виду, что зависимости $I_c(H^{\parallel})$ определялись в магнитном поле, параллельном направлению измерительного тока (так называемая бессиловая конфигурация). При этом (формально) со стороны тока на вихри не действует сила Лоренца, пропорциональная $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$. Эта сила появляется из-за искривления вихре-

Таблица 6.2

Основные параметры образцов.

Основные параметры	№ образца			
	1	2	3	4
$h_{\text{PbS}}+h_{\text{PbTe}}$, нм	16+14.5	16+14.5	18+17	18+17
T_c , К	3.7	4.2	5.2	3
Темпер. измерения, К	1.61	1.71	1.65	1.7
$J_c(H=0)$, А/см ²	1774	3117	923	816
H_{\perp}^{max} (эксп.), Э	210	420	1395	167
H_{\perp}^{max} (теор.), Э	209.6	419.2	1397.3	167.7
$H_{\perp}^{\text{max}}/H_0$	1/4	1/2	5/3	1/5
$H_{c2\perp}^{\text{max}}$, Э	620	1700	4100	480
F_p^{\perp} , дин/см ³	2323	9640	8239	612
$H_{\parallel}^{\text{max}}$ (эксп.), Э	90	840	720	120
$H_{\parallel}^{\text{max}}$ (теор.), Э	93.2	838.4	718.6	119.8
$H_{\parallel}^{\text{max}}/H_0$	1/9	1	6/7	1/7
$F_p^{\parallel} \times 10^{-3}$, дин/см ³	18.2	56.9	13.27	6.2
L_{\perp} , нм	337.2	238.4	130.9	378.5
L_{\parallel} , нм	753.3	80.7	81.6	468.9

вых линий, и теория для данного случая еще далека от завершения [184]. Однако, известно экспериментально [184], что критические токи при бессиловой конфигурации значительно превосходят токи при ортогональном расположении **J** и **B**. Кроме того, в слоистых СП при небольшом отклонении магнитного поля от плоскости слоев возможна ситуация, при которой вихревые линии имеют вид отрезков прямых, лежащих в соседних слоях и соединенных ступенеобразными участками вихрей - кинками [191-192], что обеспечивает проявление силы Лоренца. Не исключено, что такая возможность реализуется и в наших измерениях. Далее будем рассматривать объемную силу пиннинга (6.16), при вычислении которой вместо магнитной индукции **B** будет использоваться магнитное поле **H**. Такая замена оп-

равдана в полях, значительно больших H_{c1} , так как она практически не влияет на результат, и ею часто пользуются (это соответствует пренебрежению вытеснением магнитного потока из образца). Рассмотрим сначала поведение силы пиннинга в поле H^\perp . Известно [184], что для СП 2-го рода вдали от H_{c1} плотность силы пиннинга F_p часто хорошо описывается скейлинговым законом (6.17).

На рис. 6.27 приведены данные для четырех образцов СР в приведенных координатах ($f - h$). Из этого рисунка видно, что для данных образцов зависимости $f(h)$ близки к функциям вида (6.17). Кривые с $k = 1/2, n = 1$ и $k = 1, n = 2$ проведены на рисунке сплошными линиями 1 и 2.

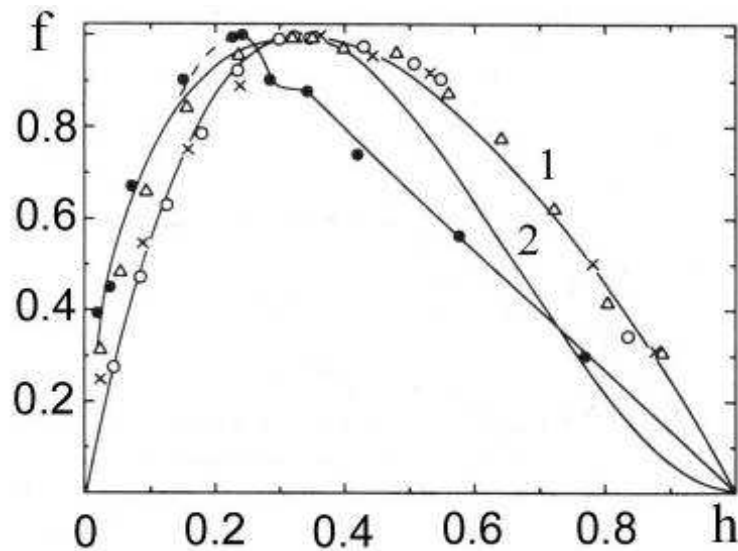


Рис. 6.27. Зависимость приведенной силы пиннинга F_p^\perp от величины относительного магнитного поля h для СР PbTe-PbS №1 (Δ), № 2 (\bullet), № 3 (\times), № 4 (\circ). Температуры, при которых велись измерения, указаны в табл. 6.2. Сплошные линии 1 и 2 - соответственно зависимости $h^{1/2}(1-h)$ и $h(1-h)^2$. Штриховой линией, переходящей в сплошную, показан участок кривой $h(1-h)^3$ до максимума $f(h)$.

В случае наших образцов для трех из них (№ 1, 3 и 4) максимум F_p^\perp приходится на значение $h = 1/3$, а для образца № 2 - на $h = 0.25$. Вид зависимости $f(h)$ за максимумом для образцов № 1, 3 и 4 одинаков ($k = 1/2, n = 1$); для СР других типов такая зависимость, насколько нам известно, не наблюдалась. До максимума поведение F_p^\perp наилучшим образом описывается соотношением (6.17) с $k = 1, n = 2$ для образцов № 3 и 4 и $k = 1/2, n = 1$ для образцов № 1 и 2. Однако для образца №

2 кривая $f(h)$ при $h \approx 0.15$ резко уходит вверх, приближаясь к зависимости (6.17) с $k = 1$, $n = 3$. Образец № 2 после максимума показал практически линейную зависимость $F_p^\perp(h)$.

Эти факты говорят о том, что после максимума происходит, вероятно, смена механизма пиннинга. Из [184] известно, что нормированной кривой $F_p(h)$ с максимумом при $h = 1/3$ ($k = 1$, $n = 2$ и $k = 1/2$, $n = 1$) соответствует пиннинг на границах зерен, а пиннингу на дислокациях отвечает максимум при $h = 0.2 - 0.85$. Поэтому для образцов с максимумом при $h = 1/3$ наиболее вероятным механизмом (в полях $H^\perp > H_{\max}^\perp$) является пиннинг на границах областей когерентного рассеяния (ОКР) рентгеновских лучей с размерами $\sim 200 - 300$ нм. В пользу этого механизма свидетельствуют оценки расстояний между вихрями в полях, отвечающих максимуму $F_p^\perp(h)$, (см. Табл. 6.2). Эти расстояния оказались близкими к размерам блоков ОКР и много меньшими среднего расстояния между ростовыми дислокациями в объеме блоков.

Для образца № 2 максимум силы пиннинга при $h = 0.25$, возможно, связан с тем, что в этом образце на стадии роста пленки не полностью завершился процесс укрупнения блоков ОКР, сопровождающийся распадом дислокационных скоплений на границах ОКР и выходом дислокаций в объем блоков. Тогда можно говорить о пиннинге на отдельных дислокациях, приводящих к максимуму F_p^\perp при $h = 0.25$. Заметим также, что для наших образцов максимум F_p^\perp достигается уже в полях порядка нескольких сотен эрстед, а поле H_{c2}^{\max} , которому соответствует $J_c \rightarrow 0$, заметно меньше H_{c2} . Малая величина силы пиннинга не удивительна с учетом высокой степени совершенства кристаллической структуры СР РbТе-РbS.

Более неожиданным оказалось поведение кривых $F_p^{\parallel}(H)$ при коллинеарном направлении внешнего магнитного поля H^{\parallel} и тока. Соответствующие данные показаны на рис. 6.28 - 6.29. Приведенные зависимости имеют осциллирующий вид даже для образцов, у которых отсутствуют осцилляции $J_c(H)$. Это обстоятельство нетрудно понять, поскольку для появления экстремумов $F_p(H)$ требуется выполнение необходимого условия $J_c + (dJ_c/dH)H = 0$, которое может удовлетворяться для

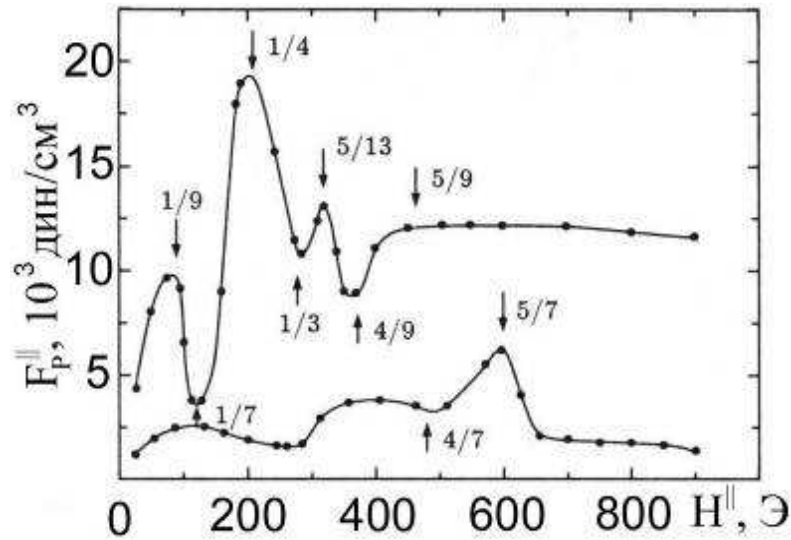


Рис. 6.28. Сила пиннинга F_p^{\parallel} в продольном магнитном поле H^{\parallel} для образцов № 1 (верхняя кривая) и № 4 (нижняя кривая).

нескольких значений H при осцилляционном поведении dJ_c/dH , как это имеет место для наших образцов.

Следует отметить, что появление максимума на полевой зависимости $J_c(H)$ от-

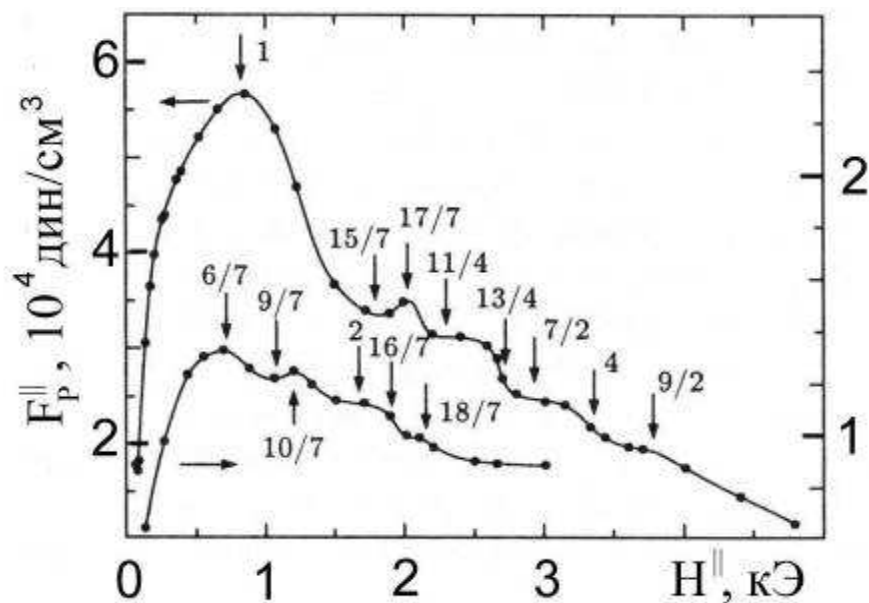


Рис. 6.29. Сила пиннинга F_p^{\parallel} в продольном магнитном поле H^{\parallel} для образцов № 2 (верхняя кривая) и № 3 (нижняя кривая).

мечалось для сверхрешеток различных типов (здесь мы не имеем в виду осцилляции $J_c(H)$ в джозефсоновских сверхрешетках [191-193], имеющие ту же природу, что и для одиночных джозефсоновских контактов в продольном поле).

При перпендикулярной ориентации магнитного поля для сверхрешеток Nb/Ta [190] пик $J_c^\perp(H)$ для образца с периодом 1.95 нм, который проявлялся при $T/T_c < 0.84$ в области $h \approx 0.7$, объяснялся двумерным коллективным пиннингом вихрей, а для сверхрешеток Pb/Ge [194-195] со слабым пиннингом вихрей появление максимума $J_c^\perp(H)$ в равной степени можно объяснить либо в рамках модели «расщепления» сверхпроводящих слоев, либо моделью плавления вихревой решетки.

При продольной ориентации поля для сверхрешеток Nb/Ta [190], Nb/Zr [196-197] и Nb/NbO_x [198-199] на зависимости $J_c^{\parallel}(H)$ наблюдался один пик, связанный, по-видимому, с эффектом соизмеримости вихревой решетки с периодом сверхрешетки.

Явное проявление эффектов соизмеримости было обнаружено для сверхрешеток из сплава Pb-Vi с синусоидальной вариацией концентрации Vi [200-201] - наблюдались три максимума $J_c^{\parallel}(H)$. Кроме этих структур эффекты соизмеримости проявлялись в сверхрешетках V/Ag [110-111] в виде двух резких изломов на температурных зависимостях $H_{c2}^{\parallel}(T)$.

Анализ закономерностей появления экстремумов $F_p^{\parallel}(H)$ для наших сверхрешеток показал, что если в качестве единицы измерения магнитного поля взять поле первого максимума H_1^{\max} , то особые точки (экстремумы и точки перегиба) кривых $F_p^{\parallel}(H)$ достигаются при H/H_1^{\max} равных либо целым, либо дробно-рациональным числам. Схематически для образца № 1 зависимость $F_p^{\parallel}(H)$ в таких координатах показана сверху на рис. 6.30. Это наводит на мысль, что особым точкам кривых $F_p^{\parallel}(H)$ должны соответствовать определенные конфигурации вихревых решеток, каждая из которых получается перестройкой предыдущей решетки, сформировавшейся в более слабых полях. Возможные конфигурации вихрей для образца № 1 показаны на рис. 6.30.

Здесь схематически изображено сечение пленки перпендикулярно ее поверхности (горизонтальные линии представляют верхнюю и нижнюю границы образца) и выделены повторяющиеся фрагменты-ячейки вихревых структур (прямоугольные «ящики»).

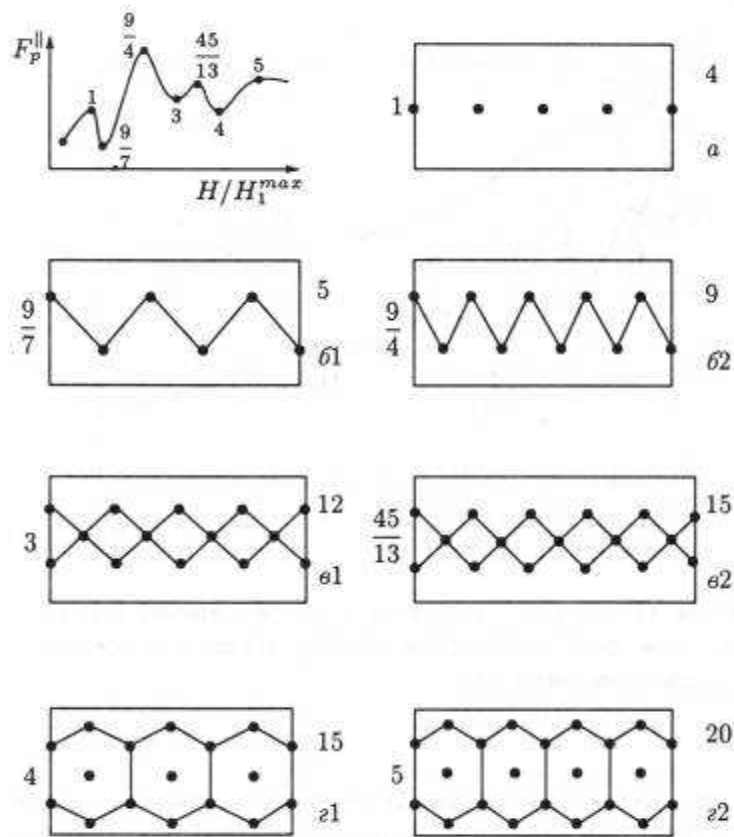


Рис. 6.30. Схематическое изображение зависимости силы пиннинга F_p^{\parallel} для образца № 1 от продольного магнитного поля H^{\parallel} , взятого в единицах поля первого максимума H_1^{\max} , и повторяющиеся фрагменты - ячейки вихревых решеток (прямоугольники), соответствующие особенностям функции $F_p^{\parallel}(H)$ для образца № 1. Горизонтальный размер ячейки для первого максимума F_p^{\parallel} выбран произвольно, а длины остальных ячеек согласованы с размером данной ячейки.

Центры вихрей отмечены жирными точками (оси вихрей перпендикулярны плоскости рисунка). Цифры слева от прямоугольников-ячеек указывают магнитное поле особенности $F_p^{\parallel}(H)$ в единицах H/H_1^{\max} , цифры справа — число вихрей, приходящихся на данную ячейку. Буквы а, б, в и г отмечают четыре типа характерных вихревых структур, которые встречались во всех исследованных образцах. Отметим, что горизонтальные размеры б1, в2 и г1 ячеек на рис. 6.30 несколько отличаются от размера ячейки (а) (приблизительно в 0.972, 1.083 и 0.938 раз, соответственно).

Привязка осей вихрей к слоям сверхрешеток схематически (с искажением реальных масштабов) показана на рис. 6.31. При этом считалось, что вихри будут

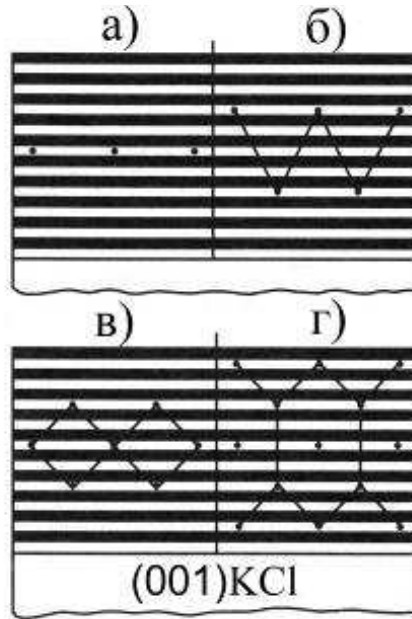


Рис. 6.31. Схематическое изображение поперечного сечения образца плоскостью, перпендикулярной направлению продольного магнитного поля H^{\parallel} , и расположение вихрей в слоях CP. Центры вихрей обозначены точками. Слои PbTe показаны черными полосами.

находиться в прослойках PbS, поскольку при достаточно низких температурах, как в нашем случае, параметр порядка будет почти полностью локализован в слоях PbTe, так что расположение вихрей в слоях PbS является энергетически выгодным.

Аналогичные схемы конфигурации вихрей можно привести и для других образцов. Расстояния L_n между вихрями, лежащими в одном из слоев PbS, в структурах типа а-г с числом рядов вихрей $n = 1, 2, 3, 5$ оказываются значительно большими характерных толщин слоев сверхрешеток (см. Табл. 6.2). При этом в особых точках $F_p^{\parallel}(H)$ длины $L_n = n\Phi_0/tH$ (t — толщина образца, $\Phi_0 = ch/2e$) либо равны, либо различаются между собой менее чем в два раза (для рис. 6.30 отношения $L_n/L_1 = nH_1^{\max}/H_n$ равны 1, 14/9, 8/9, 1, 39/45, 5/4, 1).

При построении вихревых решеток на рис. 6.30 мы учитывали следующие обстоятельства. Теоретически [204-206] и экспериментально [205-206] было показано, что в продольном поле для пленочных образцов с толщиной t , меньшей глубины проникновения λ^{\parallel} , вихри будут сильно взаимодействовать с мейсснеровскими токами.

Это взаимодействие выстраивает вихри вдоль центра образца до тех пор, пока их взаимное отталкивание не индуцирует боковое смещение вихрей и неустойчивость одномерной конфигурации, приводящую с ростом поля к появлению двумерного набора вихрей в виде двух параллельных вихревых рядов (структура (б) на рис. 6.30).

Такая неустойчивость (начало перехода к двумерной конфигурации) приводит к появлению максимума для силы пиннинга [204], выталкивания магнитного потока из образца [205] и перпендикулярной составляющей магнитного момента M_z образца в случае небольшого отклонения магнитного поля от плоскости образца [206]. Последние два эффекта были подтверждены экспериментально на сверхрешетках Nb/Cu [205-206]. Расчет и экспериментальные данные [206] показали, что расстояние между рядами вихрей и от каждого ряда до ближайшей поверхности образца равно $t/3$. При увеличении поля двухрядная конфигурация вихрей в свою очередь становится неустойчивой, процесс перестройки вихревой решетки продолжается, что дает конфигурации вихрей с расстояниями t/n для $(n-1)$ -рядной вихревой структуры [206] (см. также работу [207], в которой приведены численные расчеты деформации такой вихревой структуры под действием тока, перпендикулярного магнитному полю). При этом максимумам силы пиннинга должны отвечать моменты потери устойчивости соответствующих конфигураций. Поскольку для наших образцов, по-видимому, $t \sim \lambda^{\parallel}$, сказанное выше применимо и к нашему случаю. По аналогии с исчезновением пиков $M_z(H)$ для сверхрешеток Nb/Cu [206] можно ожидать уменьшения числа максимумов и точек перегиба на кривых $F_p^{\parallel}(H)$ при приближении температуры к T_c , однако такие исследования пока не проведены.

Заметим, что при построении вихревых структур на рис. 6.30 мы сразу перешли от трехрядной структуры типа "в" к пятирядной типа "г", опустив этап четырех рядов, который должен быть согласно теории [206]. Однако в этой теории сверхрешетка рассматривалась просто как однородный анизотропный сверхпроводник без учета периодичности потенциала пиннинга в ней. В нашем случае четырехрядная конфигурация не будет обладать плоскостью симметрии (параллельной поверхности) относительно центра образца (как это имеет место для структур "а", "в" и "г", если

считать ближайший к подложке КС1 слой PbS как бы продолжением подложки), и для ее получения потребуется перемещение вихрей в ранее сформировавшихся рядах через сверхпроводящие слои РbТе, что энергетически невыгодно (переходы "б"- "в" и "в"- "г" можно осуществить без таких перемещений путем введения дополнительных рядов вихрей в соответствующие свободные от вихрей слои PbS; см. рис. 6.31). Кроме того, расстояние между вихрями в слое PbS в четырехрядной структуре будет в 5/4 раза меньше, чем в соответствующей пятирядной, и, следовательно, энергия электромагнитного взаимодействия вихрей будет заметно выше в четырехрядной структуре с учетом того, что взаимодействие вихрей, лежащих в соседних слоях PbS, будет экранироваться слоями РbТе, в которых в основном и сосредоточен параметр порядка. Поэтому пятирядная конфигурация γ представляется нам более вероятной. Для образцов №2 и 3 (рис. 6.29) кривые $F_p^{||}(H)$ имеют несколько ступенеобразных участков, каждый из которых является, по-видимому, сильно деформированной и выродившейся парой минимума и максимума. Тогда второе плато для этих образцов отвечает, очевидно, девятирядной конфигурации вихревой решетки, поскольку к семирядной структуре можно применить те же соображения, что и к четырехрядной.

Приведенные на рис. 6.30 варианты вихревых структур являются не единственно возможными. Для некоторых слоистых структур при достаточно низких температурах, при которых параметр порядка оказывается локализованным в слоях одного типа, возможна блокировка движения вихрей перпендикулярно слоям [208-210]. В этом случае можно ожидать, что при увеличении магнитного поля вихри, лежащие в одной плоскости, не смогут переходить в соседние слои, поэтому перестройка из структуры "а" в "б" окажется невозможной. Процесс ввода новых вихрей тогда должен сопровождаться увеличением числа рядов вихрей по крайней мере на две единицы (например, переход "а"- "в"), т.е. максимумам на рис. 6.30 должны соответствовать структуры с одним, тремя, пятью и девятью рядами вихрей, которые образуют упорядоченные симметричные конфигурации. В этом варианте расстояние между вихрями в слоях PbS будет заметно возрастать с ростом числа рядов вихрей, поэтому появление новых рядов должно сопровождаться «разрежением» вихрей в

ранее сформировавшихся рядах и выходом их из образца. Трудно однозначно сказать, какой из рассмотренных вариантов реализуется в нашем случае, хотя первый вариант представляется более вероятным. Осцилляции $J_c(H)$ и $F_p(H)$ наблюдаются не только в сверхрешетках, но и в ВТСП-материалах, для которых, кроме проявляющихся иногда экстремумов в относительно больших полях, характерно появление максимума (или нескольких максимумов) $J_c(H)$ в малых полях [211-213].

В принципе, возможно и другое объяснение появления экстремумов на магнитопольных зависимостях критических токов и силы пиннинга для ВТСП и сверхрешеток PbTe/PbS. Например, максимумы I_c и F_p могут быть связаны с переходом системы вихрей из одного структурного и фазового состояния в другое, например, с плавлением вихревой решетки, переходом системы вихрей из трехмерного в двумерное состояние, и т.д. (см. обзор [214]).

По аналогии с пленками $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ можно предположить, что и для сверхрешеток PbTe/PbS особенность поведения $f(h)$ вблизи максимума (рис. 6.27) по видимому обусловлена плавлением вихревой решетки. Возможно, именно с процессами плавления связано изменение вида зависимостей $f(h)$ после максимума для образцов № 2, 3, 4.

Если принять эту гипотезу для сверхрешеток PbTe/PbS, то можно оценить величину полей плавления вихревых решеток в продольном магнитном поле, используя скейлинговое соотношение из [215]:

$$B_m(T, \Theta) = (1/\varepsilon_0) B_m^\perp(T), \quad (6.19)$$

где $\varepsilon_0^2 = \varepsilon^2 \cos^2 \Theta + \sin^2 \Theta$, Θ - угол отклонения магнитного поля от плоскости слоев, $\varepsilon = \xi^\perp / \xi^\parallel = H_{c2}^\perp / H_{c2}$ - параметр анизотропии. Для наших сверхрешеток при $T/T_c \approx 0.5$ величина $1/\varepsilon$ равна 5-7. Используя данные Табл. 6.2 и считая $h_m \approx 0.3$ для сверхрешетки №2 и $h_m \approx 0.5$ для остальных сверхрешеток, для минимальной величины $1/\varepsilon = 5$ получаем для полей H_m^\parallel оценку 1.55, 2.55, 10.25 и 1.2 кЭ для сверхрешеток соответственно № 1, 2, 3 и 4. Эти значения более чем в два раза превосходят поля последних особенностей на кривых $F_p^\parallel(H)$, отмеченных стрелками на рис. 6.28-6.29, за исключением образца № 2. Хотя применимость скейлингового соотношения для

$V_m(T, \Theta)$ к нашему случаю пленки толщиной меньше или порядка глубины проникновения магнитного поля λ^{\parallel} в условиях сильной локализации параметра порядка в слоях PbTe ($T/T_c \sim 0.5$) является неочевидной, можно, вероятно, считать, что особенности кривых $F_p^{\parallel}(H)$ появляются в полях меньших $H_m^{\parallel}(T)$. Для выяснения механизма формирования экстремумов F_p^{\parallel} и F_p^{\perp} требуются детальные исследования магнитополевых зависимостей ВАХ при различных температурах.

6.2.5. Микроконтактные спектры СР PbTe-PbS.

Исследования туннелирования электронов между двумя контактами, один или оба из которых - сверхпроводники, позволяет получить информацию о величине энергетической щели, особенностях плотности состояний электронных и фоновых спектров СП. Соответствующие измерения можно проводить на структурах с диэлектрическими или металлическими прослойками, разделяющими контакты, либо с помощью микроконтактов между нормальным металлом и СП.

В этом разделе приведены данные для четырех СР, для которых были проведены исследования флуктуационной проводимости (см. раздел 6.2.2), и которые мы для удобства будем называть СР1, СР2, СР3 и СР4 (см. Табл. 6.3). Измерялись вольт-амперные характеристики (ВАХ) и их первые и вторые производные прижимных микроконтактов Cu-СР перпендикулярно к слоям. Медный электрод представлял собой трехгранную пирамиду, вырезанную из монокристалла на электроэрозионном станке. Радиус закругления вершины призмы составлял 3-5 мкм. При создании микроконтакта пирамида вершиной прижималась с определенным усилием к плоской поверхности СР, а затем сдвигалась параллельно поверхности. Температурные измерения проводились в промежуточном криостате с капилляром [42]. Большое значение при микроконтактных исследованиях имеет определение местонахождения закоротки в глубине гетероструктуры. Изменяя усилие прижима медного электрода к поверхности СР, можно образовать закоротку как в верхнем слое, так и в глубине гетероструктуры. Отметим, что при данной геометрии опы-

та использование туннельного микроскопа в режиме микроконтактного спектрометра не имело бы особых преимуществ по сравнению с традиционной микроконтактной спектроскопией. При погружении иглы в глубь гетероструктуры индикатором ее перемещения служит управляющее напряжение на пьезоэлементе. Очевидно, это перемещение при заданном напряжении отличается от перемещения в вакууме и зависит от геометрических размеров кончика иглы и от микротвердости гетероструктуры. Даже если каким-то образом удастся учесть эти факторы и при этом игла будет иметь микротвердость, существенно большую, чем исследуемый материал, и будет погружаться на заданную глубину без заметной пластической деформации, не гарантировано образование закоротки на заданной глубине. Игла всегда покрыта слоем окисла, и «слабое» место на поверхности, где разрушается окисел и образуется закоротка, может оказаться на любой глубине, вплоть до максимальной, равной глубине погружения кончика иглы. Тем не менее вследствие того, что CP1 и CP2 обладают квазидвумерной сверхпроводимостью, имеется возможность с использованием традиционной для МК спектроскопии техники по температурной зависимости избыточного тока судить о вероятном месте образования закоротки в гетероструктуре. Сверхпроводимость наводится во всем объеме CP только при температурах, близких к T_c , а при понижении температуры исчезает вначале в слое PbS, а затем стягивается к гетерограницам.

На рис. 6.32-6.33 приведены характеристики микроконтактов, образованных, вероятно, в непосредственной близости от сверхпроводящей гетерограницы в слое PbTe (модель "B" на вставке к рис. 6.32), о чем свидетельствует наличие избыточного тока вплоть до самых низких температур. Для микроконтактов, приведенных на рис. 6.34-6.35, избыточный ток при низкой температуре отсутствует.

Как видно из первой производной ВАХ, избыточный ток для контакта на рис. 6.34 появляется лишь при $T > 2.54$ К. Этот контакт образован, по-видимому, в слое PbS (модель "A" на вставке к рис. 6.32) на расстоянии, большем, чем $\xi^{\perp}(0)$ от гетерограницы.

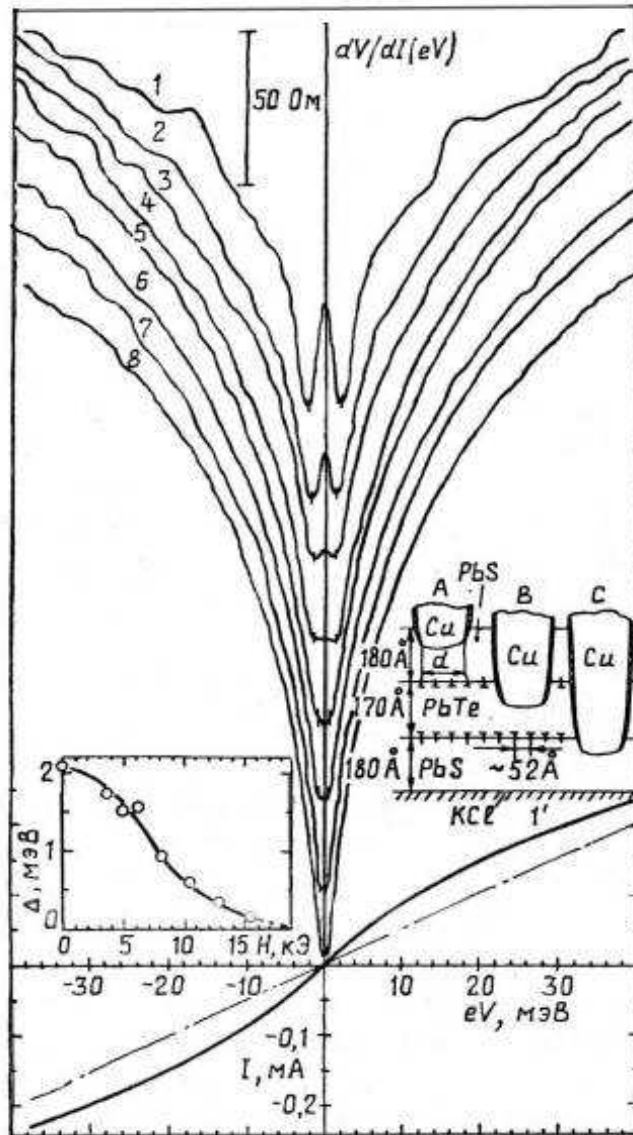


Рис. 6.32. ВАХ и их первые производные микроконтакта Cu-CP1 при $T = 1.85$ К в магнитных полях $H = 0$ (1, 1'); 3.8 (2); 5.1 (3); 6.25 (4); 7.9 (5); 10.5 (6); 13 (7); 15.6 (8) кЭ. На вставке слева - зависимость энергетической щели от магнитного поля; справа - структура CP и различные модели контакта.

Посмотрим теперь на зависимость дифференциального сопротивления микроконтакта от температуры и на использование микроконтактов для определения размерности сверхпроводящих флуктуаций.

Для ряда исследованных нами контактов проводились измерения температурных и магнитопольных зависимостей дифференциального сопротивления R_D^V при $eV \gg \Delta$.

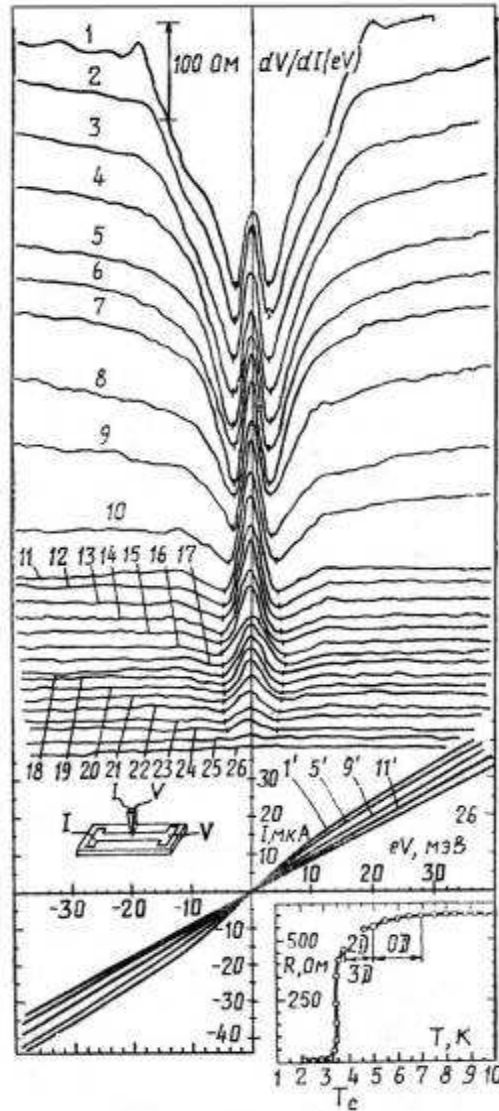


Рис. 6.33. ВАХ и их первые производные микроконтакта Cu-CP1 при $H = 0$ и $T = 1.85$ К (1, 1'); 2.01 (2); 2.2 (3); 2.36 (4); 2.6 (5, 5'); 2.8 (6); 3 (7); 3.28 (8); 3.6 (9, 9'); 3.8 (10); 4 (11, 11'); 4.2 (12); 4.4 (13); 4.6 (14); 4.8 (15); 5 (16); 5.2 (17); 5.4 (18); 5.6 (19); 5.8 (20); 6 (21); 6.2 (22); 6.4 (23); 6.6 (24); 6.8 (25); 7 (26, 26') К. На вставке слева - геометрия опыта; справа - температурная зависимость сопротивления CP1.

Зависимости $R_D^V(T)$ и $R_D^V(H)$ наблюдались не только для контактов с непосредственной проводимостью (рис. 6.33, 6.37), но и для чисто туннельных микроконтактов (рис. 6.35). На рис. 6.36 приведена зависимость $R_D^V(T)$ для смещений, лежащих в интервале, где дифференциальное сопротивление изменяется слабо (см. рис. 6.33). Эту зависимость нельзя объяснить просто влиянием сверхпроводящих флуктуаций или даже более сильным условием - возникновением сверхпроводящих кластеров вблизи закоротки.

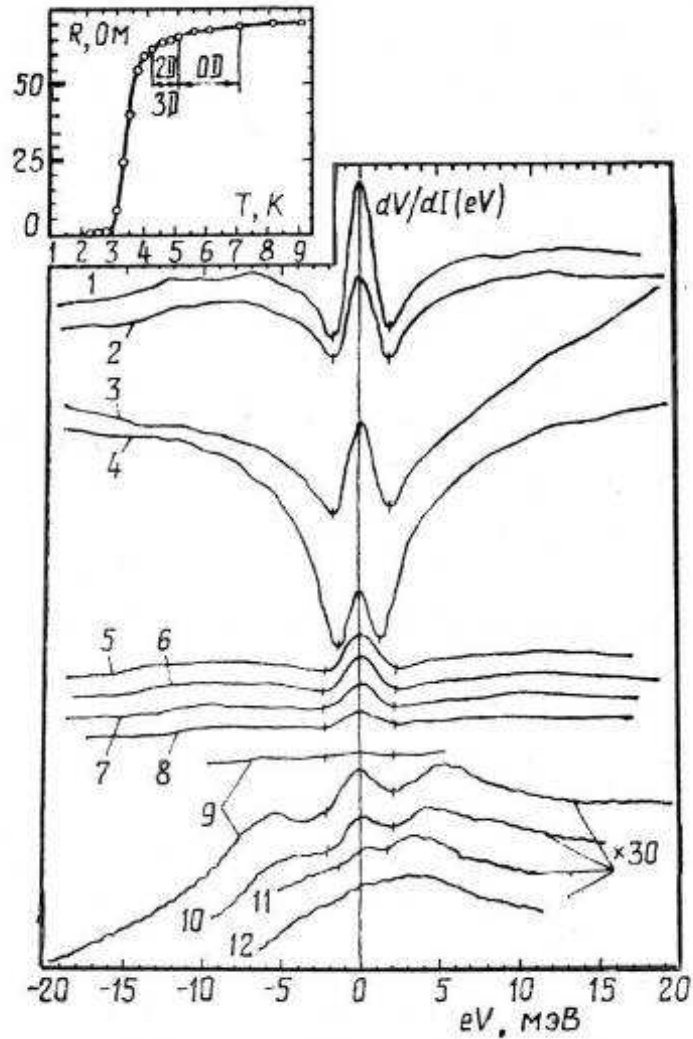


Рис. 6.34. ВАХ и их первые производные микроконтакта Cu-CP2 при $H = 0$, $R_D^0(1.75\text{K}) = 190 \text{ Ом}$ и $T = 1.75 \text{ К}$ (1); 1.98 (2); 2.54 (3); 3.2 (4); 4.2 (5); 4.9 (6); 5.4 (7); 6 (8); 6.7 (9); 6.8 (10); 6.9 (11); 7 (12) К. На вставке - температурная зависимость сопротивления CP2.

Исследование влияния сверхпроводящих кластеров на вид ВАХ микроконтактов [216-218] показало, что при больших смещениях на контакте, когда энергия налетающих на сверхпроводящий кластер квазичастиц больше Δ , электрическое поле проникает внутрь кластера. При этом, если размеры кластера порядка или меньше глубины проникновения электрического поля в сверхпроводник, то дифференциальное сопротивление совпадает с дифференциальным сопротивлением микроконтакта в нормальном состоянии.

Глубина проникновения электрического поля в сверхпроводник $l_E \sim l_\varepsilon$ (l_ε - среднее время неупругой релаксации квазичастиц с энергиями $0 < \varepsilon <$

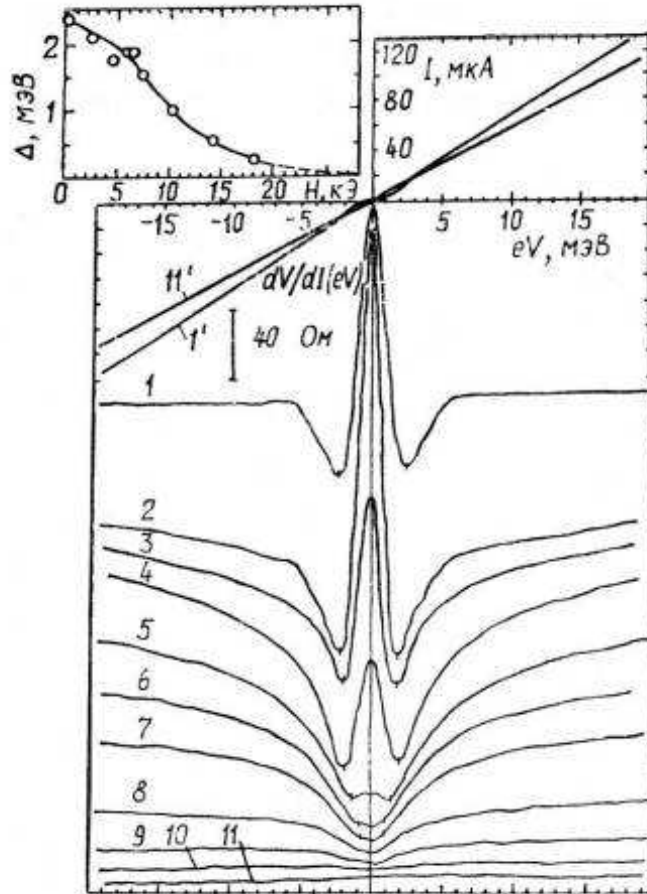


Рис. 6.35. ВАХ и их первые производные микроконтакта Cu-CP2 при $T = 1.84$ К в магнитных полях $H = 0$ (1, 1'); 2.5 (2); 4.6 (3); 5.8 (4); 7.4 (5); 9.4 (6); 10.4 (7); 14.3 (8); 18.2 (9); 23.4 (10); 29.9 (11, 11') кЭ. На вставке - зависимость энергетической щели от магнитного поля.

eV). Для такого слоистого сверхпроводника, как NbSe_2 , имеющего близкие к сверхрешеткам из халькогенидов свинца по порядку величины значения T_c , ξ^{\parallel} и ξ^{\perp} , имеем $l_E \sim 15$ нм [219].

Можно предположить, что и для сверхрешеток будут близкие значения l_E . Но даже в том случае, если l_E значительно меньше d (d - диаметр контакта), при достаточно большом смещении на контакте, отвечающем плотности тока больше критической, электрическое поле проникает в глубь сверхпроводника на расстояние порядка d за счет образования системы центров, линий или поверхностей проскальзывания фазы (ППФ).

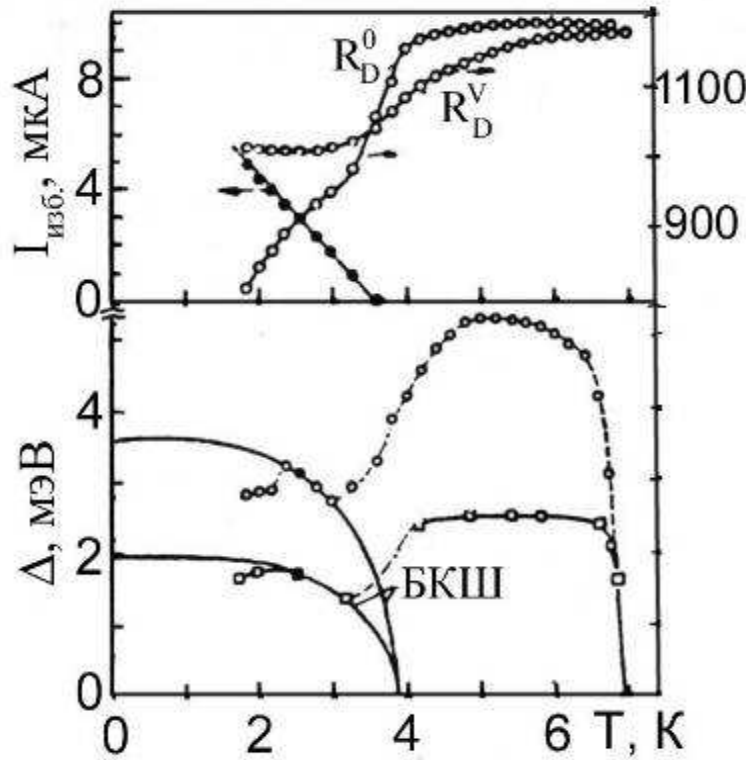


Рис. 6.36. Температурные зависимости энергетических щелей Δ , избыточного тока $I_{\text{изб}}$ и дифференциальных сопротивлений при нулевом $R_D^0(T)$ и больших $R_D^V(T)$ смещениях на контакте для CP1 (○, ●) и CP2 (□).

При этом дифференциальное сопротивление микроконтакта становится таким же, как в N-состоянии (см. рис. 1,2 из [219]). При этом образование ППФ не всегда отражается на ВАХ в виде квазилинейных участков, на которых дифференциальное сопротивление изменяется скачками. Так, например, в Работе [220] на dV/dI -зависимости микроконтакта $YBaCuO - Ag$ под воздействием СВЧ поля наблюдались осцилляции на участке плавного нарастания избыточного тока, обусловленные, по-видимому, колебаниями параметра порядка с Джозефсоновской частотой на слабой связи типа ППФ в приконтактной области, образованной под воздействием значительной токовой инжекции.

Такие же осцилляции наблюдались и для $LaSrCuO$ керамики в [221]. ВАХ и зависимости dV/dI в обоих случаях были подобны ВАХ и dV/dI на рис. 6.32 - 6.33 (кривые 1, 1').

Отметим, что микроконтакты, в которых образуются ППФ, не являются спектроскопическими. В самом деле, для спектроскопии квазичастичных воз-

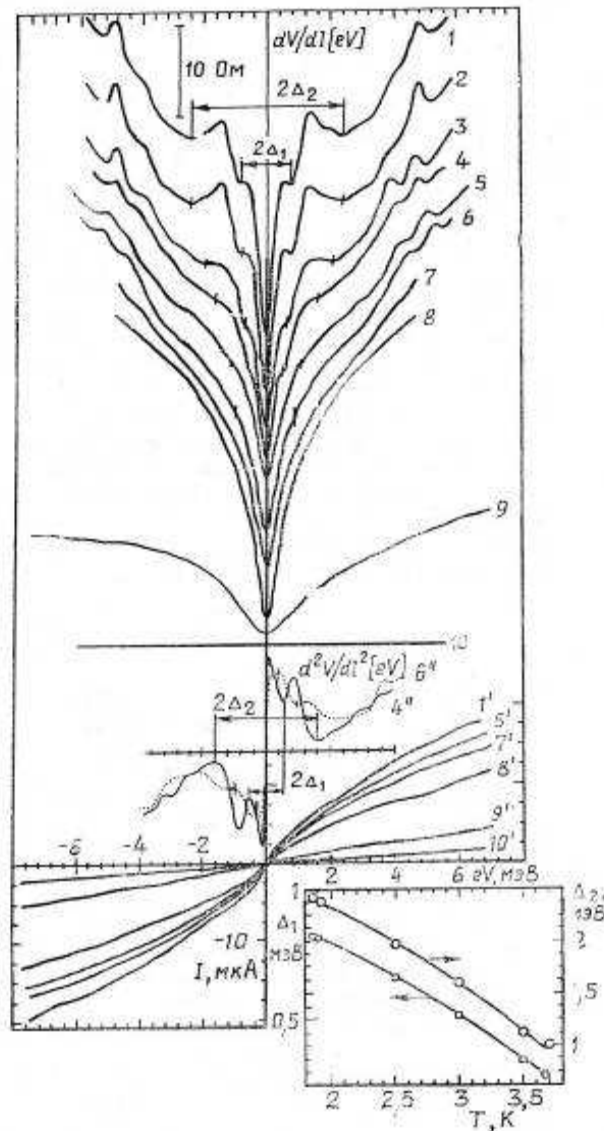


Рис. 6.37. ВАХ и их первые и вторые производные микроконтакта Cu-CP3 $H = 0$ и $T = 1.86$ К (1, 1'); 2 (2); 2.5 (3); 3 (4, 4''); 3.5 (5, 5'); 3.7 (6, 6''); 4 (7, 7'); 4.5 (8, 8'); 5 (9, 9'); 8 (10, 10') К. Показаны способы определения щелей Δ_1 и Δ_2 . На вставке - температурные зависимости щелей Δ_1 и Δ_2 .

буждений вблизи отверстия должны встречаться две группы электронов, энергия которых отличается на eV . Для спектроскопии в S-состоянии химический потенциал куперовских пар должен сохраняться неизменным вплоть до плоскости отверстия (см. рис. 3 в [222]).

При наличии же ППФ ход химического потенциала пар оказывается прерванным. Из этого рассмотрения не следует, что для всех микроконтактов $cd \gg l_e$ неизбежно образование ППФ. Например, наличие нормальных

включений в области растекания тока вблизи контакта и имеющих более высокую квазичастичную проводимость будет шунтировать S-канал и препятствовать достижению в нем критической плотности тока и, следовательно, образованию ППФ. По-видимому, именно это обстоятельство позволило регистрировать спектры ЭФВ в LaSrCuO и YBaCuO [221,223]. Поскольку в настоящей работе с помощью микроконтактов удается регистрировать спектры ЭФВ в СР (см. ниже), можно утверждать, что по крайней мере в этих микроконтактах ППФ не образуются.

В случае СР (рис. 6.36) дифференциальное сопротивление микроконтактов при больших смещениях (запись велась до 100 мВ) начинает заметно уменьшаться уже в области сверхпроводящих флуктуации, достигая минимума после перехода СР в сверхпроводящее состояние (при $T \sim 0,7T_c$, когда СП локализована в слоях РbТе). В ряде случаев это уменьшение весьма значительно и составляет разы (см. ВАХ на рис.6.37). Причиной уменьшения $R_D^V(T)$ может быть повышение обычной (квазичастичной) проводимости материала вблизи закоротки. Температурная зависимость изменения этой проводимости оказалась такой же, как и для флуктуационной сверхпроводимости в обычных сверхпроводниках, и, очевидно, также отражает геометрическую размерность областей, в которых происходит увеличение проводимости. Построение в логарифмических координатах (см. рис. 6.16, треугольники) избыточной нормированной проводимости

$$\frac{\sigma'(T)}{\sigma(9K)} = \frac{R_D^V(9K) - R_D^V(T)}{R_D^V(T)}, \quad (6.20)$$

в зависимости от приведенной температуры $\tau = (T - T_c)/T_c$, аналогичное построению для сверхпроводящих флуктуации, показывает, что в довольно широких интервалах температур ход $\sigma'(T)$ соответствует трех-, дву- и нульмерным областям. За критическую температуру, как и при аналогичном построении для сверхпроводящих флуктуаций, принималась середина сверхпроводящего перехода ($T_c = 3.5$ К). То обстоятельство, что это построение, в котором фигурирует температура сверхпроводящего перехода T_c , дает температурную зависи-

мость в духе теории Асламазова-Ларкина, указывает на связь этого явления со сверхпроводимостью. Как уже отмечалось раньше, вблизи гетерограницы локализованы электронные состояния с энергией связи носителей с гетерограницей порядка ε_F . Проводимость вдоль гетерограницы в N-состоянии вследствие большой разупорядоченности, вызванной наличием сетки дислокаций, мала (система близка к андерсоновской локализации). Поскольку сверхпроводимость обусловлена именно наличием сетки дислокаций, по-видимому, при сверхпроводящем переходе происходит радикальная перестройка электронного спектра, сопровождающаяся переходом «диэлектрик-металл». Этот переход можно наблюдать на рис. 6.33-6.35, 6.37, 6.40. Если в S-состоянии первая производная ВАХ имеет металлический характер, т. е. с увеличением смещения на контакте сопротивление возрастает, то для N-состояния характерна полупроводниковая зависимость (или же $R_N \sim \text{const}$ во всем диапазоне смещений на контакте). Такое же поведение, обнаруженное ранее при исследовании LaSrCuO [221] и YBaCuO [224] по-видимому, характерно и для ВТСП материалов.

В модели флуктуационной проводимости Асламазова-Ларкина [131] рост проводимости связан с увеличением количества куперовских пар. Аналогично обычная квазичастичная проводимость пропорциональна концентрации носителей. Поэтому можно предположить, что процесс образования куперовских пар сопровождается делокализацией пропорционального количества электронных состояний на гетерогранице. По-видимому, именно этим обусловлено то обстоятельство, что температурная зависимость проводимости при больших смещениях отслеживает температурную зависимость флуктуационной сверхпроводимости.

Таким образом, вначале вблизи узлов сетки дислокаций зарождаются высокопроводящие области, сливающиеся затем в высокопроводящую гетерограницу. Температура, при которой происходит переход от 2D- к 3D-областям в этой модели, в общем случае будет зависеть от диаметра и расстояния микроконтакта от гетерограницы. От этих же параметров будет зависеть и относительное уменьшение $R_D^V(T)$. В отличие от измерений $\sigma(T)$, проведенных для

сверхрешетки в целом (рис. 6.16, квадраты) и демонстрирующих в довольно широкой области температур показатель степени $k = 3/4$, что соответствует случаю, промежуточному между дву- и трехмерными областями, для избыточной проводимости микроконтакта четко разделены OD-2D-3D участки (рис. 6.16, треугольники). Это, по-видимому, связано с тем, что в первом случае возрастание проводимости связано как с образованием высокопроводящих областей, так и со сверхпроводящими флуктуациями, тогда как для микроконтакта зависящая от температуры часть проводимости в основном определяется электронами, делокализованными из области сетки ДН.

Измеряя для одного и того же микроконтакта температурные зависимости $R_D^V(T)$ и $R_D^0(T)$ можно было бы надеяться выделить в чистом виде избыточную проводимость, обусловленную только сверхпроводящими флуктуациями. К сожалению, вследствие заметной туннельности, зависящей от температуры, а также ненулевого параметра порядка («энергетической щели»?) во флуктуационной области (см. кривые 10-26 на рис. 6.33 и рис. 6.36) график $\sigma'(T)$ при использовании $R_D^0(T)$ для данного контакта не укладывается ни на какую теоретическую зависимость. Как уже отмечалось выше, наибольшее различие между $R_D^V(T)$ в N- и S-состояниях должно наблюдаться для микроконтакта, образованного непосредственно на гетерогранице. Характеристикам такого контакта, по-видимому, отвечает рис. 6.37. В S-состоянии при $T = 4.2$ К в интервале смещений 10-20 мэВ там, где дифференциальное сопротивление изменяется относительно мало, $R_D^V(4.2 \text{ К}) \approx 96 \text{ Ом}$, тогда как в N-состоянии при $T = 10$ К во всем интервале смещений $R_N \approx 419 \text{ Ом}$ ($R_N/R_D^V \approx 4.4$). Вследствие весьма малой туннельности контакта, о чем свидетельствует отсутствие максимума дифференциального сопротивления микроконтакта при нулевом смещении, и, как следствие того, что контакт образован непосредственно на гетерогранице, независимости степени туннельности от температуры, удалось использовать температурную зависимость избыточной проводимости при нулевом смещении для определения размерности областей, в которых происходит увеличение проводимости при $T > T_c$. На рис. 6.38 приведена темпера-

турная зависимость $R_D^0(T)$ для данного микроконтакта, используемая для определения размерности сверхпроводящих флуктуаций (рис. 6.16 (+)).

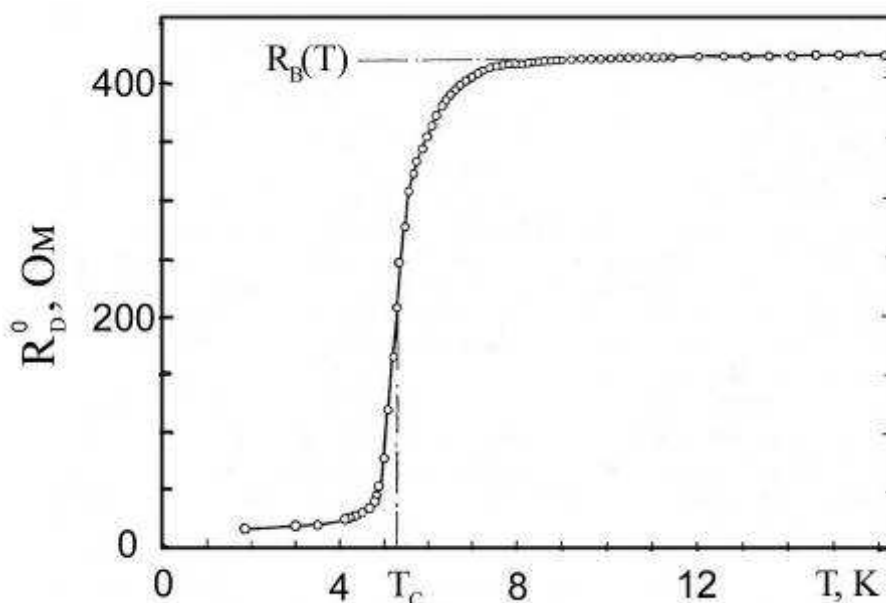


Рис. 6.38. Температурная зависимость дифференциального сопротивления микроконтакта Cu-CP3 при нулевом смещении $R_D^0(T)$. Прямая $R_B(T)$ - фоновое линейное изменение сопротивления микроконтакта.

Для этой CP3, как и для предыдущей CP1, диапазон флуктуаций простирается до 7 К, несмотря на то, что критическая температура здесь намного выше и составляет $T_c = 5.3$ К. В узкой области температур вблизи T_c ($5.4 < T < 5.5$ К) флуктуации трехмерны. Затем, как и при измерениях обычной электропроводности CP1, идет участок с $k = 3/4$, сменяющийся узким переходным участком с $k = 1$, обеспечивающим переход в область нульмерных флуктуаций. Для данного микроконтакта ВАХ при больших смещениях обладает большой нелинейностью вследствие процессов неупругого рассеяния электронов. Это приводит к тому, что проводимости микроконтактов, обусловленные нормальными квазичастицами, при $V = 0$ и $V \gg \Delta_0$ не совпадают. Поэтому, имея температурные зависимости $R_D^0(T)$ и $R_D^V(T)$ нельзя выделить вклад в проводимость только флуктуационных пар.

Подводя итог, можно сказать, что, по-видимому, процесс образования флуктуационных куперовских пар сопровождается делокализацией электронных состояний в области гетерограницы.

Таким образом, изменение дифференциального сопротивления при больших смещениях связано с изменением геометрии растекания тока вблизи микроконтакта. В N-состоянии растекание более трехмерно, в S-состоянии двумерно, ток растекается преимущественно вдоль высокопроводящей гетерограницы. Делокализацией электронов из областей в окрестности структурных элементов, ответственных за появление СП, очевидно, объясняется и явление изменения характера зависимости $R_D^V(T)$ при СП переходе, которое в работе [221] было условно названо переходом диэлектрик - металл.

Заметим, что при температурных измерениях $R_D^0(T)$ микроконтакта $Ag-YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [224] также обнаружены области 3D-, 2D-флуктуаций. Область нульмерных флуктуаций весьма короткая и выражена нечетко. Началу 2D-, 3D-областей (по мере снижения температуры) соответствуют приблизительно $\tau = 1$, $(t/2d)^2$. Заметное отклонение от 3D поведения наблюдается при $\tau < (t/\Lambda)^2$. Узость диапазона 0D-флуктуаций в этой работе связана как с недостаточной точностью измерений, так и с тем обстоятельством, что очень трудно сохранить неизменным микроконтакт в столь широком диапазоне температур. Изучение формы кривых dV/dI показывает, что признаки перехода металл - диэлектрик в микроконтактах $YBaCuO$ появляются уже при $T < 220$ К, что проявляется в виде уплощения, а при дальнейшем понижении температуры - в виде минимума в окрестности $V = 0$ на колоколообразной кривой dV/dI полупроводникового типа. Это позволяет предположить, что область 0D-флуктуаций простирается в $YBaCuO$ до 220 К (значению $\xi = d/2$ соответствует $T = 210$ К для $T_c = 90$ К). Особо подчеркнем то обстоятельство, что dV/dI при $T \geq 220$ К имеет полупроводниковый характер, т. е. дифференциальное сопротивление уменьшается с увеличением смещения на контакте, тем не менее $R_D^0(T)$ возрастает с повышением температуры, т. е. имеет металлический характер. В целом зависимость $R_D^0(T)$ микроконтакта подобна зависимости $R(T)$ массива, измеренной обычным резистивным методом. Таким образом, диапазон флуктуаций и границы изменения их размерностей, определяемые при использовании $R_D^0(T)$ микроконтакта и из обычных резистивных измерений

массива, не совпадают. Это, по-видимому, связано с наличием фазы с большей T_c в окрестности контакта.

Оценим диаметры всех приведенных нами контактов. При оценках будем пользоваться формулой Максвелла, пренебрегая вкладом в сопротивление медного берега: $d \approx \rho/2R$. Значения ρ для сверхрешеток приведены в Табл. 6.3 (следует помнить, что это усредненные по толщинам СР значения ρ). Истинное значение ρ материала вблизи сужения в каждом конкретном случае определяется как слоем, в котором образован микроконтакт, так и расстоянием закоротки от гетерограницы. В качестве R использовано сопротивление в нормальном состоянии R_N , характеризующее максимальную трехмерность растекания тока. Для контактов, у которых не измерено значение R_N , при оценках диаметра использованы имеющиеся данные: $R_D^V(T)$ или $R_D^0(T)$ (вычисления d при этом проводились по той же формуле). Полученные значения сведены в Табл. 6.4.

Адекватность этих оценок различна для разных контактов. Например, для контакта на рис. 6.35 эта оценка является сильно заниженной, принимая во внимание сильную туннельность этого контакта, не учитываемую при расчете. Достаточно адекватна эта оценка для контакта на рис. 6.39 (контакт получен методом импульсной электрической закоротки). Для этого контакта при низкой температуре выполняется неравенство $d \gg \xi_{\perp}$. Одним из критериев качества таких контактов являются близкие значения диаметров контакта, определяемых из сопротивления при нулевом смещении в сверхпроводящем состоянии по формуле Шарвина, а в нормальном состоянии - по формуле Максвелла [221].

Указанное выше условие предполагает, что сверхпроводящая фаза непосредственно примыкает к границе раздела и заполняет всю приконтактную область. Поскольку при $eV < \Delta$ преобразование квазичастиц в пары происходит на расстояниях $\xi \ll d$, сверхпроводящий берег не вносит вклада в сопротивление микроконтакта. При этом в случае баллистического режима пролета электронов в медном берегу, совпадении фермиевских параметров

Таблица 6.4

Параметры микроконтактов Cu-CP.

№ CP	Сопротивление контакта R_N , Ом	Диаметр контакта d_N , нм	Энергетич. щель $\Delta(1.8\text{ K})$, мэВ		$2\Delta/kT_c$		Рисунок
CP1	255*	30.6	2.1		12.5		6.32; 6.41.a; 6.42.a
CP1	1180	7	2.7		16		6.33
CP2	190**	21.2	1.7		10		6.34
CP2	170	23.3	2.35		14		6.35
CP3	420	16	0.8	2.4	3.5	10.5	6.37
CP4	90*	31	0.75	2	3.2	8.4	6.39
CP1	1050*	7.5	2		7.7		6.40
CP4	460*	6	-		-		6.41.б; 6.42.б

* - $R_D^V(1.8\text{ K})$, Ом.** - $R_D^0(1.75\text{ K})$, Ом.

полупроводника и меди и отсутствии дополнительных рассеивателей на границе сопротивление микроконтакта, учитывая андреевское отражение, составило бы половину того значения, которое имел бы медный гомоконтакт того же диаметра. Таким образом, в пренебрежении вкладом в сопротивление медного берега в N-состоянии из этой модели следует

$$d_s = \left[\frac{8(\rho l)_{Cu}}{3\pi R_D^0(T)} \right]^{1/2} = \frac{21.2}{\sqrt{R_D^0(T)(\text{Ом})}} (\text{нм}), \quad (6.21)$$

$$d_N = \frac{\rho_{CP}}{2R_D^V(T)} = \frac{2780}{R_D^V(T)(\text{Ом})} (\text{нм}), \quad (6.22)$$

При этом принималось $(\rho l)_{Cu} = 0.53 \times 10^{-11}$ Ом·см² [134], ρ_{CP} из табл. 6.3 для CP4. Такая идеализированная картина для контакта, представленного на рис. 6.39, выполняется лишь по порядку величины: $d_s \approx 15$ нм, $d_N \approx 31$ нм.

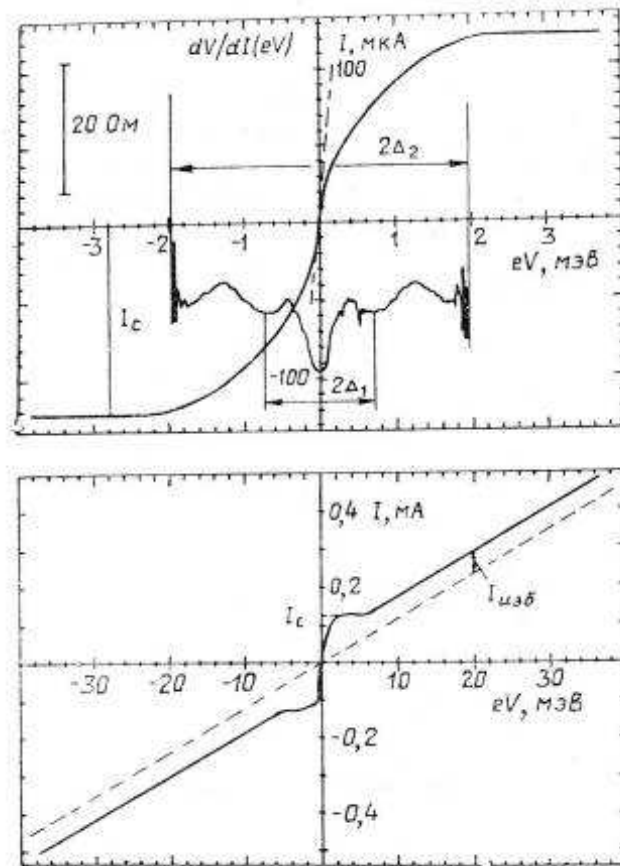


Рис. 6.39. ВАХ и ее первая производная микроконтакта Cu-CP4 при $T = 1.85$ К. В нижней части рисунка - ВАХ в большом диапазоне смещений на контакте. Штриховые линии помогают определить сопротивление при нулевом $R_D^0(1.8 \text{ К}) \approx 2 \text{ Ом}$ и при больших $R_D^V(1.8 \text{ К}) \approx 89 \text{ Ом}$ смещениях на контакте, избыточный $I_{\text{изб}} \approx 62 \text{ мкА}$ и критический $I_c \approx 123 \text{ мкА}$ токи. Показаны способы определения щелей Δ_1 и Δ_2 .

Это обусловлено барьерным отражением носителей на границе медь-полупроводник из-за различия фермиевских параметров и l_i в берегах (l_i - импульсная длина свободного пробега электронов), т. е. имеет место небольшая туннельность, не учитываемая при оценке.

Поэтому сопротивление микроконтакта при $eV < \Delta$ оказывается больше, чем сопротивление медного гомоконтакта того же диаметра. Кроме того, со стороны меди может быть не баллистический, а промежуточный или даже диффузионный режим протекания тока, т. е. при оценке d_s мы получаем нижний предел диаметра контакта.

Зная величину критического тока, соответствующего точке срыва на ВАХ ($I_C \approx 123$ мкА), и диаметр микроконтакта, можно аналогично [226] оценить критическую плотность тока в сверхрешетке $J_c \approx (1.6-7) \times 10^7$ А/см². Это значение является оценкой снизу, учитывая пространственную неоднородность сверхпроводящих свойств сверхрешетки - максимальные параметры достигаются на гетерогранице. Обычные резистивные измерения дают J_c на четыре порядка меньше, что связано со слабыми связями между мозаичными блоками.

Отметим, что избыточный ток для наших контактов значительно превышает по величине ток, следующий из теории для S - c - N контактов малого диаметра ($d \ll \xi$) [227], особенно если учесть заметную туннельность для ряда контактов, которая должна приводить, согласно теории [227], к пренебрежимо малому значению избыточного тока. Механизм формирования ВАХ с избыточным током для микроконтактов на основе СР, по-видимому, подобен механизму, предложенному Иванишиным и Смитом в [228], однако не является тепловым. Как отмечалось в предыдущем разделе, процесс образования куперовских пар в СР сопровождается делокализацией пропорционального количества квазичастичных возбуждений из области гетерограниц. Эта делокализация носителей заметно повышает уровень квазичастичной проводимости по сравнению с проводимостью СР в нормальном состоянии. При $eV > 2\Delta$ за счет электрон-электронных соударений куперовские пары в приконтактной области разрушаются, что приводит, согласно предложенной модели, к уменьшению квазичастичной проводимости, т. е. от плоскости отверстия расширяется область с низкой квазичастичной проводимостью. (В модели Иванишина-Смита рассматривается перемещение N - S границы от плоскости отверстия, связанное с джоулевым разогревом приконтактной области.) Это приводит к большому избыточному току (до $10\Delta/R_D^V(1.7\text{ К})$, если отсчитывать $I_{\text{изб}}$ как разность между ВАХ и прямой, параллельной ей при $eV \gg \Delta$ и проходящей через начало координат). Аналогичный механизм формирования избыточного тока, по-видимому, имеет место и в микроконтактах на основе $YBaCuO$.

Рассмотрим теперь энергетическую щель и ее температурную и магнитополую зависимость. Для S - c - N микроконтактов малого диаметра ($d \ll \xi$), содержащих туннельную компоненту тока, сверхпроводящая энергетическая щель на dV/dI проявляется в виде минимумов, расположенных симметрично относительно оси ординат при энергиях $eV \approx \pm \Delta$ [227]. Избыточный ток в контактах с предельно малой туннельностью имеет порядок Δ/eR и быстро уменьшается с ростом последней. Отметим, что и для обычных плоских туннельных S - c - N контактов с различной степенью туннельности теория предсказывает аналогичное проявление энергетической щели [229]. Эта теория, однако, не учитывает таких факторов, как растекание тока в окрестности контакта, влияние неравновесных эффектов, связанных с релаксацией разбаланса электронных и дырочных ветвей квазичастиц в сверхпроводнике, а также возможность образования в приконтактной области поверхностей проскальзывания фазы.

Для контактов, исследованных нами, нельзя пренебречь концентрацией тока, причем для большинства из них выполняется промежуточное соотношение между d и ξ : вблизи T_c имеем $d < \xi_{\perp}$, а при понижении температуры $d > \xi_{\perp}$. Теория, объясняющая механизм формирования щелевых особенностей на ВАХ таких микроконтактов, отсутствует. Дело осложняется пространственной неоднородностью сверхрешеток с ξ_{\perp} , меньшей периода решетки при низкой температуре. Тем не менее аналогичные минимумы, проявляющиеся на $dV/dI(V)$, мы будем связывать со сверхпроводящей энергетической щелью $\Delta(T, H)$.

В CP1 и CP2 при $T \ll T_c$ сверхпроводимость (и щель) наведена в PbS непосредственно вблизи гетерограницы. Для контактов со значительной туннельностью без избыточного тока, закоротка образована в глубине слоя PbS, обедненного носителями и играющего роль туннельного барьера. Поскольку параметр порядка максимален на гетерогранице и быстро убывает до нуля в глубь PbS, представляет интерес выяснить, какую же щель регистрирует микроконтакт. Ответ на этот вопрос содержится в [230]. В этой работе микроконтакт создавался между серебряной иглой и серебряной пленкой, напыленной по-

верх свинца без барьера. При малой толщине серебряной пленки контакт регистрирует щель, наведенную в окрестности сужения за счет эффекта близости. По мере увеличения толщины серебряной пленки наведенная щель уменьшается. При большой толщине серебряной пленки, когда наведенная щель вблизи контакта в серебре отсутствовала, микроконтакт регистрировал невозмущенную щель свинца. Сингулярностью, обеспечивающей эту возможность, является скачок Δ на границе между свинцом и серебром. Аналогично, по-видимому, и в нашем случае контакт регистрирует невозмущенную щель в PbTe вблизи гетерограницы (рис. 6.34 - 6.35).

Как уже отмечалось, в отличие от CP1 и CP2, сверхпроводимость в которых при низкой температуре квазидвумерна, CP3 и CP4 представляют собой трехмерные анизотропные системы. Для микроконтактов на рис. 6.37 и 6.39, созданных на этих сверхрешетках, наблюдались две щели. Это, возможно, связано с тем, что микроконтакты расположены на гетерогранице и представляют собой как бы два параллельно включенных микроконтакта: Cu-PbS и Cu-PbTe. При этом меньшая щель наведена в PbS, большая - в PbTe. Значения щелей Δ_1 и Δ_2 , и их отношения $2\Delta/kT_c$ приведены в Табл. 6.4. Для контакта на рис. 6.37 в интервале температур 1.86 - 3.7 К удалось проследить за температурной зависимостью Δ_1 и Δ_2 . При низкой температуре Δ_1 и Δ_2 сопоставлялись с минимумами на dV/dI . При повышении температуры эти особенности быстро размывались, и для того, чтобы проследить за щелями, записывались вторые производные, на которых значениям Δ_1 и Δ_2 приписывались положения минимумов на d^2V/dI^2 исходя из сшивки зависимостей щелей в области низких и высоких температур. На рис. 6.37 для примера приведены две кривые d^2V/dI^2 при $T = 3$ и 3.7 К. При $T > 3.7$ К кривые полностью размываются, и на d^2V/dI^2 остается один бесструктурный максимум. Отметим сходство кривых 7, 8 на рис. 6.37 и кривых 7, 5 на рис. 6.32 - в обоих случаях наблюдается бесщелевая сверхпроводимость. Построенные для этого контакта зависимости $\Delta_1(T)$ и $\Delta_2(T)$ показаны на рис. 6.37 (вставка внизу). Обе они

отличаются от хода БКШ зависимости более быстрым убыванием щелей в области низких температур.

Примечательно то, что для СР3 и СР4 (рис. 6.37, 6.39) отношение щелей $\Delta_2/\Delta_1 \approx 3$ при 1.8 К. Для СР3 большая щель появляется при $T = 0.75T_c$, т. е. при локализации параметра порядка в слое РbТе, а меньшая щель - ориентировочно при $T \sim 0,7 T_c$. Значение $2\Delta_1(1.8 \text{ К})/kT_c$ для обоих СР находится вблизи значения 3.54 в теории БКШ, тогда как большая щель имеет значение $2\Delta_2(1.8 \text{ К})/kT_c \sim 10$, свойственное ВТСП материалам. Две щели с весьма похожим температурным поведением (и бесщелевой сверхпроводимостью в широкой области температур) были обнаружены в LaSrCuO [221], однако в этом случае меньшая щель обращалась в нуль при $T = (T_c/2)$, а большая - при $T \sim 0.73 T_c$, и щели при $T \ll T_c$ отличались приблизительно в два раза. Для тонких эпитаксиальных пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ [231] также были выявлены две щелевые туннельные особенности на dV/dI (± 16 и ± 30 мВ при $T = 4.2$ К). Расстояние между максимумами на dV/dI оставалось приблизительно постоянным до $T \rightarrow T_c$. Щелеподобная структура исчезла при $T \rightarrow T_c$ путем непрерывного «смягчения», а не путем сдвига максимумов в сторону низких энергий.

Вопрос о причинах появления мультищелевой структуры весьма нетривиален, и существует несколько подходов к объяснению этого явления (см., например, [232-233]). В любом случае для наблюдения нескольких щелей необходимо выполнить условие $l > \xi_0$ [233]. С этой точки зрения в СР с высокими T_c легче выполнить этот критерий, поэтому, вероятно, только для них и наблюдались две щели.

В контактах с непосредственной проводимостью большая плотность тока приводит к возникновению области бесщелевой сверхпроводимости вблизи T_c и, соответственно, к значительно более быстрому уменьшению щели с температурой, чем это предсказывается теорией БКШ. В туннельных контактах эффекты плотности тока несущественны и, согласно работе [231], а также нашим

данным для контактов с туннельным барьером, щель почти не зависит от температуры вплоть до T_c (рис. 6.34, 6.36).

На рис. 6.32 и 6.35 показаны dV/dI -характеристики микроконтактов на CP1 и CP2, снятые в различных магнитных полях, ориентированных параллельно пленкам, и зависимости $\Delta(H)$ для этих кривых. Значения $\Delta(0)$ и отношения $2\Delta/kT_c$ приведены в табл. 6.4. Для первого контакта в полях свыше 15 кЭ, а для второго свыше 18 кЭ щель обращается в нуль, т. е. наблюдается бесщелевая сверхпроводимость. Отметим, что подобная зависимость $\Delta(H)$ характерна для тонких пленок.

На рис. 6.33 и 6.34 показаны семейства кривых $dV/dI(eV)$, снятые при различной температуре, а на рис. 6.36 - температурные зависимости щелей для контактов на CP1 и CP2. Температурные зависимости щелей $\Delta(T)$, как и длин когерентности $\xi_{\perp}(T)$ (рис. 6.19), немонотонны. Обе зависимости $\Delta(T)$ лишь в узком температурном интервале ($2.5 \text{ К} < T < 3.2 \text{ К}$) совпадают с БКШ зависимостью $\Delta(T)/\Delta(0)$. При более низких температурах среднее по приконтактной области значение щели уменьшается, так как сверхпроводимость стягивается к гетерограницам. Щель и нульмерная флуктуационная проводимость появляются одновременно. Переходу к квазидвумерной флуктуационной проводимости соответствует начало падающего участка $\Delta(T)$.

Во флуктуационной области на dV/dI -зависимостях имеются минимумы, идентичные щелевым, положение которых на энергетической оси почти не зависит от температуры. Можно предположить, что эти минимумы обусловлены сверхпроводимостью, локализованной на гетерогранице, причем отсутствие зависимости положения щелевых минимумов на оси энергии от температуры или магнитного поля может быть связано со специфической природой этой фазы, например, так, как в теории Кулика, где щель пар может не зависеть от температуры [232]. Наблюдать такую сверхпроводимость «в чистом» виде удалось для микроконтакта на рис. 6.40, образованного, по-видимому, на второй гетерогранице CP1. С ростом магнитного поля (а) или температуры (б)

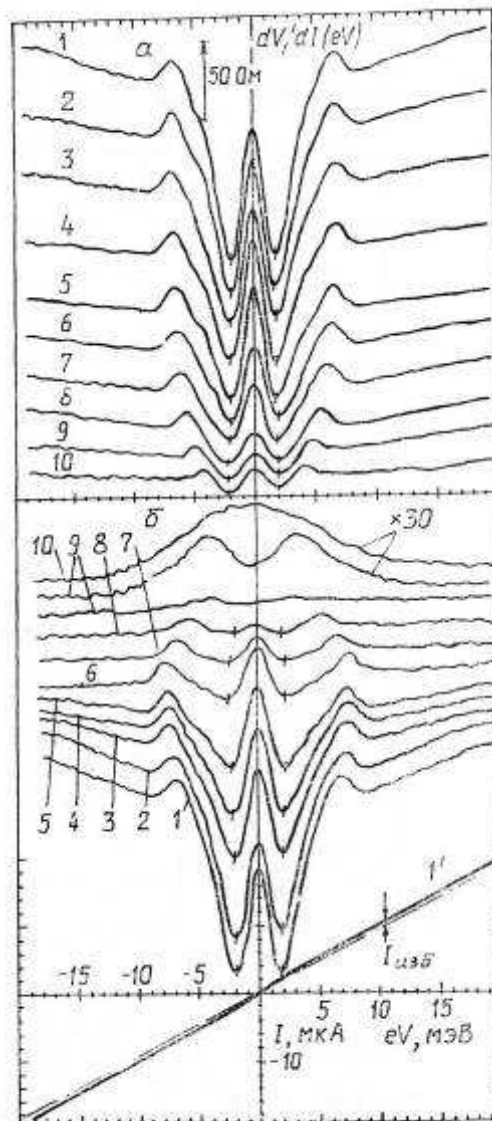


Рис. 6.40. ВАХ и ее первые производные микроконтакта Cu-CP1: а) - зависимость от магнитного поля при $T = 1.85$ К в магнитных полях $H = 0$ (1); 1.5 (2); 2.6 (3); 6.5 (4); 10.8 (5); 13.4 (6); 18.2 (7); 22.1 (8); 26.3 (9); 30.2 (10) кЭ; б) - зависимость от температуры при $H = 0$ и $T = 1.85$ К (1, 1'); 2.01 (2); 2.56 (3); 3.08 (4); 3.5 (5); 4 (6); 4.55 (7); 4.9 (8); 5.5 (9); 6 (10) К. $R_D^V(1.85 \text{ К}) = 1050 \text{ Ом}$.

глубина щелевых минимумов уменьшается, однако их энергетическое положение остается неизменным.

Аналогичное поведение щели наблюдалось и на ВТСП материалах. Например, в работе [224] (см. также [223]) для монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ на dV/dI -зависимости микроконтакта при $T > T_c$ в области СП флуктуации имелись широкие минимумы вблизи $\pm eV \approx 100$ мэВ, положение которых не зависело от

температуры. Для поликристалла $\text{Bi}_2(\text{Sr}_{0,6}\text{Ca}_{0,4})_3\text{Cu}_2\text{O}_x$ [234] при туннелировании через прослойку аморфного $\alpha\text{-Si}$ расстояние между пиками dV/dI слабо изменялось с температурой, и пики плавно исчезали при повышении температуры.

Для понимания природы сверхпроводимости в СР представляет интерес спектр электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ). Можно предположить, что этот спектр не будет представлять собой суперпозицию спектров ЭФВ в PbTe и PbS . Большую роль в формировании спектра должны играть межфазные границы, на которых расположена квадратная сетка дислокаций несоответствия с периодом 5.2 нм.

Деформационный потенциал дислокаций простирается в глубь каждого слоя на расстояние порядка периода дислокационной структуры, а сами дислокации выстроены одна над другой, образуя простую тетрагональную решетку. Такую решетку можно представить как идеальный кристалл со своими частотами колебаний.

Для исследований использована СР1, в которой сверхпроводимость квазидвумерна со слабой джозефсоновской связью между слоями (рис. 6.41, а, 6.42, а) и СР4 с трехмерной анизотропной сверхпроводимостью (рис. 6.41, б, 6.42, б).

Возможный механизм проявления особенностей ЭФВ на спектрах в сверхпроводящих микроконтактах предложен в [222] и обусловлен реабсорбцией куперовскими парами фононов с малыми групповыми скоростями ($d\omega/dq = 0$), которые медленно покидают приконтактную область и приводят к локальному уменьшению энергетической щели.

Избыточный ток в таких микроконтактах обусловлен неупругими процессами андреевского отражения вблизи $N - S$ границы и пропорционален Δ . При смещениях, отвечающих характерным фононным энергиям, вместе с Δ уменьшается и избыточный ток, что проявляется в виде максимумов на производных ВАХ.

В СР проявление фононных особенностей на производных ВАХ, по-видимому, обусловлено спецификой формирования избыточного тока в этих микро-

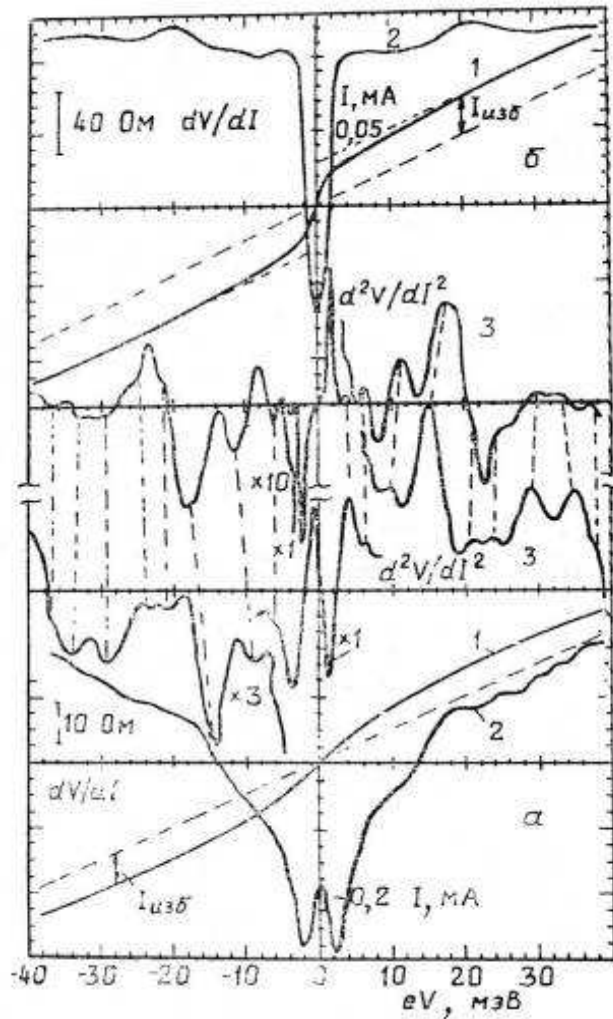


Рис. 6.41. ВАХ(1) и их первые (2) и вторые (3) производные микроконтакта Cu-CP, $H = 0$: а) CP1: $T = 1.85$ К, $R_D^V(1.85 \text{ К}) = 225$ Ом; б) CP4: $T = 1.8$ К, $R_D^0(1.8 \text{ К}) = 60$ Ом, $R_D^V(1.8 \text{ К}) = 460$ Ом.

контактах. Поскольку количество делокализованных из областей в окрестности гетерограниц квазичастичных носителей пропорционально концентрации куперовских пар, реабсорбция куперовскими парами фононов с $d\omega/dq = 0$ приводит к локализации носителей и, соответственно, к уменьшению квазичастичной проводимости. Аналогичный механизм проявления фононных особенностей имеет место, по-видимому, и в ВТСП [221,223].

Таким образом, наблюдаемые на вторых производных ВАХ максимумы соответствуют особенностям ван-Хова функций плотностей фононных состояний $F(\omega)$ РbТе и РbS, а также локальным и квазилокальным колебательным модам, обус-

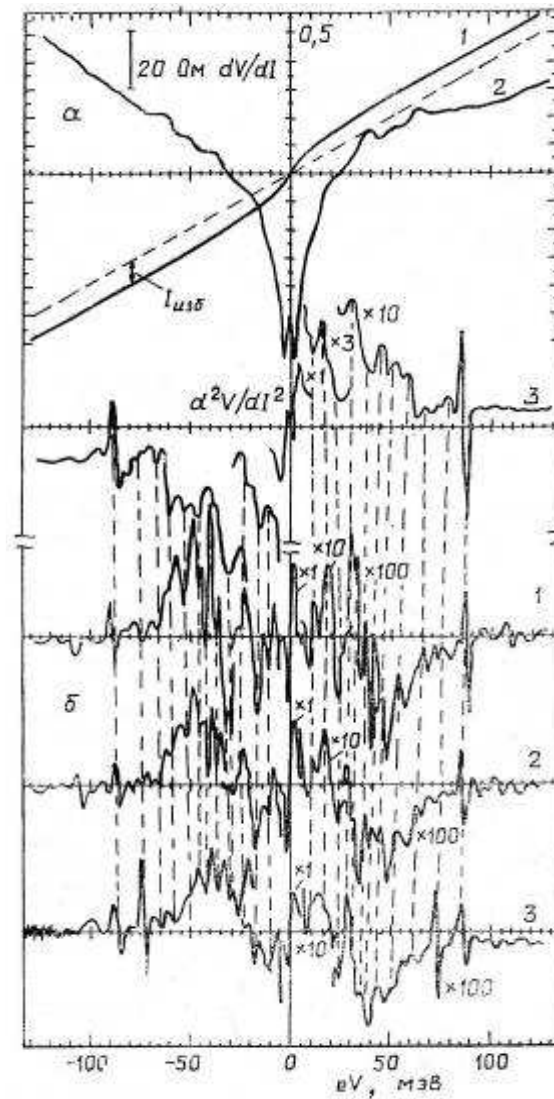


Рис. 6.42. То же, что и на рис.6.41, в большем диапазоне смещений: а) СР1: $T = 1.86$ К (1, 2, 3); б) $T = 1.85$ (1); 2.38 (2); 3.25 (3); 6.35 (4) К. Штриховые линии помогают следить за положением фоновых особенностей в спектре при изменении температуры.

ловленным наличием сеток ДН в СР. Энергии, при которых расположены эти особенности, для обоих СР оказались близкими и ограничены энергией 90 мэВ. Постоянство избыточного тока во всем диапазоне смещений, наличие четкой граничной частоты спектра и практически неизменное энергетическое положение указанных особенностей на спектрах при изменении температуры в широких пределах (для СР4) подтверждает их спектральную природу и делает маловероятным появление в спектрах паразитных пиков, обусловленных разрушением сверхпроводимости.

В работах [235-236] по туннелированию в $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ было показано, что особенности на производных dV/dI возникают при энергиях, представляющих собой сумму энергии щели и одной или двух частот, взятых из экспериментов по комбинационному рассеянию света. В нашем случае отсутствуют данные о частотах колебаний решетки (или других элементарных возбуждениях) в СР, поэтому не ясно, взаимодействию с какими квазичастицами следует приписать каждый отдельный пик микроконтактного спектра. Для выяснения природы пиков требуются дополнительные исследования СР с различными наборами толщин слоев PbTe-PbS .

Совокупность проведенных исследований позволяет сделать вывод о том, что СР являются моделью ВТСП, в которых все характерные размеры структуры более чем на порядок увеличены, а критические параметры соответственно уменьшены, что существенно облегчает их изучение. В пользу такого утверждения свидетельствуют также эксперименты (рис. 6.43) по микровол-

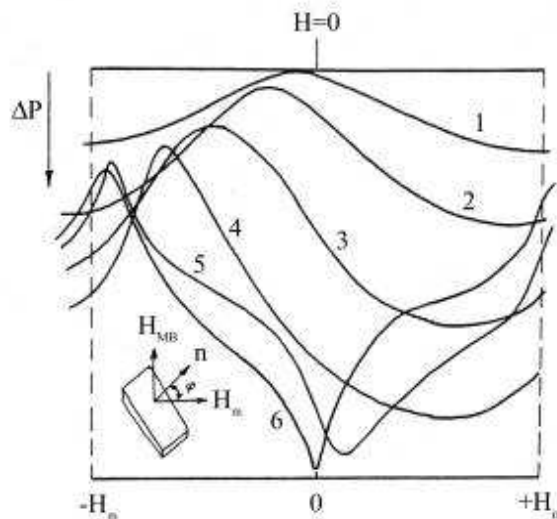


Рис. 6.43. Микроволновый отклик СР PbTe-PbS [388] при $T = 4.2$ К на переменное поле H_m ($\omega_m/2\pi = 50$ Гц) различной амплитуды $H_m = 0.05$ Э (1); 0.1 Э (2); 0.2 Э (3); 0.4 Э (4); 1.0 Э (5); 3.0 Э (6). $\varphi = 45^\circ$ (взаимная ориентация H_m , $H_{\text{МВ}}$ и n показана на вставке рисунка). Горизонтальная линия соответствует уровню поглощения ΔP при $H_m = 0$. Пунктирными линиями отмечены точки поворота (экстремумы) модулирующего поля H_m .

новому поглощению в СР PbTe-PbS.

На этом рисунке представлен микроволновой отклик СР на приложенное низкочастотное модулирующее поле H_m различной амплитуды. Видно, что при малых H_m (кривая 1) отклик содержит лишь вторую гармонику модулирующего поля ($2\omega_m$). Отметим, что в момент прохождения значения $H = 0$ отклик $\Delta R(2\omega_m) = 0$. С ростом H_m вид отклика существенно изменяется (кривые 2-6). Появляется нулевая гармоника сигнала, $\Delta R(2\omega_m) > 0$ в любой момент времени, в том числе и при $H = 0$. Форма микроволнового отклика искажается, а фаза отклика, в том числе положение минимума ΔR , сдвигается с ростом H_m и при достаточно больших значениях H_m (кривые 5 - 6) сдвиг фазы приближается к π . Кроме того, при больших H_m наблюдается узкий пик поглощения в точке $H = 0$ и два пика, соответствующие уменьшению ΔR вблизи точек поворота H_m (кривая 6). Из этих экспериментальных данных и того факта, что сигнал отклика существенно падает в области частот модуляции $\sim 1-10$ Гц, можно заключить, что данный сигнал имеет динамическую природу, т.е. индуцируется изменяющимся во времени магнитным полем. Сигналы такого типа наблюдаются в ВТСП [239-241] и обусловлены микроволновыми потерями $\Delta R \sim H/H_{c2}$ на нормальных сердцевинах абрикосовских вихрей в смешанном состоянии.

Определенное сходство элементов кристаллической структуры СР и ВТСП можно наблюдать на рис. 6.44. Практически можно считать установленным, что в ВТСП ответственными за высокие критические температуры являются сдвоенные плоскости CuO_2 [237-238], разделенные слоем атомов металла (например, Y, Sr, Ca). Слои CuO_2 образуют с соседними слоями кислорода тетраэдры, в основании которых находятся атомы меди, причем тетраэдры расположены в шахматном порядке в плоскости, параллельной базисной плоскости a-b (см. рис. 6.44,б). В определенном смысле структура СР PbTe-PbS с сетками ДН на межфазных границах сходна с такой структурой ВТСП. На рис. 6.44,а схематически показано предполагаемое расположение атомов в окрестности линии ДН. Здесь роль тетраэдров, очевидно, играют дислокационные узлы, в которых атом свинца обрамлен октаэдром из атомов халькогена.

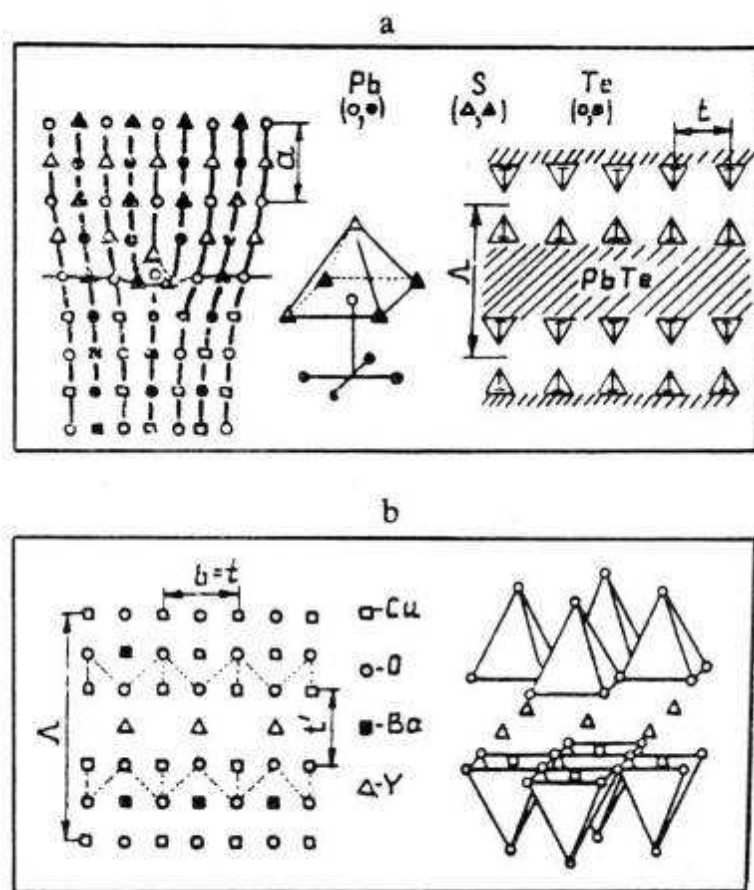


Рис. 6.44. Схематическое изображение ядра ДН и упаковки слоев в СР PbTe-PbS (a) и элементы структуры ВТСП типа YBaCuO (b). Кружки, треугольники и квадраты в левой части рисунка указывают проекции соответствующих атомных цепочек. Медно-кислородные тетраэдры отмечены пунктиром в левой части рис.б. В центре рис. а показана локальная конфигурация атомов в дислокационном узле (обозначенная треугольниками в правой части рисунка).

Отметим ряд свойств, общих для СР и ВТСП.

1. Исследования области флуктуационной проводимости СР, проведенные как стандартным резистивным методом, так и при использовании $R_D^V(T)$ и $R_D^0(T)$ микроконтактов, позволяют сделать вывод о том, что в зависимости от длины свободного пробега электронов и силы связи дислокационных сеток первоначальное спаривание электронов происходит либо в окрестности дислокационных узлов в плоскости сетки ДН, либо в результате взаимодействия электронов, находящихся на соседних узлах смеж-

ных дислокационных сеток. Аналогичная ситуация, очевидно, свойственна и ВТСП материалам, в которых основным элементом, ответственным за СП, являются плоскости CuO_2 .

2. Использование микроконтактов позволило обнаружить для СР и ВТСП переход металл - диэлектрик, начинающийся в области СП флуктуаций и заканчивающийся после перехода в СП состояние. Исследование температурной зависимости $R_D^V(T)$ для микроконтактов Cu-SR показало, что переход металл - диэлектрик, по-видимому, сопровождается делокализацией носителей из области «потенциальных ям», сосредоточенных в окрестности структурных элементов, ответственных за появление СП.
3. Для СР и ВТСП характерны большие значения $2\Delta_0/kT_c \approx 10$. В анизотропных трехмерных СР проявляются две щели, которым сопутствует широкий температурный интервал бесщелевой сверхпроводимости. Температурные зависимости щелей не описываются зависимостью БКШ теории. При наличии двух щелей в СР меньшая щель при низкой температуре близка к БКШ значению: $2\Delta_1(0)/kT_c \sim 3.5$. Для квазидвумерных СР и для ВТСП во флуктуационной области температур наблюдается щель, величина которой слабо или практически не зависит от температуры. Щель появляется одновременно с нульмерными флуктуациями при $T \approx 2T_c$ (для YBaCuO сверхпроводящие флуктуации, вероятно, возникают уже при $T \approx 2.4T_c \approx 220$ К). При $T < T_c$ для квазидвумерных СР температурная зависимость энергетической щели немонотонна и обусловлена локализацией сверхпроводимости на сетках ДН при низкой температуре.
4. На $d^2V/dI^2(V)$ - зависимостях микроконтактов Cu-SR обнаружены максимумы, энергетическое положение которых не зависит от температуры. Эти максимумы, по-видимому, отражают фононную структуру СР, и их спектр, как и для ВТСП, ограничен энергией ~ 90 мэВ.
5. Аналогия свойств СР и ВТСП позволяет предположить, что механизм сверхпроводимости в СР подобен механизму СП в ВТСП.

6.2.6. Новые сверхпроводящие дислокационные СР.

В предыдущих разделах подробно исследованы СП характеристики дислокационных СР PbTe-PbS, для которых установлено, что сверхпроводимость связана с регулярными сетками ДН на межфазных границах. Отсутствие ДН приводит к отсутствию СП. Установлено, что сверхпроводимость имеет двумерный характер и локализована вблизи межфазных границ. Спаривание носителей происходит первоначально в окрестности узлов дислокационной сетки (о чем свидетельствует появление нульмерной флуктуационной СП) и СП стабилизируется взаимодействием соседних узлов (появление двумерной флуктуационной СП), а затем и соседних сеток через слой PbTe. Для дислокационных СР характерны большие значения сверхпроводящей энергетической щели ($2\Delta_0/kT_c \approx 10$), а ее температурная зависимость не описывается зависимостью БКШ теории.

Наблюдаемая в СР сверхпроводимость является нетривиальной и не объясняется ни одной из существующих теорий. Попытки объяснения механизма возникновения данной СП, например, взаимодействием узкой дислокационной зоны с объемными состояниями [242] или инверсией зонной структуры на межфазных границах [243] к успеху не привели.

Одной из возможных причин возникновения СП в дислокационных СР может быть нестехиометрический свинец, однако не в виде тривиальных микровыделений фазы свинца [160-162], а в виде цепочки атомов, расположенных вдоль дислокационных линий (ядер) наподобие облаков Коттрелла. Периодические и регулярные квадратные сетки ДН приведут к упорядоченному расположению цепочек атомов свинца в виде квадратной сетки с периодом, равным периоду ДН. Такое упорядоченное расположение цепочек атомов свинца в объеме халькогенидного полупроводника вполне может способствовать возникновению СП. Однако, теоретическое рассмотрение такой ситуации является практически нерешаемой задачей, поскольку ее корректное решение невозможно даже для случая чистой сетки ДН (без примесей свинца) [90-91]. Однако можно сделать грубую оценку данной ситуации из общих соображений. Если такое предположение верно, то

наибольшие скопления атомов свинца будут располагаться на пересечении дислокационных линий (в дислокационных узлах). С такими дислокационными узлами мы и связывали появление нульмерных СП флуктуаций. Увеличение расстояния между дислокационными узлами (увеличение периода ДН) должно приводить к уменьшению взаимодействия СП зародышей на них и, соответственно, к понижению T_c . Это и наблюдается в СР PbTe-PbSe ($D_{ДН} = 8.6$ нм) и PbSe-PbS ($D_{ДН} = 13.6$ нм), для которых $T_c < 1.5$ К (при толщинах слоев ~ 10 -20 нм). Другая возможность проверки влияния атомов свинца на СП - увеличение их концентрации (плотности атомных цепочек) при одних и тех же периодах ДН. Увеличение избыточного свинца в шихте испаряемого материала нежелательно, так как приводит к быстрому образованию микровыделений фазы свинца в получаемых пленках [160-162]. Поэтому более разумным является увеличение объема материала, откуда нестехиометрический свинец будет диффундировать к межфазным границам (чему способствуют дислокационные напряжения) и распределяться вдоль дислокационных линий. Это можно сделать за счет существенного увеличения толщины слоев СР (все предыдущие исследования были выполнены для СР с толщинами слоев ~ 2 -20 нм).

Исследование СП переходов для СР PbTe-PbS показало, что увеличение толщины слоев до 100 - 150 нм приводит к увеличению T_c до максимального значения $T_c^{\max} = 6.5$ К. Дальнейшее увеличение толщины слоев, например до 300 -500 нм, не меняет T_c^{\max} . Такое поведение хорошо согласуется с нашим предположением об избыточном свинце и его упорядочении вдоль дислокаций.

Таким образом, оптимальные толщины слоев для получения максимально возможных T_c составляют 100 - 150 нм. Поэтому, поиск СП переходов в новых дислокационных СР (полный набор возможных систем см. в Табл. 3.2) выполнялся для образцов с толщинами слоев 100 - 150 нм. Исследования температурных зависимостей показали, что увеличение толщины слоев существенно увеличивает T_c для СР PbTe-PbSe ($T_c = 6.02$ К) и PbSe-PbS ($T_c = 4.5$ К) (рис. 6.45) по сравнению с их $T_c < 1.5$ К (для слоев ~ 10 -20 нм).

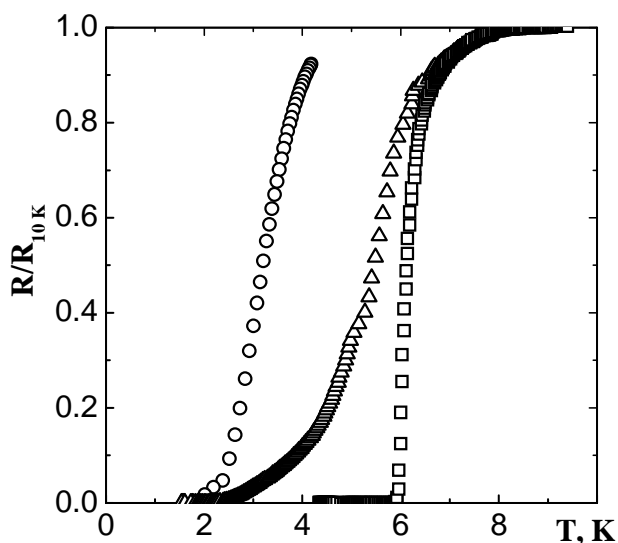


Рис. 6.45. Сверхпроводящие переходы для СР PbTe-PbSe (□), PbSe-PbS(Δ) и PbTe-SnTe (○).

При исследовании других дислокационных СР были обнаружены СП переходы для систем PbTe-SnTe ($T_c = 2.9$ К), YbS-PbS ($T_c = 5.39$ К), YbS-PbTe ($T_c = 5.93$ К), EuS-PbSe ($T_c = 2.48$ К) и EuS-PbTe ($T_c = 5.01$ К). Характеристики всех исследованных структур с их максимальными T_c приведены в Табл. 6.5. Для СР EuS-PbS, в которой отсутствуют дислокации несоответствия (из-за слишком малого несоответствия параметров решеток слоев), СП переходы не обнаружены, как и ожидалось. Не обнаружены СП переходы и для СР YbS-YbSe и YbS-EuS, которые состоят только из широкозонных полупроводников (почти диэлектриков), с очень низкой концентрацией носителей заряда и большим удельным сопротивлением ($\rho \sim 10^6 - 10^7$ Ом·см). Поэтому, трудно ожидать появления СП в таких структурах.

При анализе влияния периода ДН на температуру СП перехода, необходимо отметить, что мы имеем четыре разных типа СР, отмеченных в таблице буквами А, В, С и D. СР типа "А" состоят только из узкозонных полупроводников и имеют более высокие T_c по сравнению со СР других типов.

В СР типа "В" один из материалов слоев является широкозонным полупроводником, что существенно уменьшает усредненную по СР концентрацию носителей. Поэтому и T_c таких СР меньше, чем в СР типа "А". В СР типа "С" один из

материалов слоев (EuS) является широкозонным полупроводником и ферромаг-

Таблица 6.5

Несоответствие параметров решеток (f), период дислокаций несоответствия ($D_{\text{дн}}$) и критическая температура СП перехода (T_c) для СР.

	СР	f , %	$D_{\text{дн}}$, нм	T_c , К
А	PbTe-SnTe	2.0	23	2.9
	PbSe-PbS	3.1	13.6	4.5
	PbTe-PbSe	5.1	8.6	6.02
	PbTe-PbS	8.3	5.2	6.53
В	YbS-PbS	4.8	8.5	5.39
	YbS-PbTe	13	3.3	5.93
С	EuS-PbSe	2.5	17	2.48
	EuS-PbTe	7.7	5.7	5.01
	EuS-PbS	0.5	нет ДН	нет СП
D	YbS-YbSe	3.8	10.6	нет СП
	YbS-EuS	5.3	7.7	нет СП

нетиком. T_c таких СР понижается по сравнению с предыдущими из-за эффекта близости и подавления СП ферромагнетиком. Однако, даже для таких СР с ферромагнитными слоями сверхпроводимость не исчезает совсем.

Рассматривать зависимость температуры СП перехода от периода ДН необходимо отдельно для каждого типа СР (рис. 6.46). При таком рассмотрении вполне очевидно, что увеличение плотности ДН (уменьшение периода ДН) приводит к увеличению температуры СП перехода для дислокационных СР (в пределах каждого типа СР).

При обсуждении причин возникновения СП в СР, имеющих в своем составе халькогениды свинца, всегда возникает проблема выделений фазы свинца, которые могут вызывать подобную сверхпроводимость. Рассмотрим еще раз данную проблему в свете новых экспериментальных данных, полученных для новых

дислокационных СР. Прежде всего, напомним еще раз, что характеристики СП, связанной с выделениями свинца [160-162], существенно отличаются от нашей

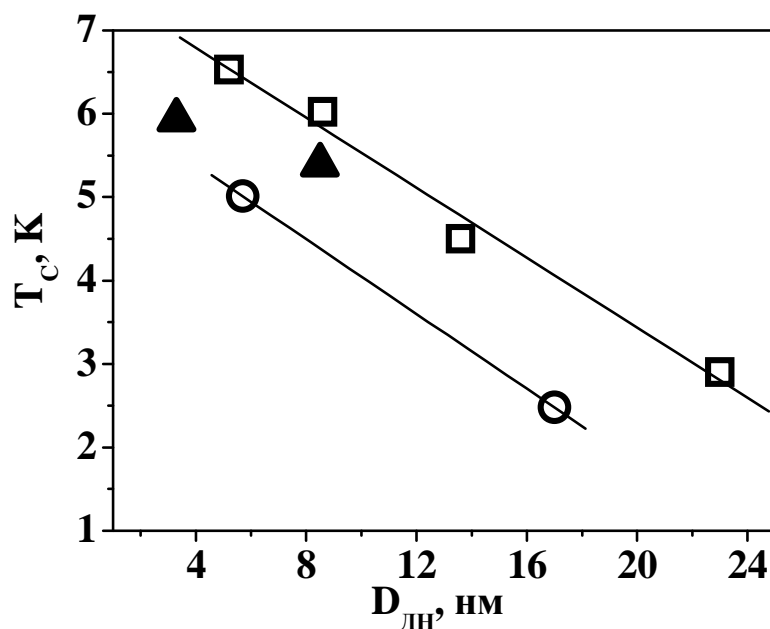


Рис. 6.46. Зависимости критической температуры СП перехода от периода сеток ДН для СР из узкозонных полупроводников (◻), с комбинацией узкозонных и широкозонных полупроводников (▲) и СР с ферромагнитными слоями EuS (○).

СП, например, более низкими значениями критических полей. Кроме того, специальные структурные исследования при помощи электронной микроскопии и рентгеновской дифракции не обнаружили выделений фазы свинца для большинства наших образцов.

Для нескольких экземпляров СР со слоями PbS были обнаружены очень слабые (на уровне фона) пики фазы свинца на их рентгенограммах. Однако, никакой корреляции между появлением фазы свинца и наличием СП переходов для таких СР обнаружено не было. Более того, фаза свинца была обнаружена на рентгеновской дифракции СР EuS-PbS, для которых СП переходы никогда не наблюдались (ввиду отсутствия ДН на межфазных границах для данной системы). Таким образом, в СР EuS-PbS лишний свинец в виде микровыделений есть, а СП нет, пос-

кольку нет ДН. Это еще раз доказывает, что СП в наших дислокационных СР связана только с наличием регулярных сеток ДН.

Подводя итог исследованиям электрофизических характеристик СР, можно сделать следующие основные выводы.

Выводы:

1. Исследования электрического транспорта в СР на основе многослойных структур с широким диапазоном несоответствия параметров решеток их слоев показали существенные различия свойств одномерных (композиционных) и двумерных (дислокационных) СР.
2. Исследования поперечного транспорта в композиционных СР EuS-PbS показали наличие в них резонансного туннелирования электронов через тонкие барьеры EuS (2 - 5 нм), что делает вольт-амперные характеристики таких структур сильно нелинейными с появлением на них участков с отрицательной дифференциальной проводимостью (для двухбарьерных структур). Установлено, что проводимость таких структур изменяется при переходе барьерных слоев в ферромагнитное состояние и знак ее изменения определяется взаимной ориентацией намагниченностей соседних слоев EuS. Такие изменения проводимости связаны с обменным расщеплением зоны проводимости барьерных слоев и спиновой поляризацией электронов, туннелирующих через них. Все это делает данные структуры весьма перспективными для спинтроники (спин-поляризованной электроники), когда можно контролировать не только величину тока носителей заряда, но и их спиновое состояние.
3. Для двумерных дислокационных СР при исследовании их продольных транспортных свойств впервые была обнаружена сверхпроводимость в многослойных структурах из халькогенидов свинца, олова, европия и иттербия, однослойные пленки которых не имеют сверхпроводящих переходов. Сверхпроводимость СР связана с наличием регулярных сеток дислокаций несоответствия на межфазных границах (отсутствие сеток дислокаций приводит к отсутствию сверхпроводимости) и имеет следующие характеристики: температура перехо-

да $T_c = 2 - 6.5$ К; максимальное критическое магнитное поле $H_{c2} = 30 - 40$ кЭ; энергетическая щель $2\Delta/kT_c \sim 10$.

4. Установлено, что сверхпроводимость дислокационных СР имеет двумерный характер и локализована вблизи межфазных границ. Спаривание носителей происходит первоначально в окрестности узлов дислокационной сетки (о чем свидетельствует появление нульмерной флуктуационной СП). Сверхпроводимость стабилизируется взаимодействием соседних дислокационных узлов (появление двумерной флуктуационной СП), а затем и соседних сеток ДН через слой халькогенида свинца. Увеличение плотности ДН (уменьшение периода ДН) приводит к увеличению температуры СП перехода.
5. Наблюдаемая в дислокационных СР сверхпроводимость является нетривиальной и не объясняется ни одной из существующих теорий. Определенное сходство элементов кристаллической структуры и аналогия СП свойств дислокационных СР и ВТСП позволяет сделать предположение о подобии природы и механизмов их сверхпроводимости. Совокупность проведенных исследований позволяет сделать вывод о том, что дислокационные СР являются удобной моделью ВТСП, в которых все характерные размеры структуры более чем на порядок увеличены, а критические параметры соответственно уменьшены, что существенно облегчает их изучение.

РАЗДЕЛ 7

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СВЕХРЕШЕТОК [409-422]

Магнитные сверхрешетки представляют собой систему чередующихся слоев материалов с различными магнитными свойствами. Особый интерес представляют СР с ферромагнитными слоями. Такие структуры не только имеют дополнительный магнитный модулирующий потенциал для носителей заряда, но и предоставляют уникальную возможность для фундаментальных исследований взаимодействия магнитных слоев через немагнитные прослойки. Открытие межслоевого обменного взаимодействия (МОВ) в трёхслойных структурах Fe/Cr/Fe [244] дало мощный толчок исследованиям многослойных структур, состоящих из различных ферромагнитных (F) металлов, разделённых немагнитными (NM) металлическими или полупроводниковыми прослойками [245-251]. МОВ в таких структурах наблюдалось при толщинах немагнитных прослоек до ~ 3 нм и приводило к упорядочению намагниченностей соседних магнитных слоев в параллельную (FM-взаимодействие) или антипараллельную (AFM-взаимодействие) ориентацию. Причем обменное взаимодействие осциллирует от AFM к FM как функция толщины немагнитной прослойки с периодом в несколько ангстрем [252-265]. Было установлено, что в металлических магнитных структурах МОВ обусловлено квантовой интерференцией электронов проводимости в слоистых структурах и их высокой концентрацией [266-270]. Развитие исследований в этом направлении привело не только к открытию новых эффектов (например, эффект гигантского магнитосопротивления [271-296]), но и к созданию нового направления - спинтроники - спинполяризованной электроники, позволяющей контролировать не только величину тока носителей заряда, но и их спиновое состояние [297-300]. Бурное развитие спинтроники обусловлено также ее коммерческими успехами, связанными с созданием и внедрением в электронную промышленность спиновых вентилялей, сенсоров и считывающих головок, которые в настоящее время работают практически во всех современных компьютерах (жестких магнитных дисках).

Более многообещающим является комбинирование ферромагнитных и полупроводниковых материалов для использования спинзависимого электронного транспорта и оптических свойств полупроводников в интегрированной полупроводниковой электронике. Первоначально полагали, что это можно реализовать в комбинированных интегральных схемах из полупроводников и ферромагнитных металлов, в которых электроны на Ферми поверхности спинполяризованы [297, 301]. Однако попытки создания таких комбинированных структур закончились неудачей, поскольку при инжекции носителей из магнитных металлов в полупроводники, они теряли поляризацию своих спинов. Установлено, что эффект такой деполяризации связан с образованием на межфазных границах металл-полупроводник тончайших слоев интерметаллических соединений [302-303]. Поэтому дальнейший прогресс в этой области исследователи связывают с использованием вместо металлов ферромагнитных полупроводников, т.е. с полупроводниковой спинтроникой [304-305]. Полупроводниковая спинтроника даст возможность контролировать магнитное и спиновое состояние при помощи света или электрического поля и создать на этой основе приборы с абсолютно новыми функциями, недоступными для современной микроэлектроники. Однако это оказалось не такой простой задачей, поскольку почти все известные в природе магнитные полупроводники являются антиферромагнетиками. Только халькогениды европия (EuO, EuS и EuSe) являются естественными ферромагнитными полупроводниками с температурами Кюри 69.4 К, 16.5 К и 2.8 К, соответственно [306-307]. Однако в последнее время появились надежды, связанные с созданием искусственных магнитных полупроводников на основе GaAs и InAs, легированных магнитными примесями (Mn) [308-315]. Замена части немагнитных катионов (порядка нескольких процентов) этих соединений на ионы Mn делает их ферромагнитными с температурой Кюри до 110 К. Эта температура еще недостаточна для практических приложений, но теоретические исследования предсказывают возможность создания искусственных магнитных полупроводников с температурой Кюри выше комнатной [316-318].

Разработка полупроводниковой спинтроники требует исследования основных закономерностей и процессов в полупроводниковых магнитных структурах и, прежде всего взаимодействия их магнитных слоев. Вопрос о возможности такого взаимодействия для полупроводниковых структур, которые имеют концентрации носителей заряда на 2-3 порядка меньше, чем металлы, до настоящего времени оставался открытым (теория Бруно [266-270], объясняющая межслоевое обменное взаимодействие для металлических магнитных структур, требует высокой концентрации свободных электронов).

7.1. Ферромагнитный переход в CP EuS-PbS

Сверхрешетки из халькогенидных полупроводников с ферромагнитными слоями (халькогениды европия) предоставляют уникальную возможность исследования основных закономерностей взаимодействия этих слоев и могут играть важную роль как модельные материалы для исследования основных физических принципов создания полупроводниковой спинтроники. Халькогениды европия, EuX ($X = \text{O}, \text{S}, \text{Se}, \text{и Te}$), являются магнитными полупроводниками с решеткой каменной соли, параметр которой увеличивается от окисла к теллуриду [306-307, 321-323]. Наполовину заполненный 4f уровень Eu^{2+} , размещенный между валентной зоной и зоной проводимости [306], дает только спин-зависимый магнитный момент, связанный с ионами Eu^{2+} ($S = 7/2$). С магнитной точки зрения, EuX представляет собой систему локализованных магнитных моментов, связанных обменным взаимодействием, и хорошо моделируется изотропным Гейзенберговским гамильтонианом [306, 321-322]. Характер магнитного упорядочения в EuX определяется анионами: EuTe является антиферромагнетиком [322-325], EuSe показывает как антиферромагнитное так и ферромагнитное упорядочение в зависимости от интервала температур [322, 326], а EuS и EuO являются ферромагнетиками [319, 322, 327]. Каждый ион Eu^{2+} в решетке EuS является ферромагнитно связанным с 12-ю ближайшими магнитными соседями (NN) ($J_{\text{NN}}/k_{\text{B}} = + 0.22 \text{ K}$) и является антиферромагнитно связанным с шестью следующими соседями (NNN) ($J_{\text{NNN}}/k_{\text{B}} = -$

0.10 К) [322, 328-329]. Взаимодействие со следующими после NN и NNN ионами пренебрежимо мало. Массивный EuS имеет ферромагнитное упорядочение при $T_K = 16.6$ К.

Возросший в последнее время интерес к исследованиям тонких пленок EuX связан в частности и с чисто Гейзенберговским ферромагнетизмом EuS [321, 328, 330]. К настоящему времени были исследованы свойства антиферромагнитных - немагнитных структур EuTe-PbTe, для которых было обнаружено межслоевое обменное взаимодействие [331-332], уменьшение температуры Нееля с уменьшением толщины слоя EuTe [333], и эффекты анизотропии [333-336]. Исследовалась также многослойная система ферромагнетик/немагнетик, состоящая из слоев EuS, разделенных изоляторами SrS [337]. Однако данная структура оказалась непригодной для подобных исследований из-за сильного преремешивания слоев при температуре их изготовления (около 900 °С). Недавняя работа по исследованию тонких слоев EuS в двухслойных структурах EuS-Fe и EuS-Cr столкнулась с проблемой плохой эпитаксиальной совместимости металлов и EuS [338-339]. Принимая во внимание вышесказанное, следует отметить преимущества наших СР с монокристаллическими слоями, например EuS-PbS, которые с магнитной точки зрения представляют собой полностью полупроводниковые наноструктуры ферромагнетик-диамагнетик. С точки зрения электронной структуры и оптических свойств СР EuS-PbS формируют квантовые ямы PbS с основными электронными переходами в инфракрасной области (см. раздел 5). Так как в этой структуре EuS является полупроводником с намного большей шириной запрещенной зоны, то он является барьером для электронов. Кристаллы EuS обычно показывают полуизолирующие электрические свойства, тогда как PbS является известным узкозонным полупроводником с низкой концентрацией носителей и полуметаллическим характером электрической проводимости.

СР EuS-PbS являются ферромагнитными наноструктурами, сочетающими простую магнитную систему (локальные спиновые магнитные моменты в изолирующих слоях, связанные близкодействующими обменными взаимодействиями), простую кубическую структуру и хорошую эпитаксиальную совместимость

ферромагнитных и диамагнитных слоев. Таким образом, эти структуры могут быть хорошим объектом для моделирования низкоразмерных неметаллических Гейзенберговских ферромагнетиков.

Прежде всего, необходимо исследовать особенности ферромагнитного перехода сульфида европия в составе СР. Были изготовлены две серии СР на подложках (001)KCl и (111)BaF₂ с набором толщин слоев от 0.6 нм до 60 нм. Дополнительно были изготовлены несколько толстых двухслойных пленок EuS-PbS для сравнения с массивным EuS. Параметры исследованных структур приведены в Табл. 7.1. Для удобства толщина слоев приведена в количестве монослоев (МС).

Таблица 7.1

Параметры пленок и СР EuS-PbS.

Подложка	Толщина (в монослоях)		Число слоев	T _к , К
	d _{EuS}	d _{PbS}		
(001)KCl	2.0	59	10	10.27
(001)KCl	2.7	57	10	11.12
(001)KCl	5.0	59	10	11.94
(001)KCl	6.7	57	10	14.55
(001)KCl	10	52	10	15.81
(001)KCl	18	59	10	16.68
(001)KCl	22	52	20	16.47
(001)KCl	167	270	2	17.2
(001)KCl	201	152	2	17.3
(111)BaF ₂	1.7	51	10	8.7
(111)BaF ₂	2.3	50	10	9.4
(111)BaF ₂	2.9	45	10	10.2
(111)BaF ₂	4.4	51	10	11.1
(111)BaF ₂	5.8	50	10	11.7
(111)BaF ₂	8.7	45	10	13.8
(111)BaF ₂	16	51	10	12.6
(111)BaF ₂	23	50	10	12.5
(111)BaF ₂	203	161	2	13.6

Для измерений намагниченности M(T) как функции температуры в температурном интервале 2 - 30 К использовался криогенный сверхпроводящий квантовый интерференционный магнитометр (SQUID) с чувствительностью 10⁻⁷ эме. Обеспечивая магнитное поле вплоть до B = 6 Т этот прибор был не в состоянии

получить действительно нулевое магнитное поле в сверхпроводящей катушке. Для обеспечения контроля остаточного магнитного поля измерения выполнялись при фиксированном поле $B = 1$ мТ. Для исследования температурной зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$ использовался Lake Shore магнитометр. Измерения выполнялись в диапазоне температур 7 - 22 К и в поле $B = 10$ мкТ, изменяющемся с частотой $f = 995$ Гц. Во всех выше упомянутых экспериментах магнитное поле прикладывалось в плоскости структуры EuS-PbS, а коррекция для размагничивающего поля не применялась.

В дополнение к измерениям намагниченности и магнитной восприимчивости были проведены исследования ферромагнитного резонанса (FMR) с использованием Брюкеровского спектрометра ($f = 9.45$ ГГц), оборудованного низкотемпературным криостатом фирмы Оксфорд-прибор (Oxford Instruments). Поскольку данный прибор обеспечивает диапазон исследуемых температур от 4 до 300 К и магнитные поля до $B = 2$ Т, то он превосходно удовлетворяет требованиям для FMR исследований слоев EuS ($T_K^{\text{Bulk}} = 16.6$ К, максимальное размагничивающее поле около 1.5 Т).

Для исследования ферромагнитного фазового перехода температурная зависимость намагниченности $M(T)$ измерялась в слабом поле ($B = 1$ мТ). Критическая температура T_K определялась как температура, соответствующая точке перегиба на температурной зависимости намагниченности $M(T)$ (стрелочки на рис. 7.1). Применение различных методов для определения температуры Кюри (построение касательных, феноменологическая зависимость $M(T) \sim (T_K - T)^{1/2}$) дает такой же результат с точностью до десятых кельвина, что почти на порядок меньше величины изменений T_K , представленных в этой работе.

Все наши экспериментальные данные (температурная и магнитополевая зависимость намагниченности и магнитной восприимчивости, температурная и угловая зависимость ферромагнитного резонанса) ясно показывают ферромагнитный переход даже для СР с толщиной EuS около 2 нм. Однако наблюдается существенное различие температур ферромагнитного перехода для структур на подложках KCl и BaF₂ при одинаковых толщинах слоев (см. рис. 7.1), что может быть

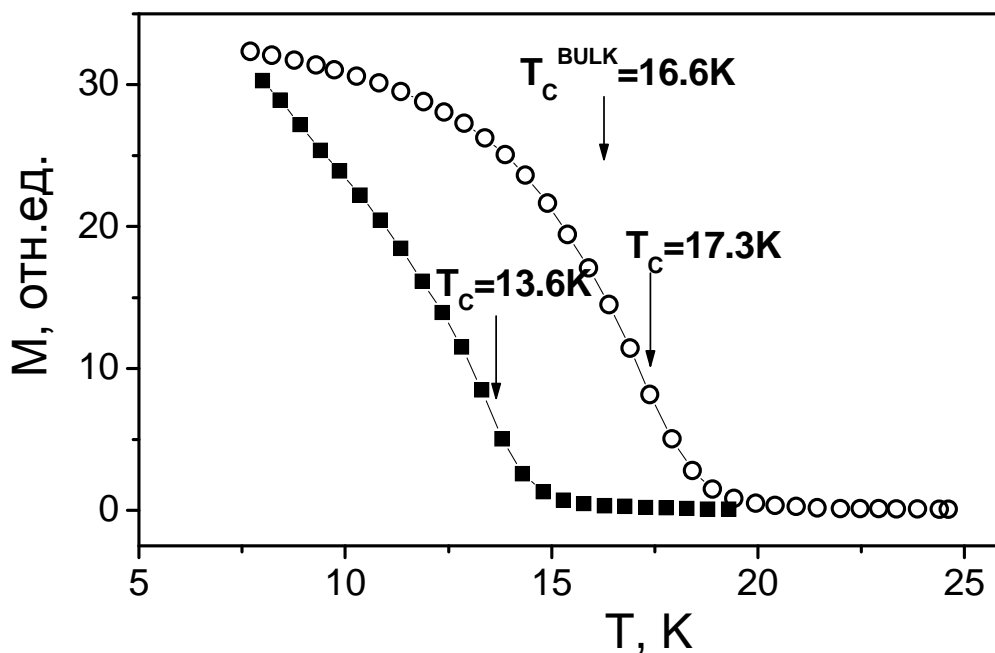


Рис. 7.1. Температурная зависимость намагниченности двухслойных пленок $\text{EuS}(201 \text{ MC})\text{-PbS}(152 \text{ MC})/(001)\text{KCl}$ (o) и $\text{EuS}(203 \text{ MC})\text{-PbS}(161 \text{ MC})/(111)\text{BaF}_2$ (■). Стрелками показаны положения T_c для каждой структуры (точки перегиба на кривых намагниченности), а также для массивного EuS (T_c^{bulk}).

связано с разными деформациями в системе пленка-подложка.

7.1.1. Влияние напряжений на ферромагнитный переход.

Для сравнения с нашими СР были проведены исследования толстых двухслойных пленок EuS-PbS ($d_{\text{EuS}} \sim 200 \text{ MC}$, см. Табл. 7.1), выращенных как на BaF_2 , так и на KCl подложках. Оказалось, что температуры ферромагнитного перехода T_c не совпадали с критической температурой для массивного EuS $T_c^{\text{bulk}} = 16.6 \text{ K}$. Кроме того, сдвиг критической температуры $\Delta T_c = T_c - T_c^{\text{bulk}}$ зависел от подложки. Для толстой двухслойной пленки EuS-PbS на KCl (100) ΔT_c составляет +1 К (т.е., возрастание критической температуры). И наоборот, для толстой двухслойной пленки EuS-PbS с подобными толщинами слоев, но на BaF_2 (111) ΔT_c составляет

- 3 К (т.е., уменьшение критической температуры). На рис. 7.1 представлены результаты для двух образцов на двух различных подложках. Наблюдаемый сдвиг критической температуры ΔT_K мы связываем с наличием напряжений в плоскости наших структур EuS-PbS. Эти напряжения изменяют расстояние Eu-Eu, что влияет на спин-спин обменный интеграл J_i и в конечном счете на изменение температуры ферромагнитного перехода T_K ($T_K \sim \sum z_i J_i$, где i соответствует номеру координатной сферы, а z_i числу магнитных соседей [340]). Следует ожидать, что противоположный знак ΔT_K для слоев EuS-PbS, выращенных на (100)KCl или на (111)BaF₂, соответствует противоположному знаку деформаций решеток.

Главными источниками напряжений для наших структур следует рассматривать следующие: несоответствие решеток EuS и PbS; различие коэффициентов термического расширения (КТР) подложек и пленок. В СР EuS-PbS есть небольшое несоответствие параметров решеток слоев ($f = 0.5\%$), что обуславливает возникновение псевдоморфных упругих деформаций слоев и соответствующее изменение магнитных свойств. При псевдоморфном росте эпитаксиальных пленок возникают однородные по толщине слоев псевдоморфные упругие деформации в плоскости слоев, компенсирующие их несоответствие. Эти деформации приводят к растяжению пленки с меньшим периодом решетки (PbS) и сжатию пленки с большим периодом решетки (EuS) и выравниванию их периодов до некоторого среднего. Величина деформаций такова, что сумма их абсолютных величин равна несоответствию:

$$\epsilon_{11}^{\text{PbS}} + \epsilon_{11}^{\text{EuS}} = f. \quad (7.1)$$

При равенстве толщин слоев PbS и EuS (пренебрегая небольшим различием их упругих модулей) можно считать их деформации равными по величине:

$$\epsilon_{11}^{\text{PbS}} = \epsilon_{11}^{\text{EuS}} = f/2. \quad (7.2)$$

Однако, как хорошо известно из оптических исследований (см. раздел 5), при низкой температуре для таких структур более важным источником напряжений является разница КТР (α) между подложкой и пленкой. Поскольку подложка, буфер PbS и СР упруго связаны друг с другом, то уменьшение температуры от температуры роста ($T_n = 523$ К) до температуры ферромагнитного фазового пере-

хода ($T_K = 10 - 20 \text{ K}$) должно приводить к возникновению несоответствия решеток из-за различия температурной зависимости КТР подложки и пленки. Был проведен расчет влияния напряжений от КТР для температурного интервала от $T_{\pi} = 523 \text{ K}$ до $T_K = 10 \text{ K}$ для двухслойной пленки EuS-PbS, выращенной на KCl и на BaF₂ (аналогично расчету в разделе 5.1). В наших вычислениях рассматривалась простая модель, предполагающая что (1) при температуре роста $T_{\pi} = 523 \text{ K}$ напряжения из-за несоответствия решеток между подложкой и буфером PbS полностью релаксированы, и (2) все напряжения из-за разницы КТР возникают при охлаждении образца (без возможности образования новых дефектов). Пренебрежительно малая роль релаксации напряжений от разницы КТР путем образования новых дефектов подтверждается отсутствием зависимости магнитных свойств EuS-PbS от количества термоциклов от комнатной температуры до жидкого гелия. Для структуры EuS-PbS на (100)KCl мы ожидаем следующей термической истории. КТР для KCl ($\alpha_{\text{KCl}} = 37 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ при $T = 300 \text{ K}$) существенно больше, чем КТР для PbS ($\alpha_{\text{PbS}} = 20 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ при $T = 300 \text{ K}$). Это означает, что с понижением температуры подложка KCl сжимается быстрее, чем буферный слой PbS и структура EuS-PbS, что приводит к двухосному сжатию (в плоскости) структуры, которое увеличивается с уменьшением температуры. В наших вычислениях мы учли температурную зависимость КТР подложки и КТР буферного слоя PbS. При понижении температуры от $T_{\pi} = 523 \text{ K}$ до $T = 10 \text{ K}$ возникает несоответствие решеток из-за разницы КТР (Δa^{α}) между уменьшением постоянной решетки KCl (Δa_{KCl}) и буфера PbS (Δa_{PbS}). Учитывая, что подложка ($\sim 1 \text{ мм}$) намного толще буфера ($\sim 0.1 \text{ мкм}$), предполагается, что практически все деформации из-за КТР сосредоточены в пленке. В этом случае постоянная решетки PbS при низкой температуре уменьшится на величину $\Delta a^{\alpha} = (\Delta a_{\text{KCl}} - \Delta a_{\text{PbS}}) < 0$. Такое "новое" значение постоянной решетки в плоскости структуры (a_{\parallel}) будут иметь как PbS ($a_{\parallel}^{\text{PbS}}$) так и EuS ($a_{\parallel}^{\text{EuS}}$). Наше приближение дает уменьшение постоянной решетки в плоскости структуры для EuS ($a_{\parallel}^{\text{EuS}}$) примерно на 1% по сравнению с массивным материалом a_0^{EuS} при $T = 10 \text{ K}$. Сопутствующая деформация решетки EuS вдоль нормального направления к межфазной плоскости (эффект Пуассона) определялась через простое соот-

ношение напряжений и деформаций для кубических кристаллов с граничными условиями нулевых напряжений в этом направлении и биаксиальных напряжений в плоскости. Используя эти вычисления было определено, что соотношение деформаций в плоскости к деформациям в перпендикулярном направлении составляет $\varepsilon_{\perp} / \varepsilon_{\parallel} = -0.17$.

В приближении молекулярного поля ферромагнитная критическая температура T_K для EuS связана с обменными интегралами J_{NN} (ближайшие соседи) и J_{NNN} (следующие ближайшие соседи) через следующее выражение:

$$\kappa_B T_K = \beta(12J_{NN} + 6J_{NNN}), \quad (7.3)$$

где $\beta = 2S(S+1)/3 = 10.5$ для ионов Eu. В наших расчетах изменение T_K связано с изменением расстояний между 12 NN магнитными ионами. Влияние 6 NNN не существенно, так как экспериментальные данные показывают, что в халькогенидах европия обменный интеграл J_{NNN} очень слабо зависит от величины постоянной решетки: $dJ_{NNN}(a)/da \approx 0$ [340]. В этом случае изменение T_K определяется:

$$\Delta T_K(a) = \beta(dJ_{NN}(a)/da)\Delta a_{eff}, \quad (7.4)$$

где $\Delta a_{eff} = [4\Delta a_{\parallel} + 8(\Delta a_{\perp}/2 + \Delta a_{\parallel}/2)]$ и $\Delta a_{eff} / \sqrt{2}$ является эффективным изменением расстояний для всех ближайших соседей (12 NN) для данного иона Eu [4 NN в (100) плоскости и 8 NN в соседних плоскостях], вызванным двумерным сжатием в плоскости структуры. В результате получим, что $\Delta a_{eff} = 7.32 \cdot \Delta a_0^{EuS}$, где Δa_0^{EuS} - разница между межплоскостным расстоянием в плоскости структуры a_{\parallel}^{EuS} и a_0^{EuS} - для ненапряженного массивного EuS (для сравнения в случае всестороннего объемного сжатия $\Delta a_{eff} = 12 \cdot \Delta a_0^{EuS}$). Меньшее значение для нашего случая (плосконапряженной деформации) связано с противоположными деформациями в перпендикулярном направлении ($\varepsilon_{\perp} / \varepsilon_{\parallel} < 0$). Данные для зависимости обменного интеграла от параметра решетки $dJ_{NN}(a)/da$ были взяты (предполагая, что $dJ_{NNN}(a)/da \approx 0$) из результатов исследований при помощи дифракции нейтронов всестороннего сжатия массивного EuS [340]. Для интервала межатомных расстояний, соответствующих нашему случаю, изменения T_K будут $dT_K(a)/da = -(133 \pm 7)$ К/Å. Используя результаты рассеивания нейтронов для $dT_K(a)/da$, а также расчи-

танные значения Δa_{eff} можно оценить сдвиг для структуры EuS-PbS на подложках (100)KCl относительно T_K массивного EuS, и в результате получаем $\Delta T_K^\alpha = +6.2$ К.

Следует заметить, что наше рассмотрение дает верхний предел для рассчитываемого результата, поскольку мы предполагали отсутствие какой-либо релаксации упругих деформаций, вызванных разницей КТР. Рассчитанное увеличение T_K больше наблюдаемых экспериментальных результатов (рис. 7.1). Это означает, что в процессе охлаждения от температуры роста до комнатной и далее упругие деформации могут частично релаксировать, например, путем образования новых дефектов решетки. Предварительные результаты рентгеновских исследований периода решетки (a_\perp) в направлении, перпендикулярном к плоскости роста (100) для СР EuS-PbS/ KCl показали, что при $T = 300$ К в данных пленках имеются деформации из-за КТР, которые мы ожидаем. Однако у нас нет данных о низкотемпературных рентгеновских исследованиях таких структур, которые могли бы дать прямые количественные данные о деформациях решетки.

Аналогично вышеизложенному можно рассчитать ΔT_K^f для свободных псевдоморфных пленок (без подложек KCl), когда единственным источником упругих деформаций будут псевдоморфные напряжения из-за несоответствия решеток EuS и PbS (при низких температурах). Для слоев с подобными упругими константами и равной толщины ($d_{\text{EuS}} = d_{\text{PbS}}$) деформация из-за несоответствия будет распределяться примерно поровну в каждом из слоев. Расчеты показывают, что свободная от подложки структура EuS-PbS должна иметь сдвиг кривой намагниченности $\Delta T_K^f = + 1.7$ К. Это означает, что T_K напряженной структуры на подложке EuS-PbS/KCl может сдвигаться до $+ 4.5$ К ($\Delta T_K^\alpha - \Delta T_K^f$) выше относительно T_K свободной от подложки структуры EuS-PbS. Результаты расчетов были проверены экспериментально (рис.7.2). Температурная зависимость магнитной восприимчивости $\chi(T)$ структуры EuS-PbS на подложке KCl сравнивалась с зависимостью $\chi(T)$ для того же образца без подложки (подложка удалялась растворением в дистиллированной воде). При измерениях свободная от KCl структура EuS-PbS

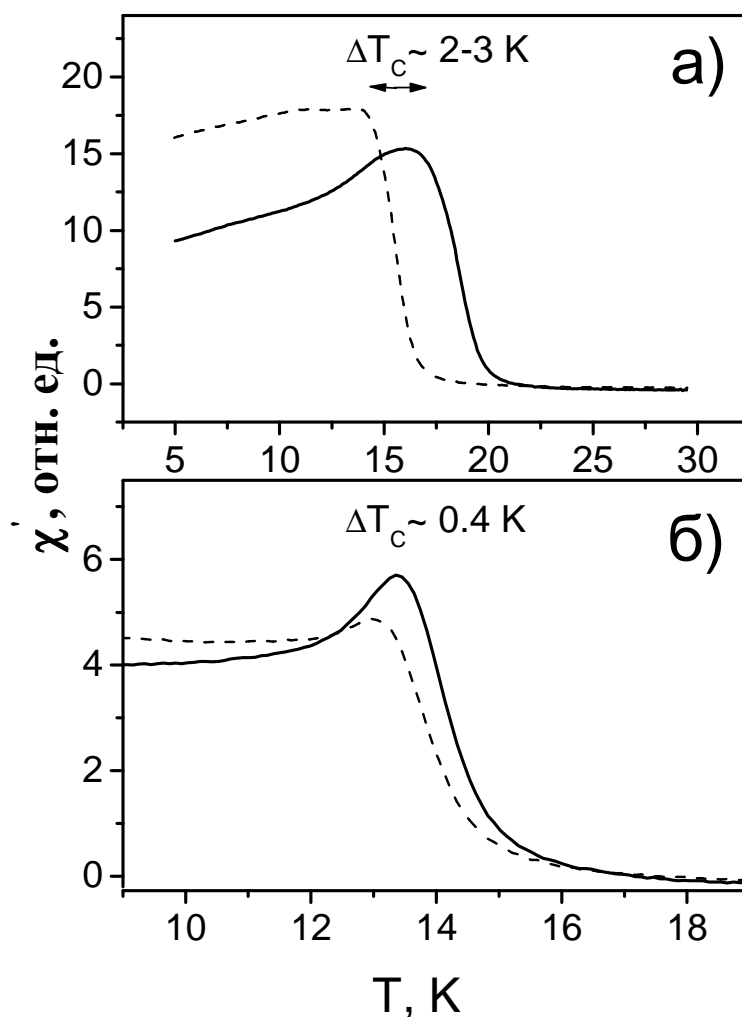


Рис. 7.2. Температурная зависимость магнитной восприимчивости для СР $\text{EuS-PbS}/(001)\text{KCl}$ (а) и $\text{EuS-PbS}/(111)\text{BaF}_2$ (б). Сплошными линиями показаны измерения на подложках, а пунктирными - без подложек.

удерживалась на стеклянной подложке слабыми силами Ван-дер-Вальса, и деформациями в системе пленка-подложка можно было пренебречь. Как видно на рис. 7.2,а, удаление подложки KCl приводит к уменьшению температуры ферромагнитного перехода T_c . Кривые смещены относительно друг друга на 2-3 К, как и ожидалось при действии деформаций из-за разницы КТР пленки и подложки.

Несколько другая ситуация будет для структур EuS-PbS на подложках BaF_2 . КТР BaF_2 ($\alpha_{\text{BaF}_2} = 18 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ при $T = 300 \text{ K}$) слегка меньше, чем для PbS ($\alpha_{\text{PbS}} = 20 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ при $T = 300 \text{ K}$). Это означает, что при охлаждении на буфер PbS в плоскости межфазной границы будут действовать растягивающие напряжения. Расчеты межатомных расстояний Eu-Eu в плоскости (111) проводились

аналогично как для случая на KCl. Однако следует заметить, что, несмотря на такие растягивающие напряжения от подложки BaF_2 , слой EuS находится также под действием сжимающих напряжений из-за решеточного несоответствия EuS-PbS ($a_{\parallel}^{\text{EuS}}$ на 0.25% меньше, чем a_0^{EuS} для массивного EuS). Деформация элементарной ячейки EuS в плоскости (111) будет составлять $\Delta a_{\text{eff}} = 5 \cdot \Delta a_0^{\text{EuS}}$. Следует отметить, что соотношение между деформациями в межфазной плоскости и перпендикулярными в данном случае составляют $\epsilon_{\perp}/\epsilon_{\parallel} = 0.75$. По сравнению с массивным EuS рассчитанный сдвиг T_c для структуры EuS-PbS на BaF_2 будет $\Delta T_K = +0.7$ К, а для свободной структуры EuS-PbS(111) $\Delta T_K = +0.8$ К. Примерно такого порядка сдвиг T_c наблюдается экспериментально (рис. 7.2,б).

Такой анализ влияния деформаций на магнитные свойства структур EuS-PbS указывает на важную роль этого эффекта и объясняет наблюдаемое увеличение критической температуры наших структур на KCl по сравнению с массивным EuS. Показано, что данный эффект можно весьма наглядно продемонстрировать экспериментально. Проведенный анализ для структур EuS-PbS/(111) BaF_2 указывает на менее существенное влияние деформаций на межспиновые расстояния и критическую температуру. Однако эффект термических напряжений не объясняет экспериментально наблюдаемое снижение температуры Кюри свободных толстых слоев EuS-PbS по сравнению с массивным EuS. Возможно это связано с какими-либо химическими изменениями в слоях EuS (например, нестехиометрия и т.п.).

Таким образом, для структур на KCl в качестве массивного значения T_c необходимо рассматривать T_K для толстых слоев EuS ($T_K^{\text{bulk}} = 17.3$ К), а для структур на BaF_2 $T_K^{\text{bulk}} = 13.6$ К, как для толстых пленок EuS на BaF_2 .

7.1.2. Зависимость температуры ферромагнитного перехода от толщины слоев.

Магнитные свойства двух серий СР EuS-PbS на (100)KCl и (111) BaF_2 изучались как функция толщины (d_{EuS}) ферромагнитного слоя EuS при ее изменении от

2 до 24 монослоев (МС). Во всех СР слои PbS были относительно толстыми ($d_{\text{PbS}} \approx 50$ МС) и поэтому наша система может рассматриваться как состоящая из тонких невзаимодействующих магнитных слоев. Толщина слоя PbS была практически одинаковая для всех исследованных структур (см. Таб. 7.1). Температурная зависимость намагниченности $M(T)$ в слабых полях ($B = 1$ мТ) ясно показывает наличие фазового перехода парамагнетик-ферромагнетик. На рис. 7.3 представлены

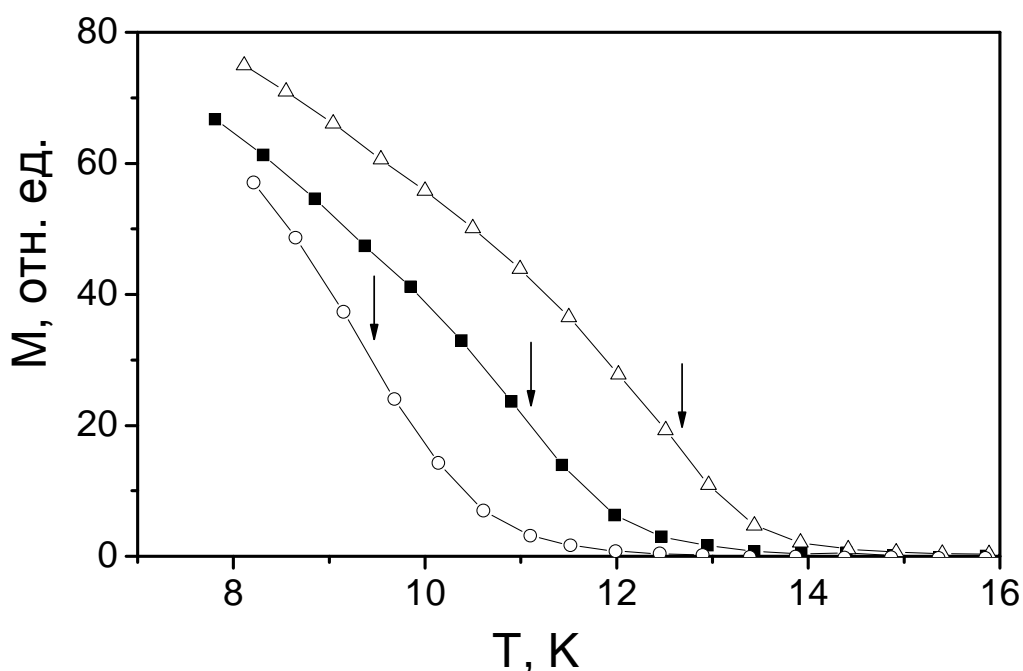


Рис. 7.3. Температурная зависимость намагниченности СР EuS-PbS/(111)BaF₂ с толщинами слоев $d_{\text{EuS}} = 3$ МС (o), 4 МС (■) и 16 МС (Δ). Толщина слоев $d_{\text{PbS}} = 50$ МС для всех СР. Стрелками показаны положения T_K для каждой структуры (точки перегиба на кривых намагниченности).

результаты для трех структур, выращенных на подложках BaF₂. Ясно видно, что температура ферромагнитного перехода T_K зависит от толщины магнитного слоя EuS. На рис. 7.4 показана зависимость $T_K(d_{\text{EuS}})$ от толщины ферромагнитного слоя для обеих серий исследованных структур EuS-PbS. В Табл.7.1 приведены также данные для толстой двухслойной пленки EuS(~200 ML)-PbS(~150 ML).

Зависимость $T_K(d_{\text{EuS}})$ имеет одинаковых характер для обеих серий структур.

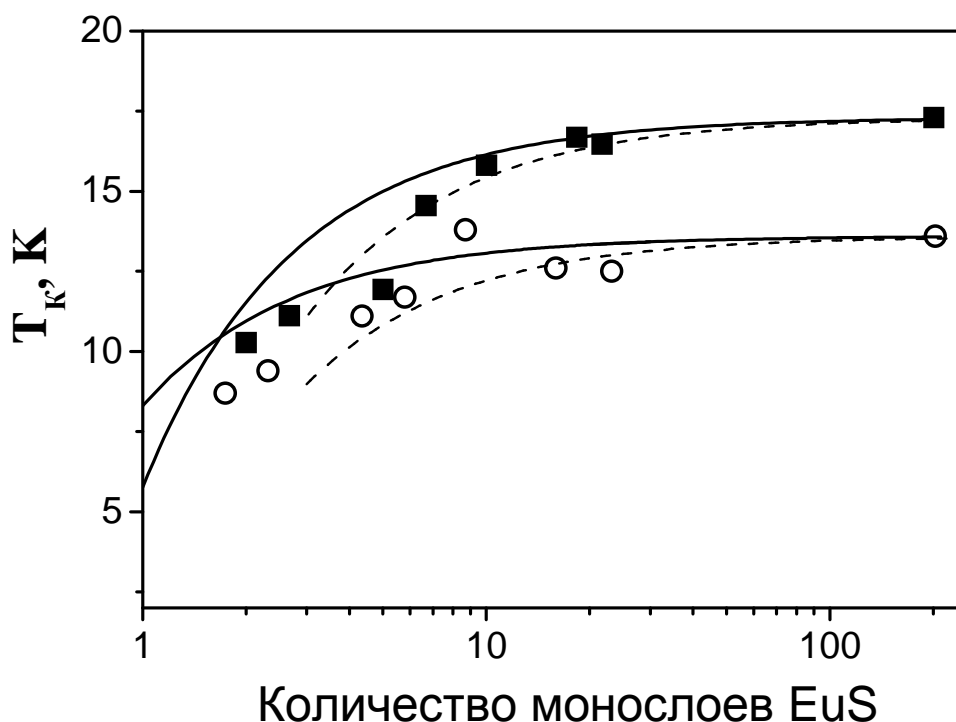


Рис. 7.4. Зависимость температуры Кюри от толщины слоев EuS для CP EuS-PbS/(111)BaF₂ (o) и EuS-PbS/(001)KCl (■). Сплошными линиями показаны расчетные зависимости при резких межфазных границах, пунктирными - при величине перемешанных зон на межфазных границах ~ 2 монослоев.

Однако температуры перехода для структур EuS-PbS на BaF₂ и KCl сдвинуты относительно друг друга примерно на 4 К. Этот эффект связан с наличием термически индуцированных напряжений в системе пленка-подложка (см. предыдущий раздел). Для структур с толщиной слоев EuS более 10 МС, значение T_K остается приблизительно постоянным (в пределах точности определения T_K , которая составляет $\pm 1/4$ К) и соответствует T_K полумассивного EuS (толстая двухслойная пленка) на подложках BaF₂ или KCl.

Для структур с более тонкими слоями EuS (< 10 МС) наблюдается уменьшение T_K с уменьшением толщины слоя EuS (рис.7.4). Мы связываем этот эффект прежде всего с уменьшением среднего числа магнитных соседей для магнитных ионов, размещенных вблизи межфазной границы. Даже при резких межфазных границах в EuS-PbS спины магнитных атомов вблизи границы имеют

меньшее окружение из магнитных соседей, чем в объеме слоя EuS. Наличие какого-либо перемешивания на межфазной границе будет приводить к еще большему уменьшению среднего числа магнитных соседей. Этот результат непосредственно наблюдался, например, при исследовании межфазной границы Co-Cu [341].

Рассмотрим этот эффект, используя так называемую модель "потерянной связи" [333] в приближения среднего поля. В этой модели, $k_B T_K$ просто пропорционально полной энергии ферромагнитного состояния: $k_B T_K \approx \sum z_i J_i S^2$.

В этом приближении, температура фазового перехода $T_K^{(n)}$ для слоя содержащего n монослоев EuS будет нормирована на среднее число магнитных соседей z_i :

$$T_K^{(n)} = T_K^{\text{bulk}} (z_1 J_{\text{NN}} + z_2 J_{\text{NNN}}) / (12 J_{\text{NN}} + 6 J_{\text{NNN}}), \quad (7.5)$$

где z_1 и z_2 являются средними числами ближайших соседей (связанных обменным интегралом J_{NN}) и следующих ближайших соседей (связанных обменным интегралом J_{NNN}), соответственно, которые зависят от числа n монослоев EuS в слое.

Зависимость $T_K(d_{\text{EuS}})$ была проанализирована отдельно для серии CP EuS-PbS на подложках KCl и BaF₂. В качестве T_K^{bulk} рассматривалась критическая температура соответствующей полумассивной (напряженной) пленки EuS, которая была определена экспериментально для образцов с толстыми слоями EuS (Табл. 7.2). Число магнитных соседей z_1 (и z_2) было рассчитано для ионов Eu, расположенных в каждом монослое n слоя EuS. Среднее число магнитных соседей $z_1(n)$ и $z_2(n)$ зависит от толщины слоя EuS и от профиля перемешанной зоны на межфазной границе. Например, ион Eu, расположенный вблизи резкой межфазной границы (001), имеет только 8 NN и 5 NNN, а не 12 NN и 6 NNN (как для иона в середине массивного слоя EuS), а для ориентации (111) будет 6 NN и 3 NNN. Для перемешанной межфазной границы среднее число магнитных соседей было рассчитано с учетом случайного распределения ионов Eu по местоположениям катионной подрешетки. Таким образом, расчетное значение критической температуры будет определяться выражением:

$$T_K^{(n)} = T_K^{\text{bulk}} (1 - c/n), \quad (7.6)$$

где c является цифровым параметром.

Для расчетов использовались следующие значения обменных интегралов [322,328]: $J_{NN}/k_B = + 0.22$ К и $J_{NNN}/k_B = - 0.10$ К. На рис. 7.4 приведены результаты расчетов, выполненные в данном приближении (7.6) для резких межфазных границ EuS-PbS (сплошные линии) и для перемешанных границ (пунктирная линия) для обоих типов образцов (на KCl и на BaF₂). Следует отметить, что эта простая модель обеспечивает удовлетворительное описание экспериментальных данных при учете перемешанной зоны не более 2 МС. Это находится в хорошем согласии с рентгеновскими исследованиями процессов взаимодиффузии в структурах PbS-EuS, которые указывают на низкий коэффициент взаимодиффузии слоев и резкую границу раздела порядка 1-2 МС (см. раздел 4). Следует заметить, что в расчетах, представленных на Рис. 7.4, подгоночным параметром был только профиль перемешанной зоны.

Известно, что в псевдоморфных структурах величина псевдоморфной деформации слоев обратно пропорциональна их толщине. Поскольку в наших образцах соотношение $d_{\text{EuS}}/d_{\text{PbS}}$ не постоянно, то можно ожидать небольшого вклада в зависимость $T_K(d)$ изменений псевдоморфных деформаций с изменением толщины EuS, которым мы пренебрегли в наших расчетах. Плоские сжимающие деформации слоя EuS (из-за несоответствия периодов EuS и PbS) могли бы только увеличиваться с уменьшением толщины слоя EuS, что должно приводить к небольшому возрастанию T_K , т.е., результат будет противоположным предсказанию расчетов и экспериментальным наблюдениям. Однако можно не учитывать влияние псевдоморфных напряжений из-за их малого значения, но в то же время необходимо учитывать более сильные напряжения, возникающие в системе пленка-подложка из-за различия их КТР.

Такой анализ толщинной зависимости температуры Кюри $T_K(d_{\text{EuS}})$ CP EuS-PbS, представленный выше, основан на приближении молекулярного поля. Такой подход оказался успешным как для наших CP, так и для других ферромагнитных ультратонких систем [342-343]. Однако описание ферромагнитного перехода в

приближении среднего поля для низкоразмерных магнитных систем с короткодействующими взаимодействиями может рассматриваться только как первое приближение к теоретическому анализу этого перехода [344-346].

7.1.3. Магнитная анизотропия.

Одной из важнейших характеристик ферромагнетиков является магнитная анизотропия, исследования которой проводят при помощи ферромагнитного резонанса (FMR) [347]. СР EuS-PbS, выращенные на подложках (001)KCl и (111)BaF₂, были также исследованы при помощи FMR. Первоначальной целью этих измерений было определить зависимость магнитной анизотропии от толщины слоя EuS. Исследовалась температурная зависимость положения FMR линии как для конфигурации магнитного поля параллельно ($H_{//}$) слоям СР, так и для поля перпендикулярно слоям (H_{\perp}). При температурах $T < T_K$ также исследовалась угловая зависимость положения резонансной линии. Из анализа температурной зависимости для $H_{//}$ и H_{\perp} определена температура ферромагнитного перехода T_K , которая соответствует результатам, изложенным в предыдущих разделах. Поскольку контроль температуры в FMR экспериментах хуже, чем для SQUID'а или при измерениях магнитной восприимчивости, а также учитывая достаточно сильное внешнее магнитное поле при FMR, то данные для зависимости $T_K(d_{EuS})$ могут рассматриваться лишь как дополнительное подтверждение результатов, показанных на рис. 7.4.

Из анализа угловой зависимости положения линии FMR мы определили эффективную намагниченность и константу магнитной анизотропии (K) слоев EuS. Уменьшение эффективной намагниченности тонких слоев по сравнению с массивными кристаллами связано с увеличением влияния приповерхностных слоев. Зависимость константы магнитной анизотропии от толщины слоев EuS представлена на рис. 7.5. Видно, что разделение объемной (K_v) и поверхностной (K_s) анизотропии может быть получено при построении зависимости K_d от d . Экспериментальные точки хорошо описываются соотношением:

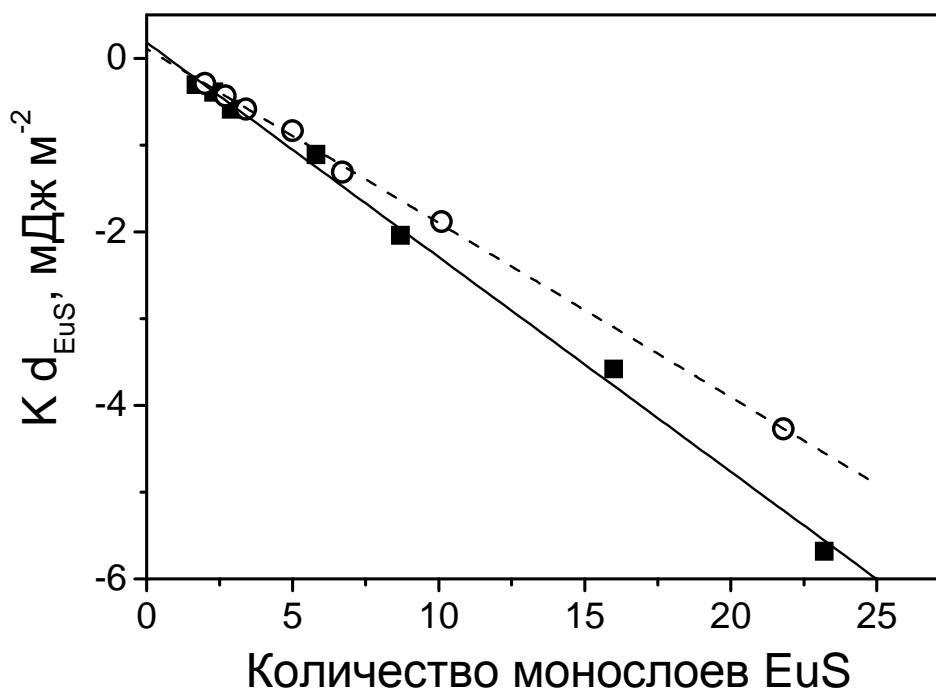


Рис. 7.5. Зависимость магнитной анизотропии от толщины слоев EuS для СР EuS-PbS/(111)BaF₂ (■) и EuS-PbS/(001)KCl (○).

$$K(d) = K_v + 2K_s / d, \quad (7.7)$$

где K_v - объемная анизотропия, K_s - поверхностная анизотропия.

Для структур EuS-PbS на KCl коэффициент анизотропии будет $K_v = -0.67(\pm 0.02)$ МДж м⁻³ и $K_s = 0.05(\pm 0.02)$ МДж м⁻², а для случая BaF₂ $K_v = -0.71(\pm 0.03)$ МДж м⁻³ и $K_s = 0.08(\pm 0.03)$ МДж м⁻².

Следует заметить, что для СР EuS-PbS поверхностная составляющая анизотропии становится преимущественной только при экстремально тонких слоях EuS (< 0.2 нм). Поскольку эта толщина меньше одного монослоя, можно предположить, что СР EuS-PbS будут всегда намагничиваться в плоскости слоев. Таким образом, данные экспериментальные результаты ясно показывают, что для СР EuS-PbS главным источником магнитной анизотропии является объемная анизотропия формы, возникающая из диполь-дипольных взаимодействий и приводящая к намагниченности в плоскости слоев EuS. Вклад магнитной анизотропии $K_s \sim 1/d$ (поверхностная анизотропия) возникает из-за понижения

симметрии магнитных слоев на межфазной границе. Биаксиальные термически индуцированные напряжения вызывают небольшие искажения кубической решетки EuS, вызывая тетрагональность для слоев в ориентации (001) и тригональность для слоев в ориентации (111). Поскольку в наших структурах основным источником напряжений являются термически индуцированные деформации, мы не ожидаем, что вклад $1/d$ связан с магнитоупругими эффектами [342]. Такой механизм вклада в объемную анизотропию может частично объяснить малое отличие объемной составляющей для слоев, выращенных на разных подложках. Большой вклад поверхностной анизотропии, наблюдаемый для структур на BaF_2 , по сравнению со структурами на KCl, находится в хорошем соответствии с нашим предположением о более низкой симметрии слоев EuS на межфазной границе (111) по сравнению с (001).

Следует также отметить, что анализ ширины линий FMR может быть индикатором качества слоев. Для наших структур ширина пика $H_{//}$ резонанса составляла $\Delta H_p \approx 300\text{-}500$ Гс для структур на KCl и $\Delta H_p \approx 400\text{-}600$ Гс для BaF_2 . Этот результат свидетельствует о более хорошем качестве (магнитном) структур на KCl. Ширина линий FMR для EuS-PbS структур больше по сравнению с другими ферромагнитными материалами, такими например как многослойки Co-Cu [99].

Для получения информации о магнитной анизотропии в плоскости слоев исследовалась угловая зависимость положения линий FMR при магнитном поле, направленном вдоль различных кристаллографических направлений в плоскости слоев. Однако, результаты показали, что поле анизотропии в плоскости слоев меньше ширины линий FMR, т.е. около 100-200 Гс.

Таким образом, исследования ферромагнитного перехода в СР EuS-PbS показали, что слои EuS становятся ферромагнитными даже при очень малых толщинах (~ 2 монослоев). Для толстых слоев ($d_{\text{EuS}} > 4$ нм) температура Кюри (T_K) составляет 13.6 К (для СР на BaF_2) и 17.3 К (для СР на KCl), что отличается от массивного EuS (16.6 К). Показано, что такой сдвиг T_K связан, в основном, с действием термически индуцированных напряжений из-за различия температурных коэффициентов расширения подложек и пленок. Для тонких слоев ($d_{\text{EuS}} < 3$ нм) наблюдается

постепенное уменьшение T_K (до 8 K) с уменьшением толщины слоев (до 0.4 нм). Такая зависимость температуры Кюри от толщины слоев EuS связана с уменьшением среднего числа магнитных соседей для магнитных ионов, размещенных вблизи межфазной границы.

По угловым и температурным зависимостям линий ферромагнитного резонанса определены константы магнитной анизотропии (K_{EuS}) для CP на подложках BaF₂ и KCl. Установлено, что зависимость K_{EuS} от толщины слоев (d_{EuS}) соответствует известной зависимости $K(d_{EuS}) = K_V + 2K_S/d_{EuS}$ с доминирующей ролью объемной составляющей K_V (анизотропия формы), что приводит к намагниченности в плоскости слоев EuS. Оценка экспериментальных данных показывает, что намагниченность слоев в перпендикулярном направлении возможна только при толщинах слоев $d_{EuS} < 0.2$ нм, что меньше одного монослоя.

7.2. Взаимодействие магнитных слоев в сверхрешетках

Как было отмечено ранее, для магнитных многослойных структур наиболее интересными являются эффекты, связанные с взаимодействием магнитных слоев через немагнитные прослойки. Для металлических магнитных структур установлено, что межслоевое обменное взаимодействие обусловлено квантовой интерференцией электронов проводимости в слоистых структурах и их высокой концентрацией [266-270]. Возможность такого взаимодействия для полупроводниковых ферромагнитных структур до настоящего времени оставалась под вопросом, поскольку полупроводники имеют концентрации носителей заряда на 2-3 порядка меньше, чем металлы. Поэтому в данной работе была поставлена задача исследования возможности такого взаимодействия и его основных закономерностей на примере многослойных структур с EuS, которые продемонстрировали наличие ферромагнитного перехода в тонких слоях CP EuS-PbS (см. раздел 7.1).

7.2.1. Дифракция нейтронов для CP EuS-PbS.

Дифракция нейтронов - наиболее мощный метод исследования многослойных магнитных структур, обеспечивающий прямое, независимое от рассматриваемой модели, исследование спиновой структуры магнитных слоев [43-44]. Такая информация не может быть получена никакими другими экспериментальными методами. Потенциал метода дифракции нейтронов может быть существенно увеличен за счет использования поляризованных нейтронов [44-45], что позволяет разделить магнитную и ядерную составляющие их рассеяния. Для ферромагнитных периодических структур дифракция нейтронов позволяет не только установить наличие или отсутствие межслоевого обменного взаимодействия, но и различать упорядочение намагниченностей соседних магнитных слоев в параллельной или антипараллельной ориентации (см. раздел 2.6) [46]. Для исследования очень тонких ферромагнитных многослойных структур наилучшим методом является нейтронная рефлектометрия (малоугловое рассеяние нейтронов) [44-46, 348], имеющая более высокую чувствительность (более высокую интенсивность магнитного рассеяния) по сравнению с высокоугловой (брэгговской) дифракцией. Поэтому в данной работе для исследования наших магнитных сверхрешеток использовали нейтронную рефлектометрию.

Для нейтронных исследований были изготовлены CP EuS-PbS/(001)KCl с набором толщин немагнитных слоев PbS от 0.4 нм до 60 нм и с толщинами магнитных слоев EuS в пределах 3 - 8 нм.

Нейтронная рефлектометрия (длина волны нейтронов $\lambda = 0.475$ нм) CP проводилась при температурах от 4 К до 40 К и в магнитных полях от 0 до 900 Э (магнитное поле вдоль слоев CP). Результаты нейтронной дифракции показывают (рис. 7. б), что для CP EuS-PbS при температурах выше температуры Кюри для EuS вблизи первичного пучка наблюдаются структурные рефлексы, соответствующие периоду CP.

При температурах ниже T_k в отсутствие внешнего магнитного поля на рефлектограммах кроме структурных рефлексов появляются дополнительные АФМ-

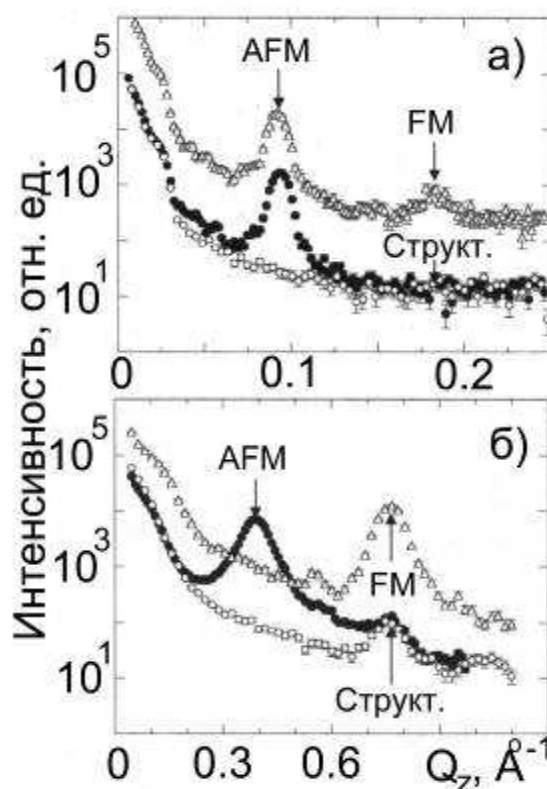


Рис. 7.6. Нейтронные рефлектограммы CP EuS(3 нм)-PbS(0.45 нм)/(001)KCl (а) и EuS(6 нм)-PbS(2.3 нм)/(001)KCl (б) при $T = 35$ К, $H = 0$ Э (о), $T = 4.3$ К, $H = 0$ Э (●) и $T = 4.3$ К, $H = 185$ Э (Δ).

пики, расположенные между структурными. Положение AFM-пигов соответствует удвоенному периоду CP и является прямым доказательством (см. рис. 2.3) антиферромагнитного (AFM) упорядочения магнитных слоев (намагниченности соседних слоев EuS направлены в противоположном направлении). Такие AFM-пики наблюдаются для всех CP EuS-PbS с толщинами немагнитных прослоек PbS от 0.4 нм до 50 нм.

Приложение внешнего магнитного поля, параллельного слоям CP, приводит к уменьшению интенсивности AFM-пигов и их полному исчезновению в полях $\sim 100 - 700$ Э. При этом происходит увеличение интенсивности структурных рефлексов - появляется дополнительная магнитная составляющая (FM), соответствующая ферромагнитному упорядочению слоев EuS. Внешнее магнитное поле поворачивает намагниченности всех слоев EuS в одном направлении (по полю).

Выключение внешнего магнитного поля проявляется по-разному для CP с разной толщиной немагнитной прослойки PbS. При очень малой толщине

прослойки ($d_{\text{PbS}} < 1.0$ нм) выключение внешнего магнитного поля приводит к полному восстановлению AFM-пигов. Для более толстых прослоек ($d_{\text{PbS}} > 1.5$ нм) выключение внешнего магнитного поля приводит лишь к частичному восстановлению AFM-пигов (чем больше толщина PbS, тем меньшая часть интенсивности AFM-пигов восстанавливается). Включение магнитного поля в обратном направлении сначала увеличивает интенсивность AFM-пигов, а затем (при дальнейшем увеличении поля) снова их уменьшает. Т.е. при смене знака магнитного поля для толстых прослоек наблюдается гистерезисная зависимость интенсивности AFM-пигов (см., например рис. 7.10). Более подробно полевая зависимость интенсивности AFM-пигов для СР с толщинами прослоек PbS, равными 0.45 нм, 1.0 нм и 2.3 нм, показана на рис. 7.7. Процедура измерения начинается для образцов в нулевом магнитном поле. Затем внешнее магнитное поле (парал-

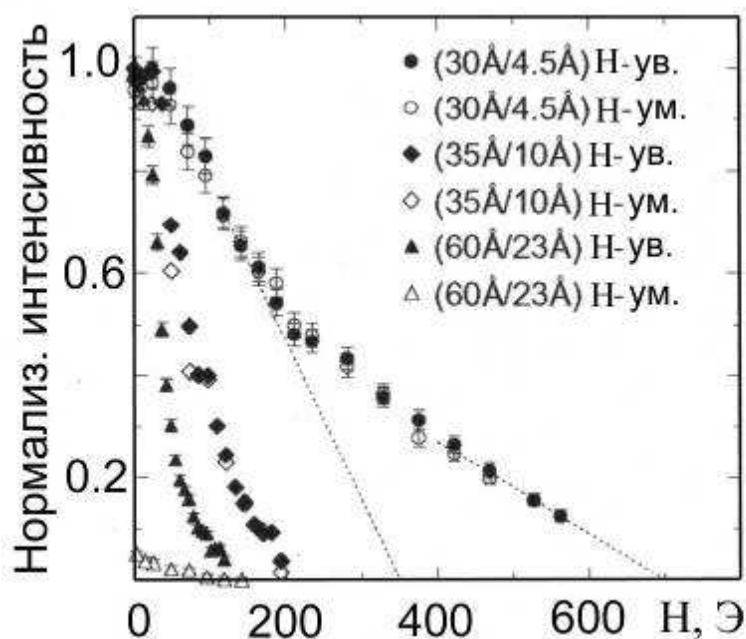


Рис. 7.7. Зависимость нормализованной интенсивности AFM-пигов для СР EuS(3 нм)-PbS(0.45 нм)/(001)KCl (○,●); EuS(3.5 нм)-PbS(1.0 нм)/(001)KCl (◇,◆) и EuS(6 нм)-PbS(2.3 нм)/(001)KCl (△,▲). Зачерненные символы показывают зависимость при увеличении магнитного поля, а пустые - при его уменьшении.

лельное слоям CP) постепенно увеличивается до полного исчезновения AFM-пиков, а затем постепенно уменьшается до нуля.

Из рисунка видно, что разная толщина прослойки PbS требует разной величины внешнего магнитного поля для полного исчезновения AFM-пика: $d_{\text{PbS}} = 0.45$ нм ($H_c \approx 700$ Э); $d_{\text{PbS}} = 1.0$ нм ($H_c \approx 200$ Э); $d_{\text{PbS}} = 2.3$ нм ($H_c \approx 75$ Э). Видно, что для CP с толщинами $d_{\text{PbS}} = 0.45$ нм и 1.0 нм AFM-пики являются восстанавливаемыми (при выключении внешнего поля) - т.е. восстанавливается антипараллельная ориентация намагниченностей соседних слоев EuS. Для CP с толщиной прослойки $d_{\text{PbS}} = 2.3$ нм AFM-пик не восстанавливается при выключении внешнего поля, т.е. ориентация намагниченностей слоев EuS остается параллельной.

Таким образом, наблюдаемые в CP EuS-PbS эффекты однозначно указывают на наличие существенного антиферромагнитного обменного взаимодействия слоев EuS через диамагнитные прослойки PbS. Количественные оценки энергии этого взаимодействия (E_{AFM}), что важно для понимания его механизма, могут быть получены из исследования полевых зависимостей AFM-FM переходов (рис. 7.7).

Такие исследования показывают, что другим важным фактором в этих процессах может быть энергия анизотропии (E_A). Восстанавливаемость AFM-пика для CP с $d_{\text{PbS}} < 1.5$ нм свидетельствует о том, что для такого диапазона толщины прослоек PbS величина энергии антиферромагнитного обменного взаимодействия больше энергии анизотропии ($E_{\text{AFM}} > E_A$). Для более толстых прослоек ($d_{\text{PbS}} > 2$ нм) энергия анизотропии больше энергии обменного взаимодействия, что приводит к "замораживанию" FM конфигурации намагниченностей соседних слоев EuS после выключения внешнего магнитного поля. Для CP с тонкими прослойками ($d_{\text{PbS}} < 1.5$ нм) можно сделать грубую оценку энергии AFM-взаимодействия по величине внешнего магнитного поля, необходимого для полного исчезновения AFM-пика, используя известное выражение [349]:

$$J_1 = M_s H_c d / 4, \quad (7.8)$$

где: M_s - намагниченность насыщения EuS; d - толщина слоя EuS.

Как видно из рис. 7.7 для СР с $d_{\text{PbS}} = 0.45$ нм имеется два участка на полевой зависимости интенсивности АФМ-пика, каждый из которых соответствует своему критическому полю H_c (700 Э и 350 Э). Поскольку данная усредненная толщина ($d_{\text{PbS}} = 0.45$ нм) соответствует 1.5 монослоя, то такую СР можно представить как набор двух СР с толщинами PbS в 1 и 2 монослоя, соответственно. Поэтому, критическое поле 700 Э соответствует участкам СР с толщиной PbS в 1 монослой, а поле 350 Э соответствует участкам СР с толщинами PbS в 2 монослоя. Таким образом, мы имеем три значения величины критического магнитного поля для трех толщин прослойки PbS: 700 Э (для 1 монослоя); 350 Э (для 2 монослоев) и 200 Э (для 3 монослоев). Оценка энергии АФМ-взаимодействия (формула 7.8) дает для них величины 0.063 мДж/м²; 0.031 мДж/м² и 0.019 мДж/м², соответственно. Расчеты для таких СР в трехмерном приближении сильной связи (когда обменное взаимодействие осуществляется валентными электронами) по модели Блиновски-Кацман [350-351] дают значения энергии АФМ-взаимодействия на порядок больше ($J_1 = 0.77$; 0.33 ; 0.18 мДж/м²). Это означает, что данная модель только качественно (знак взаимодействия) соответствует нашим СР, хотя для СР с антиферромагнитными слоями EuTe-PbTe она достаточно хорошо соответствовала экспериментальным результатам [350]. Более того, расчеты данной модели (Б-К) предсказывают быстрое затухание АФМ-взаимодействия с увеличением толщины прослоек ($d_{\text{PbS}} > 3$ нм), что не соответствует экспериментальным данным. Исследования СР с толстыми прослойками показали, что АФМ упорядочение намагниченностей соседних слоев EuS наблюдается при отсутствии внешнего магнитного поля при толщинах PbS вплоть до 50 нм (рис. 7.8), что не объясняется ни одной из существующих теоретических моделей.

Например, дипольный механизм обменного взаимодействия [352], который работает в многослойных структурах с субмикронными размерами магнитных доменов и при котором сила обменного взаимодействия слабо зависит от толщины немагнитной прослойки, по величине взаимодействия подходит для наших СР в диапазоне толщин прослоек $d_{\text{PbS}} = 5-10$ нм. Однако он совершенно не

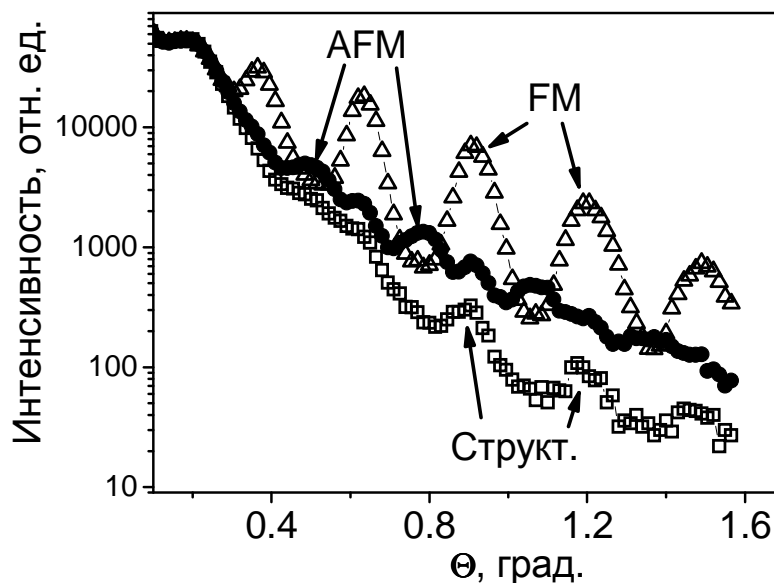


Рис. 7.8. Нейтронные рефлектограммы СР EuS(4 нм) - PbS(40 нм)/(001)KCl при $T = 35$ К, $H = 0$ Э (□), $T = 4.3$ К, $H = 0$ Э (●) и $T = 4.3$ К, $H = 185$ Э (Δ).

может объяснить резкое увеличение AFM-взаимодействия, наблюдаемого экспериментально при уменьшении толщин прослоек $d_{\text{PbS}} < 3$ нм.

Одним из путей, которые могут помочь в решении проблемы поиска механизма обменного взаимодействия в полупроводниковых ферромагнитных СР, могут быть эксперименты с изменением материала немагнитной прослойки. Поэтому в данной работе были проведены исследования для СР EuS-PbS, при изготовлении которых использовалась разная шихта PbS, что обеспечивало изменение концентрации носителей заряда в прослойках от 10^{18} до 10^{20} см⁻³, а также смену их типа (n и p). Однако эксперименты показали, что ни изменение концентрации носителей, ни изменение их знака существенного влияния на обменное взаимодействие в СР EuS-PbS не оказали.

7.2.2. Дифракция нейтронов для СР EuS-YbSe.

Более существенным изменением прослойки может быть использование другого материала, сильно отличающегося от узкозонного вырожденного полу-

проводника PbS ($E_g = 0.41$ эВ). Одним из таких материалов может быть диамагнитный широкозонный полупроводник YbSe (см. Табл. 3.1), имеющий большую запрещенную зону (2.0 эВ) и являющийся практически полуизолятором (концентрация носителей менее 10^{16} см $^{-3}$). Имея очень близкий к EuS параметр решетки ($a_0 = 0.5879$ нм), YbSe позволяет создавать СР из данных материалов с очень тонкими немагнитными прослойками.

Для нейтронных исследований была изготовлена серия СР EuS-YbSe с набором прослоек YbSe толщиной от 1 нм до 8 нм (толщина EuS составляла 4 - 6 нм). Результаты нейтронной дифракции показывают (рис. 7. 9), что для СР EuS-YbSe при температурах выше температуры Кюри (T_K^{EuS}) вблизи первичного пучка наблюдаются структурные рефлексы, соответствующие периоду СР.

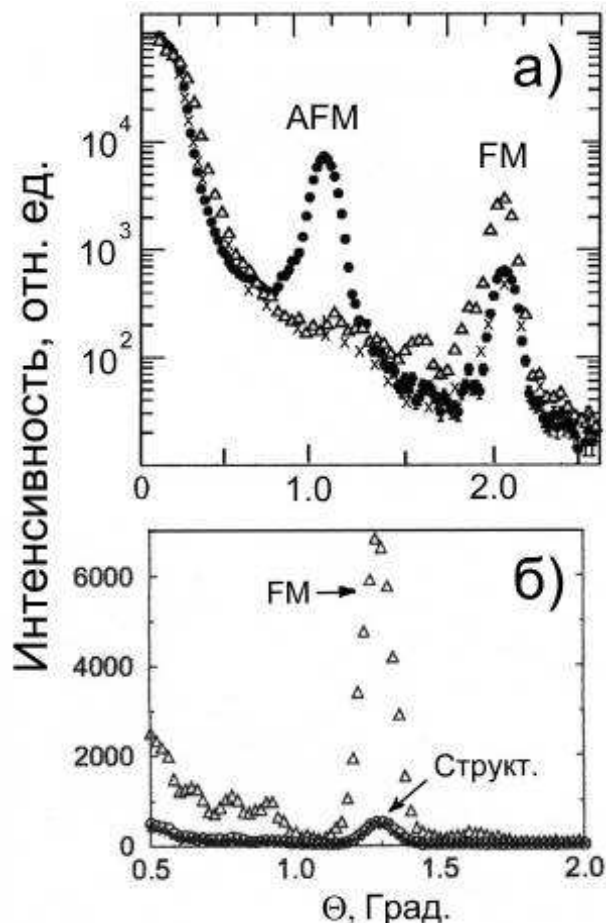


Рис. 7.9. Нейтронные рефлектограммы СР EuS(4.4 нм) - YbSe(2 нм)/(001)KCl (а) и EuS(5 нм)-YbSe(4.2 нм)/(001)KCl (б) при $T = 35$ К, $H = 0$ Э (×); $T = 4.3$ К, $H = 0$ Э (•); $T = 4.3$ К, $H = 150$ Э (Δ).

При температурах ниже T_k в отсутствие внешнего магнитного поля на рефлектограммах кроме структурных рефлексов появляются дополнительные AFM-пики, расположенные между структурными. Положение AFM-пииков соответствует удвоенному периоду CP и является прямым доказательством антиферромагнитного (AFM) упорядочения магнитных слоев (намагниченности соседних слоев EuS направлены в противоположном направлении).

Такие AFM-пики наблюдаются для всех CP EuS-YbSe с толщинами немагнитных прослоек YbSe от 0.1 нм до 3.5 нм. Приложение внешнего магнитного поля, параллельного слоям CP, приводит к уменьшению интенсивности AFM-пииков и их полному исчезновению в полях $\sim 100 - 200$ Э. При этом происходит увеличение интенсивности структурных рефлексов - появляется дополнительная магнитная составляющая (FM), соответствующая ферромагнитному упорядочению слоев EuS. Внешнее магнитное поле поворачивает намагниченности всех слоев EuS в одном направлении (по полю). Для более толстых прослоек ($d_{YbSe} > 4$ нм) никакого обменного взаимодействия (ни AFM, ни FM) не наблюдается (рис. 7.9,б). При включении внешнего магнитного поля на месте структурного пика появляется магнитная составляющая FM-пика, которая после выключения поля не исчезает совсем, а только теряет $\sim 1/3$ своей интенсивности. Такое поведение CP с толстыми слоями YbSe свидетельствует о том, что соседние ферромагнитные слои EuS никак не взаимодействуют. Полученные экспериментальные данные указывают на то, что обменное взаимодействие ферромагнитных слоев EuS через прослойки YbSe более слабое, чем через PbS. Величина энергии обменного взаимодействия может быть определена из полевых зависимостей интенсивности AFM-пииков (по величине магнитного поля, которое их полностью убирает). Однако это возможно только в случае, когда обменное взаимодействие сильнее энергии анизотропии в магнитных слоях, т.е. когда AFM-пик полностью восстанавливается после выключения поля, как это было для тонких (< 1 нм) прослоек PbS (см. рис. 7.7). Для CP EuS-YbSe с малыми толщинами прослоек ($d_{YbSe} < 3.5$ нм) наблюдается гистерезисное поведение полевых зависимостей интенсивности AFM-пика (рис. 7.10), свидетельствующее о более слабой энергии межслоевого

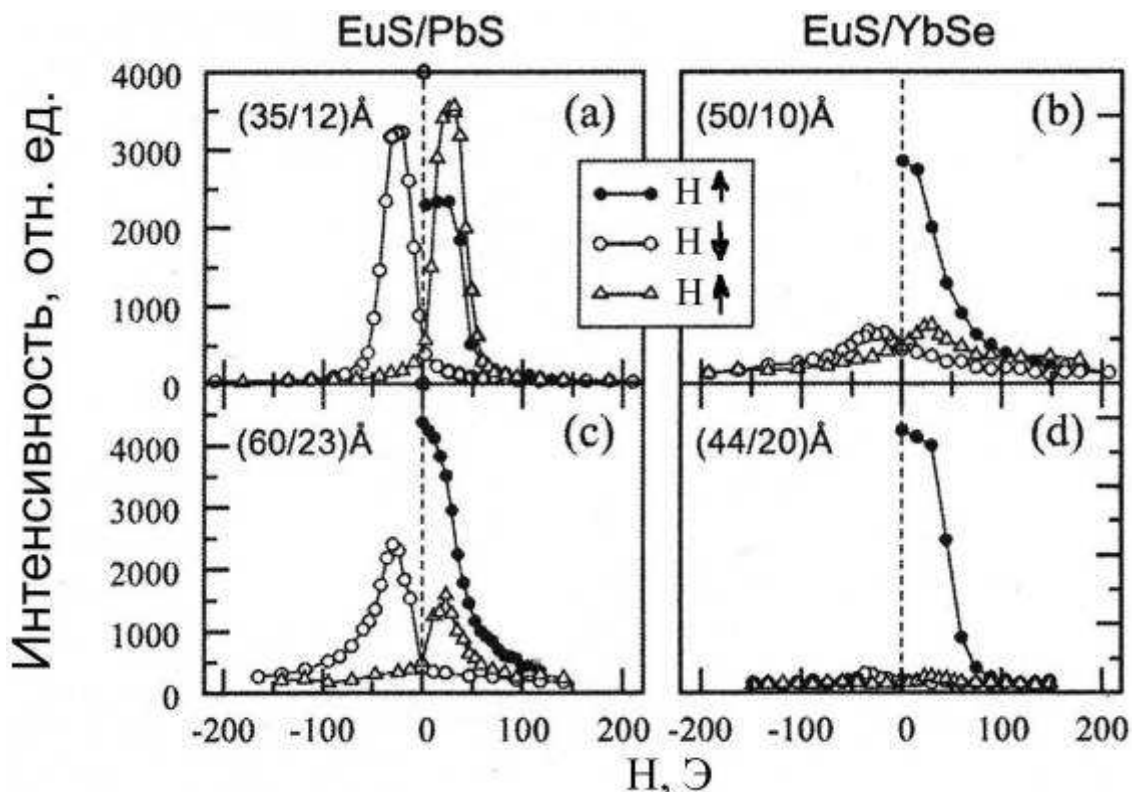


Рис. 7.10. Зависимость интенсивности AFM-пигов для CP EuS(3.5 нм)-PbS(1.2 нм)/(001)KCl (a); EuS(6 нм)-PbS(2.3 нм)/(001)KCl (c); EuS(5 нм)-YbSe(1 нм)/(001)KCl (b) и EuS(4.4 нм)-YbSe(2 нм)/(001)KCl (d). Зачерненные символы показывают зависимость при первом увеличении магнитного поля.

взаимодействия по сравнению с энергией анизотропии ферромагнитных слоев, что сильно затрудняет определение ее величины.

Можно сделать сравнительную оценку влияния магнитного поля на интенсивность AFM-пика для прослоек YbSe и PbS примерно одинаковой толщины. На рис. 7.10 представлены зависимости интенсивности AFM-пигов от магнитного поля для CP EuS-PbS и EuS-YbSe с примерно одинаковыми толщинами немагнитных прослоек. Из рисунка видно, что для прослойки PbS толщиной 1.2 нм интенсивность AFM-пика полностью восстанавливается при смене направления внешнего магнитного поля. При толщине прослойки $d_{\text{PbS}} = 2.3$ нм AFM-пик восстанавливается частично, что свидетельствует об уменьшении силы взаимодействия для более толстых прослоек PbS. Для CP EuS-YbSe с примерно такими же толщинами прослоек интенсивность восстановленного AFM-пика значительно меньше. На основании такого сравнения можно сделать качествен-

ный вывод о том, что сила обменного взаимодействия между магнитными слоями EuS через прослойки YbSe значительно меньше, чем через прослойки PbS.

Таким образом, замена прослоек узкозонного вырожденного полупроводника PbS полуизолирующими прослойками широкозонного полупроводника YbSe приводит к существенному уменьшению силы AFM-взаимодействия ферромагнитных слоев EuS.

7.2.3. Дифракция поляризованных нейтронов.

Уникальные возможности для исследования магнитной структуры в плоскости слоев пленок и СР предоставляет дифракция поляризованных нейтронов [44-45]. Рефлектометрия поляризованных нейтронов позволяет получать информацию о доменной структуре и магнитной анизотропии в плоскости слоев [353-354]. Поэтому для исследования особенностей магнитной структуры слоев EuS в СР применялась рефлектометрия поляризованных нейтронов.

На рис. 7.11 представлены типичные спектры дифракции поляризованных нейтронов для СР EuS-YbSe при горизонтальном (вдоль пучка нейтронов) направлении оси [110]. На рисунке видно, что структурный пик присутствует только в режиме без переворота спина нейтронов - non spin-flip (NSF) и без заметной разницы в рассеивании нейтронов со спинами вверх (++) и со спинами вниз (--). Это свидетельствует об отсутствии магнитного вклада в интенсивность структурного пика, т.е. об отсутствии каких-либо участков с ферромагнитным упорядочением намагниченностей соседних слоев EuS.

Этот результат хорошо согласуется с исследованиями данной СР при помощи неполяризованных нейтронов (см. рис. 7.9,а), которые показали одинаковую интенсивность структурного пика при температурах выше и ниже температуры Кюри. AFM-пик наблюдается как в режиме без переворота спина (NSF), так и в режиме с переворотом спина - spin-flip (SF), причем интенсивность SF составляющей в 5 раз больше, чем интенсивность NSF. Такое соотношение

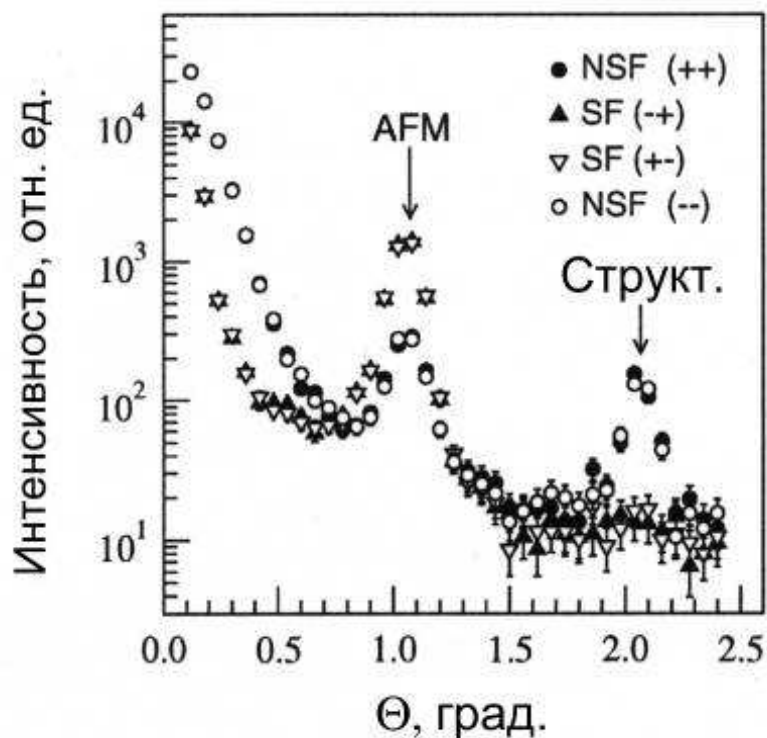


Рис. 7.11. Рефлектограммы в поляризованных нейтронах CP EuS(4.6 нм) - YbSe(2 нм)/(001)KCl при горизонтальном расположении оси [110] и при $T = 4.3$ К, $H = 0$ Э.

интенсивности между SF и NSF может указывать на то, что намагниченность доменов направлена под некоторым углом к горизонтальному направлению или о неоднородности распределения намагниченностей доменов вдоль легких осей типа $\langle 110 \rangle$.

Поворачивая образец, можно определить направление намагниченности слоев. Сделать это намного проще, если намагниченности всех доменов направлены в одном направлении. Поэтому для подробных угловых исследований была взята CP EuS-PbS с толщиной прослойки $d_{\text{PbS}} = 0.45$ нм, которая имеет наиболее сильное AFM-взаимодействие магнитных слоев из всех исследованных структур. На рис.7.12 представлены спектры (вблизи первого AFM-пика) поляризованных нейтронов CP EuS-PbS для трех различных ориентаций образца. На рис. 7.12,а-б показаны результаты измерений при вертикальном (направление поляризации нейтронов) направлении осей [110] и [100], соответственно. Для обоих случаев имеется заметная разница в интенсивностях NSF и SF

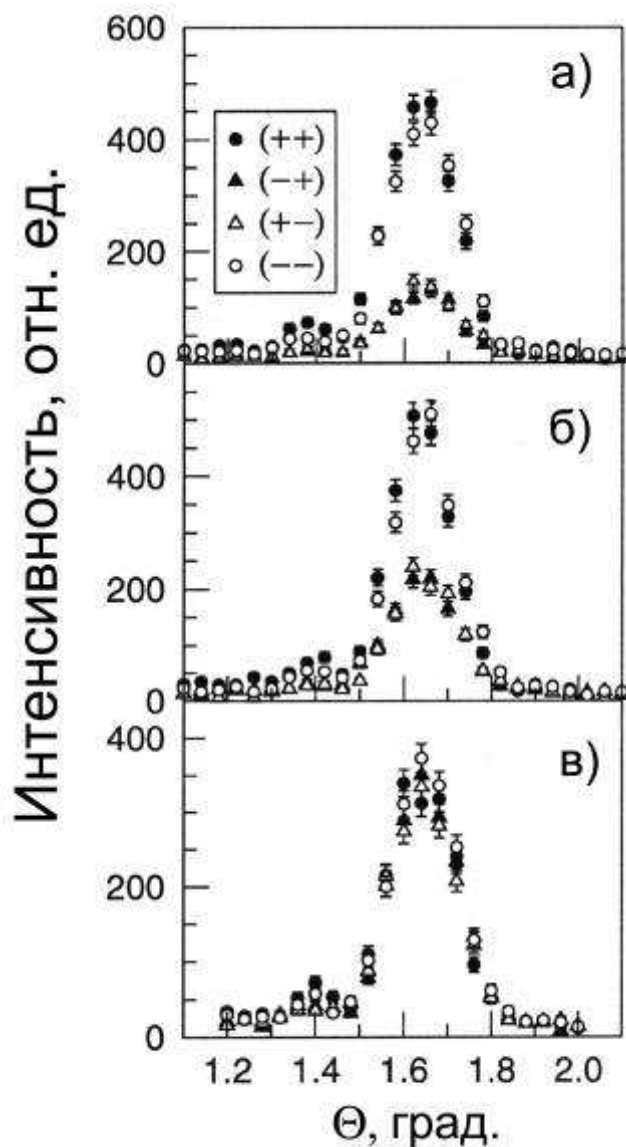


Рис. 7.12. Анализ AFM-пика CP EuS(3 нм) - PbS(0.45 нм)/(001)KCl в поляризованных нейтронах при различной ориентации образца: а) ось [110] - вертикально; б) ось [100] - вертикально; в) ось [100] повернута на 19° от вертикали.

составляющих. В принципе это может быть вызвано двумя причинами: 1) неоднородным распределении магнитных доменов в плоскости слоев; 2) если имеется только одна преимущественная ориентация намагниченностей всех доменов, это может означать, что это направление имеет некоторый угол с осью поляризации нейтронов, которая в наших экспериментах направлена вертикально. Во втором случае можно однозначно определить это направление, вращая образец вокруг оси, перпендикулярной к его поверхности. При строго вертикальном направлении

намагниченности слоев на рефлектограмме останется только NSF составляющая AFM-пика, а при горизонтальном направлении намагниченности - только SF составляющая пика. При направлении намагниченности слоев под углом 45° к вертикали интенсивность NSF и SF составляющих будет одинаковой. Последней ситуации соответствует рис. 7.12,с, когда образец повернут на угол 19° от вертикального направления оси [100]. Это означает, что намагниченность направлена вдоль направления [210], а не [110], как ожидалось.

Это также означает, что намагниченность всех доменов направлена в одном направлении [210] или могут быть также домены с намагниченностью в перпендикулярном направлении $[1\bar{2}0]$. Для прояснения последней ситуации образец был установлен осью [210] в горизонтальном направлении.

Для него была проведена серия измерений при вращении вокруг нормали к его отражающей поверхности на угол $\pm 20^\circ$ от исходного положения. Результаты этих измерений представлены на рис. 7.13,а.

В правой части этого рисунка представлены аналогичные данные для CP EuS-YbSe с первоначальным положением его оси [100] в горизонтальном направлении. Видно, что для CP EuS-YbSe направления [110] и $[1\bar{1}0]$ в межфазной плоскости являются осями легкого намагничивания, вдоль которых и направлена намагниченность слоев EuS.

Для объяснения наблюдаемых эффектов рассмотрим следующую модель (рис. 7.14), в которой образец состоит из двух типов магнитных доменов со взаимноперпендикулярными направлениями их намагниченностей вдоль осей [110] и $[1\bar{1}0]$ для CP EuS-YbSe и вдоль осей [210] и $[1\bar{2}0]$ для CP EuS-PbS. Области образца, занимаемые этими доменами, обозначим $S_1 = xS$ и $S_2 = (1-x)S$, где S - общий отражающий объем образца. Тогда отношение NSF и SF интенсивностей можно выразить следующим образом:

$$\frac{I_{NSF}}{I_{SF}} = \frac{x \sin^2(\phi_0 + \Delta\phi) + (1-x) \cos^2(\phi_0 + \Delta\phi)}{x \cos^2(\phi_0 + \Delta\phi) + (1-x) \sin^2(\phi_0 + \Delta\phi)}, \quad (7.9)$$

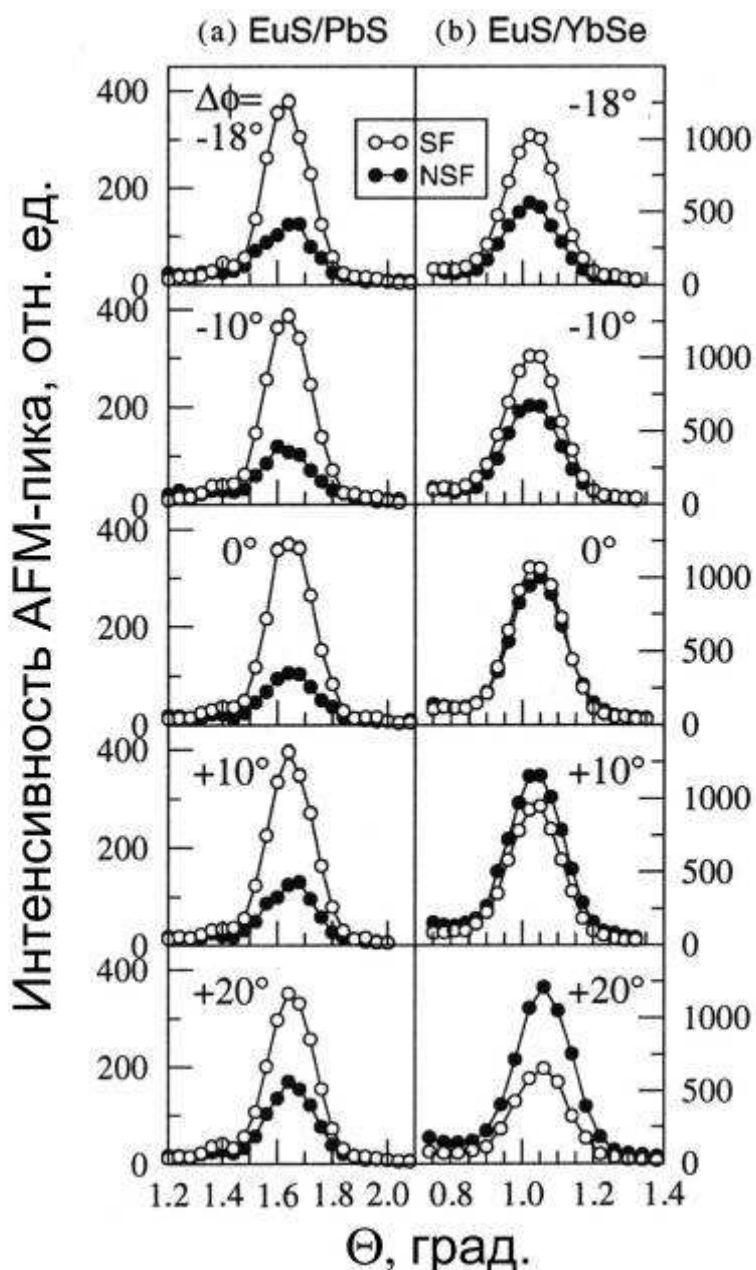


Рис. 7.13. Анализ AFM-пика CP EuS-PbS (a) и CP EuS-YbSe (b) в режимах как без переворота спина (NSF), так и с переворотом спина (SF). $\Delta\phi$ - угол поворота образцов.

где $\phi = \phi_0 + \Delta\phi$, ϕ_0 - углы начального расположения образца; $\Delta\phi$ - угол поворота образца вокруг нормали к его поверхности.

Экспериментально полученные значения отношения I_{NSF}/I_{SF} и расчетные кривые показаны на рис. 7.15. На этом же рисунке показаны значения подгоночных параметров x и ϕ_0 для обоих образцов CP. Пунктирными линиями

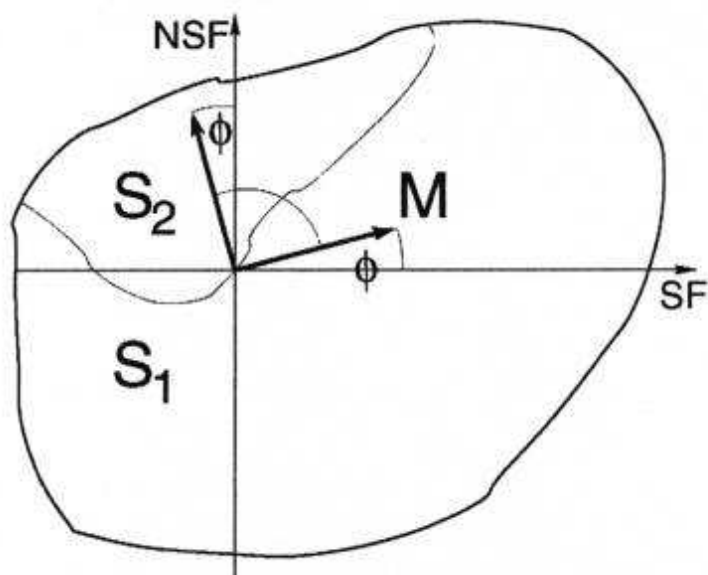


Рис. 7.14. Схематическое изображение поверхности образца с двумя областями (S_1 и S_2) 90° доменов с намагниченностями M .

показаны расчетные кривые для одноосного случая ($x = 1$), когда намагниченности всех доменов лежат вдоль одного направления.

Известно, что для массивного EuS оси легкого намагничивания лежат вдоль направлений типа $[111]$. Для тонких слоев EuS направление намагниченности лежит в (001) плоскости роста из-за анизотропии формы (см. раздел 7.1.3).

Учитывая четырехкратную симметрию направлений в данной плоскости, ожидается аналогичная симметрия в распределении намагниченностей доменов в тонких слоях EuS.

Экспериментальные данные, полученные при вращении образцов, показывают, что для СР наблюдается биаксиальное состояние магнитных доменов (намагниченности направлены вдоль двух взаимноперпендикулярных направлений). Это находится в хорошем согласии с кристаллографической симметрией EuS, кроме того факта, что распределение доменов по этим двум направлениям не равное. Для обеих СР EuS-YbSe и EuS-PbS намагниченности более $3/4$ всех доменов направлены вдоль одного из направлений. Это показывает, что четырехмерная симметрия для слоев EuS если не отменяется, то по крайней мере ослабляется (искажается) по сравнению с массивными кристаллами. Причины и механизм наблюдаемого понижения симметрии до конца не ясны.

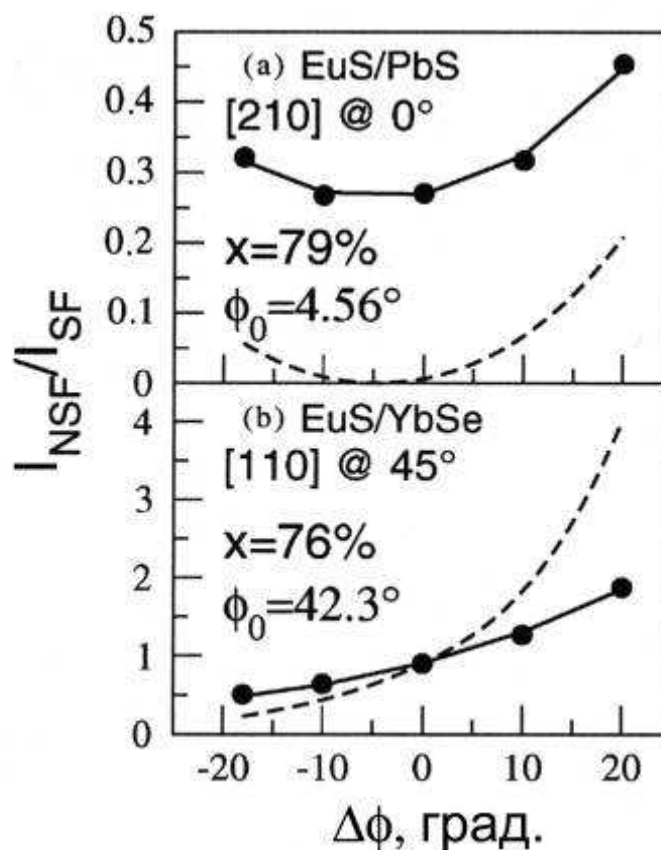


Рис. 7.15. Отношение NSF/SF интенсивности как функция ориентации образца. Сплошными линиями показана подгонка уравнения (7.9) к экспериментальным данным. Пунктирными линиями показаны расчеты по уравнению (7.9) для "однодоменных" образцов ($x = 1$). ϕ_0 указывает начальное отклонение образцов.

Кроме анизотропии формы это может быть вызвано многими причинами. Например, это может быть связано с анизотропной релаксацией напряжений, анизотропным распределением ступенек на подложке и межфазных границах и т.д. и т.п.

Таким образом, при помощи дифракции поляризованных нейтронов установлена магнитная анизотропия в плоскости слоев CP и определены особенности их доменной структуры. Показано, что намагниченности доменов в CP EuS-YbSe и EuS-PbS лежат вдоль различных направлений в плоскости слоев, вдоль легких осей типа $\langle 110 \rangle$ и $\langle 210 \rangle$, соответственно.

7.2.4. Модель Стонера-Вольфарта.

Важное значение для решения проблемы поиска механизма обменного взаимодействия в полупроводниковых ферромагнитных СР имеет определение силы этого взаимодействия и ее зависимость от толщины прослойки. Как было показано в разделе 7.2.1, величину энергии обменного взаимодействия можно определить из полевых зависимостей интенсивности АФМ-пиков в спектре рассеивания нейтронов (по величине магнитного поля, которое их полностью убирает). Его прямое измерение возможно только в случае, когда обменное взаимодействие сильнее энергии анизотропии в магнитных слоях, т.е. когда АФМ-пик полностью восстанавливается после выключения поля. Однако и для меньших значений энергии обменного взаимодействия, когда наблюдается гистерезисное поведение полевых зависимостей интенсивности АФМ-пика и он восстанавливается не полностью, можно оценить его величину, сравнивая экспериментальные зависимости с расчетными.

Для описания полевых зависимостей интенсивности АФМ-пика с учетом межслоевого обменного взаимодействия и магнитной анизотропии слоев использовался гамильтониан Стонера-Вольфарта [355]. Рассматривались два ферромагнитных слоя с векторами их намагниченностей \mathbf{M}_{s1} и \mathbf{M}_{s2} , предполагая, что их намагниченности и внешнее магнитное поле лежат в плоскости слоев так, что углы между полем и намагниченностями составляют θ_1 и θ_2 , соответственно. Тогда общая магнитная энергия системы будет определяться выражениями:

$$E = E_J + E_{H1} + E_{H2} + E_{K1} + E_{K2}, \quad (7.10)$$

$$E_J = -J \frac{\mathbf{M}_{s1} \mathbf{M}_{s2}}{M_{s1} M_{s2}} = -J \cos(\theta_1 - \theta_2), \quad (7.11)$$

$$E_{K1} = -tK \cos^4 \theta_i, \quad (7.12)$$

$$E_{H1} = -t \mathbf{M}_{s1} \mathbf{H} = -t M_s H \cos \theta_i, \quad (7.13)$$

где E_J - энергия обменного взаимодействия, определяемая константой J ; E_{K_i} - энергия анизотропии, определяемая константой K ; E_{H_i} - зеемановская энергия взаимодействия намагниченностей M_{s_i} с полем H ; t - толщина слоя EuS .

Эта энергия минимизировалась как функция направления намагниченностей. Полученные направления использовались для расчета энергий и моделирования интенсивности AFM-пика. Значения констант обменного взаимодействия (J) и анизотропии (K) определялись по методу наименьших квадратов из сравнения экспериментальных и расчетных интенсивностей AFM-пику для различных магнитных полей. Применяемая процедура схематически представлена на рис. 7.16.

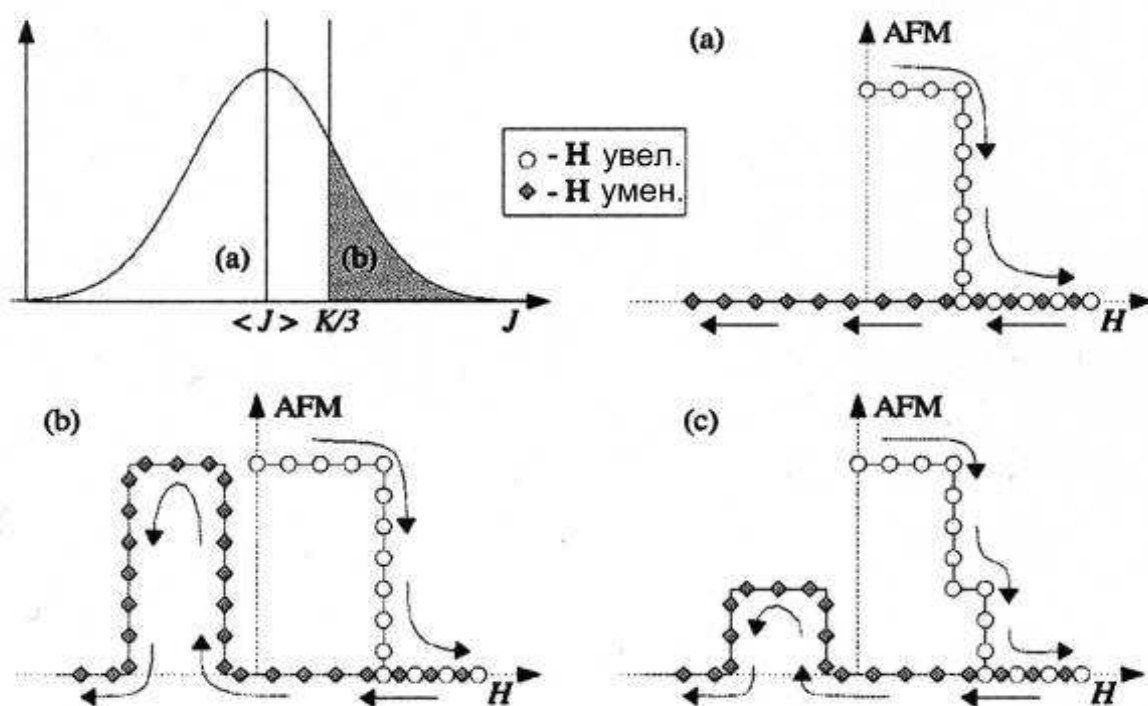


Рис. 7.16. Расчетная полевая зависимость интенсивности AFM-пика для идеальных CP при: а) слабом обменном взаимодействии ($J < K/3$); б) сильном обменном взаимодействии ($J > K/3$). в) комбинация первых двух типов спектров с соответствующим весом по распределению Гаусса (см. верхний левый рисунок).

Следует заметить, что для случая $J < K/3$ AFM конфигурация не восстанавливается даже при противоположном направлении магнитного поля, как показано на рис.7.16.а. В другом случае ($J > K/3$), обменное взаимодействие достаточно сильное, чтобы восстановить AFM конфигурацию и привести

полевою зависимостью к виду, как на рис. 7.16.в. Наблюдаемые экспериментальные зависимости могут быть воспроизведены только как комбинация предыдущих двух вариантов (рис. 7.16.с). Такая ситуация возможна при условии, что различные пары доменов двух слоев имеют разную силу обменного взаимодействия, например при немного разной толщине прослойки между ними (что всегда имеет место из-за монокристаллических ступенек на межфазных границах). Поэтому при подгонке расчетных зависимостей к экспериментальным необходимо учитывать флуктуации толщины прослойки из-за межфазных ступенек. Распределение доменов с различной силой связи (J) описывалось распределением Гаусса (вставка на рис.7.16) и при расчетах интенсивности АФМ-пиков суммировались значения разных J (вблизи некоторого среднего значения) с определенным весом (по распределению Гаусса при удалении от среднего J).

На рис. 7.17 - 7.18 расчетные зависимости показаны сплошными линиями.

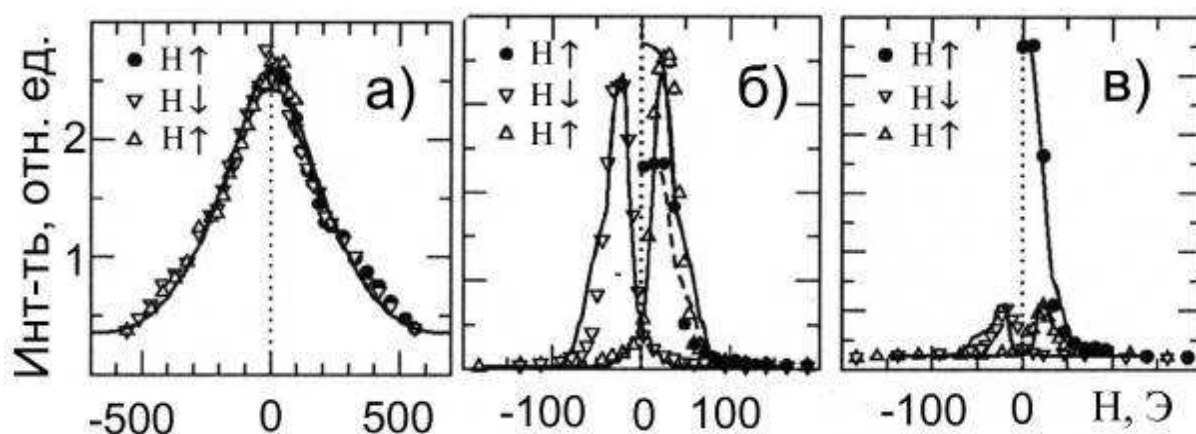


Рис. 7.17. Полевая зависимость интенсивности АФМ-пика для CP EuS/PbS с толщинами слоев 3/0.45 нм (а), 3.5/1.2 нм (б), 4.5/2.5 нм (в), соответственно. Сплошными линиями показаны подгоночные расчетные зависимости.

Для обеих CP EuS-YbSe и EuS-PbS наилучшее соответствие расчетных зависимостей с экспериментальными получены для направлений осей легкого намагничивания вдоль направлений типа $\langle 110 \rangle$ и $\langle 210 \rangle$, соответственно, что совпадает с результатами экспериментов с поляризованными нейтронами (раздел 7.2.3).

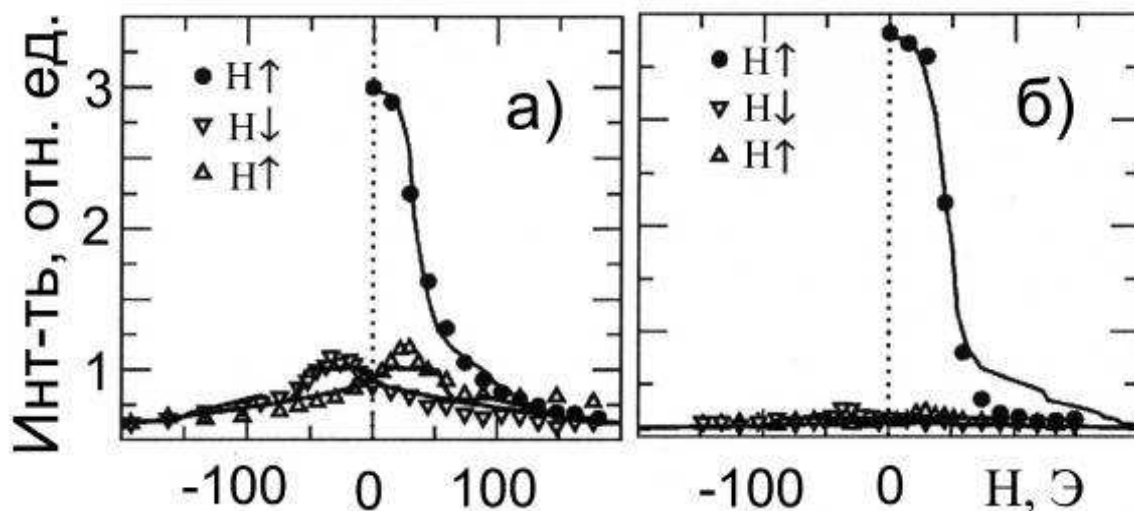


Рис. 7.18. Полевая зависимость интенсивности AFM-пика для CP EuS/YbSe с толщами слоев 5.0/1.0 нм (а), 4.4/2.0 нм (б), соответственно. Сплошными линиями показаны подгоночные расчетные зависимости.

Такая процедура сравнения расчета с экспериментом позволяет извлечь значение силы анизотропии в CP. Полученные таким образом значения константы анизотропии K примерно одинаковы для всех образцов CP одной и той же системы, но для CP EuS-YbSe K значительно больше, чем для CP EuS-PbS.

Данная процедура позволила также определить силу межслоевого взаимодействия (J) даже для случаев очень малой его величины, когда AFM конфигурация полностью не восстанавливается даже при включении поля в обратном направлении. Результаты для обеих CP EuS-YbSe и EuS-PbS представлены на рис. 7.19.а. Для сравнения на рис. 7.19.в представлены расчетные значения J для этих же CP, определенные по модели Блиновски-Кацман [350-351], которая ближе всего соответствует (хотя бы качественно) экспериментальным данным.

Следует заметить, что погрешность определения константы J по данной процедуре критичным образом зависит от отношения J/K и поэтому для толстых прослоек, особенно для CP EuS-YbSe, ее значение будет завышенным. И даже с учетом последнего обстоятельства расчеты по модели Блиновски-Кацман дают на

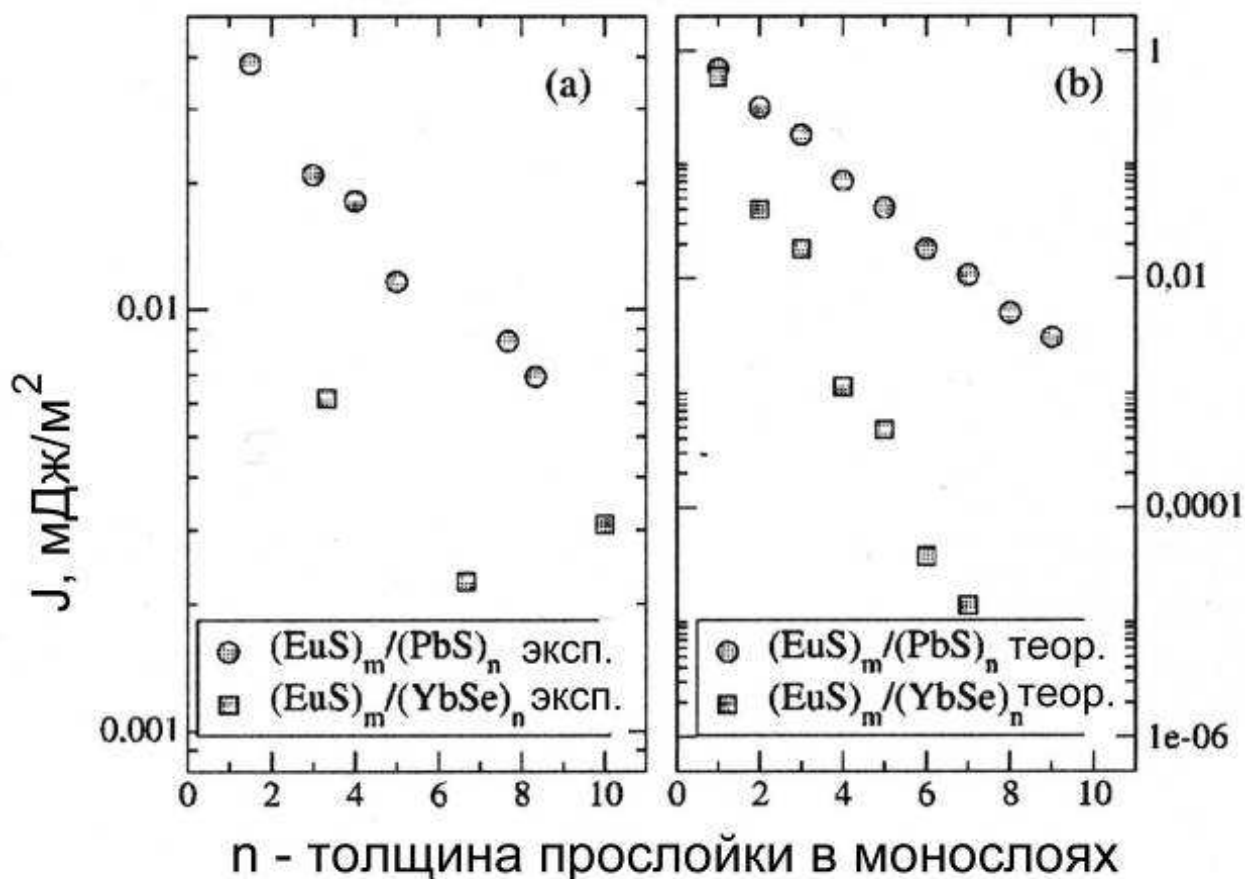


Рис. 7.19. Экспериментальные (а) и теоретические по модели Блиновски-Кацман (б) зависимости константы обменного взаимодействия (J) от толщины прослойки для СР EuS-PbS (\circ) и EuS-YbSe (\square).

порядок большие значения силы межслоевого взаимодействия, хотя качественно воспроизводят ее зависимость от толщины прослоек.

Таким образом, используя гамильтониан Стонера-Вольфарта удастся воспроизвести полевые зависимости интенсивности АФМ-пика для СР EuS-YbSe и EuS-PbS . Необходимость включения в подгоночные расчеты флуктуаций изменения константы обменного взаимодействия является косвенным подтверждением влияния ступенек на межфазных границах на силу взаимодействия ферромагнитных слоев в реальных СР. Данные исследования указывают на необходимость учитывать структурные несовершенства СР при рассмотрении теоретических моделей межслоевого обменного взаимодействия. Моделирование полевых зависимостей интенсивности АФМ-пигов подтвердило результаты экспериментов с поляризованными нейтронами о том, что оси легкого

намагничивания для CP EuS-YbSe и EuS-PbS лежат в плоскости слоев вдоль направлений типа $\langle 110 \rangle$ и $\langle 210 \rangle$, соответственно.

7.2.5. Исследования AFM-FM переходов при помощи SQUID'a.

Одним из наиболее прецизионных методов исследования магнитных структур является SQUID-магнетометрия. Она с наилучшей чувствительностью позволяет не только делать прямые измерения магнитного момента, но и по его полевым и температурным зависимостям исследовать переходы из одного магнитного состояния в другое, в том числе AFM-FM переходы многослойных ферромагнитных структур. Однако такие переходы можно наблюдать при помощи SQUID'a лишь при сильном AFM-обменном взаимодействии, т.е. при небольших толщинах прослоек PbS (< 1.5 нм) в CP EuS-PbS. Поэтому для SQUID исследования обменного взаимодействия была изготовлена серия CP EuS-PbS с набором толщин прослоек PbS от 0.4 нм до 1.5 нм (толщина слоев EuS составляла 3-6 нм). При помощи SQUID магнетометра для данных CP проводились исследования петель гистерезиса и температурных зависимостей магнитного момента в магнитных полях 0 - 100 мТл.

Все образцы при низких температурах показали магнитный момент насыщения в пределах 10% от ожидаемого для идеальных слоев EuS ($7 \mu_B/\text{атом}$), подтверждая хорошее качество образцов. Для примера на рис. 7.20 показаны петли гистерезиса для CP EuS(3 нм)-PbS(5 нм), измеренные вдоль $[110]$ и $[100]$ направлений в плоскости слоев. При такой толщине прослойки AFM-FM переходы не наблюдаются, но видны особенности самих магнитных слоев.

Кубическая структура EuS приводит к кубической магнитной анизотропии в плоскости слоев. Для петли вдоль оси $[110]$ намагниченность переключается до почти полного насыщения, в то время как вдоль оси $[100]$ переключается до ~ 0.7 от насыщения магнитного момента, что свидетельствует о начальном направлении намагниченностей слоев вдоль направлений типа $[110]$. Рис. 7.20 показывает также, что коэрцитивная сила для таких слоев EuS составляет 2 мТл.

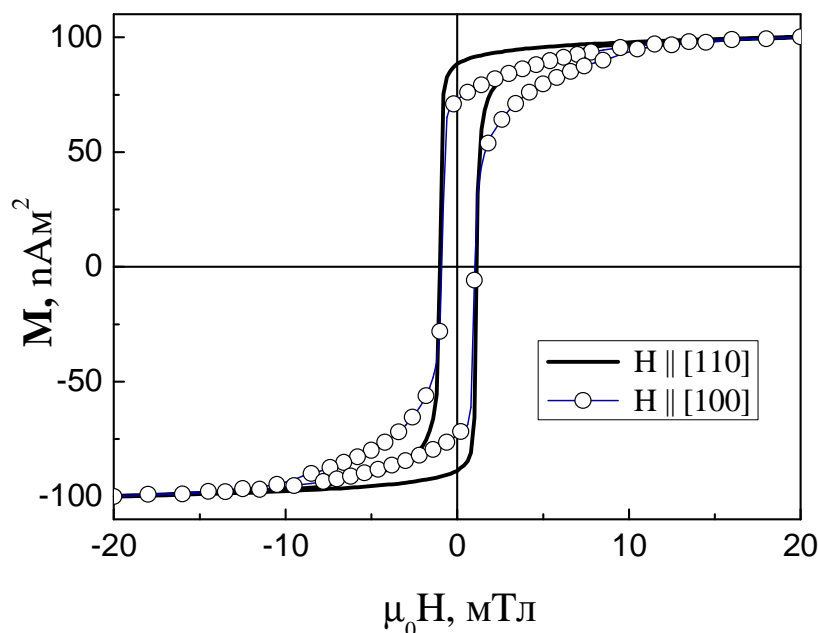


Рис. 7.20. Петли гистерезиса СР EuS(3 нм)-PbS(5 нм), полученные при $T = 5$ К вдоль направлений [110] (сплошная линия) и [100] (кружки) в плоскости слоев.

Однако в поле порядка 10 мТл магнитный момент не достигает полного насыщения, что связано с существованием доменов с низкой энергией образования из-за относительно малого обменного взаимодействия в слоях EuS.

На рис. 7.21 показаны петли гистерезиса для СР EuS(3 нм)-PbS(1.1 нм). При слабых магнитных полях (< 2 мТл) наблюдается плато с низким магнитным моментом, что соответствует антипараллельной ориентации намагниченностей соседних слое EuS, приводящей к уменьшению суммарного магнитного момента. Такое плато наблюдается на петлях гистерезиса для всех СР с толщинами прослоек PbS от 4 до 1.2 нм. Рис. 7.21 показывает также разницу для петель вдоль направлений [110] и [100] в соответствии с кубической анизотропией EuS. На рис. 7.22 показаны петли гистерезиса для СР EuS(6 нм)-PbS(0.6 нм) вдоль оси [110] при различных температурах, на которых при малых полях видно плато, свидетельствующее о наличии АФМ-взаимодействия магнитных слоев. Видно, что ширина этого плато уменьшается с увеличением температуры.

Для получения количественных характеристик силы обменного взаимодействия было использовано моделирование петель гистерезиса с

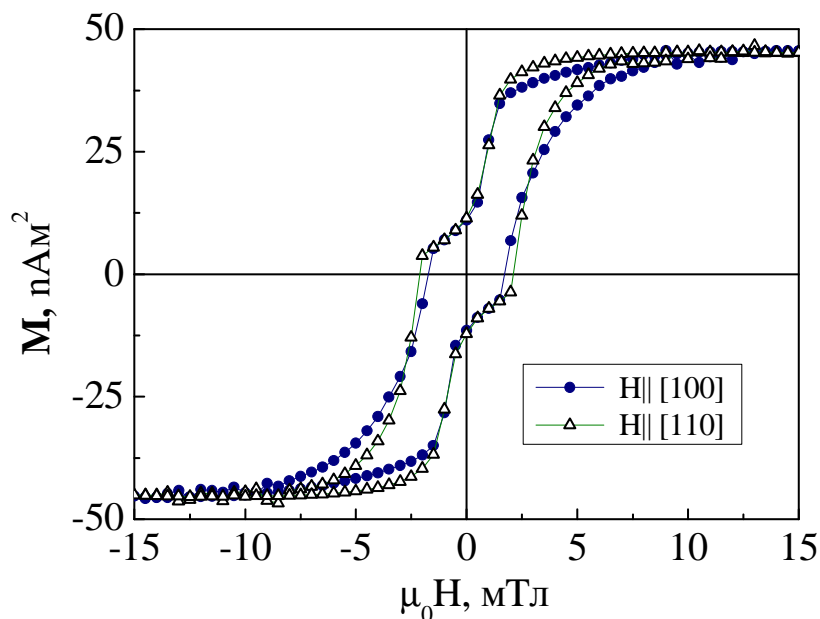


Рис. 7.21. Петли гистерезиса CP EuS(3 нм)-PbS(1.1 нм), полученные при $T = 5$ К вдоль направлений [110] (Δ) и [100] (\bullet) в плоскости слоев.

использованием модели Стонера-Вольфарта (см. формулы 7.10 - 7.13 в разделе 7.2.4). В рамках этой модели рассматривались два идентичных однодоменных магнитных слоя EuS, разделенных прослойкой PbS. Численными методами минимизировалась общая магнитная энергия (7.10) при фиксированных толщинах слоев и моделировалась полевая зависимость магнитного момента системы. Было выбрано моделирование безгистерезисной зависимости, поскольку модель Стонера-Вольфарта обычно завышает значения коэрцитивной силы, что может привести к нереалистично большим значениям поля переключения. Расчетные кривые представлены на рис. 7.22 сплошными линиями. Видно, что имеется достаточно хорошее соответствие расчетных и экспериментальных значений для слабых магнитных полей. Из расчетов следует, что ширина AFM плато (поле переключения) определяется в основном межслоевым обменным взаимодействием, а восприимчивость в нулевом поле (наклон плато) определяется в основном энергией анизотропии. Поэтому подгонкой расчетных кривых к экспериментальным значениям в слабых полях можно определить значения энергии обменного взаимодействия (J) и анизотропии (K).

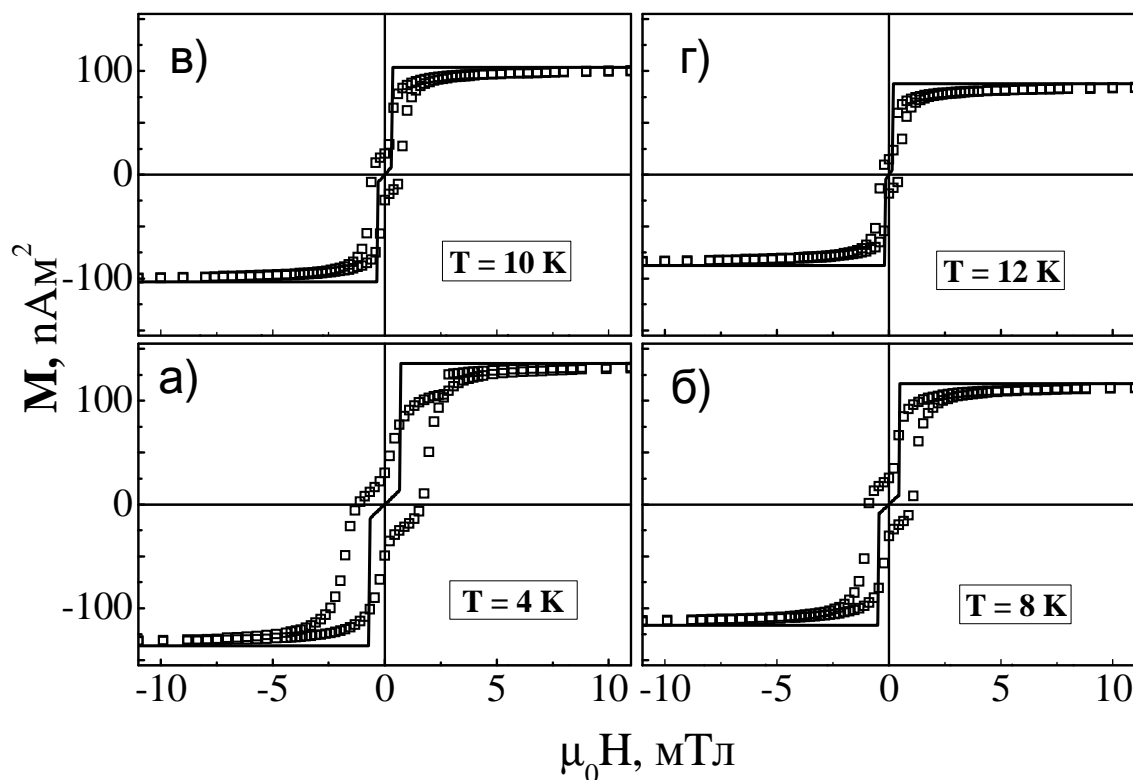


Рис. 7.22. Экспериментальные данные (\square) для петель гистерезиса CP EuS(6 нм)-PbS(0.6 нм), полученные вдоль направления [110] в плоскости слоев при температурах $T = 4$ К (а), 8 К (б), 10 К (в) и 12 К (г). Сплошными линиями показаны расчетные зависимости по модели Стонера-Вольфарта.

При более сильных магнитных полях экспериментальные значения не совпадают с расчетными потому, что насыщение намагниченности происходит медленнее, чем ожидалось. Однако это расхождение связано со свойствами самих слоев EuS, насыщение которых происходит медленно, как видно на рис.7.20 для несвязанных магнитных слоев.

Одним из возможных путей к пониманию физики межслоевого обменного взаимодействия является исследование его зависимости от толщины немагнитной прослойки. На рис. 7.23 приведены суммарные данные таких исследований. Приведены также данные, полученные моделированием петель гистерезиса для CP как на подложках (001)KCl, так и (001)PbS. Согласно моделированию, всегда будет AFM межфазное обменное взаимодействие величиной $J \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ мДж/м²

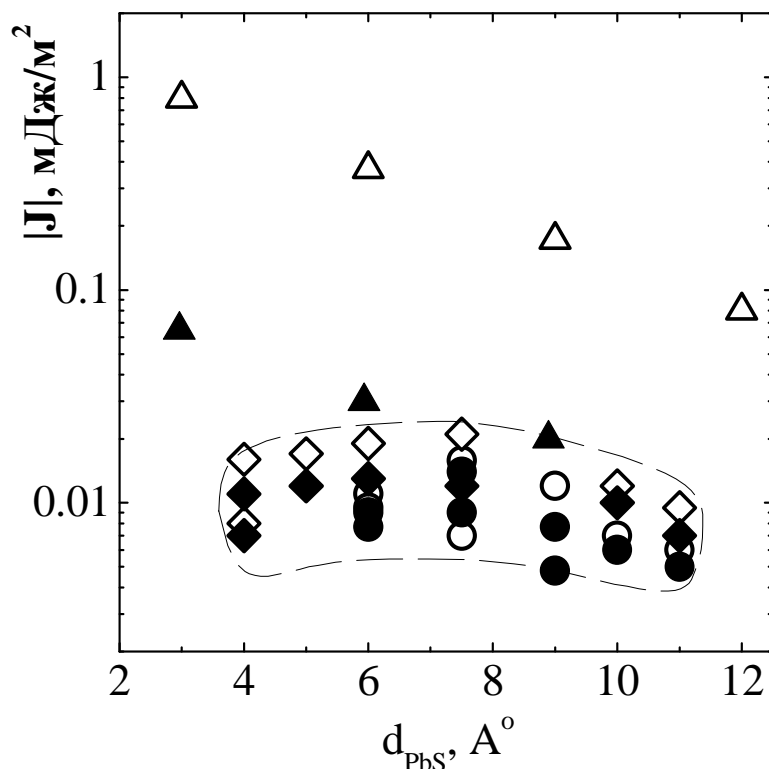


Рис. 7.23. Зависимость энергии межслоевого обменного взаимодействия (J) от толщины прослоек PbS (d_{PbS}) для СР EuS-PbS на подложках KCl (\diamond, \blacklozenge) и PbS (\circ, \bullet), полученные при измерениях вдоль $[100]$ оси (\diamond, \circ) и $[110]$ оси (\blacklozenge, \bullet). Толщины слоев EuS составляли 3-6 нм. Для сравнения приведены данные, полученные из нейтронных исследований (\blacktriangle), а также расчетные значения по модели Блиновски-Кацман (\triangle).

для толщины прослойки PbS в диапазоне 0.4 - 1.1 нм. Для более толстых прослоек обменного взаимодействия не наблюдается.

Согласно модели квантовой интерференции носителей заряда [266-268], должны наблюдаться осцилляции обменного взаимодействия как функции толщины немагнитной прослойки и концентрации ее носителей заряда. Причем начинаться оно должно с FM-взаимодействия при самых тонких прослойках и самых низких концентрациях. При концентрациях $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ожидается FM-взаимодействие для всех прослоек вплоть до 3 нм [356]. Поскольку концентрация носителей в PbS составляет $10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$, то согласно данной теории в наших СР должно наблюдаться FM-взаимодействие. В экспериментах для СР EuS-PbS

наблюдается AFM-взаимодействие даже при толщинах прослоек до 0.4 нм. Поэтому этот механизм для описания взаимодействия слоев EuS через прослойки PbS не подходит.

Как уже упоминалось в предыдущих разделах, ближе всего к описанию взаимодействия слоев EuS подходит модель Блиновски-Кацман, основанная на расчете спинзависимой энергии валентных электронов [350-351]. Данная модель предсказывает для CP EuS-PbS AFM-взаимодействие магнитных слоев для всех толщин прослоек. Однако величина этого взаимодействия на порядок выше, чем наблюдаемая экспериментально (см. рис. 7.23). Возможно, причиной такого расхождения является то, что в расчетах данной модели рассматриваются идеально гладкие слои с целым числом монослоев. В реальных CP всегда есть межфазные ступеньки (~ 1-2 монослоя) и взаимное перемешивание слоев (~ 1-2 монослоя), а также ступеньки на поверхности подложек со средней высотой ~ 1-2 нм на площади 10×10 мкм (данные атомно-силовой микроскопии).

Анализируя данные, полученные при помощи SQUID'a, можно заметить (рис. 7.23), что максимальное значение энергии J достигает при толщине прослойки ~ 2.5 монослоя (0.75 нм). Для более толстых прослоек PbS наблюдается уменьшение J , что находится в качественном соответствии с расчетами теории Блиновски-Кацман. Для этой области толщин значение J согласуется и с данными нейтронных исследований.

Для более тонких прослоек (< 0.75 нм) величина энергии обменного взаимодействия снова становится немного меньше, что не согласуется с данными нейтронных исследований. Эта область толщин соответствует 1-2 монослоям PbS, при которых возможно появление определенного количества закороток, приводящих к локальному FM-взаимодействию магнитных слоев. Измерения магнитного момента (в отличие от нейтронов) чувствительны к моменту всего образца, не разделяя AFM и FM связанные области, что приводит в среднем к уменьшению энергии взаимодействия магнитных слоев. При нейтронных измерениях исследуется интенсивность AFM-пика, в который вносят вклад

только AFM связанные области, и который не чувствителен к наличию локальных FM связанных участков.

Вторым возможным путем к пониманию физики межслоевого обменного взаимодействия является систематическое исследование его зависимости от температуры. При микроскопическом рассмотрении данного вопроса более важной количественной характеристикой межслоевого взаимодействия является не энергия (J), а константа обменного взаимодействия (J_{ex}), определяемая из выражения:

$$J = J_{ex} \sum_{ij} S_i S_j, \quad (7.14)$$

где S_i - спины атомов Eu на межфазной границе в 1-ом слое EuS; S_j - спины атомов Eu на межфазной границе во 2-ом слое EuS. Если обменное взаимодействие между соседними спинами одного и того же слоя EuS будет больше, чем обменное взаимодействие через немагнитную прослойку, то локальной корреляцией между спинами через прослойку можно пренебречь. Прямое суммирование по всем спинам может быть заменено средней намагниченностью и J_{ex} будет пропорционально J/M^2 .

Самое простое предположение, что микроскопическое обменное взаимодействие не зависит от температуры и намагниченности слоев ($J_{ex} = \text{const}$). В этом случае отношение J/M^2 также остается постоянным как функция температуры. Однако можно предположить, что межслоевое обменное взаимодействие зависит от температуры или намагниченности. Это вытекает из измерений температурной зависимости магнитного момента CP EuS-PbS и его моделирования.

На рис. 7.24 показана зависимость J_{ex} от температуры для CP EuS(6 нм)-PbS(0.6 нм), данные для которой получены из моделирования гистерезисных петель, как показано на рис. 7.22.

Наблюдается строгая зависимость константы J_{ex} от температуры, качественно напоминающая зависимость намагниченности слоев EuS от температуры (см. вставку на рис. 7.24). Для более точного сравнения была построена в

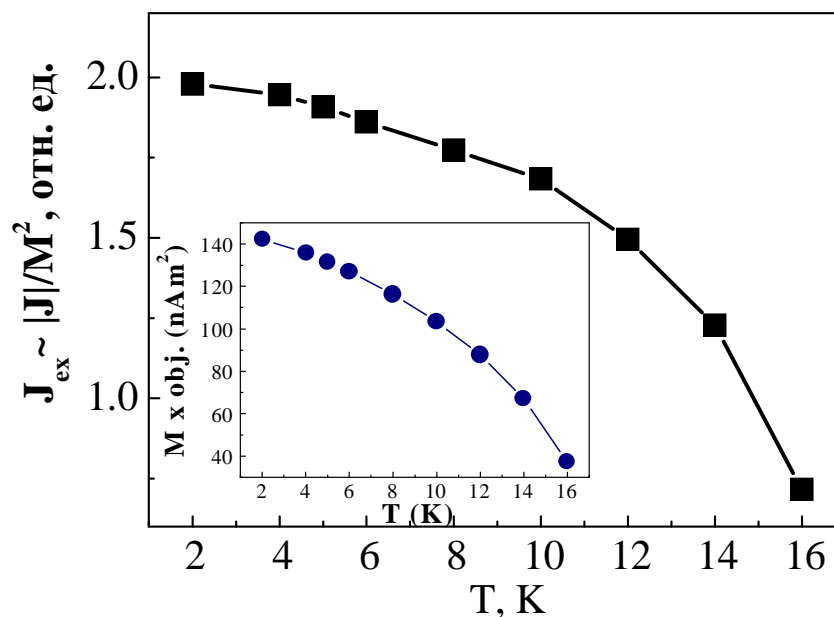


Рис. 7.24. Зависимость константы межслоевого обменного взаимодействия (J_{ex}) от температуры для CP EuS(6 нм)-PbS(0.6 нм). На вставке показана зависимость намагниченности насыщения слоя EuS от температуры.

логарифмических координатах зависимость константы J_{ex} от намагниченности слоев EuS для трех разных образцов (рис. 7.25).

Для всех образцов наблюдается строго степенная зависимость с показателем степени около 1.8 - 1.9 для двух образцов с толстыми слоями EuS (6 нм) и около 1.4 для образца с более тонкими слоями EuS (4 нм), что позволяет предположить также существование зависимости константы обменного взаимодействия от толщины магнитных слоев. Однако для подтверждения этого предположения необходимы более детальные исследования такой зависимости. Возможно, что степенная зависимость J_{ex} от намагниченности слоев является свойством самого механизма межслоевого обменного взаимодействия в CP EuS-PbS. Для подтверждения этого были проведены прямые измерения температурной зависимости магнитного момента (μ) CP при различных значениях внешнего магнитного поля. Такие зависимости для CP EuS(6 нм)-PbS(0.6 нм) представлены на рис. 7.26.

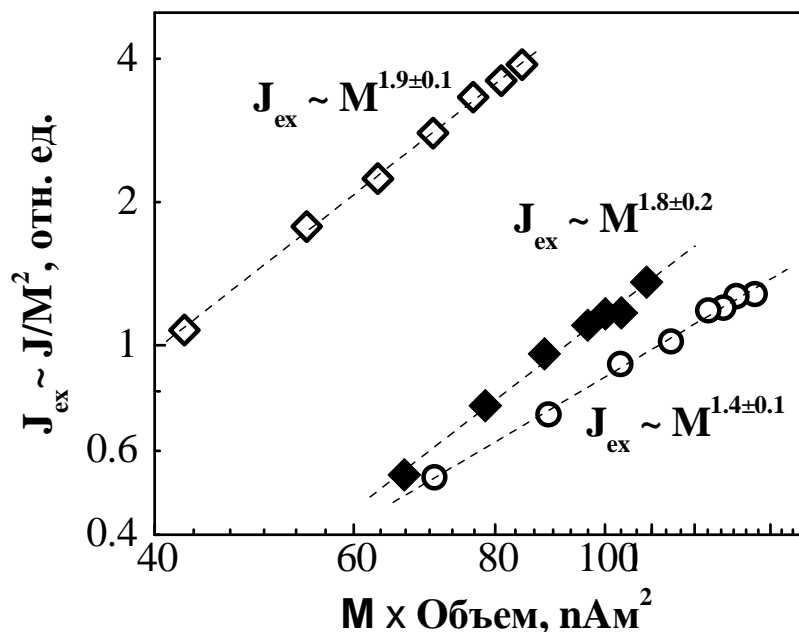


Рис. 7.25. Зависимость константы межслоевого обменного взаимодействия (J_{ex}) от намагниченности насыщения слоев EuS для CP EuS(6.2 нм)-PbS (0.6 нм) (◇); EuS(5.8 нм)-PbS(0.9 нм) (◆) и EuS(4 нм)-PbS(0.75 нм) (○). Горизонтальный сдвиг данных связан с разными размерами образцов.

При больших значениях внешнего магнитного поля ($H > 5$ мТл) намагниченность монотонно увеличивается с уменьшением температуры, что соответствует параллельной ориентации магнитных слоев. При малых значениях внешнего магнитного поля ($H < 30$ Э) намагниченность резко уменьшается ниже определенной температуры, что свидетельствует о смене ориентации соседних магнитных слоев от FM к AFM. Расчеты в рамках модели Стонера-Вольфарта показывают, что если пренебречь анизотропией и полагать константу J_{ex} независимой от температуры, то магнитный момент образца становится постоянным ниже определенной температуры. Для конечного значения анизотропии наблюдается монотонное возрастание магнитного момента при охлаждении для всех значений внешнего магнитного поля. Только при зависимости J_{ex} от температуры или магнитного момента наблюдается резкое уменьшение магнитного момента образца ниже определенной температуры.

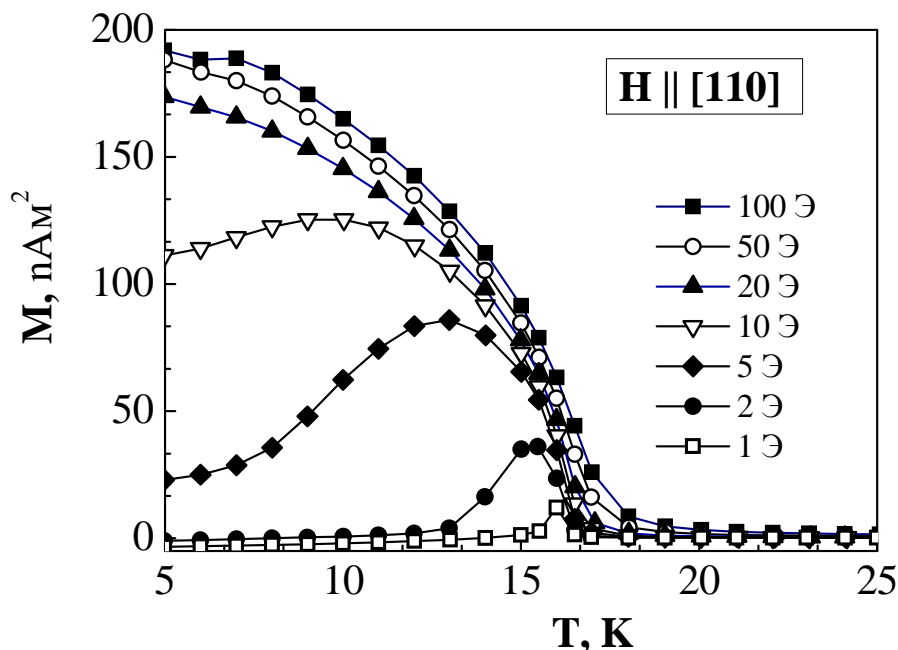


Рис. 7.26. Температурная зависимость магнитного момента СР EuS(5 нм)-PbS(1 нм) для различных значений внешнего магнитного поля $H = 1 \text{ Э}$ (\square), 2 Э (\bullet), 5 Э (\blacklozenge), 10 Э (∇), 20 Э (\blacktriangle), 50 Э (\circ) и 100 Э (\blacksquare).

Таким образом, природа и механизм AFM-взаимодействия в полупроводниковых СР типа EuS-PbS к настоящему времени остается невыясненной. Ни одна теоретическая модель не предсказывает температурной зависимости AFM межслоевого обменного взаимодействия. Как упоминалось ранее, для металлических систем межслоевое обменное взаимодействие описывается в рамках модификации РККИ механизма, для которого температурная зависимость константы обменного взаимодействия вытекает из уширения распределения Ферми-Дирака с увеличением температуры. В полупроводниковых системах р-типа обменное взаимодействие между спинами осуществляется через дырки в валентной зоне. Однако такое обменное взаимодействие приводит к FM ориентации соседних магнитных слоев, что не соответствует нашим СР. Для полупроводниковых структур II-VI межслоевое обменное взаимодействие осуществляется через мелкие примеси [357-358], которые в слоях PbS никогда не обнаруживались.

Наблюдаемая температурная зависимость константы обменного взаимодействия может быть, по крайней мере, качественно понята в предположении, что межслоевое обменное взаимодействие определяется изменениями зонной структуры всей системы EuS-PbS-EuS, возникающими из-за обменного расщепления d-зон EuS. В простом одноэлектронном приближении энергия электронных состояний внутри квантовых ям зависит от высоты барьера (высота которого будет разной для электронов с разными спинами). Поэтому следует ожидать зависимости общей энергии от взаимной ориентации намагниченностей соседних слоев EuS. Таким образом, энергия межслоевого обменного взаимодействия будет определяться разницей в общей энергии системы при параллельной и антипараллельной ориентации намагниченностей соседних магнитных слоев, т.е. будет зависеть от обменного расщепления в EuS. Поскольку обменное расщепление в EuS примерно пропорционально намагниченности, то и энергия обменного взаимодействия должна также зависеть от намагниченности через обменное расщепление зон магнитных слоев. Как показали расчеты по модели Блиновски-Кацман [350-351] с учетом расщепления всех зон, в том числе и валентных, и при учете реальной структуры CP, можно получить достаточно хорошее соответствие с экспериментом, хотя бы по знаку взаимодействия (AFM).

Таким образом, исследования AFM-взаимодействия в CP EuS-PbS при помощи SQUID'a показали наличие его зависимости от температуры и толщины немагнитной прослойки. При толщинах прослойки более 2.5 монослоя (0.75 нм) наблюдается уменьшение энергии AFM-взаимодействия с увеличением толщины прослоек, что согласуется как с его экспериментальными измерениями при помощи дифракции нейтронов, так и с расчетами по модели Блиновски-Кацман. Для более тонких прослоек энергия AFM-взаимодействия снова уменьшается, что связано с появлением закороток, создающих локальные участки FM-ориентации. Более важным результатом является наблюдение строгой температурной зависимости энергии AFM-взаимодействия. Константа межслоевого обменного взаимодействия имеет степенную зависимость от намагниченности с показателем

степени, зависящим, по-видимому, от толщины магнитных слоев EuS. Хотя ни одна теоретическая модель не может полностью соответствовать экспериментальным результатам, наиболее близкой к описанию АФМ-взаимодействия в СР EuS-PbS является модель Блиновски-Кацман, которая дает правильный знак взаимодействия (АФМ) и в рамках которой можно качественно объяснить степенную зависимость константы обменного взаимодействия от намагниченности из-за обменного расщепления зонной структуры магнитных слоев EuS.

Выводы:

1. Исследования ферромагнитного перехода в СР EuS-PbS показали, что слои EuS становятся ферромагнитными даже при очень малых толщинах (~ 2 монослоев). Для толстых слоев ($d_{\text{EuS}} > 4$ нм) температура Кюри (T_K) составляет 13.6 К (на BaF_2) и 17.3 К (на KCl), что отличается от массивного EuS (16.6 К). Показано, что такой сдвиг T_K связан, в основном, с действием термически индуцированных напряжений из-за различия температурных коэффициентов расширения подложек и пленок. Для тонких слоев ($d_{\text{EuS}} < 3$ нм) наблюдается толщинная зависимость T_K с ее постепенным уменьшением (до 8 К) при уменьшении толщины слоев (до 0.4 нм). Такая зависимость температуры Кюри от толщины слоев EuS связана с уменьшением среднего числа магнитных соседей для магнитных ионов, размещенных вблизи межфазной границы.
2. По угловым и температурным зависимостям линий ферромагнитного резонанса определены константы магнитной анизотропии (K_{EuS}) для СР на подложках BaF_2 ($K_v = -0.71$ МДж/м³ и $K_s = 0.08$ МДж/м²) и KCl ($K_v = -0.67$ МДж/м³ и $K_s = 0.05$ МДж/м²). Установлено, что зависимость K_{EuS} от толщины слоев (d_{EuS}) соответствует известной зависимости $K(d_{\text{EuS}}) = K_v + 2K_s/d_{\text{EuS}}$ с доминирующей ролью объемной составляющей K_v (анизотропия формы), что приводит к намагниченности в плоскости слоев EuS. Оценка экспериментальных данных показывает, что намагниченность слоев в

перпендикулярном направлении возможна только при толщинах слоев $d_{\text{EuS}} < 0.2$ нм, что меньше одного монослоя.

3. При помощи дифракции нейтронов для полупроводниковых СР обнаружено антиферромагнитное упорядочение магнитных слоев (намагниченности соседних слоев EuS направлены в противоположном направлении), обусловленное взаимодействием ферромагнитных слоев EuS через диамагнитные прослойки PbS и YbSe. Такое упорядочение наблюдается для необычно большого диапазона толщины прослоек узкозонного полупроводника PbS (от 0,4 до 40 нм) и широкозонного YbSe (от 1 до 3 нм), что существенно отличает полупроводниковые СР от металлических.
4. Для СР EuS-PbS показана возможность управления упорядочением намагниченностей соседних слоев EuS и их переключение от антиферромагнитного к ферромагнитному при помощи относительно слабых магнитных полей ($H = 100 - 200$ Э), что делает данные структуры весьма перспективными для спинтроники (спин-поляризованной электроники), когда можно контролировать не только величину тока носителей заряда, но и их спиновое состояние.
5. При помощи дифракции поляризованных нейтронов установлена магнитная анизотропия в плоскости слоев СР и определены особенности их доменной структуры. Показано, что намагниченности доменов в СР EuS-YbSe и EuS-PbS лежат вдоль различных направлений в плоскости слоев, вдоль легких осей типа $\langle 110 \rangle$ и $\langle 210 \rangle$, соответственно.
6. Используя гамильтониан Стонера-Вольфарта, удается воспроизвести полевые зависимости интенсивности AFM-пика для СР EuS-YbSe и EuS-PbS. Необходимость включения в подгоночные расчеты флуктуаций изменения константы обменного взаимодействия является косвенным подтверждением влияния ступенек на межфазных границах на силу взаимодействия ферромагнитных слоев в реальных СР. Данные исследования указывают на необходимость учитывать структурные несовершенства СР при рассмотрении теоретических моделей межслоевого обменного взаимодействия.

7. Исследования AFM-взаимодействия в CP EuS-PbS при помощи SQUID'a показали наличие его зависимости от температуры и толщины немагнитной прослойки. Наблюдается уменьшение энергии AFM-взаимодействия с увеличением толщины прослоек, что согласуется как с его экспериментальными измерениями при помощи дифракции нейтронов, так и с расчетами по модели Блиновски-Кацман. Более важным результатом является наблюдение строгой температурной зависимости энергии AFM-взаимодействия. Константа межслоевого обменного взаимодействия имеет степенную зависимость от намагниченности с показателем степени, зависящим, по-видимому, от толщины магнитных слоев EuS.
8. Природа и механизм AFM-взаимодействия в полупроводниковых CP типа EuS-PbS к настоящему времени остается невыясненной. Ни одна теоретическая модель не может полностью соответствовать экспериментальным результатам, но наиболее близкой к описанию AFM-взаимодействия в CP EuS-PbS является модель Блиновски-Кацман, которая дает правильный знак взаимодействия (AFM) и в рамках которой можно качественно объяснить степенную зависимость константы обменного взаимодействия от намагниченности из-за обменного расщепления зонной структуры магнитных слоев EuS.

ВЫВОДЫ

В диссертационной работе решена проблема по выявлению закономерностей и новых квантоворазмерных эффектов в оптических, электрических и магнитных свойствах полупроводниковых сверхрешеток из халькогенидных полупроводников с несоответствием решеток сопрягаемых слоев в широких пределах (0.5 – 13%). Это позволяет существенно расширить круг возможных сверхрешеточных материалов, а несоответствие решеток открывает новые возможности по созданию одно- двух- и трехмерных сверхрешеточных наноструктур, что значительно расширяет как число структурных состояний, так и, соответственно, диапазоны вариации их физических свойств.

Результаты проведенных комплексных и систематических исследований сводятся к следующим основным выводам:

1. На основе халькогенидных полупроводников экспериментально реализованы три типа сверхрешеточных наноструктур:
 - Одномерные (композиционные) сверхрешетки, которые синтезируются при малых несоответствиях и толщинах слоев, меньше критических для введения дислокаций несоответствия.
 - Двумерные (дислокационные) сверхрешетки, при больших несоответствиях и толщинах слоев, больше критических.
 - Трехмерные (дислокационно-композиционные) сверхрешетки, которые являются комбинацией первых двух.
2. Впервые для сверхрешеток из халькогенидных полупроводников определены эффективные коэффициенты взаимодиффузии материалов слоев в тонкопленочном состоянии. Диффузионные характеристики исследованных систем не зависят от соотношения толщин слоев сверхрешеток и величины периода. Обнаружено два этапа диффузии – быстрая (на начальных этапах отжига) и медленная. Быстрая диффузия связана с наличием неравновесных нестехиометрических точечных дефектов в исследованных материалах. В

системе EuS-PbSe обнаружен эффект Киркендалла по изменению положения нулевого рефлекса-сателлита в процессе диффузионных отжигов.

3. Получило дальнейшее развитие исследование фотолюминесценции сверхрешеток на основе полупроводников A^4B^6 . Исследования СР EuS-PbS продемонстрировали квантово-размерные эффекты и показали, что за счет изменения толщины слоев PbS от 30 нм до 2 нм можно изменять эффективную ширину запрещенной зоны (и соответственно длину волны излучения) в очень широком диапазоне энергий от 260 мэВ до 600 мэВ, что существенно превосходит запрещенную зону массивного PbS. Впервые обнаружены линии фотолюминесценции, соответствующие излучению из квантовых точек, созданных модуляцией структуры упорядоченными дислокационными сетками в плоскости композиции и модуляцией состава в ортогональном направлении в трехмерных СР PbSe-PbS/(001)KCl.
4. Исследования поперечного транспорта в композиционных СР EuS-PbS показали наличие в них резонансного туннелирования электронов через тонкие барьеры EuS (2 - 5 нм), что делает вольт-амперные характеристики таких структур сильно нелинейными с появлением на них участков с отрицательной дифференциальной проводимостью (для двухбарьерных структур). Установлено, что проводимость таких структур изменяется при переходе барьерных слоев в ферромагнитное состояние и знак ее изменения определяется взаимной ориентацией намагниченностей соседних слоев EuS. Такие изменения проводимости связаны с обменным расщеплением зоны проводимости барьерных слоев и спиновой поляризацией электронов, туннелирующих через них.
5. Для двумерных дислокационных СР при исследовании их продольных транспортных свойств впервые была обнаружена сверхпроводимость в многослойных структурах из халькогенидов свинца, олова, европия и иттербия, однослойные пленки которых не имеют сверхпроводящих переходов. Сверхпроводимость СР связана с наличием регулярных сеток дислокаций несоответствия на межфазных границах (в отсутствие сеток

дислокаций сверхпроводимость не наблюдается) и имеет следующие характеристики: температура перехода $T_c = 2 - 6.5$ К; максимальное критическое магнитное поле $H_{c2} = 30 - 40$ кЭ; энергетическая щель - $2\Delta/kT_c \sim 10$. Установлено, что сверхпроводимость дислокационных СР имеет двумерный характер и локализована вблизи межфазных границ. Спаривание носителей происходит первоначально в окрестности узлов дислокационной сетки (о чем свидетельствует появление нульмерной флуктуационной СП). Сверхпроводимость стабилизируется взаимодействием соседних дислокационных узлов (появление двумерной флуктуационной СП), а затем и соседних сеток ДН через слой халькогенида свинца. Увеличение плотности ДН (уменьшение периода ДН) приводит к увеличению температуры СП перехода.

6. Исследования ферромагнитного перехода в СР EuS-PbS показали, что слои EuS становятся ферромагнитными даже при очень малых толщинах (~ 2 монослоев). При толщинах слоев $d_{\text{EuS}} > 4$ нм температура Кюри (T_K) составляет 13.6 К (на BaF_2) и 17.3 К (на KCl), что отличается от массивного EuS (16.6 К). Показано, что такой сдвиг T_K связан, в основном, с действием термически индуцированных напряжений из-за различия температурных коэффициентов расширения подложек и пленок. Для тонких слоев ($d_{\text{EuS}} < 3$ нм) наблюдается толщинная зависимость T_K : ее постепенное уменьшение до 8 К при уменьшении толщины слоев до 0.4 нм. Такая зависимость температуры Кюри от толщины слоев EuS связана с уменьшением среднего числа магнитных соседей для магнитных ионов, размещенных вблизи межфазной границы.
7. По угловым и температурным зависимостям линий ферромагнитного резонанса определены константы магнитной анизотропии (K_{EuS}) для СР на подложках BaF_2 ($K_v = -0.71$ МДж/м³ и $K_s = 0.08$ МДж/м²) и KCl ($K_v = -0.67$ МДж/м³ и $K_s = 0.05$ МДж/м²). Установлено, что зависимость K_{EuS} от толщины слоев (d_{EuS}) соответствует известной зависимости $K(d_{\text{EuS}}) = K_v + 2K_s/d_{\text{EuS}}$ с доминирующей ролью объемной составляющей K_v (анизотропия формы), что приводит к намагниченности в плоскости слоев EuS. При помощи дифракции поляризованных нейтронов установлена магнитная анизотропия в плоскости

слоев CP и определены особенности их доменной структуры. Показано, что намагниченности доменов в CP EuS-YbSe и EuS-PbS лежат вдоль различных направлений в плоскости слоев, а именно, вдоль легких осей типа $\langle 110 \rangle$ и $\langle 210 \rangle$, соответственно.

8. При помощи дифракции нейтронов для полупроводниковых CP обнаружено антиферромагнитное упорядочение магнитных слоев (намагниченности соседних слоев EuS направлены в противоположном направлении), обусловленное взаимодействием ферромагнитных слоев EuS через диамагнитные прослойки PbS и YbSe. Такое упорядочение наблюдается для необычно большого диапазона толщины прослоек узкозонного полупроводника PbS (от 0,4 до 40 нм) и широкозонного YbSe (от 1 до 3 нм), что существенно отличает полупроводниковые CP от металлических. Для CP EuS-PbS показана возможность управления упорядочением намагниченностей соседних слоев EuS и их переключение от антиферромагнитного к ферромагнитному при помощи относительно слабых магнитных полей ($H = 100 - 200$ Э), что делает данные структуры весьма перспективными для спинтроники (спин-поляризованной электроники) с возможностью контроля не только величины тока носителей заряда, но и их спинового состояния.
9. Исследования AFM-взаимодействия в CP EuS-PbS при помощи SQUID'a выявили его зависимости от температуры и толщины немагнитной прослойки. Наблюдается уменьшение энергии AFM-взаимодействия с увеличением толщины прослоек и температуры. Установлено, что константа межслоевого обменного взаимодействия имеет степенную зависимость от намагниченности слоев EuS с показателем степени, который зависит от толщины магнитных слоев.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Келдыш Л.В. О влиянии ультразвука на электронный спектр кристалла // ФТТ. - 1962. - Т. 4, № 8. - С. 2265-2267.
2. Esaki L.,Tsu R. Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors // IBM J. Res. Dev. - 1970. - Vol. 14, № 1. - P. 61-65.
3. Засед В.С., Глазштейн Л.Я. Полупроводниковые структуры с дополнительным модулирующим возмущающим потенциалом (сверхрешетки) - новый класс полупроводников с управляемым зонным спектром // Обзоры по электронной технике. - 1974. - Вып. 31. - С. 3-66.
4. Маслюк В.Т., Феннич П.А. Полупроводниковые сверхрешетки // Зарубежная электронная техника. - 1981. - № 8. - С. 3-66.
5. Силин А.П. Полупроводниковые сверхрешетки // Успехи физических наук. - 1985. - Т. 147, № 3. - С. 485-521.
6. Эсаки Л. Молекулярно-лучевая эпитаксия и развитие технологии полупроводниковых сверхрешеток и структур с квантовыми ямами.- В кн: Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры.: Пер. с англ./Под ред. Л. Ченга, К. Плога.- М.: Мир, 1989.- с. 7 – 36.
7. Херман М. Полупроводниковые сверхрешетки: Пер. с англ.- М.: Мир, 1989.- 240 с.
8. Уфимцев В.Б., Акчурин Р.Х. Физико-химические основы жидкофазной эпитаксии.- М.: Metallurgy, 1983.- с.
9. Woodall J. M. Solution grown $Ga_{1-x}Al_xAs$ superlattice structures // J. Crystal Growth. - 1972. - Vol. 12, № 1. - P. 32-38.
10. Manasevit H.M. Single-Crystal Gallium Arsenide On Insulating Substrates // Appl. Phys. Lett. – 1968.- Vol. 12, № 4. - P.156-159 .
11. Leys M.R., van der Opdorn C., Viegeles M.P.A., Talen-van der Mhen H.J. Growth of multiple thin layer structures in the GaAs-AlAs system using a novel VPE reactor // J. Cryst. Growth.- 1984.- Vol. 68, № 1. - P. 431-436.

12. Esaki L., Chang L.L. Semiconductor superfine structures by computer-controlled molecular beam epitaxy // *Thin Solid Films*. - 1976. - Vol. 36, № 2. - P. 285-298.
13. Фельдман Л., Майер Д. Основы анализа поверхности и тонких пленок. - М: Мир, 1989. - 344 с.
14. Matthews J.W. Epitaxial growth. - New-York-London: Pergamon Press, 1975. - 690 p.
15. Vook R.W. Structure and growth of thin films // *Int. Met. Rev.* - 1982. - Vol. 27, № 4. - P. 209-245.
16. Venables J.A. Capabilities and limits of nucleation theories // *Thin Solid Films*. - 1976. - Vol. 32. - P. 135-141.
17. Палатник Л.С., Козьма А.А., Михайлов И.Ф., Маслов В.Н. Определение характеристик периодических структур по сателлитам брэгговских отражений // *Кристаллография*. - 1978. - Т. 23, № 3. - С. 570-577.
18. Зеркальная рентгеновская оптика / А.В. Виноградов, И.А. Брытов, А.Я. Грудский, М.Т. Коган, И.В. Кожевников, В.А. Слемзин / Под общ. ред. А.В. Виноградова. - Л.: Машиностроение. Ленингр. отд-е, 1989. - 463 с.
19. Koppensteiner E., Springholz G., Hamberger P., Bauer G. Molecular beam epitaxy of PbTe/EuTe superlattices and their structural investigation by X-ray diffraction using reciprocal space mapping // *J. Appl. Phys.* - 1993. - Vol. 74, № 10. - P. 6062-6071.
20. Бастар Г. Расчет зонной структуры сверхрешеток методом огибающей функции.- В кн: Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры / Под ред. Л. Ченга, К. Плога.- М.: Мир, 1989. - С. 312 –347.
21. Ploog K., Döhler G.H. Compositional and doping superlattices in III-V semiconductors // *Advances in Physics*. - 1983. - Vol. 32, № 3. - P. 285-359.
22. Döhler G.H. Semiconductor superlattices - a new material for research and applications // *Physica Scripta*. - 1981. - Vol. 24. - P. 430-439.
23. Esaki L. A bird's-eye view on the evolution of semiconductor superlattices and quantum wells // *IEEE J. Quantum Electronics*. - 1986. - Vol. QE-22, № 9 - P. 1611-1624.

24. Döhler G.H. Light generation, modulation and amplification by n-i-p-i doping superlattices // *Opt. Engeneering*. - 1986. - Vol. 25, № 2. - P. 211-218.
25. Döhler G.H. The potential of n-i-p-i doping superlattices for novel semiconductor devices // *Superlattices and Microstructures*. - 1985. - Vol. 1, № 3. - P. 279-287.
26. Dohler G.H. High-speed n-i-p-I photodetector with internal gain. // *Superlattices and Microstructures*. - 1985. - Vol. 1, № 5. - P. 427-431.
27. Голоньяк Н.Н. Полупроводниковые лазеры с квантовыми размерными слоями // *ФТП*. - 1985. - Т. 19, № 9. - С. 1529-1557.
28. Алферов Ж.И., Антонишкис Н.Ю., Арсентьев И.Н., Гарбузов Д.З., Красовский В.В. Фотолюминесценция InGaAsP/GaAs квантово-размерных гетероструктур // *ФТП*. - 1986. - Т. 20, № 12. - С. 2145-2149.
29. Алферов Ж.И., Андреев В.М., Воднев А.А., Конников С.Г., Ларионов В.Р., Погребницкий К.Ю., Румянцев В.Д., Хвостиков В.П. AlGaAs гетероструктуры с квантово-размерными слоями, полученные низкотемпературной жидкофазной эпитаксией // *Письма в ЖТФ*. - 1986. - Т.12, № 18. - С.1089-1093.
30. Алферов Ж.И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур // *ФТП*. - 1998. - Т. 32, № 1. - С. 3-18.
31. Шотов А.П., Селиванов Ю.Г. Гетеролазеры PbS/PbSSe/PbSnSe с квантовым размерным эффектом в активной области // *Письма в ЖЭТФ*. - 1987. - Т. 45, № 1. - С. 5-7.
32. Partin D.L. Single quantum well lead-europium-selenide-telluride diode lasers // *Appl. Phys. Lett.* - 1984. - Vol. 45, № 5. - P. 487-489.
33. Partin D.L. Lead salt quantum well diode lasers // *Superlattices and Microstructures*. - 1985. - Vol. 1, № 2. - P. 131-135.
34. Capasso F. Band-gap engineering via graded gap, superlattices, and periodic doping structures: Application to novel photodetectors and other devices // *J. Vac. Science Technol. B*. - 1983. - Vol. 1, № 2. - P. 457-561.
35. Цанг В.Т. Полупроводниковые лазеры и фотоприемники, полученные методом молекулярно-лучевой эпитаксии.- В кн: Молекулярно-лучевая эпитаксия

- и гетероструктуры / Под ред. Л. Ченга, К. Плога.- М.: Мир, 1989.- С. 463 – 504.
36. Capasso F., Mohammed K., Cho A.Y. Resonant tunneling through double barriers, perpendicular quantum transport phenomena in superlattices, and device applications // *IEEE J. Quantum Electronics*. - 1986. - Vol. QE-22, № 9. - P. 1853-1869.
 37. Capasso F., Kiehl R.A. Resonant tunneling transistor with quantum well base and high-energy injection: a new negative differential resistance device // *J. Appl. Phys.* - 1985. - Vol. 58, № 3. - P. 1366-1368.
 38. Pan D.S., Meng C.C. On the mechanism and frequency limit of double-barrier quantum-well structures // *J. Appl. Phys.* - 1987. - Vol. 61, № 5. - P. 2082-2084.
 39. Brown E.R., Sollner T.C., Parker C.D., Goodhue W.D., Chen C.L. Oscillations up to 420 GHz in GaAs/AlAs resonant tunneling diodes // *Appl. Phys. Lett.* - 1989. - Vol. 55, № 17. - P. 1777-1779.
 40. Пчеляков О.П., Болховитянов Ю.Б., Двуреченский А.В., Соколов Л.В., Никифоров А.И., Якимов А.И., Фойхтлендер Б. Кремний-германиевые наноструктуры с квантовыми точками: механизмы образования и электрические свойства // *ФТП*. - 2000. - Т.34, № 11. - С.1281-1299.
 41. J.Stangl, V.Holy, G.Bauer. Structural properties of self-organized semiconductor nanostructures // *Rev. Modern Phys.* - 2004. - Vol. 76, № 3. - P. 725-783.
 42. Эйген, Айэс, Адамс, Форбарлет. Криостат для быстрого получения температур от 300 К до 1 К, погружаемый в гелиевый дьюар // *Приборы для научных исследований*. - 1984. - № 12. - С. 132-138.
 43. Bacon G.E. Neutron diffraction // Clarendon Press: Oxford. - 1975.
 44. Williams W.G. Polarized neutrons // Clarendon Press: Oxford. - 1987.
 45. Majkrzak C.F. Polarized neutron reflectometry // *Physica B*. - 1991. - Vol. 173. - P. 75-79.
 46. Giebultowicz T.M., Кепа Н., Blinowski J., Касман Р. Neutron diffraction and reflectivity studies of interlayer correlations in magnetic semiconductor superlattices // *Physica E*. - 2001. - Vol. 10. - P. 411-418.

47. Палатник Л.С., Сорокин В.К., Зозуля Л.П. Механизм формирования эпитаксиальных пленок PbS на каменной соли // ФТТ. - 1969. - Т. 11, № 3. - С. 744-748.
48. Косевич В.М., Палатник Л.С., Сорокин В.К. О механизме эпитаксиального роста PbTe на KCl. // ФТТ. - 1968. - Т. 10. - С. 2465-2472.
49. Семилетов С.А., Кудрявцева Р.В. Структурные неоднородности и дислокационная структура эпитаксиальных пленок сернистого свинца // Известия АН СССР, Сер. физ. - 1977. - Т. 41, № 11. - С. 2388-2391.
50. Фреик Д.М., Августимов В.Л., Грушин А.И., Солоничный Л.В., Шперун В.М., Масляк Н.Т. Получение пленок соединений A^4B^6 в квазизамкнутом объеме // Физика и химия обработки материалов. - 1978. - № 3. - С. 104-106.
51. Clemens H., Fantner E.J., Ruhs W., Bauer G. Growth and characterization of PbTe epitaxial films grown by hot-wall epitaxy // J. Crystal Growth. - 1984. - Vol. 66. - P. 251-256.
52. Ueta A.Y., Springholz G., Bauer G. Improved nucleation and spiral growth of PbTe on BaF₂(111) // J. Crystal Growth. - 1997. - Vol. 175/176. - P. 1022-1027.
53. Yagi K., Takayanagi K., Kobayashi K., Honjo G. In situ observation of formation of misfit dislocation in pseudomorphic monolayer overgrowth of metals and non-metals // J. Crystal Growth. - 1971. - Vol. 9. - P. 84-97.
54. Takayanagi K., Kobayashi K., Yagi K., Honjo G. Heteroepitaxy of chalcogenide compounds // Thin Solid Films. - 1974. - Vol. 21. - P. 325-339.
55. Yagi K., Takayanagi K., Matsushita K., Honjo G. Monolayer overgrowth in heteroepitaxy of chalcogenide compounds with NaCl and distorted NaCl structure // J. Crystal Growth. - 1974. - Vol. 24/25. - P. 307-312.
56. Honjo G., Yagi K. Studies of epitaxial growth of thin films by in situ electron microscopy // Current Topics in Mater. Science. - 1980. - Vol. 6. - P. 195-307.
57. Палатник Л.С. Структура и физические свойства твердого тела. Лабораторный практикум. - Киев: "Вища школа". - 1983. - 264 с.

58. Teterkin V.V., Sipatov A.Yu., Sizov F.F., Fedorenko A.I., Fedorov A. (001)-oriented lead selenide films grown on silicon substrates // *Infrared Phys. Technol.* - 1996. - Vol. 37. - P. 379-384.
59. Михайлов И.Ф., Савицкий Б.А., Сипатов А.Ю., Федоренко А.И., Шпаковская Л.П. Упругие деформации и напряжения в эпитаксиальных бикристаллах халькогенидов свинца // *Кристаллография.* - 1981. - Т. 26, Вып. 4. - С. 792-798.
60. Михайлов И.Ф., Савицкий Б.А., Сипатов А.Ю., Федоренко А.И., Шпаковская Л.П. Характеристики дислокационных сверхрешеток в эпитаксиальных бикристаллах халькогенидов свинца // *ФТТ.* - 1983. - Т. 25, № 4. - С. 1166-1171.
61. Пастур Л.А., Фельдман Э.П. Об упругих деформациях, возникающих при эпитаксиальном росте // *ФТТ.* - 1972. - Т. 14, № 9. - С. 2689-2691.
62. Борд Б.Г., Палатник Л.С., Федоренко А.И., Фельдман Э.П. Упругие напряжения и деформации у границы раздела эпитаксиального бикристалла Co/Cu // *ФТТ.* - 1972. - Т. 14, № 11. - С. 3157-3160.
63. Hicks L.D., Dresselhaus M.S. Effect of quantum well structures on thermoelectric figure of merit // *Phys. Rev. B.* - 1993. - Vol. 47, № 19. - P. 12727-12731.
64. Hicks L.D., Dresselhaus M.S. Thermoelectric figure of merit of a one dimensional conductor // *Phys. Rev. B.* - 1993. - Vol. 47, № 24. - P. 16631-16633.
65. Harman T.C., Taylor P.J., Spears D.L., Walsh M.P. Thermoelectric quantum dot superlattices with high ZT // *Journal of Electronic Materials.* - 2000. - Vol. 29, № 1. - P. L1-L4.
66. Henein G.E., Hilliard J.E. Interdiffusivities in silver-palladium composition-modulated foils // *J. Appl. Phys.* - 1984. - Vol. 55, № 8. - P. 2895-2900.
67. Arch D.K., Staudenmann J.L., Hibbs-Brenner M. Interdiffusion in HgTe-CdTe superlattices // *J. Vac. Sci. Technol.* - 1986. - Vol. 4, № 4. - P. 2101-2105.
68. Cook H.E., de Fontaine D., Hilliard J.E. A model for diffusion on cubic lattice and its applications to the early stages of ordering // *Acta Metallurg.* - 1969. - Vol. 17, № 6. - С. 765-773.
69. Philofski E.M., Hilliard J.E. Effect of coherency strains on diffusion in copper-palladium alloys // *J. Appl. Phys.* - 1969. - Vol. 40, № 5. - P. 2198-2205.

70. Tsakalakos T., Hilliard J.E. Effect of long-range interaction on diffusion in copper-nickel composition-modulated alloys // *J. Appl. Phys.* - 1985. - Vol. 55, № 8. - P. 2885-2894.
71. Cook H.E., Hilliard J.E. Effect of gradient energy on diffusion in gold-silver alloys // *J. Appl. Phys.* - 1969. - Vol. 40, № 5. - P. 2191-2198.
72. Ангина Н.П., Берченко Н.Н., Войцеховский А.В., Ижнин И.И., Медведев Ю.В. Сверхрешетки HgTe-CdTe - новый материал ИК оптоэлектроники // *Зарубежная электронная техника.* - 1987. - № 11. - С. 3-46.
73. Араманович И.Г., Левин В.И. Уравнения математической физики. - М.: Наука. - 1964. - 287 с.
74. Вильсон А. Оптика рентгеновских лучей. - М.: Мир. - 1951. - 162 с.
75. Leute V., Bottner H., Schmidtke H. Chalcogen interdiffusion in the system Pb(S,Se) // *Zeitschrift für Naturforschung.* - 1978. - Vol. 34a. - P. 89-95.
76. Goltsos W.C., Nakahara J., Nurmikko A.V., Partin D.L. Photoluminescence in PbTe-PbEuTeSe multiquantum wells // *Appl. Phys. Letters.* - 1985. - Vol. 46, № 12. - P. 1173-1175.
77. Goltsos W.C., Nurmikko A.V., Partin D.L. Optical bandgap and magneto-optical effects in (Pb,Eu)Te // *Solid State Communications.* - 1986. - Vol. 59, № 4. - P. 183-186.
78. Goltsos W.C., Nakahara J., Nurmikko A.V., Partin D.L. Electron-hole recombination spectra and kinetics in PbTe/PbEuTeSe multiquantum wells // *Surface Science.* - 1986. - Vol. 174. - P. 288-291.
79. Вaleyko M.B., Засавицкий И.И., Матвеев А.В., Мацонашвили Б.Н. Фотолюминесценция квантово-размерных эпитаксиальных слоев и структур на основе $Pb_{1-x}Sn_xTe$ // *Письма в ЖЭТФ.* - 1986. - Т. 43, № 3. - С. 140-142.
80. Вaleyko M.B., Засавицкий И.И., Матвеев А.В., Мацонашвили Б.Н., Саксеев Д.А. Фотолюминесценция квантово-размерных напряженных эпитаксиальных слоев и структур на основе $Pb_{1-x}Sn_xTe$ // *Физика и техника полупроводников.* - 1987. - Т. 21, № 1. - С. 57-62.

81. Равич Ю.И., Ефимова Б.А., Смирнов И.А. Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbTe, PbSe и PbS. - М.: Наука, 1968. - 384 с.
82. Соколов А.А., Тернов И.М., Жуковский В.Ч. Квантовая механика. - М.: Наука, 1979. - 45 с.
83. Жузе В.П. Физические свойства редкоземельных элементов. - М.: Наука, 1973. -
84. Соммер А.Х. Фотоэмиссионные материалы. - М.: Мир, - 1972.
85. Гольдман И.И., Кривченков В.Д. Сборник задач по квантовой механике. - М.: Гостехиздат, 1957. - С. 63-65.
86. Магарилл Л.И., Романов А.А., Шик А.Я. Межзонная люминесценция квантовых гетероструктур // ФТП. - 1987. - Т. 21, № 3. - С. 404-410.
87. Chu T.K., Agassi D., Martinez A. Determination of band offsets using the photovoltaic effect: application to the PbS/PbSe heterostructure // Appl. Phys. Letters. - 1987. - V. 50, № 7. - P. 419-421.
88. Золотов С.И., Юнович А.Э. Температурная зависимость квантового выхода излучательной рекомбинации в селениде и сульфиде свинца // ФТП. - 1986. - Т. 20, № 2. - С. 263-269.
89. Шик А.Я. О правилах отбора для оптических переходов в тонкопленочных гетероструктурах // Письма в ЖТФ. - 1979. - Т. 5, № 14. - С. 869-871.
90. Бонч-Бруевич В.Л., Гласко В.Б. К теории электронных состояний, связанных с дислокациями. I. Линейные дислокации // ФТТ. - 1961. - Т. 3, Вып. 1. - С. 36-46.
91. Бонч-Бруевич В.Л. К теории электронных состояний, связанных с дислокациями. II. Винтовые дислокации // ФТТ. - 1961. - Т. 3, Вып. 1. - С. 47-52.
92. Haug H., Koch S.W. Quantum theory of the optical and electronic properties of semiconductors. - Singapore: World Scientific, 1990. - P.
93. Brown E.R., Sollner T.C., Parker C.D., Goodhue W.D., Chen C.L. Oscillations up to 420 GHz in GaAs/AlAs resonant tunneling diodes // Appl. Phys. Letters. - 1989. - Vol. 55, № 17. - P. 1777-1779.

94. Mauger A., Godart C. The magnetic, optical, and transport properties of representatives of a class of magnetic semiconductors: the europium chalcogenides // *Physics Reports*. - 1986. - Vol. 141, № 2-3. - P. 51-176.
95. Hao X., Moodera J.S., Meservey R. Spin-filter effect of ferromagnetic europium sulphide tunnel barriers // *Phys. Rev. B*. - 1990. - Vol. 42, № 13. - P. 8235-8243.
96. LeClair P., Ha J.K., Swagten H.J.M., Kohlepp J.T., van de Vin C.H., de Jong W.J.M. Large magnetoresistance using hybrid spin filter devices // *Appl. Phys. Letters*. - 2002. - Vol. 80, № 4. - P. 625-627.
97. Moodera J.S., Mathon G. Spin polarized tunneling in ferromagnetic junctions // *J. of Magnetism and Magnetic Materials*. - 1999. - Vol. 200. - P. 248-273.
98. Chang L.L., Esaki L., Tsu R. Resonant tunneling in semiconductor double barriers // *Appl. Phys. Letters*. - 1974. - Vol. 24, № 12. - P. 593-595.
99. Skewchuk T.J., Chapin P.C., Coleman P.D., Kopp W., Fisher R., Morcoc H. Resonant tunneling oscillators in a GaAs-AlGaAs heterostructures at room temperature // *Appl. Phys. Letters*. - 1985. - Vol. 46, № 3. - P. 508-510.
100. Coon D.D., Liu H.C. Tunneling currents and two-body effects in quantum well and superlattice structures // *Appl. Phys. Letters*. - 1985. - Vol. 47, № 1. - P. 172-174.
101. Capasso F., Mohammed K., Cho A.Y. Sequential resonant tunneling through a multiquantum well superlattices // *Appl. Phys. Letters*. - 1986. - Vol. 48, № 2. - P. 478-480.
102. Кальфа А.А., Тагер А.С. Горячие электроны в гетероструктурах с селективным легированием // *ФТП*. - 1987. - Т. 21, № 8. - С. 1353-1363.
103. Шапиро Б.Я. Коллективные явления в искусственных металлических сверхрешетках // *Металлофизика*. - 1987. - Т. 9, № 4. - С. 3-16.
104. Matijasevich V., Beasley M.R. Superconductivity in superlattices // *Metallic superlattices - artificial structure materials*. - Amsterdam: Pergamon Press, 1987. - P. 187-211.
105. Ruggiero S.T., Beasley M.R. Synthetically layered superconductors // *In Synthetic modulated structures*, edited by L.L.Chang, B.S.Giessen. - New York: Academic Press, 1985. - P. 365-417.

106. Wilson J.A., Yoffe A.D. The transition metal dichalcogenides // *Advance Physics*. - 1969. - Vol. 18. - P. 193-335.
107. Булаевский Л.Н. Сверхпроводимость и электронные свойства слоистых соединений // *УФН*. - 1975. - Т. 116, № 3. - С. 449-483.
108. Worthington T.K., Gallagher W.J., Dinger T.R. Anisotropic nature of high-temperature superconductivity in single-crystal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ // *Phys. Rev. Letters*. - 1987. - Vol. 59, № 10. - P. 1160-1163.
109. Oh B., Char K., Kent A.D. Upper critical field, fluctuation conductivity and dimensionality of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ // *Phys. Rev. B*. - 1988. - Vol. 37, № 13. - P. 7861-7864.
110. Noel H., Gougeon P., Padiou I. Anisotropy of the superconducting magnetic field H_{c2} of a single crystal of $\text{TmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ // *Solid State Commun.* - 1987. - Vol. 63, № 10. - P. 915-917.
111. Бондаренко А.В., Дмитренко И.М., Оболенский М.А. Анизотропия H_{c2} и особенности резистивных переходов на орторомбических и тетрагональных монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ // *ФНТ*. - 1989. - Т. 15, № 6. - С. 582-586.
112. Гапонов С.В., Ильин Н.В., Калягин М.А. Анизотропия магнитных и электрических свойств тонких сверхпроводящих пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ // *Письма в ЖЭТФ*. - 1988. - Т. 48, № 3. - С. 155-158.
113. Dinger T.R., Worthington T.K., Gallagher W.J., Sandstrom R.L. Direct observation of electronic anisotropy in single-crystal YBaCuO // *Phys. Rev. Letters*. - 1987. - Vol. 58, № 253. - P. 2687-2690.
114. Krusin-Elbaum L., Malozemoff A.P., Yeshurun Y. Temperature dependence of lower critical fields in Y-Ba-Cu-O crystals // *Phys. Rev. B*. - 1989. - Vol. 39, № 4. - P. 2936-2939.
115. Farrell D.E., Fang M.M., Bansal N.P. Critical current anisotropy in high- T_c superconductors // *Phys. Rev. B*. - 1989. - Vol. 39, № 1. - P. 718-720.
116. Hayashi K., Murata K., Takahashi K. Preparation and characterization of Y-Ba-Cu-O single crystals // *Jap. J. Appl. Phys.* - 1987. - Vol. 26, № 7. - P. L1240- L1243.
117. Kapitulnik A. Properties of films of high- T_c perovskite superconductors // *Physica C*. - 1988. - Vol. 153-155. - P. 520-526.

118. Ausloos M., Laurent C. Thermodynamic fluctuations in the superconductor $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$: evidence for two-dimensional superconductivity // *Phys. Rev. B.* - 1988. - Vol. 37, № 1. - P. 611-614.
119. Palstra T.T., Batlogg B., Schneemeyer L.F. Angular dependence of the upper critical field of $Bi_{2.2}Sr_2Ca_{0.8}Cu_2O_{8+\delta}$ // *Phys. Rev. B.* - 1988. - Vol. 38, № 7. - P. 5102-5105.
120. Martin S., Fiory A.T., Fleming R.M. Temperature dependence of the resistivity tensor in superconducting $Bi_2Sr_{2.2}Ca_{0.8}Cu_2O_8$ crystals // *Phys. Rev. Letters.* - 1988. - Vol. 60, № 21. - P. 2194-2197.
121. Werthamer N.R. Theory of the superconducting transition temperature and energy gap fluctuation of superposed metal films // *Phys. Rev.* - 1963. - Vol. 132, № 6. - P. 2240-2245.
122. de Gennes P.G. Boundary effect in superconductors // *Rev. Modern Phys.* - 1964. - Vol. 36, № 1. - P. 225-227.
123. Кац Е.И. О некоторых свойствах слоистых структур // *ЖЭТФ.* - 1969. - Т. 56, № 5. - С. 1675-1684.
124. Булаевский Л.Н. Магнитные свойства слоистых сверхпроводников со слабым взаимодействием между слоями // *ЖЭТФ.* - 1973. - Т. 64, № 6. - С. 2241-2247.
125. Кулик И.О., Миненко Е.В. Магнитные свойства слоистых сверхпроводников // *ФНТ.* - 1976. - Т. 2, № 5. - С. 559-570.
126. Volkov A.F. Abrikosov vortices in Josephson vortex lattice // *Phys. Letters A.* - 1989. - Vol. 138, № 4-5. - P. 213-218.
127. Миненко Е.В. Поверхностная сверхпроводимость анизотропных сверхпроводников // *ФНТ.* - 1983. - Т. 9, № 10. - С. 1036-1045.
128. Shapiro B.Ya., Efimova L.V. The surface superconductivity of layered metals // *Phys. Status Solidi B.* - 1987. - Vol. 144, № 1. - P. 437-448.
129. Ефимова Л.В., Шапиро Б.Я. Поверхностная сверхпроводимость слоистых металлов // *Препринт СО АН СССР, Ин-т неорган. химии, № 86-9.* - Новосибирск. - 1986. - С. 1-26.

130. Миненко Е.В., Кулик И.О. Наклонные вихри в сверхпроводниках // ФНТ. - 1979. - Т. 5, № 11. - С. 1237-1275.
131. Асламазов Л.Г., Ларкин А.И. Влияние флуктуаций на свойства сверхпроводника при температурах выше критической // ФТТ. - 1968. - Т. 10, № 4. - С. 1004-1111.
132. Maki K. Critical fluctuation of the order parameter in superconductor // Progr. Theory Physics. - 1968. - Vol. 40, № 2. - P. 193-200.
133. Tompson R.S. Microwave flux flow and fluctuation resistance of dirty type II superconductors // Phys. Rev. B. - 1970. - Vol. 1, № 1. - P. 327-333.
134. Maki K., Tompson R.S. Fluctuation conductivity of high- T_c superconductors // Phys. Rev. B. - 1989. - Vol. 39, № 4. - P. 2767-2770.
135. Obara H., Uchinokura K., Tanaka S. Fluctuation-induced diamagnetism above T_c in Nb/Si superconductive multilayers // Physica C. - 1989. - Vol. 157, № 1. - P. 37-47.
136. Рыбальченко Л.Ф., Янсон И.К., Бобров Н.Л. Избыточная проводимость микроконтактов из YBaCuO в интервале 100-200 К // ФНТ. - 1990. - Т. 16, № 1, С. 58-64.
137. Rice T.M. Superconductivity in one and two dimensions // Phys. Rev. A. - 1965. - Vol. 140, № 6. - P. 1889-1891.
138. Hohenberg P.C. Existence of long-range order in one and two dimensions // Phys. Rev. - 1967. - Vol. 158, № 2. - P. 383-386.
139. Дзялошинский И.Е., Кац Е.И. К теории сверхпроводимости в квазиодномерных структурах // ЖЭТФ. - 1968. - Т. 55, № 6(12). - С. 2373-2375.
140. Strongin M., Kammerer O.F., Douglass D.H. Effect of dielectric and high-resistivity barriers on the superconducting transition temperature of thin films // Phys. Rev. Letters. - 1967. - Vol. 19, № 3. - P. 121-125.
141. Kanoda K., Mazaki H., Hosoito N., Shinjo T. Upper critical field of V-Ag multilayered superconductors // Phys. Rev. B. - 1987. - Vol. 35, № 13. - P. 6736-6748.

142. Granqvist C.G., Claeson T. Superconducting transition temperatures of vapour quenched Ag-In and Ag-Sn multilayers // *Solid State Commun.* - 1979. - Vol. 32, № 7. - P. 531-535.
143. Дедю В.И., Лыков А.Н. Стимулирование сверхпроводимости в многослойных ниобиевых структурах // *Письма в ЖЭТФ.* - 1987. - Т. 46, № 5. - С. 184-186.
144. Гвоздииков В.М. Критическая температура сверхпроводящих сверхрешеток // *ФНТ.* - 1989. - Т. 15, № 6. - С. 636-644.
145. Ruggiero S.T., Barbee T.W., Beasley M.R. Superconducting properties of Nb/Ge metal semiconductor multilayers // *Phys. Rev. B.* - 1982. - Vol. 26, № 9. - P. 4894-4908.
146. Locquet J.P., Neerinck D., Van der Straeten H. Superconductivity in coupled Pb/Ge and Pb/C multilayers // *Jap. J. Appl. Phys.* - 1987. - Vol. 26, № 3. - P. 1431-1432.
147. Kanoda K., Mazaki H., Mizutani T. Superconducting fluctuations and transition temperatures of ultrathin V films and V-Si multilayered systems // *Jap. J. Appl. Phys.* - 1987. - Vol. 26, № 3. - P. 1433-1434.
148. Ruggiero S.T., Barbee T.W., Beasley M.R. Superconductivity in quasi-two-dimensional layered composites // *Phys. Rev. Letters.* - 1980. - Vol. 45, № 15. - P. 1299-1302.
149. Banerjee I., Yang Q.S., Falco C.M., Schuller I.K. Anisotropic critical fields in superconducting superlattices // *Phys. Rev. B.* - 1983. - Vol. 28, № 9. - P. 5037-5040.
150. Broussard P.R., Geballe T.H. Superconductivity and structure in sputtered Nb-Ta multilayers // *Phys. Rev. B.* - 1988. - Vol. 37, № 1. - P. 60-67.
151. Banerjee I., Schuller I.K. Transition temperatures and critical fields of Nb/Cu superlattices // *J. Low Temp. Phys.* - 1984. - Vol. 54, № 5/6. - P. 501-518.
152. Chun C.S., Guo-Guang Zheng, Vicent J.L., Schuller I.K. Dimensional crossover in superlattice superconductors // *Phys. Rev. B.* - 1984. - Vol. 29, № 9. - P. 4915-4920.

153. Broussard P.R., Geballe T.H. Critical field of Nb-Ta multilayers // *Phys. Rev. B.* - 1987. - Vol. 35, № 4. - P. 60-67.
154. Гвозди́ков В.М. О положительной кривизне температурной зависимости верхнего критического поля в сверхпроводящих сверхструктурах // *ФНТ.* - 1986. - Т. 12, № 2. - С. 121-127.
155. Гвозди́ков В.М. Критические магнитные поля сверхпроводящих сверхрешеток // *ФНТ.* - 1990. - Т. 16, № 1. - С. 5-15.
156. Изюмов Ю.А., Прошин Ю.Н., Хусаинов М.Г. Конкуренция сверхпроводимости и магнетизма в гетероструктурах ферромагнетик/сверхпроводник // *УФН.* - 2002. - Т. 172, № 2. - С. 113-154.
157. Obi Y., Ikebe M., Fujishiro H. Evidence for zero- and π -phase order parameters of superconducting Nb/Co tri- and pentalayers from the oscillatory behavior of the transition temperature // *Phys. Rev. Letters.* - 2005. - Vol. 94. - P. 057008(1-4).
158. Gu J.Y., Chun-Yeol You, Jiang J.S., Bader S.D. Magnetization-orientation dependence of the superconducting transition temperature and magnetoresistance in the ferromagnet-superconductor-ferromagnet trilayer system // *J. Appl. Phys.* - 2003. - Vol. 93, № 10. - P. 7696-7698.
159. Pena V., Sefrioui Z., Arias D., Leon C., Santamaria J. Giant magnetoresistance in ferromagnet/superconductor superlattices // *Phys. Rev. Letters.* - 2005. - Vol. 94. - P. 057002(1-4).
160. Murase K., Ishida S., Takaoka S., Okumura T., Fujuiyasu H., Ishida A., Aoki M. Superconducting behavior in PbTe-SnTe superlattices // *Surface Science.* - 1986. - Vol. 170. - P. 486-490.
161. Takaoka S., Sugita T., Murase K. Superconductivity of (Pb,Sn,Ge)Te semiconductor film with little Pb inclusion // *Jap. J. Appl. Phys.* - 1987. - Vol. 26. - P. 1345-1346.
162. Murase K., Takaoka S., Sugita T. Superconductivity and proximity effect in IV-VI semiconductor with metal inclusions // *JJAP Superconducting Materials.* - 1988. - Ser. 1. - P. 132-134.

163. Гольцман Б.М., Дашевский З.Н., Кайданов В.М., Коломоец И.В. Пленочные термоэлементы: физика и применение. - М.: Наука, 1985. - 232 с.
164. Дмитриев В.М., Соловьев А.Л., Дмитренко А.И. Флуктуационная проводимость гранулированных пленок ванадия // ФНТ. - 1985. - Т. 11, № 7. - С. 682-698.
165. Белевцев Б.И., Комник Ю.Ф. Сверхпроводящие флуктуации выше T_c в холодноосажденных пленках индия с водородом: наблюдение перехода от двумерных к нульмерным флуктуациям // ФНТ. - 1983. - Т. 9, № 6. - С. 581-589.
166. Ковалев А.Н., Парамонов В.И. Особенности получения совершенных слоев халькогенидов свинца // Электронная техника. Материалы. - 1986. - № 4. - С. 26-31.
167. Глухов А.М., Дмитренко И.М., Похила А.С. Особенности резистивных переходов ВТСП в магнитном поле // Тез. докл. I Всесоюзн. совещ. по ВТСП. - 1988. Харьков, Т.1. - С. 108-109.
168. Crabtree G.W., Kwok W.K., Welp U. The upper critical field of high temperature superconductors // J. Magn. and Magn. Materials. - 1988. - Vol. 76-77. - P. 547-551.
169. Lawrence W.E., Doniach S. Theory of layers structure superconductors // Proc. of 12 Int. Conf. on Low Temp. Phys. (LT-12). - ed. by E.Kanda. - Kyoto: Academic Press, 1970. - P. 361-362.
170. Hikami S., Larkin A.I. Magnetoresistance of high temperature superconductors // Modern Phys. Letters. - 1988. - Vol. 2, № 5. - P. 693-698.
171. Aronov A.G., Hikami S., Larkin A.I. Zeeman effect on magnetoresistance in high-temperature superconductors // Phys. Rev. Letters. - 1989. - Vol. 62, № 8. - P. 965-968.
172. Glover R.E. Superconducting component of above the transition temperature // Proc. of 11 Int. Conf. on Low Temp. Phys. (LT-11). - 1968. - Vol. 2, Pt. B3.1. - P. 793-797.

173. Aoki R., Kawaguchi T., Hatada K., Kawamura N. Resistive transition of superconducting gallium films // Proc. of 12 Int. Conf. on Low Temp. Phys. (LT-12). - ed. by E.Kanda. - Kyoto: Academic Press, 1970. - P. 112.
174. Burmistrov S.N., Dubovskii L.B. Depression of the Coulomb repulsion and strong anisotropy of the superconducting gap in layered metals // Phys. Letters A. - 1989. - Vol. 136, № 6. - P. 332-334.
175. Matsuda Y., Hirai T., Komiyama S. Magnetoresistance in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ above T_c : superconduction fluctuations and strong pair-breaking // Solid State Commun. - 1988. - Vol. 68, № 1. - P. 103-110.
176. Алексеевский Н.Е., Митин А.В., Нижанковский В.И. Флуктуационная сверхпроводимость и примесные фазы в перовскитоподобных системах. Перспективы повышения T_c // СФХТ. - 1989. - Т. 2, № 10. - С. 40-55.
177. Dobrosavijevich L. Critical field in layered superconducting systems // Phys. Stat. Solid. - 1973. - Vol. B55. - P. 773-780.
178. Dobrosavijevich L., Kulic M. Critical fields in inhomogeneous superconductors // J. Low Temp. Phys. - 1978. - Vol. 32, № 3/4. - P. 505-518.
179. Beasley M.R. Layered superconductors // Inhomogeneous Superconductors, AIP Conf. Proc. - 1979. - Vol. 58. - P. 186.
180. Tinkham M. Effect of fluxoid quantization on transitions of superconducting films // Phys. Rev. - 1963. - Vol. 129, № 6. - P. 2413-2422.
181. Глазман Л.И. Угловые зависимости критического поля сверхпроводящих сверхрешеток. Теория // ЖЭТФ. - 1987. - Т. 93, № 4. - С. 1373-1383.
182. Глазман Л.И., Дмитренко И.М., Товажнянский В.Л. Критические поля сверхрешеток V/Si // ЖЭТФ. - 1987. - Т. 92, № 4. - С. 1461-1470.
183. Товажнянский В.Л., Черкасова В.Г., Фогель Н.Я. Угловые зависимости критического поля сверхпроводящих сверхрешеток. Эксперимент // ЖЭТФ. - 1987. - Т. 93, № 4. - С. 1384-1393.
184. Кемпбел А., Иветс Дж. Критические токи в сверхпроводниках. - М.: Мир, 1975. - С. 332.

185. Kramer E.J. Scaling laws for flux pinning in hard superconductors // J. Appl. Phys. - 1973. - Vol. 44. - P. 1360-1370.
186. Labush R. Elastic constants of the fluxoid lattice near the upper critical field // Phys. Status Solid. - 1969. - Vol. 32. - P. 439-442.
187. Dew-Hughes D. Grain boundary effects on I_c in superconductor // Phil. Mag. B. - 1987. - Vol. 55. - P. 459-479.
188. Dew-Hughes D. Flux pinning mechanism in type-II superconductors // Phil. Mag. B. - 1974. - Vol. 30. - P. 293-305.
189. Bean C.P., Leivingston J.D. Surface barrier in type II superconductors // Phys. Rev. Letters. - 1964. - Vol. 12. - P. 14-16.
190. Broussard P.R., Geballe T.H. Critical current in sputtered Nb-Ta multilayers // Phys. Rev. B. - 1988. - Vol. 37, № 1. - P. 68-74.
191. Krasnov V.M., Pedersen N.F., Oboznov V.A., Ryazanov V.V. Josephson properties of Nb/Cu multilayers // Phys. Rev. B. - 1994. - Vol. 49, № 18. - P. 12969-12974.
192. Song S.N., Ketterson J.B. Vertical resistive transition in Si/Nb multilayers // Physica B. - 1990. - Vol. 165-166. - P. 479-480.
193. Lobotka P., Varva I., Gazi S., Derer J. Vertically stacked (Nb/Si) \times 10 Josephson junction // Czechosl. J. Phys. - 1996. - Vol. 46. - P. 701-702.
194. Neerink D., Temst K., Dhalle M., van Haesendonck C., Bruynseraede Y., Gilabert A., Schuller I.K., Krekels T., van Tendeloo G. Anisotropy and magnetic field dependence of critical currents in Pb/Ge multilayers // Physica B. - 1990. - Vol. 165-166. - P. 473-474.
195. Neerink D., Temst K., Baert M., Osquiguil E., van Haesendonck C., Bruynseraede Y., Gilabert A., Schuller I.K. Transition in the flux lattice of artificially layered superconductors // Phys. Rev. Letters. - 1991. - Vol. 61, № 18. - P. 2577-2580.
196. Kuwasawa Y., Yamaguchi T., Tosaka T., Aoki S., Nakano S. Anisotropy of critical current in YBaCuO film and NbZr/Nb multilayer // Physica C. - 1990. - Vol. 169. - P. 39-42.

197. Nojima T., Kinoshita M., Kuwasawa Y. Preferential position of order parameter and angular dependence of upper critical fields in Nb/NbZr multilayers // *Physica C*. - 1993. - Vol. 206. - P. 387.
198. Дедю В.И., Лыков А.Н., Прищепя Л.С. Критические токи в слоистых структурах на основе ниобия // *ЖЭТФ*. - 1990. - Т. 97, № 3. - С. 872-879.
199. Лыков А.Н., Здравков В.И. Нарушение закона подобия в слоистых сверхпроводящих структурах // *Письма в ЖЭТФ*. - 1991. - Т. 17, № 8. - С. 73-76.
200. Raffy H., Renard J.C., Guyon E. Critical currents and pinning effect in superconducting alloy films spatially modulated in concentration // *Solid State Commun.* - 1972. - Vol. 11, № 12. - P. 1679-1682.
201. Raffy H., Guyon E., Renard J.C. Courants critiques d'alliages supraconducteurs de concentration module spatialement I - effect de la periode // *Solid State Commun.* - 1974. - Vol. 14. - P. 427-429.
202. Kanoda K., Mazaki H., Yamada T., Nosito N., Shinjo T. Dimensional crossover and commensurability effect in V/Ag superconducting multilayers // *Phys. Rev. B*. - 1986. - Vol. 33, № 3 - P. 2052-2055.
203. Kanoda K., Mazaki H., Hosoi N., Shinjo T. Upper critical field of V-Ag multilayered superconductors // *Phys. Rev. B*. - 1987. - Vol. 35, 13. - P. 6736-6748.
204. Takacs S. Pinning force in thin superconductors with small number of flux line rows // *Czechosl. J. Phys.* - 1988. - Vol. B38. - P. 1050.
205. Guimpel J., Civale L., de la Cruz F., Murduck J.M., Schuller I.K. Dimensional phase transition in superconductors with short coherence length // *Phys. Rev. B*. - 1988. - Vol. 38, № 4. - P. 2342-2344.
206. Brongersma S.H., Verweij E., Koeman N.J. Series of maxima in the field dependent magnetic moment of layered superconductors // *Phys. Rev. Letters*. - 1993. - Vol. 71. - P. 2319.
207. Carneiro G. Equilibrium vortex-line configurations and critical currents in thin films under a parallel field // *Phys. Rev. B*. - 1998. - Vol. 57. - P. 6077.
208. Levitov L.S. Phyllotaxis of flux lattices in layered superconductors // *Phys. Rev. Letters*. - 1994. - Vol. 66. - P.224.

209. Karasyov D.I., Pokrovsky V.L. Modulated and commensurate vortex structures in layered superconductors // *J. Phys.: Cond. Matter.* - 1992. - Vol. 4. - P. L225.
210. Tachiki M., Takahashi S., Sunaga K. Driving and pinning forces acting on vortices in layered superconductors // *Phys. Rev. B.* - 1993. - Vol. 47. - P. 6095.
211. Tompson J.R., Brynestad J., Kroeger D.M. Superconductivity? intergrain critical current densities of $Tl_2Ca_2Ba_2Cu_3O_{10}$ and $Tl_2CaBa_2Cu_2O_8$ materials // *Phys. Rev. B.* - 1989. - Vol. 39. - P. 6652.
212. Dong S.Y., Kwok H.S. Observation of J_c oscillations in bitextured YBaCuO films // *Phys. Rev. B.* - 1993. - Vol. 48. - P. 6488.
213. Yoo K.H., Ha D.H., Park Y.K., Park J.C. Out-of-plane transport properties of BiSrCaCuO single crystals in normal and mixed states // *Phys. Rev. B.* - 1994. - Vol. 49. - P. 4399.
214. Blatter G., Feigel'man M.V., Geshkenbein V.B. Vortices in high-temperature superconductors // *Rev. Modern Phys.* - 1994. - Vol. 66. - P. 1125.
215. Гапонов С.В., Каминский Г.Г., Ключенков Е.Б. Токонесущая способность сверхпроводящих пленок YBaCuO в сильных магнитных полях // *ЖЭТФ.* - 1989. - Т. 95. - С. 2191.
216. Шкляревский О.И., Грибов Н.Н., Найдюк Ю.Г. Электрон-фононное взаимодействие в микроконтактах из галлия // *ФНТ.* - 1983. - Т. 9, № 10. - С. 1068-1077.
217. Shklyarevskii O.I., Duif A.M., Jansen A.J.M., Wyder P. Superconductivity in Bi observed with point-contact // *Phys. Rev. B.* - 1986. - Vol. 34, № 3. - P. 1956-1959.
218. Шкляревский О.И., Янсон И.К., Грибов Н.Н. Наблюдение сверхпроводящей фазы в сурьме с помощью микроконтактов // *ФНТ.* - 1988. - Т. 14, № 5. - С. 479-485.
219. Янсон И.К., Рыбальченко Л.Ф., Фисун В.В. Пространственно-неоднородные дискретные состояния сверхпроводника при инжекции неравновесных квази-частиц из точечного микроконтакта с нормальным металлом // *ФНТ.* - 1988. - Т. 14, № 11. - С. 1157-1165.

220. Рыбальченко Л.Ф., Янсон И.К., Фисун В.В. Обнаружение "внутренних" когерентных эффектов в микроконтактах ВТСП-нормальный металл // ФНТ. - 1990. - Т. 16, № 8. - С. 1033-1038.
221. Янсон И.К., Рыбальченко Л.Ф., Фисун В.В. Исследование энергетической щели и наблюдение электрон-фононного взаимодействия в микроконтактах высокотемпературного сверхпроводника LaSrCuO с нормальным металлом // ФНТ. - 1989. - Т. 15, № 8. - С. 803-823.
222. Янсон И.К., Фисун В.В., Бобров Н.Л., Рыбальченко Л.Ф. Реабсорбция неравновесных фононов в сверхпроводящих микроконтактах // Письма в ЖЭТФ. - 1987. - Т. 45, № 9. - С. 425-429.
223. Янсон И.К., Рыбальченко Л.Ф., Фисун В.В. Микроконтактная спектроскопия сверхпроводящих монокристаллов YBaCuO тетрагональной модификации // ФНТ. - 1988. - Т. 14, № 8. - С. 886-890.
224. Рыбальченко Л.Ф., Янсон И.К., Бобров Н.Л. Избыточная проводимость микроконтактов из YBaCuO в интервале 100-200 К // ФНТ. - 1990. - Т. 16, № 1. - С. 58-64.
225. Gnivek J.J., Moulder J.C., Cropscot R.H. Electrical conductivity of high purity copper // Proc. X Int. Conf. Low Temp. Phys. - Moscow: VINITI. - 1967. - Vol. 3. - P. 336-370.
226. Янсон И.К., Рыбальченко Л.Ф., Бобров Н.Л., Фисун В.В. Критическая плотность тока в сверхпроводящей керамике LaSrCuO в S-C-N микроконтактах // ФНТ. - 1987. - Т. 13, № 8. - С. 873-876.
227. Зайцев А.В. Квазиклассические уравнения теории сверхпроводимости и свойства микроконтактов с сужением // ЖЭТФ. - 1984. - Т. 86, № 5. - С. 1742-1758.
228. Ivanishin O., Smith J.T. Thermal effects at superconducting point contacts // Phys. Rev. B. - 1972. - Vol. 6, № 1. - P. 120-130.
229. Arnold G.B. Superconducting tunneling without the tunneling Hamiltonian // J. Low Temp. Phys. - 1985. - Vol. 59, № 1/2. - P. 143-182.

230. van Son P.S., van Kempen M., Wyder P. New method of study the proximity effect at the normal-metal-superconductor interface // *Phys. Rev. Letters.* - 1987. - Vol. 59, № 19. - P. 2226-2228.
231. Ceerk J., Xi X.X., Linker G. Electron tunneling into thin films of YBaCuO // *Z. Phys. B.* - 1988. - Vol. 73, № 3. - P. 329-336.
232. Кулик И.О. Энергетическая щель в сверхпроводниках с локальными парами // *ФНТ.* - 1988. - Т. 14, № 1. - С. 209-214.
233. Kresin V.Z. On the relation between the energy gap and critical temperature // *Solid State Commun.* - 1987. - Vol. 63, № 8. - P. 725-727.
234. Ikuta H., Maeda A., Uchinokura K., Tanaka S. Tunneling spectroscopy of the 80 K superconducting phase of the Bi-Sr-Ca-Cu-O system // *Jap. J. Appl. Phys.* - 1989. - Vol. 27, № 6. - P. L1038-L1040.
235. Shimada D., Miyakawa N., Kido T., Tsuda N. Multiphonon exchange and the high- T_c superconductivity of the multilayer oxide-superconductor // *J. Phys. Soc. Jap.* - 1989. - Vol. 58, № 2. - P. 387-389.
236. Miyakawa N., Shimada D., Kido T., Tsuda N. Tunneling conductance of a BiSrCaCuO-GaAs junction along the c-axis // *J. Phys. Soc. Jap.* - 1989. - Vol. 54, № 4. - P. 1141-1144.
237. Ishida T. Resistivity zero of quenched BiSrCaCuO at above 90 K // *Jap. J. Appl. Phys.* - 1989. - Vol. 28, № 4. - P. L573-L575.
238. Liu R.S., Wu P.T., Liang J.M., Chen L.J. Zero resistance up to 162 K in multiphase Tl-Ca-Ba-Cu-O system // *Phys. Rev. B.* - 1989. - Vol. 39, №4. - P. 2792-2795.
239. Dulcic A., Crepeau R.N., Freed J.H. Microwave study of YBa₂Cu₃O_x single crystals // *Phys. Rev. B.* - 1988. - Vol. 38, № 7. - P. 5002-5005.
240. Dulcic A., Crepeau R.N., Freed J.H. Magnetic-field-dependent microwave properties of YBa₂Cu₃O_x single crystals // *Phys. Rev. B.* - 1989. - Vol. 39, № 7. - P. 4249-4257.
241. Зарицкий И.М. Радиоспектроскопия высокотемпературных сверхпроводников. // Препринт АН УССР, ин-т физики полупроводников, г. Киев, № 11. - Т. 89. - 27 с.

242. Канцер В.Г., Малкова Н.М. О природе сверхпроводимости полупроводниковых сверхрешеток на основе халькогенидов свинца // Тез. докл. XXVI Всесоюз. совещания по физике низких температур. - Донецк. - 1990. - С. 218-219.
243. Agassi D., Chu T.K., Huber C., Martinez A. Superconductivity in strained lead salt superlattices // Proc. 20 Int. Conf. Phys. Semicond. - Thessaloniki. - 1990. - Vol.2. -P. 469-472.
244. Grünberg P., Schreiber R., Pang Y., Brodsky M.B., Sowers H. Layered Magnetic Structures: Evidence for Antiferromagnetic Coupling of Fe Layers across Cr Interlayers // Phys. Rev. Lett. - 1986. - Vol. 57, № 19. - P. 2442-2445.
245. Camely R.E., Stamps R.L. Magnetic multilayers: spin configuration, excitation and giant magnetoresistance // J. Phys.: Condens. Matter. - 1993. - Vol. 5, № 10. - P. 3727-3786.
246. Leng Q., Cros V., Schafer R., Fuss A., Grünberg P., Zinn W. Interlayer coupling across noble metal spacers // J. Magn. Magn. Mater. - 1993. - Vol. 126. - P. 367-373.
247. Unguris J., Celotta R.J., Pierce D.T. Oscillatory magnetic coupling in Fe/Ag/Fe(100) sandwich structures // J. Magn. Magn. Mater. - 1993. - Vol. 127. - P. 205-213.
248. De Vries J.J., Bloemen P.J.H., Johnson M.T., Stegge J., Reinders A., Jonge W.J.M. Oscillatory interlayer coupling in Co/Au(111)/Co // J. Magn. Magn. Mater. - 1994. - Vol. 129. - P. L129-L134.
249. Cebollada A., Miranda A., Schneider C.M., Schuster P., Kirschner J. Experimental evidence of an oscillatory magnetic coupling in Co/Cu/Co epitaxial layers // J. Magn. Magn. Mater. - 1991. - Vol. 102. - P. 25-29.
250. Ives A.J.R., Hicken R.J., Bland J.A.C., Daboo C., Gester M., Gray J. High-field polar MOKE magnetometry as probe of interlayer exchange coupling in MBE-grown Co/Cu/Co(111) and Fe/Cr/Fe(001) wedged trilayers // J. Appl. Phys. - 1994. - Vol. 75, № 10. - P. 6458-6460.

251. Unguris J., Celotta R.J., Pierce D.T. Observation of two different oscillation periods in the exchange coupling of Fe/Cr/Fe(001) // *Phys. Rev. Lett.* - 1991. - Vol. 67, № 1. - P. 140-143.
252. Parkin S.S.P., More N., Roche K.P. Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr// *Phys. Rev. Lett.* - 1990. - Vol. 64, № 19. - P. 2304-2307.
253. Demokritov S., Wolf J.A., Grünberg P. Evidence for Oscillations in the Interlayer Coupling of Fe Films across Cr Films from Spin Waves and M(H) Curves // *Europhys. Lett.* - 1991. - Vol. 15, № 8. - P. 881-886.
254. Parkin S.S.P. Systematic variation of the strength and oscillation period of indirect magnetic exchange coupling through the 3d, 4d and 5d transition metals // *Phys. Rev. Lett.* - 1991. - Vol. 67, № 25. - P. 3598-3601.
255. Parkin S.S.P., Bhadra R., Roche K.P. Oscillatory magnetic exchange coupling through thin copper layers // *Phys. Rev. Lett.* - 1991. - Vol. 66, № 16. - P. 2152-2155.
256. Parkin S.S.P., Marks R.F., Farrow R.F.C., Harp G.R., Lam Q.H., Savoy R.J. Giant magnetoresistance and enhanced antiferromagnetic coupling in highly oriented Co/Cu (111) superlattices // *Phys. Rev. B.* - 1992. - Vol. 46, № 14. - P. 9262-9265.
257. Lenczowski S.K.J., Gijs M.A.M., Giesbers J.B., van de Veerdonk R.J.M., de Jonge W.J.M. Interpretation of the giant magnetoresistance effect in Co/Cu (100) multilayers with the quantum model of giant magnetoresistance // *Phys. Rev. B.* - 1994. - Vol. 50, № 14. - P. 9982-9988.
258. Petroff F., Barthelemy A., Mosca D.H., Lottis D.K., Fert A., Schroeder P.A., Pratt W.P., Jr., Loloee R., Lequien S. Oscillatory interlayer exchange and magnetoresistance in Fe/Cu multilayers // *Phys. Rev. B.* - 1991. - Vol. 44, № 10. - P. 5355-5357.
259. Parkin S.S.P. Dependence of giant magnetoresistance on Cu-layer thickness in Co/Cu multilayers: A sample dilution effect // *Phys. Rev. B.* - 1993. - Vol. 47, № 14. - P. 9136-9139.

260. Qiu Z.Q., Person J., Bader S.D. Oscillatory interlayer magnetic coupling of wedged Co/Cu/Co sandwiches grown on Cu (100) by molecular beam epitaxy // *Phys. Rev. B.* - 1992. - Vol. 46, № 13. - P. 8659-8662.
261. Qiu Z.Q., Person J., Bader S.D. Magnetic coupling of Fe/Mo/Fe and Co/Cu/Co sandwiches across wedged spacer layers (invited) // *J. Appl. Phys.* - 1996. - Vol. 78, № 8. - P. 5277-5281.
262. Lathiotakis N.N., Gyorffy B.L., Staunton J.B., Vjfalussy B. Periods and damping of the oscillatory exchange coupling across $\text{Cu}_{(1-x)}\text{Ni}_x$ alloy spacers // *J. Magn. Magn. Mater.* - 1998. - Vol. 185. - P. 293-304.
263. Bloemen P.J.H., van de Vorst M.T.H., Johnson M.T., Coehoorn R., de Jonge M.J.M. Magnetic layer thickness dependence of the interlayer exchange coupling in (001) Co/Cu/Co // *J. Appl. Phys.* - 1994. - Vol. 76, № 10. - P. 7081-7083.
264. Nordstrom L., Lang P., Zeller R., Dederichs P.H. Influence of the magnetic-layer thickness on the interlayer exchange coupling: Competition between oscillation periods // *Phys. Rev. B.* - 1994. - Vol. 50, № 17. - P. 13058-13061.
265. Coehoorn R. Period of oscillatory exchange interactions in Co/Cu and Fe/Cu multilayer systems // *Phys. Rev. B.* - 1991. - Vol. 44, № 17. - P. 9331-9337.
266. Bruno P. Theory of interlayer magnetic coupling // *Phys. Rev. B.* - 1995. - Vol. 52, № 1. - P. 411-439.
267. Bruno P. Recent progress in theory of interlayer exchange coupling // *J. Appl. Phys.* - 1994. - Vol. 76, № 10. - P. 6972-6976.
268. Bruno P., Chappert C. Oscillatory coupling between ferromagnetic layers separated by a nonmagnetic metal spacer // *Phys. Rev. Lett.* - 1991. - Vol. 67, № 12. - P. 1602-1605.
269. Edwards D.M., Mathon J., Muniz R.B., Phan M.S. Oscillations of the exchange in magnetic multilayers as an analog of de Haas-van Alphen effect // *Phys. Rev. Lett.* - 1991. - Vol. 67, № 4. - P. 493-496.
270. Bruno P., Chappert C. Ruderman-Kittel theory of oscillatory interlayer exchange coupling // *Phys. Rev. B.* - 1992. - Vol. 46, № 1. - P. 261-270.

271. Babich M.N., Broto J.M., Fert A., Nguyen Van Dau F., Petroff F., Etienne P., Creuzet G., Friederich A., Chazelas J. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices // *Phys. Rev. Lett.* - 1988. - Vol. 61, № 21. - P. 2472-2475.
272. Binasch G., Grünberg P., Saurenbach F., Zinn W. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange // *Phys. Rev. B.* - 1989. - Vol. 39, № 7. - P. 4828-4830.
273. Saurenbach F., Barnas J., Binasch G., Vohl M., Grünberg P., Zinn W. Spin waves and magnetoresistance in exchange coupled layered magnetic structures // *Thin Solid Films.* - 1989. - Vol. 175. - P. 317-324.
274. Mosca D.H., Barthelemy A., Petroff F., Fert A., Schroeder P.A., Pratt W.P., Laloe R. Magnetoresistance of Co-based multilayered structures // *J. Magn. Magn. Mater.* - 1991. - Vol. 93. - P. 480-484.
275. Mosca D.H., Petroff F., Fert A., Schroeder P.A., Pratt W.P., Laloe R. Oscillatory interlayer coupling and giant magnetoresistance in Co/Cu multilayers // *J. Magn. Magn. Mater.* - 1991. - Vol. 94. - P. L1-L5.
276. Parkin S.S.P., Li Z.G., Smith D.J. Giant magnetoresistance in antiferromagnetic Co/Cu multilayers // *Appl. Phys. Lett.* - 1991. - Vol. 58, № 23. - P. 2710-2712.
277. Hall M.J., Hickey B.J., Howson M.A., Walker M.J., Xu J., Greig., Wiser N. Magnetoresistance of Co/Cu multilayers grown by molecular beam epitaxy // *Phys. Rev. B.* - 1993. - Vol. 47, № 19. - P. 12785-12793.
278. Araki S. Magnetism and transport properties of evaporated Co/Ag multilayers // *J. Appl. Phys.* - 1993. - Vol. 73, № 8. - P. 3910-3916.
279. Berkowitz A.E., Mitchell J.R., Carey M.J., Young A.P., Zhang S., Spada F.E., Parker F.T., Hutter A., Thomas G. Giant magnetoresistance in heterogeneous Cu-Co alloys // *Phys. Rev. Lett.* - 1992. - Vol. 68, № 25. - P. 3745-3748.
280. Berkowitz A.E., Mitchell J.R., Carey M.J., Young A.P., Rao D., Starr A., Zhang S., Spada F.E., Parker F.T., Hutter A., Thomas G. Giant magnetoresistance in heterogeneous Cu-Co and Ag-Co alloy films (invited) // *J. Appl. Phys.* - 1993. - Vol. 73, № 10. - P. 5320-5325.

281. Levy P.M. Giant magnetoresistance in magnetic layered and granular materials // *Solid State Physics*. - 1994. - Vol. 47. - P. 367-462.
282. Schad R., Potter C.D., Beliën P., Verbanck G., Moshchalkov V.V., Bruynseraede Y. Giant magnetoresistance in Fe/Cr superlattices with very thin Fe layers // *Appl. Phys. Lett.* - 1994. - Vol. 64, № 25. - P. 3500-3502.
283. Kano H., Kagawa K., Suzuki A., Okabe A., Hayashi K., Aso K. Substrate temperature effect on giant magnetoresistance of sputtered Co/Cu multilayers // *Appl. Phys. Lett.* - 1993. - Vol. 63, № 20. - P. 2839-2841.
284. Egelhoff W.F., Jr., Ohen P.J., Stiles M.D., McMichael R.D., Lin C.-L., Sivertsen J.M., Judy J.H., Takano K., Berkowitz A.E., Anthony T.C., Brug J.A. Optimizing the giant magnetoresistance of symmetric and bottom spin valves (invited) // *J. Appl. Phys.* - 1996. - Vol. 78, № 8. - P. 5277-5281.
285. Kim K.Y., Evetts J.E. GMR properties of spin-valve structures with Co/Cu-based multilayers // *J. Magn. Magn. Mater.* - 1999. - Vol. 198-199. - P. 92-94.
286. Balien P., Schad R., Potter C.D., Verblanck G., Moshchalkov V.V., Bruynseraede Y. Relation between interface roughness and giant magnetoresistance in MBE-grown polycrystalline Fe/Cr superlattices // *Phys. Rev. B*. - 1994. - Vol. 50, № 14. - P. 9957-9962.
287. Suzuki M., Yaga Y. Role of interfacial roughness in the giant magnetoresistance in Co/Cu superlattices // *Phys. Rev. B*. - 1995. - Vol. 52, № 1. - P. 361-365.
288. El Harfaoui M., Le Gall H., Youssef J.B., Pogossian S., Thiaville A., Gogol P., Qachaou A., Desvignes J.M. GMR versus interfacial roughness induced from different buffers in (Co/Cu) ML // *J. Magn. Magn. Mater.* - 1999. - Vol. 198-199. - P. 107-109.
289. Rupp G., van den Berg H.A.M. Giant magnetoresistance, antiferromagnetic volume fraction and saturation field in Co/Cu multilayers // *IEEE Trans. Magn.* - 1993. - Vol. 29, № 6. - P. 3102-3104.
290. Rupp G., Schuster K. Giant magnetoresistance in Co/Cu multilayers on glass and silicon substrates // *J. Magn. Magn. Mater.* - 1993. - Vol. 121. - P. 416-420.

291. Barnas J., Fert A. Interface resistance for perpendicular transport in layered magnetic structures // *Phys. Rev. B.* - 1994. - Vol. 49, № 18. - P. 12835-12838.
292. Vonille C., Barthelemy A., Mpondo F.E., Schroeder P.A., Hsu S.Y., Reilly A., Loloee R. Microscopic mechanism of giant magnetoresistance // *Phys. Rev. B.* - 1999. - Vol. 60, № 9. - P. 6710-6722.
293. Hsu S.Y., Barthelemy A., Holody P., Loloee R., Schroeder P.A., Fert A. Towards unified picture of spin dependent transport in an perpendicular giant magnetoresistance and bulk alloys // *Phys. Rev. Lett.* - 1997. - Vol. 78, № 13. - P. 2652-2655.
294. Gijs M.A.M., Lenczowski S.K.J., Giesbers J.B. Perpendicular giant magnetoresistance of microstructured Fe/Cr magnetic multilayers from 4.2 to 300 K // *Phys. Rev. Lett.* - 1993. - Vol. 70, № 21. - P. 3343-3346.
295. Gijs M.A.M., Giesbers J.B., Lenczowski S.K.J., Janssen H.H.J.M. Perpendicular giant magnetoresistance of microstructured Fe/Cr magnetic multilayers from 4.2 to 300 K // *Appl. Phys. Lett.* - 1993. - Vol. 63, № 1. - P. 111-113.
296. Pratt W.P., Lee S.F., Slaughter J.M., Loloee R., Schroeder P.A., Bass J. Perpendicular giant magnetoresistances of Ag/Co multilayers // *Phys. Rev. Lett.* - 1991. - Vol. 66, № 23. - P. 3060-3063.
297. Prinz G.A. Spin polarized transport // *Physics Today.* - 1995. - Vol. 48. - P. 58 - 60.
298. A.Prinz G. Magnetoelectronics // *Science.* - 1998. - Vol. 282. - P. 1660-1662.
299. Wolf S.A. Spintronics, electronics for the next millennium // *J. Superconductivity.* - 2000. - Vol. 13. - P. 195-197.
300. Ohno H. Toward functional spintronics // *Science.* - 2001. - Vol. 291. - P. 840 - 842.
301. Dalta S., Daas B. Electronic analog oh the electro-optic modulator // *Appl. Phys. Letters.* - 1990. - Vol. 56. - P. 665-668.
302. Xu Y.B., Kernohan E.T.M., Freeland D.J., Ercole A., Tselepi M., Bland J.A.C. Evolution of ferromagnetic phase of ultrathin Fe films grown on GaAs (100) // *Phys. Rev. B.* - 1998. - Vol. 58. - P. 890-893.

303. Zhu H.J., Ramsteiner M., Kostial H., Wassermeier M., Shonherr H.P. Room temperature spin injection from Fe into GaAs // *Phys. Rev. B.* - 2001. - Vol. 87. - P. 016601.
304. Ohno Y., Young D.K., Beschoten B., Matsukura F., Ohno H., Awschalom D.D. Electrical spin injection in a ferromagnetic semiconductor heterostructure // *Nature.* - 1999. - Vol. 402. - P. 790-791.
305. Ohno H., Matsukura F., Ohno Y. Semiconductor spin electronics // *JSAP International.* - 2002. - № 5. - P. 4-13.
306. Wachter P. Europium chalcogenides: EuO, EuS, EuSe and EuTe // In *Handbook on the physics and chemistry of rare earth*, edited by Gschneidner K.A. and Eyring L. Amsterdam: North-Holland, 1979. - Chapter 19. - P. 507-574.
307. Смирнов И.А. Редкоземельные полупроводники - перспективы развития и применение // *Журнал Всесоюзн. хим. общества им. Д.И.Менделеева.* - 1981. - Т. 26, № 6. - С. 602-611.
308. Ohno H., Shen A., Matsukura F., Oiwa A., Endo A., Katsumoto S., Iye Y. (Ga,Mn)As: a new diluted magnetic semiconductor based on GaAs // *Appl. Phys. Letters.* - 1996. - Vol. 69. - P. 363-365.
309. Hayashi T., Tanaka M., Seto K., Nishinada T., Ando K. III-V based magnetic (GaMnAs)/nonmagnetic(AlAs) semiconductor superlattices // *Appl. Phys. Letters.* - 1997. - Vol. 71. - P. 1825-1828.
310. Hayashi T., Tanaka M., Nishinaga T., Shimada H. Magnetic and magnetotransport properties of new III-V diluted magnetic semiconductors: GaMnAs // *J. Appl. Phys.* - 1997. - Vol. 81. - P. 4865-4869.
311. Tanaka M. Epitaxial ferromagnetic thin films and superlattices of Mn-based metallic compounds on GaAs // *Material Science and Engineering B.* - 1995. - Vol. 31. - P. 117-125.
312. Tanaka M. Epitaxial ferromagnetic thin films and heterostructures of Mn-based metallic and semiconducting compounds on GaAs // *Physica E.* - 1998. - Vol. 2. - P. 372-380.

313. Koshihara S., Oiva A., Hirasawa M., Katsumoto S., Iye Y., Urano C., Takagi H., Munekata H. Ferromagnetic order induced by photogenerated carriers in magnetic III-V semiconductor heterostructures of (In,Mn)As/GaAs // *Phys. Rev. Letters.* - 1996. - Vol. 78. - P. 4617-4620.
314. Akiba N., Chiba D., Nakata K., Matsukuta F., Ohno Y., Ohno H. Spin-dependent scattering in semiconducting ferromagnetic (Ga,Mn)As trilayer structures // *J. Appl. Phys.* - 2000. - Vol. 87. - P. 6436-6440.
315. Chiba D., Akiba N., Matsukuta F., Ohno Y., Ohno H. Magnetoresistance effect and interlayer coupling in (Ga,Mn)As trilayer structures // *Appl. Phys. Letters.* - 2000. - Vol. 77. - P. 1873-1877.
316. Dietl T., Haury A., Merle d'Aubigne Y. Free carrier induced ferromagnetism in structures of diluted magnetic semiconductors // *Phys. Rev. B.* - 1997. - Vol. 55. - P. R3347-R3350.
317. Dietl T., Ohno H., Matsukura F., Cibert J., Ferrand D. Zener model description of ferromagnetism in zinc-blende magnetic semiconductors // *Science.* - 2000. - Vol. 287. - P. 1019-1020.
318. Dietl T., Ohno H., Matsukuta F. Hole-mediated ferromagnetism in tetrahedrally coordinated semiconductors // *Phys. Rev. B.* - 2001. - Vol. 63. - P. 195205.
319. Matthias B. T., Bozorth R. M., and Van Vleck J. H. Ferromagnetic Interaction in EuO // *Phys. Rev. Lett.* - 1961. - Vol. 7, № 5. - P. 160-161.
320. Kasuya T. Exchange Mechanisms in Europium Chalcogenides // *IBM J. Res. Dev.* - 1970. - T. 14, № 3. - P 214-223.
321. Zinn W. Microscopic studies of magnetic properties and interactions recent results on europium-monochalcogenides // *J. Magn. Mater.* - 1970. - T. 3, № 1-2. - P 23-36.
322. Mauger A. and Godart C. The magnetic, optical, and transport properties of representatives of a class of magnetic semiconductors: The europium chalcogenides // *Phys. Rep.* - 1986. - T. 141, № 2-3. - P 51-176.
323. McGuire T. R. and Shafer M. W. Ferromagnetic Europium Compounds // *J. Appl. Phys.* - 1964. - Vol. 35, № 3. - P. 984-988.

324. Will G., Pickart S. J., Alperin H. A., and Nathans R. Antiferromagnetic structure of EuTe // *J. Phys. Chem. Solids* - 1963. - Vol. 24, № 12. - P. 1679-1681.
325. Oliveira N. F., Jr., Foner S., Shapira Y., and Reed T. B. EuTe. I. Magnetic Behavior of Insulating and Conducting Single Crystals // *Phys. Rev. B*. - 1972. - Vol. 5, № 7. - P. 2634-2646.
326. White W., McCollum D. C., and Callaway J. Low temperature specific heat of EuSe // *Phys. Lett. A* - 1967. - Vol. 25, № 5. - P. 388-390.
327. McGuire T. R., Argyle B. E., Shafer M. W., and Smart J. S. Ferromagnetism in Divalent Europium Salts // *Appl. Phys. Lett.* - 1962. - Vol. 1, № 1. - P. 17-18.
328. Bohn H. G., Zinn W., Dorner B., and Kollmar A. Neutron scattering study of spin waves and exchange interactions in ferromagnetic and paramagnetic EuS // *J. Appl. Phys.* - 1981. - Vol. 52, № 3. - P. 2228-2230.
329. Passell L., Dietrich O. W., and Als-Nielsen J. Neutron scattering from the Heisenberg ferromagnets EuO and EuS. I. The exchange interactions // *Phys. Rev. B*. - 1976. - Vol. 14, № 11. - P. 4897-4907.
330. Hori H., Furusawa M., Akimoto R., Kobayashi M., Takeya I., and Kindo K. ESR and magneto-optical measurements in EuTe films and thin films of EuTe/Fe // *Physica B* - 1996. - Vol. 216, № 3-4. - P. 347-350.
331. Giebultowicz M., Nunez V., Springholz G., Bauer G., Chen J., Dresselhaus M. S., and Furdyna J. K. Interlayer coupling in (111) EuTe/PbTe AFM multilayers // *J. Magn. Magn. Mater.* - 1995. - Vol. 140-144, Part 1. - P. 635-636.
332. Blinowski J. and Kacman P. Correlations In Magnetic-Nonmagnetic Semiconductor Superlattices - Simple Model // *Acta Phys. Pol. A* - 1997. - Vol. 92, № 4. - P.719-720.
333. Heremans J. and Partin D. L. Magnetic properties of EuTe-PbTe superlattices // *Phys. Rev. B*. - 1988. - Vol. 37, № 11. - P. 6311-6314.
334. Kostyk D., Shapira Y., McNiff E. J., Jr., Vu T. Q., and Twardowski A. Magnetic anisotropy and phase transitions of (100) EuTe/PbTe superlattices and (100) EuTe film // *Solid State Commun.* - 1994. - Vol. 92, № 6. - P. 473-476.

335. Bergomi L. and Chen J. J. Magnetic susceptibility of EuTe/PbTe Heisenberg anti-ferromagnetic superlattices: Experimental and theoretical studies // *Phys. Rev. B.* - 1997. - Vol. 56, № 6. - P. 3281-3289.
336. Wilamowski Z., Buczko R., Jantsch W., Ludwig M., and Springholz G. Magnetic Properties of Semiconductor-Antiferromagnet Superlattices // *Acta Phys. Pol. A.* - 1996. - Vol. 90, № 5. - P. 973-975.
337. Wosnitza J., Lohneysen H. V., Walz U., and Zinn W. Magnetic and thermodynamic properties of EuS/SrS multilayers at low temperatures // *Z. Phys.* - 1989. - Vol. 77, № 1. - P. 25-32.
338. Demokritov S., Rucker U., and Grünberg P. Enhancement of the Curie temperature of epitaxial EuS(100) films caused by growth dislocations // *J. Magn. Magn. Mater.* - 1996. - Vol. 163, № 1-2. - P. 21-26.
339. Rucker U., Demokritov S., Arons R. R., and Grünberg P. Antiferromagnetic inter-layer coupling in epitaxial Fe/EuS (100) bilayers // *J. Magn. Magn. Mater.* - 1996. - Vol. 156, № 1-3. - P. 269-270.
340. Goncharenko I. N. and Mirebeau I. Ferromagnetic Interactions in EuS and EuSe Studied by Neutron Diffraction at Pressures up to 20.5 GPa // *Phys. Rev. Lett.* - 1998. - Vol. 80, № 5. - P. 1082-1085.
341. de Gronckel H. A. M., Kopinga K., de Jonge W. J. M., Panissod P., Schille J. P., and den Broeder F. J. A. Nanostructure of Co/Cu multilayers // *Phys. Rev. B.* - 1991. - Vol. 44, № 16. - P. 9100-9103.
342. Chappert C. and Bruno P. Magnetic anisotropy in metallic ultrathin films and related experiments on cobalt films (invited) // *J. Appl. Phys.* - 1988. - Vol. 64, № 10. - P. 5736-5741.
343. Schneider C. M., Bressler P., Schuster P., Kirschner J., de Miguel J. J., and Miranda R. Curie temperature of ultrathin films of fcc-cobalt epitaxially grown on atomically flat Cu(100) surfaces // *Phys. Rev. Lett.* - 1990. - Vol. 64, № 9. - P. 1059-1062.
344. Fisher M. E. and Barber M. N. Scaling Theory for Finite-Size Effects in the Critical Region // *Phys. Rev. Lett.* - 1972. - Vol. 28, № 23. - P. 1516-1519.

345. Barber M. N. Scaling Relations for Critical Exponents of Surface Properties of Magnets // *Phys. Rev. B.* - 1973. - Vol. 8, № 1. - P. 407-409.
346. Watson P. G., In *Phase Transitions and Critical Phenomena*, edited by Domb C. and Green M. S. - Academic, London, 1972, Vol. 2.
347. Heinrich B. In *Ultrathin magnetic structures II*, ed. by de Bland J.A.C., Heinrich B. - Springer-Verlag, Berlin. - 1994. - P. 195.
348. Dailaut J., Gibaut A. *X-ray and neutron reflectometry: principles and applications.* // Springer: Berlin, 1999. -
349. Rehm C., Nagengast D., Klose F., Maletta H., Weidinger A. Magnetic coupling in Fe/Nb multilayers: A neutron reflectivity study // *Europhys. Letters.* - 1997. - Vol. 38, № 1. - P. 61-66.
350. Blinovski J., Kacman P. Correlations in magnetic-nonmagnetic semiconductor superlattices - simple model // *Acta Physica Polonica A.* - 1997. - Vol. 92. - P. 719-722.
351. Blinovski J., Kacman P. Interlayer exchange coupling mediated by valence-band electrons // *Phys. Rev. B.* - 2001. - Vol. 64. - P. 045302.
352. Borchers J.A., Genring P.M., Erwin R.W., Ankner J.F., Majkrzak C.F., Hilton T.L., Coffey K.R., Parker M.A., Howard J.K. Antiferromagnetic interlayer correlations in annealed Ni₈₀Fe₂₀/Ag multilayers // *Phys. Rev. B.* - 1996. - Vol. 54, № 14. - P. 9870-9877.
353. Lee W.-T., de Velthuis S. G. E., Felcher G. P., Klose F., Gredig T., and Dahlberg E. D. Ferromagnetic domain distribution in thin films during magnetization reversal // *Phys. Rev. B.* - 2002. - Vol. 65, № 22. - P. 224417-224423.
354. Langridge S., Schmalian J., Marrows C. H., Dekadjevi D. T., and Hickey B. J. Quantification of Magnetic Domain Disorder and Correlations in Antiferromagnetically Coupled Multilayers by Neutron Reflectometry // *Phys. Rev. Letters.* - 2000. - Vol. 85, № 23. - P. 4964-4967.
355. Stoner E.C., Wohlfarth E.P. // *Nature.* - 1947. - Vol. 160. P. 650.

356. Jungwirth T., Atkinson W.A., Lee B.H., MacDonald A.H. Interlayer coupling in ferromagnetic semiconductor superlattices // *Phys. Rev. B.* - 1999. - Vol. 59, № 15. - P. 9818-9821.
357. Shevchenko P., Swierkowski L., Oitma J. Interlayer coupling in magnetic semiconductor multilayers // *J. Magn. Magn. Mater.* - 1998. - Vol. 177-181, Part 2. - P. 1168-1169.
358. Rusin T.M. Interlayer coupling mediated by hydrogenic states in CdTe/MnTe superlattices // *Phys. Rev. B.* - 1998. - Vol. 58, № 4. - P. 2107-2117.

ПУБЛИКАЦИИ СОИСКАТЕЛЯ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

359. Федоренко А.И., Шпаковская Л.П., Сипатов А.Ю., Савицкий Б.А. Особенности роста и структуры тонких пленок сульфида иттербия // Тезисы докл. 13-й Всесоюзн. конф. по электронной микроскопии. - Сумы: - 1987. - С. 247.
360. Борисова С.С., Михайлов И.Ф., Сипатов А.Ю., Шпаковская Л.П. Асимметрия сателлитов брэгговских отражений и характеристики распределения электронной плотности в одномерных сверхрешетках // *Кристаллография.* - 1988. - Т. 33, №. 3. - С. 579-583.
361. Борисова С.С., Михайлов И.Ф., Палатник Л.С., Сипатов А.Ю., Федоренко А.И., Шпаковская Л.П. Формирование планарных слоев в одномерных сверхрешетках при послойном механизме роста // *Кристаллография.* - 1989. - Т. 34, № 3. - С. 716-722.
362. Fedorenko A.I., Savitskij V.A., Sipatov A.Yu., Zorchenko V.V., Chistyakov S.V., Mironov O.A., Skrylev I.Yu. The structure and galvanomagnetic properties of the planar epitaxial superlattices of lead chalcogenides // *Acta Phys. Polonica.* - 1990. - Vol. A77, № 2-3. - P. 251-255.
363. Fedorenko A.I., Fedorov A.G., Sipatov A.Yu., Mironov O.A. The epitaxial growth of IV-VI heterostructures and superlattices on (001)Si // *Thin Solid Films.* - 1995. - Vol. 267. - P. 134-137.
364. Tetyorkin V.V., Sipatov A.Yu., Sizov F.F., Fedorenko A.I., Fedorov A. (001)- oriented lead selenide films grown on silicon substrates // *Infrared Physics and Technology.* - 1996. - Vol. 37. - P. 379-384.

365. Sipatov A.Yu. Chalcogenide semiconductor superlattices and quantum structures // Abstracts IV International Conf. "Material Science and Material Properties for IR Optoelectronics". - Kiev (Ukraine). - 1998. - P. 31.
366. Sipatov A., Volobuev V., Fedorov A., Rogacheva E., Krivulkin I. Thermoelectric characteristics of PbS/EuS superlattices // Proc. 18 International Conf. on Thermoelectrics. - Baltimore (USA). - 1999. - P. 198-200.
367. Fogel N.Y., Erenburg A.I., Pokhila A., Bomze Y., Sipatov A.Y., Langer V. Semiconducting chalcogenide multilayers: structure and superconductivity // Physica B. - 2000. - Vol. 284-288. - P. 1123-1124.
368. Erenburg A.I., Bomze Yu.V., Fogel N.Ya., Sipatov A.Yu., Fedorenko A.I., Langer V., Norell M. Structural investigations of superconducting multilayers consisting of semiconducting materials // Физика низких температур. - 2001. - Т. 27, № 2. - С. 127-130.
369. Sipatov A.Yu. Interdiffusion in IV-VI superlattices // Abstracts International Workshop "Diffusion and diffusional phase transformations in alloys". - Cherkasy (Ukraine). - 1998. - P. 86.
370. Fedorov A.G., Shneiderman I.A., Sipatov A.Yu., Kaidalova E.V. Study of diffusion in PbTe-PbSe superlattices using X-ray diffraction // Функціональні матеріали. - 1998. - Т. 5, № 1. - С. 52-56.
371. Сипатов А.Ю. Взаимодиффузия слоев в эпитаксиальных сверхрешетках PbSe-PbS // Письма в ЖЭТФ. - 1998. - Т. 68, № 9. - С. 716-718.
372. Fedorov A.G., Shneiderman I.A., Sipatov A.Yu., Kaidalova E.V. X-ray diffraction investigation of diffusion in PbTe-PbSe superlattices // J. Crystal Growth. - 1999. - Vol. 198/199. - P. 1211-1215.
373. Fedorov A.G., Sipatov A.Yu., Kaidalova E.V. Layer intermixing in epitaxial PbSe-PbS superlattices // Функціональні матеріали. - 1999. - Т. 6, № 5. - P. 860-862.
374. Fedorov A., Sipatov A., Volobuev V. Diffusion and Kirkendall effect in PbSe-EuS multilayer // Thin Solid Films. - 2003. - Vol. 425. - P. 287-291.
375. Колесников И.В., Литвинов В.А., Сипатов А.Ю., Федоренко А.И., Юнович А.Э. Квантово-размерные эффекты в люминесценции тонких пленок сульфи-

- да свинца и сверхрешеток сульфидов свинца и европия // ЖЭТФ.- 1988.- Т. 94, № 7.- С. 239-246.
376. Колесников И.В., Сипатов А.Ю., Федоренко А.И., Юнович А.Э. Квантово-размерные эффекты в сверхрешетках на основе халькогенидов свинца // Тезисы докл. 9-й Всесоюзн. конф. по физике полупроводников. - Том 1. - Кишинев: - 1988. - С. 18-19.
377. Колесников И.В., Сипатов А.Ю. Фотолюминесценция сверхрешеток PbS-EuS // Физика и техника полупроводников. - 1989. - Т. 23, № 6. - С. 954-959.
378. Колесников И.В., Ковалев А.Н., Сипатов А.Ю., Парамонов В.И., Федоренко А.И., Юнович А.Э. Квантово-размерные эффекты в фотолюминесценции сверхрешеток на основе халькогенидов свинца // Физика и техника полупроводников. - 1989. - Т. 23, № 6. - С. 960-963.
379. Herrmann K.H., Auth J., Mollmann K.P., Tamm J.W., Bottner H., Lambrecht A., Tacke M., Kolesnikov I.V., Yunovich A.E., Fedorenko A.I., Mironov O.A., Sipatov A.Yu. Band offsets in Eu-containing lead chalcogenides and lead chalcogenide superlattices from spectroscopic data // Semicond. Sci. and Technol. - 1993. - Vol. 8, № 18. - P. 176-179.
380. Mironov O.A., Fedorenko A.I., Sipatov A.Yu., Herrmann K.H., Tamm J.W. IV-VI misfit dislocation superlattices as zero-dimensional quantum boxes // Proc. 8 International Conf. of Narrow Gap Semiconductors. - Santa Fe (USA). - 1995. - P. 13.
381. Sipatov A.Yu. Misfit dislocation superlattices in IV-VI multilayered compounds as zero dimensional quantum boxes // Физика низких температур. - 1999. - Т.25, № 5. - С. 509-511.
382. Миронов О.А., Савицкий Б.А., Сипатов А.Ю., Федоренко А.И., Чиркин А.Н., Чистяков С.В., Шпаковская Л.П. Сверхпроводимость полупроводниковых сверхрешеток на основе халькогенидов свинца // Письма в ЖЭТФ. - 1988. - Т.48, № 2. - С. 100-102.
383. Янсон И.К., Бобров Н.Л., Рыбальченко Л.Ф., Фисун В.В., Миронов О.А., Чистяков С.В., Сипатов А.Ю., Федоренко А.И. Микроконтактные измерения

- энергетической щели сверхпроводящих сверхрешеток на основе халькогенидов свинца // Письма в ЖЭТФ. - 1989. - Т. 49, № 5. - С. 293-296.
384. Миронов О.А., Чистяков С.В., Скрылев И.Ю., Зорченко В.В., Савицкий Б.А., Сипатов А.Ю., Федоренко А.И. Локализация параметра порядка на сетке дислокаций несоответствия сверхпроводящих полупроводниковых сверхрешеток PbTe-PbS/(001)KCl // Письма в ЖЭТФ. - 1989. - Т. 50, № 6. - С. 300-303.
385. Бобров Н.Л., Рыбальченко Л.Ф., Фисун В.В., Янсон И.К., Миронов О.А., Чистяков С.В., Зорченко В.В., Сипатов А.Ю., Федоренко А.И. Микроконтактное исследование полупроводниковых сверхпроводящих сверхрешеток PbTe-PbS как модели ВТСП // Физика низких температур. - 1990. - Т. 16, № 12. - С. 1531-1558.
386. Mironov O.A., Chistyakov S.V., Skrylev I.Yu., Fedorenko A.I., Sipatov A.Yu., Shpakovskaya L.P., Naschekina O.N., Oszwaldowski M. The galvanomagnetic properties of short -period SnTe/PbTe superlattices // Superlattices and Microstructures. - 1990. - Vol. 8, № 4. - P. 361- 363.
387. Fedorenko A.I., Mironov O.A., Savitskij B.A., Sipatov A.Yu., Chistyakov S.V., Shpakovskaya L.P. Superlattices of lead chalcogenides - models for high- T_c superconductors // Proc. 8 International Conf. on Ternary and Multinary Compounds. - Kishinev (USSR). - 1990. - P. 200.
388. Зарицкий И.М., Кончиц А.А., Колесник С.П., Миронов О.А., Сипатов А.Ю., Федоренко А.И., Чистяков С.В. Динамика модулированного микроволнового поглощения и природа гистерезисных эффектов в ВТСП и ВТСП-подобных системах // Сверхпроводимость: физика, химия, техника. - 1991. - Т. 4, № 7. - С. 1400-1412.
389. Mironov O.A., Chistyakov S.V., Zaritskii I.M., Konchits A.A., Kolesnik S.P., Stephanovich V.A., Sipatov A.Yu., Fedorenko A.I. The nature of magnetic field hysteretic microwave absorption in the HTSC thin films and HTSC models epitaxial superlattices PbTe-PbS // Physica C. - 1991. - Vol. 180. - P. 196-198.
390. Mironov O.A., Chistyakov S.V., Fedorenko A.I., Shpakovskaya L.P., Sipatov A.Yu., Savitskij B.A., Naschekina O.N., Oszwaldowski M. Superconductivity of

- non-strained PbTe-PbS and strained PbTe-SnTe superlattices // *Acta Physica Polonica*. - 1991. - Vol. A80, № 3. - P. 329-332.
391. Konchits A.A., Zaritskii I.M., Kolesnik S.P., Stephanovich V.A., Mironov O.A., Chistyakov S.V., Sipatov A.Yu., Fedorenko A.I. HTSC-like superlattices PbTe-Pbs microwave spectroscopy // *Physica C*. - 1991. - Vol. 185-189. - P. 2737-2738.
392. Mironov O.A., Fedorenko A.I., Zorchenko V.V., Sipatov A.Yu., Naschekina O.N., Zaritskii I.M., Konchits A.A. Dislocation superlattices based on lead and tin chalcogenides as models for high T_c superconductors // *Proc. 7 International Conf. of Narrow Gap Semiconductors*. - Southampton (UK). - 1992. - P. 138.
393. Дмитренко И.М., Фогель Н.Я., Черкасова В.Г., Федоренко А.И., Сипатов А.Ю. Размерный кроссовер и природа сверхпроводящих слоев в полупроводниковых сверхрешетках PbTe/PbS // *Физика низких температур*. - 1993. - Т.19, № 7. - С. 747-754.
394. Mironov O.A., Zorchenko V.V., Sipatov A.Yu., Fedorenko A.I., Nashchekina O.N., Chistyakov S.V. Dislocation superlattices based on lead chalcogenides as HTSC models // *NCDS-1, Defect and Diffusion Forum*. - 1993. - Vol. 103-105. - P. 473-484.
395. Mironov O.A., Makarovski O.N., Fedorenko A.I., Sipatov A.Yu., Nashchekina O.N., Zaritskii I.M., Konchits A.A. Anisotropic microwave absorption in high- T_c like semiconductor superconducting superlattices (001)PbTe-PbS // *Acta Phys. Polonica*. - 1994. - Vol. A85, № 3. - P. 603-606.
396. Lutskii V.N., Petrov V.A., Rylik A.S., Galkina E.V., Sipatov A.Yu., Fedorenko A.I., Fedorov A.G. Observation of negative differential resistance in a double barrier tunnel structure based on PbS (semiconductor) - EuS (magnetic semiconductor) system // *Phys. Low-Dim. Struct.* - 1994. - Vol. 7. - P. 37-42.
397. Фогель Н.Я., Черкасова В.Г., Сипатов А.Ю., Федоренко А.И., Рыбальченко В.Н. Уширение резистивных переходов и крип потока в сверхпроводящих сверхрешетках PbTe/PbS // *Физика низких температур*. - 1994. - Т. 20, № 11. - С. 1142-1147.

398. Fogel N.Ya., Cherkasova V.G., Pokhila A.S., Sipatov A.Yu., Fedorenko A.I. Superconductivity in the novel semiconducting superlattices // Proc. 21 Int. Conf. on Low Temp. Physics. - Part S2. - Prague (Czech Republic). - 1996. - P. 727-728.
399. Fogel N.Ya., Cherkasova V.G., Pokhila A.S., Sipatov A.Yu., Fedorenko A.I. Superconductivity in the novel semiconducting superlattices // Czechoslovak J. Physics. - 1996. - Vol. 46. - P. 727-728.
400. Федоренко А.И., Зорченко В.В., Сипатов А.Ю., Миронов О.А., Чистяков С.В., Нащекина О.Н. Осцилляции и квантование сопротивления в особых температурных точках трехслойных пленок PbS-PbTe-PbS на (001)KCl // Физика твердого тела. - 1999. - Т. 41, № 9. - С. 1693-1697.
401. Федоренко А.И., Зорченко В.В., Сипатов А.Ю., Миронов О.А., Чистяков С.В. Магнитополевые осцилляции критического тока и силы пиннинга в полупроводниковых сверхрешетках PbTe/PbS и пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ // ЖЭТФ. - 2000. - Т. 117, № 6. - С. 1161-1171.
402. Fogel N.Ya., Pokhila A.S., Bomze Yu.V., Sipatov A.Yu., Fedorenko A.I., Shekhter R.I. Novel superconducting semiconducting superlattices: dislocation-induced superconductivity // Phys. Rev. Letters. - 2001. - Vol. 86, № 3. - P. 512-515.
403. Fogel N. Ya., Buchstab E. I., Bomze Yu. V., Yuzepovich O. I., Sipatov A. Yu., Pashitskii E. A., Danilov A., Langer V., Shekhter R. I., and Jonson M. Interfacial superconductivity in semiconducting monochalcogenide superlattices // Phys. Rev. B. - 2002. - Vol. 66. - P. 174513 (1-11).
404. Figielski M., Morawski A., Wosinski T., Wrotek S., Makosa A., Lusakowska E., Story T., Szczerbakow A. and Sipatov A. Yu. Search for spin filtering by electron tunneling through ferromagnetic EuS barrier in PbS // Abs. Int. Conf. Phys. and Applic. of Spin Related Phenomena. - Würzburg (Germany). - 2002. - P. PI-49.
405. Wrotek S., Dybko K., Morawski A., Makosa A., Wosiński T., Figielski T., Tkaczyk Z., Lusakowska E., Story T., Sipatov A. Yu., Szczerbakow A., Graszka K., Wróbel J., Palosz W. Vertical electron transport through PbS-EuS structures // Acta Phys. Pol. - 2003. - Vol. A 103, № 6. - P. 629-635.

406. Figielski M., Morawski A., Wosinski T., Wrotek S., Makosa A., Lusakowska E., Story T., Sipatov A. Yu., Szczerbakow A., Graszka K., Wrobel J., and Palosz W. Search for spin filtering by electron tunneling through ferromagnetic EuS barrier in PbS // *J. of Superconductivity: Incorporating Novel Magnetism*. - 2003. - Vol. 16, № 1. - P. 183-185.
407. Wrotek S., Morawski A., Tkaczyk Z., Makosa A., Wosinski T., Dybko K., Lusakowska E., Story T., Sipatov A. Yu., Pecz B., Graszka K., Szczerbakow A., Wrobel J. Fabrication and electrical characterization of PbS-EuS ferromagnetic semiconductor microstructures // *Acta Phys. Pol.* - 2004. - Vol. A 105, № 6. - P. 615-620.
408. Михайлов М.Ю., Юзефович О.И., Фогель Н.Я., Бомзе Ю.В., Бухштаб Е.И., Аладышкин А.Ю., Пестов Е.Е., Ноздрин Ю.Н., Сипатов А.Ю., Волобуев В.В. Сверхпроводимость межфазной границы двухслойных гетероструктур на основе полупроводниковых монохалькогенидов // *Материалы симпозиума «Нанозифика и нанозлектроника»*. - Нижний Новгород (Россия). - 2005. - С. 381-382.
409. Stachow-Wojcik A., Twardowski A., Story T., Dobrowolski W., Grodzicka E., Sipatov A. Magnetic properties of EuS/PbS semiconducting structures // *Acta Phys. Polonica*. - 1997. - Vol. A92, № 5. - P. 985-988.
410. Stachow-Wojcik A., Story T., Dobrowolski W., Arciszewska M., and Galazka R. R., Kreijveld M. W., Swüste C. H. W., Swagten H. J. M., de Jonge W. J. M., Twardowski A., Sipatov A. Yu. Ferromagnetic transition in EuS-PbS multilayers // *Phys Rev. B*. - 1999. - Vol. 60, № 22. - P. 15220-15229.
411. Story T., Swüste C.H.W., Swagten H.J.M., de Jonge W.J.M., Stachow-Wojcik A., Twardowski A., Arciszewska M., Dobrowolski W., Galazka R.R. and Sipatov A.Yu. Magnetic anisotropy in EuS-PbS multilayers // *Acta Physica Polonica*. - 2000. - Vol. A97, № 3. - P. 435-438.
412. Stolpe I., Puhlmann N., Portugall O., von Ortenberg M., Dobrowolski W., Sipatov A. Yu., Dugaev V.K. Megagauss magnetospectroscopy of EuS/PbS multi-quantum wells // *Phys. Review B*. - 2000. - Vol. 62, № 24. - P. 16798-16801.

413. Kepa H., Kutner-Pielaszek J., Twardowski A., Sipatov A.Yu., Majkrzak C.F., Story T., Gałazka R.R., Giebultowicz T.M. Interlayer correlations in ferromagnetic semiconductor superlattices EuS/PbS // *J. Magnetism and Magnetic Materials*. - 2001. - Vol. 226-230. - P. 1795-1797.
414. Kepa H., Kutner-Pielaszek J., Blinowski J., Twardowski A., Majkrzak C.F., Story T., Kacman P., Gałazka R.R., Ha K., de Jonge H.J.M., Sipatov A.Yu., Volobuev V. and Giebultowicz T.M. Antiferromagnetic interlayer coupling in ferromagnetic semiconductor EuS/PbS(001) superlattices // *Europhysics Letters*. - 2001. - Vol. 56, № 1. - P. 54 - 60.
415. Kepa H., Sankowski P., Kacman P., Sipatov A.Yu., Majkrzak C.F., Giebultowicz T.M. Antiferromagnetic interlayer coupling in EuS/YbSe superlattices // *Abst. Int. Conf. on Magnetism*. - Rome (Italy). - 2003. - P. 270.
416. Kepa H., Majkrzak C. F., Sipatov A. Yu. and Giebultowicz T. M. Polarized neutron reflectivity studies of magnetic semiconductor superlattices // *Physica B: Condensed Matter*. - 2003. - Vol. 335, № 1-4. - P. 44-49.
417. Kepa H., Majkrzak C.F., Sipatov A.Yu., Giebultowicz T.M. Domain structure of EuS/PbS and EuS/YbSe superlattices studied by polarized neutron reflectometry // *Physica B*. - 2004. - Vol. 345. - P. 193-196.
418. Smits C.J.P., Filip A.T., Swagten H.J.M., Koopmans B., de Jonge W. J. M., Chernyshova M., Kowalczyk L., Graszka K., Szczerbakow A., Story T., Palosz W., and Sipatov A.Yu. Antiferromagnetic interlayer exchange coupling in all-semiconducting EuS/PbS/EuS trilayers // *Phys. Rev. B*. - 2004. - Vol. 69, № 22. - P. 224410 (1-7).
419. Smits C.J.P., Filip A.T., Swagten H.J.M., de Jonge W.J.M., Chernyshova M., Kowalczyk L., Graszka K., Szczerbakow A., Story T., Sipatov A.Yu. Modeling interlayer exchange coupling in EuS/PbS/EuS trilayers // *Journal of Applied Physics*. - 2004. - Vol. 95, № 11. - P. 7169-7171.
420. Kepa H., Sankowski P., Kacman P., Sipatov A.Yu., Majkrzak C.F., Giebultowicz T.M. Antiferromagnetic interlayer coupling in EuS/YbSe superlattices // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. - 2004. - Vol. 272 - 276. - P. 323-324.

421. Chernyshova M., Kowalczyk L., Baran M., Szczerbakow A., Story T., Smits C.J.P., Filip A.T., Swagten H.J.M., de Jonge W.J.M., Sipatov A.Yu. Temperature dependence of interlayer exchange coupling in EuS-PbS multilayers // Acta Phys. Pol. - 2004. - Vol. A 105, № 6. - P. 599-605.
422. Sankowski P., Кепа Н., Касман Р., Sipatov A.Yu., Majkrzak C.F., Giebultowicz T.M. Interlayer coupling in EuS-based superlattices deduced from neutron scattering experiments // Acta Phys. Pol. - 2004. - Vol. A 105, № 6. - P. 607-614.

ПРИМЕЧАНИЯ

Участие соавторов в опубликованных соискателем работах заключается в следующем:

А.И. Федоренко[359,361-364,368,375-376,378-380,382-402] и Л.С. Палатник [361] участвовали в постановке задачи и обсуждении результатов.

Б.А. Савицкий участвовал в электронно-микроскопических исследованиях, обработке и обсуждении результатов [359,362,382,384,387,390].

Л.П. Шпаковская участвовала в изготовлении образцов, обработке и обсуждении результатов [359-361,382,386-387,390].

И.Ф. Михайлов, С.С.Борисова участвовали в рентгеновских исследованиях, обработке и обсуждении результатов [360-361].

В.В. Зорченко участвовал в постановке задачи, обработке и обсуждении результатов [362,384-385,392,394,400-401].

О.А. Миронов участвовал в постановке задачи, низкотемпературных гальваномагнитных измерениях [362,379-380,382-392,394-395,400-401,], обработке и обсуждении результатов [363].

С.В. Чистяков [362,382-391,394,400-401], И.Ю. Скрылев [362,384,386], А.Н. Чиркин [382], О.Н. Нащекина [386,390,392,394,395,400], М. Ошвальдовский [386,390] участвовали в низкотемпературных гальваномагнитных измерениях, обработке и обсуждении результатов.

А.Г. Федоров участвовал в постановке задачи, рентгеновских исследованиях, обработке и обсуждении результатов [363-364,370,372-374,396].

Ф.Ф. Сизов, В.В. Тетеркин участвовали в постановке задачи, измерении фотопроводимости, обработке и обсуждении результатов [364].

В.В. Волобуев участвовал в изготовлении образцов, обработке и обсуждении результатов [366,374,408,414].

Е.И. Рогачева, И.В. Кривулькин участвовали в постановке задачи, термоэлектрических измерениях, обработке и обсуждении результатов [366].

Н.Я. Фогель [367-368,393,398-399,402-403], И.М. Дмитренко [393], В.Н. Рыбальченко [397], В.Г. Черкасова [393,398-399], А. Похила [367,398-399,402], Ю.В. Бомзе [367-368,402-403], А.И. Эренбург [367-368], Р.И. Шехтер [402-403], Е.И. Бухштаб [403,408], О.И. Юзефович [403,408], Е.А. Пашицкий, А. Данилов [403], М.Ю. Михайлов, А.Ю. Аладышкин, Е.Е. Пестов, Ю.Н. Ноздрин [408] участвовали в постановке задачи, низкотемпературных гальваномагнитных измерениях, обработке и обсуждении результатов.

V. Langer [367-368,403], M. Norell [368], M. Jonson [403] участвовали в рентгеновских исследованиях, обработке и обсуждении результатов.

И.А. Шнейдерман [372], Е.В. Кайдалова [372-373] участвовали в диффузионных отжигах, рентгеновских исследованиях, обработке и обсуждении результатов.

А.Э. Юнович [375-376,378-379], И.В. Колесников [375-379], В.А. Литвинов [375], А.Н. Ковалев, В.И. Парамонов [378], К.Н. Herrmann, J.W. Tomm [379-380], J. Auth, K.P. Mollmann, H. Bottner, A. Lambrecht, M. Tacke [379] фотолюминесценции, обработке и обсуждении результатов.

И.К. Янсон, Н.Л. Бобров, Л.Ф. Рыбальченко, В.В. Фисун [383,385] участвовали в микроконтактных исследованиях, обработке и обсуждении результатов.

И.М. Зарицкий, А.А. Кончиц, С.П. Колесник [388-389,391-392,395], В.А. Стефанович [389,391] участвовали в исследованиях микроволнового поглощения, обработке и обсуждении результатов.

В.Н. Луцкий, В.А. Петров, А.С. Рылик, Е.В. Галкина участвовали в исследованиях поперечного транспорта, обработке и обсуждении результатов [396].

T.M. Giebultowicz, H. Kera, C.F. Majkrzak - организация и проведение исследований по дифракции нейтронов, обработка и обсуждение результатов [413-417,420,422].

M. Figielski, A. Morawski, T. Wosinski, S. Wrotek, A. Makosa, E. Lusakowska, K. Dybko, Z. Tkaczyk, J. Wróbel, W. Palosz, T. Story участвовали в низкотемпературных исследованиях поперечного транспорта, обработке и обсуждении результатов [404-407].

A. Szczerbakow [404-407,418-419], K. Graszka [405-407,418-419] выращивание монокристаллов PbS для подложек.

A. Stachow-Wojcik, A. Twardowski, T. Story, W. Dobrowolski, E. Grodzicka, M. Arciszewska, and R. R. Galazka участвовали в низкотемпературных исследованиях намагниченности, обработке и обсуждении результатов [409-411].

I. Stolpe, N.Puhlmann, O. Portugall, M. von Ortenberg, W. Dobrowolski, V.K. Dugaev участвовали в магнетоспектроскопических исследованиях, обработке и обсуждении результатов [412].

J. Kutner-Pielaszek, A. Twardowski, T. Story, R.R. Galazka, К.На, участвовали в исследованиях по дифракции нейтронов, обработке и обсуждении результатов [413-415,420,422].

C.J.P. Smits, A.T. Filip, H.J.M. Swagten, W.J.M. de Jonge, M. Chernyshova, L. Kowalczyk, B. Koopmans, M. W. Kreijveld, C. H. W. Swüste участвовали в низкотемпературных исследованиях намагниченности, петель гистерезиса и их моделировании, обработке и обсуждении результатов [410,414,418-419,421].

J. Blinowski [414], P. Kasman [414-415,420,422], P. Sankowski [415,420,422] - разработка теории и расчеты AFM взаимодействия в CP EuS-PbS.

Считаю своим долгом выразить глубокую благодарность моему учителю - профессору Федоренко Анатолию Ивановичу за постоянную поддержку, творческие дискуссии и стимулирование работы; Федорову А.Г. за помощь в

проведении рентгеновских исследований и взаимодействию; Миронову О.А. и Фогель Н.Я. за организацию и выполнение исследований сверхпроводимости; Юновичу А.Э. за организацию и выполнение исследований по фотолюминесценции; Стори Т. за организацию и выполнение магнитных и туннельных исследований; Гебултовичу Т.М. и Кенпе Х. за организацию и выполнение исследований по дифракции нейтронов; сотрудникам лаборатории Савицкому Б.А., Шпаковской Л.П., Зорченко В.В., Волобуеву В.В. за многолетнюю совместную работу, доброжелательное отношение и помощь в оформлении работы. Благодарю всех сотрудников кафедры физики металлов и полупроводников, создавших мощный научный фундамент по физике тонких пленок, благодаря которому стало возможным выполнение данной диссертационной работы.