

**Российская Академия Наук
Научный совет РАН по проблеме ”Физика полупроводников”
Уральское отделение РАН
Институт физики металлов УрО РАН
Уральский государственный университет им. А.М. Горького
Объединенное физическое общество РФ (Свердловское отделение)**

XVI Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников

**Электронные свойства низкоразмерных систем
Структура и свойства полупроводников с примесями
переходных элементов
ВТСП и сверхпроводящие материалы**

27 февраля – 4 марта 2006 г.
Екатеринбург – Кыштым

ПРОГРАММА И ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Екатеринбург 2006

**Russian Academy of Sciences
Scientific Council RAS “Physics of the semiconductors”
Ural Division of the Russian Academy of Sciences
Institute of Metal Physics
Ural State University**

XVI Ural International Winter School on the Physics of Semiconductors

**Electronic properties of low dimensional systems
Structure and properties of semiconductors with
transition impurities
HTSC and new superconductors**

February 27 – March 4, 2006
Ekaterinburg

PROGRAMME AND ABSTRACT BOOK

Ekaterinburg 2006

Организационный и программный комитеты
XVI Уральской международной зимней школы по физике полупроводников
27 февраля – 4 марта 2006 г., Екатеринбург

Организационный комитет

В.И. Окулов (председатель)	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Ю.Г. Арапов (зам. председателя)	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
С.Г. Новокшенов (ответственный секретарь)	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Г.А. Альшанский	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
А.В. Германенко	УрГУ, Екатеринбург
В.Л. Константинов	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
В.Н. Неверов	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Т.Е. Говоркова	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
И.В. Жевстовских	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Т.П. Суркова	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Т.Б. Чарикова	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
С.В. Гудина	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
А.А. Шерстобитов	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
А.В. Гергерт	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
А.О. Ташлыков	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург

Программный комитет

Р.В. Парфеньев (сопредседатель)	ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург
М.В. Садовский (сопредседатель)	ИЭФ УрО РАН, Екатеринбург
М.В. Якунин (сопредседатель)	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Н.Г. Шелушина, (ученый секретарь)	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Ю.Г. Арапов	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Б.А. Аронзон	РНЦ «Курчатовский институт», Москва
В.Я. Демиховский	ННГУ, Нижний Новгород
И.Л. Дричко	ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург
М.С. Каган	ИРЭ РАН, Москва
К.А. Кикоин	Университет Бен Гурион, Израиль
Г.М. Миньков	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
А.И. Пономарев	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
В.В. Робуш	Национальная лаборатория Фраскати, Италия
Н.Н. Сибельдин	ФИ им. П.Н. Лебедева, Москва
В.И. Соколов	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Д.Р. Хохлов	МГУ, Москва
Г.И. Харус	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Е.М. Шерегий	Институт Физики Университета г. Рзежова, Польша

Финансовая поддержка школы:

Российский Фонд Фундаментальных исследований

Институт физики металлов УрО РАН

Уральский государственный университет НОЦ «Перспективные материалы»

Organizing Committee

V.I. Okulov (Chairman)	IMP RAS
Yu.G. Arapov (зам. председателя)	IMP RAS
S.G. Novokshonov (Secretary)	IMP RAS
G.A. Alshanskii	IMP RAS
A.V. Germanenko	USU
V.L. Konstantinov	IMP RAS
V.N. Neverov	IMP RAS
T.E. Govorkova	IMP RAS
I.V. Zhevstovskikh	IMP RAS
T.P. Surkova	IMP RAS
T.B. Charikova	IMP RAS
S.V. Gudina	IMP RAS
A.A. Sherstobitov	IMP RAS
A.V. Gergert	IMP RAS
A.O. Tashlykov	IMP RAS

Program Committee

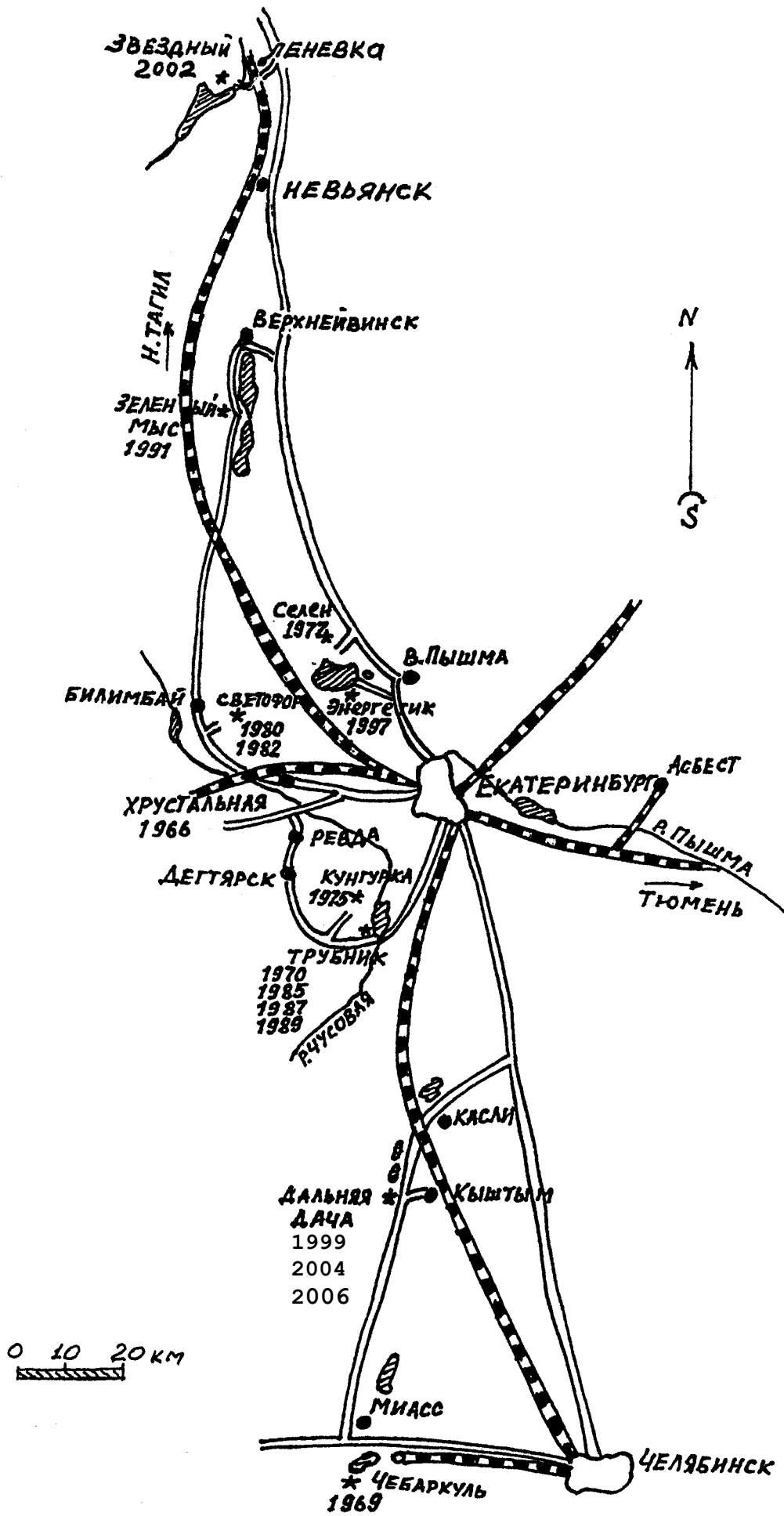
R.V. Parfenév (Chairman)	A.F. Ioffe PTI RAS
M.V. Sadvskii (Chairman)	IEP RAS
M.V. Yakunin (Chairman)	IMP RAS
N.G. Shelushinina (Secretary)	IMP RAS
Yu. G. Arapov	IMP RAS
B. A. Aronzon	RSC KIAE
V.Ya. Demikhovskii	NNSU
I.L. Drichko	A.F. Ioffe PTI RAS
M.S. Kagan	IRE RAS
K.A. Kikoin	Ben-Gurion University of the Negev, Israel
G.M. Minkov	IMP RAS
A.I. Ponomarev	IMP RAS
B.V. Robouch	INFN–Laboratori Nazionali di Frascati, Italy
N.N. Sibeldin	P.N. Lebedev PI RAS
V.I. Sokolov	IMP RAS
D.R. Khokhlov	MSU
G.I. Kharus	IMP RAS
E.M. Sheregii	Institute of Physics, University of Rzeszów, Poland

Sponsored by

Russian Foundation for Basic Research
Institute of Metal Physics, Ural Division of the RAS
Ural State University REC “Advanced materials”

География Уральских Зимних Школ по физике полупроводников.

1. 1966 год, т.б. "Хрустальная", Первоуральск, Свердловская область
2. 1 – 6 марта 1969 года, сан. УралВО "Чебаркуль", Чебаркуль, Челябинская область
3. 15 – 21 марта 1970 года, б.о. "Трубник", Курганово, Свердловская область
4. 1975 год, б.о. "Кунгурка", Кунгурка, Свердловская область
5. 14 – 19 марта 1977 года, б.о. "Селен", Среднеуральск, Свердловская область
6. 1 – 7 марта 1980 года, б.о. "Светофор", Билимбай, Свердловская область,
7. 28 февраля – 5 марта 1982 года, б.о. "Светофор", Билимбай, Свердловская область
8. 28 февраля – 3 марта 1985 года, б.о. "Трубник", Курганово, Свердловская область
9. 3 – 8 марта 1987 года, б.о. "Трубник", Курганово, Свердловская область
10. 27 февраля – 3 марта 1989 года, б.о. "Трубник", Курганово, Свердловская область
11. 2 – 10 марта 1991 года, пансионат "Зеленый мыс", Верх-Нейвинск, Свердловская область
12. 3 – 7 марта 1997 года, б.о. "Энергетик", Коптяки, Свердловская область
13. 15 – 20 февраля 1999 года, д.о. "Дальняя дача", Кыштым, Челябинская область
14. 18 – 22 февраля 2002 года, б.о. «Звездный», Н.Тагил (Леневка), Свердловская область
15. 16 – 21 февраля 2004 года, д.о. "Дальняя дача", Кыштым, Челябинская область
16. 27 февраля – 4 марта 2006 года, д.о. "Дальняя дача", Кыштым, Челябинская область



Информация для участников школы

Школа проводится в санатории «Дальняя дача», расположенном на окраине г. Кыштыма Челябинской области. Место расположения санатория относится к лесному району Южного Урала.

Распорядок дня в санатории:

Завтрак 8:30 – 9:20

Обед 13:30 – 14:30

Ужин 20:00 – 21:00

В перерывах заседаний будет подаваться чай и кофе.

Участники школы могут воспользоваться услугами, предоставляемыми санаторием, включая медицинское обслуживание, баню и др.

Расписание работы школы:

27.02.06 понедельник	28.02.06 вторник	01.03.06 среда	02.03.06 четверг	03.03.06 пятница
Прибытие на автобусах из Екатеринбурга в 17:00 Регистрация, поселение. В 19:00 открытие школы в большом зале клуба В 20:00 товарищеский ужин	Б. зал 9:30-13:10 Плен. доклады S1;S2 и L1;T1 16:30-20:00 Устн. доклады L2 - L6	Б. зал 9:30-13:30 Устн. доклады L7 – L12 М. зал 9:30-13:00 Устн. доклады S3 - S7 Стенд. сессия 15:00-16:30 Б. зал 16:30-20:00 Устн. доклады L13 - L17 М. зал 16:30-18:20 Устн. доклады S8 - S10	Б. зал 9:30-13:30 Устн. доклады L18-L23 16:00-19:00 Устн. доклады L24 – L27 М. зал 9:30-13:10 Устн. доклады T2 - T6 16:00-19:00 Устн. доклады T7 – T11 Банкет 20:00	Б.зал 9:30-13:30 Устн. доклады L28 – L32; L42 М. зал 9:30-13:30 Устн. доклады L33 – L38

На устных заседаниях докладчикам для демонстраций будут предоставлены кодоскоп и мультимедийный проектор. Для стендового доклада предоставляется площадь 1.5 x 0.8 м².

Отъезд участников школы в Екатеринбург на автобусах будет организован в субботу 4 марта в 11:00.

Вторник 28 февраля 2006 г.

Утреннее заседание

Большой зал

9.30–13.10

Председатель

№ Докладчик	Название доклада	Время
S1 Гантмахер В.Ф.		9:30–10:20
	Изолятор на основе сверхпроводящего взаимодействия (приглашённый доклад)	
S2 Садовский М.В.		10:20–11:10
	Псевдощель в сильно коррелирован- ных металлах: введение масштаба длины в DMFT (приглашённый доклад)	

Перерыв 20 мин.

T1 Majewski J.A.		11:30–12:20
	Vertical spin transport in semiconductor heterostuctures (invited talk)	
L1 Пудалов В.М.		12:20–13:10
	Переход металл-изолятор и другие яв- ления в сильно-коррелированных двумерных электронных системах (приглашённый доклад)	

Вторник 28 февраля 2006 г.

Вечернее заседание

Большой зал

16.30–20.00

Председатель

№ Докладчик	Название доклада	Время
L2 Волков В.А.		16:30–17:10
	СВЧ отклик 2D электронной системы, обусловленный возбуждением магнитоплазмонов (приглашённый доклад)	
L3 Studenikin S.A.		17:10–17:50
	Microwave induced oscillations and zero resistance states on high mobility GaAs/AlGaAs 2DEG samples (invited talk)	
L4 Ляпилин И.И.		17:50–18:20
	Осцилляции фотопроводимости 2D системы Рашбы в переменном магнитном поле	

Перерыв 20 мин.

L5 Аверкиев Н.С.		18:40–19:20
	Полупроводниковые WGM лазеры (приглашённый доклад)	
L6 Fowler D.F.		19:20–20:00
	Novel non-linear conduction effects in semiconductor superlattices (invited talk)	

Среда 1 марта 2006 г.

Утреннее заседание

Большой зал

9:30–13:30

Председатель

№ Докладчик	Название доклада	Время
L7 Дмитриев А.П.		9:30–10:10
	Классические эффекты памяти и магнитосопротивление двумерных систем: обзор (приглашённый доклад)	
L8 Качоровский В.Ю.		10:10–10:50
	Аномальное магнетосопротивление двумерных систем, обусловленное немарковскими эффектами (приглашённый доклад)	
L9 Horváth Zs.J.		10:50–11:10
	Electrical and optical behaviour of sputtered Si/Ge multylayers	

Перерыв 20 мин.

L10 Kikoin K.A.		11:30–12:10
	Tunneling and magnetic properties of triple quantum dots (invited talk)	
L11 Godlewski M.		12:10–12:50
	Mechanisms of Enhancement of Light Emission in Nanostructures of II-VI Compounds Doped with Manganese (invited talk)	
L12 Сибельдин Н.Н.		12:50–13:30
	Экситоны и трионы в мелких квантовых ямах GaAs/AlGaAs (приглашённый доклад)	

Среда 1 марта 2006 г.

Утреннее заседание

Малый зал

9:30–13:00

Председатель

№ Докладчик	Название доклада	Время
S3 Moskvin A.S.		9:30–10:10
	Charge states of strongly correlated 3d oxides : from typical insulator to unconventional electron-hole Bose Liquid (invited talk)	
S4 Лавров А.Н.		10:10–10:50
	Электронная самоорганизация и физические свойства оксидов переходных металлов (приглашённый доклад)	
S5 Mitin A.V.		10:50–11:20
	Self-organizing processes and hole states in cuprates and peculiarities of their manifestations in $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$	

Перерыв 20 мин.

S6 Мирмельштейн А.В.		11:40–12:20
	Фундаментальные свойства плутония: проблемы и перспективы (приглашённый доклад)	
S7 Некрасов И.А.		12:20–13:00
	Материалы с f-элементами: взгляд с точки зрения теории динамического среднего поля (приглашённый доклад)	

Среда 1 марта 2006 г.

Стендовая сессия

Зал для стендовых докладов

15:00–16:30

Председатель

№	Докладчик	Название доклада
L39	Г.В. Тихомирова	Влияние сверхвысоких давлений на формирование различных проводящих состояний C_{60}
L40	Ю.В. Рябчиков	Генерация синглетного кислорода в водных суспензиях на основе пористого кремния
L41	Ю.В. Рябчиков	Исследование переноса носителей заряда в структурах с кремниевыми нанокристаллами в оксидной матрице
L43	A.E. Patrakov	Transport equations and magneto-oscillations of electron-field-induced spin polarization in 2DEG
L44	N.G. Shelushinina	Quantum Hall effect in p-Ge/Ge _{1-x} Si _x heterostructures with low hole mobility
L45	Zs.J. Horváth	Silicon based nanocrystal structures for memory and light emitting devices
L46	S.A. Studenikin	The spin-orbit effects in the magnetotransport of n-doped InGaAs/InP quantum well
L47	Я.М. Латыпов	Оптимальные характеристики фотодиодных структур на основе твёрдых растворов теллурида кадмия-теллурида ртути
L48	A.G. Groshev	Magnetoresistance and Hall coefficient of a 2D Rashba system
L49	П.А. Игошев	Формирование ферромагнетизма в двумерных системах с сингулярностями Ван-Хова
L50	Т.А. Комиссарова	Оптические и электрофизические свойства InN
L51	О.В. Нарыгина	Электрические свойства одностенных углеродных нанотрубок разной степени очистки при давлении до 50 ГПа
L52	В.Г. Песчанский	Гальваномагнитные явления в слоистых

		структурах в сильном магнитном поле
L53	М.С. Каган.	Нестационарная инжекция как причина возбуждения ТГц генерации в структурах SiGe/Si.
L54	А.В. Германенко	Релаксация фазы в магнитном поле
L55	Т.И. Буряков	Электрофизические и магнитные свойства низко-размерных углеродных структур интеркалированных бромом
L56	Е.Н. Ткачев	Эффекты электрон-электронного взаимодействия в углеродных нанотрубках
L57	О.В. Савина	Термоэлектрические свойства сплавов титана при давлениях 15-50 ГПа
L58	И.В. Антонова	Заряд и электронный транспорт в окисле с нанокристаллами кремния
L59	В.Ф. Раданцев	Спин-орбитальное расщепление двумерного спектра в приповерхностных квантовых ямах HgCdTe в зависимости от типа и уровня легирования
L60	Н.И. Солин	Интерфейсная природа высокого магнитосопротивления структуры на магнитном полупроводнике
L61	А.Е. Кожанов	Аномальные свойства твердых растворов PbSnTe(In) в переменном электрическом поле
L62	И.В. Заводько	Исследование гетероструктур PbTe-CdTe, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии
L63	В.Н. Неверов	Квантовые поправки к магнитосопротивлению гетероструктур Ge/Ge _{1-x} Si _x p-типа
L64	Ю.Г. Арапов	Немонотонная температурная зависимость константы Холла для 2D-электронного газа в структурах n-InGaAs/GaAs в области перехода от диффузионного к баллистическому режиму
L65	Ю.В. Метелева	Диэлектрические свойства композитов Hbeta:CdS
L66	В.М. Михеев	Рассеяние двумерных электронов на системе частично ионизованных ионов
T12	А.И. Артамкин	Транспортные свойства Pb _{1-x} Mn _x Te(V)

T13	И.В. Корионов	Зависимость электрических свойств диоксида циркония от стабилизации и размеров кристаллитов при высоких давлениях
T14	Д.Ю. Ремизов	Светоизлучающие диодные туннельно-пролетные структуры на основе Si:Er
T15	И.В. Заводько	Октроны для спектрально-аналитической аппаратуры
T16	А.В. Ефремов	Многоэлектронные мультиплетные эффекты в спектрах Co^{3+} в кристаллах
T17	П.А. Агзамова	Сверхтонкие взаимодействия на ядре иона лантана в соединении LaMnO_3
T18	А.И. Меренцов	Подавление волны зарядовой плотности в соединении $\text{Cr}_x\text{Ti}_{1-x}\text{Se}_2$
T19	А.В. Якимчук	Исследование импеданса керамики полупроводниковых клатратов $\text{Sn}_{24}\text{P}_{19.3}\text{I}_x\text{Br}_{8-x}$ ($0 \leq x \leq 8$)
T20	О.А. Шабашова	Новые сложные халькогениды серебра: влияние состава на электрические свойства
T21	О.А. Шабашова	Электрические свойства $(\text{PbSe})_{1-x}(\text{AgAsSe}_2)_x$ при 78К-400К
T22	Ю.А. Кандрина	Исследование электрофизических свойства сульфида кадмия при высоких давлениях методом импедансной спектроскопии
T23	А.А. Можегоров	Антиферромагнитный резонанс в LaMnO_3
T24	Н.А. Угрюмова	Влияние магнитных взаимодействий на энергию активации поляронной прыжковой проводимости в парамагнитной фазе монокристаллического манганита $\text{Eu}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$.
T25	А.Т. Лончаков	Аномалия температурной зависимости электронной теплопроводности селенида ртути, обусловленная резонансным рассеянием электронов на примесях железа

T26	T.P. Surkova	Cr 3d Transition Metal Impurity in $Zn_{1-x}Cr_xSe$ and $Zn_{1-x}Cr_xS$ Alloys
T27	И.Г. Кулеев	Спектр и вектора поляризации фононов в кубических кристаллах в модели анизотропного континуума.
S11	Ю.В. Блинова	Спинодальный распад при комнатной температуре и явление возврата в нестехиометрическом соединении $Y(Eu)Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$
S12	А.В. Ткач	Электросопротивление и магнитные свойства керамик двойного допирования $La_{1.85-4/3x}Sr_{0.15+4/3x}Cu_{1-x}Mn_xO_4$.
S13	Ю.Д. Панов	Анизотропное магнитосопротивление и необычный низкотемпературный спин-переориентационный переход в $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$
S14	А.О. Ташлыков	Электросопротивление и магнитная восприимчивость поликристаллических образцов Na_xCoO_2

Среда 1 марта 2006 г.

Вечернее заседание

Большой зал

16:30–20:00

Председатель

№ Докладчик	Название доклада	Время
L13 Gornyi I.V.		16:30–17:10
	Disordered Luttinger Liquid (invited talk)	
L14 Пудалов В.М.		17:10–17:50
	Органические полупроводники: низкоразмерные электронные системы и эффекты спинового упорядочения	
L15 Зайцев-Зотов С.В.		17:50–18:30
	Фотопроводимость и управляемые светом коллективные явления в квазиодномерных проводниках с волной зарядовой плотности (приглашённый доклад)	

Перерыв 10 мин

L16 Арсеев П.И.		18:40–19:20
	Туннельные процессы в наноструктурах с участием фононов (приглашённый доклад)	
L17 Квон З.Д.		19:20–20:00
	Полупроводниковые квантовые интерферометры (приглашённый доклад)	

Среда 1 марта 2006 г.

Вечернее заседание

Малый зал

16:30–18:20

Председатель

№ Докладчик	Название доклада	Время
S8 Карькин А.Е.		16:30–17.10
	Особенности электронных состояний соединений с сильными электронными корреляциями: исследование методом радиационного разупорядочения (приглашённый доклад)	
S9 Верховский С. В.		17:10–17:50
	Особенности магнитного состояния f электронов в стабилизированной δ -фазе сплава $Pu_{0.95}Ga_{0.05}$ (приглашённый доклад)	
S10 Чарикова Т.Б.		17:50–18:20
	Квазидвумерные транспортные свойства слоистых систем $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ и $Ca_{2-x}Sr_xRuO_4$	

Четверг 2 марта 2006 г.

Утреннее заседание

Большой зал

9:30–13:30

Председатель

№ Докладчик	Название доклада	Время
L18 Парфеньев Р.В.		9:30–10:10
	Квантование вертикального ондактанса в гетеропереходе II типа GaInSbAs/p-InAs в сильном магнитном поле (приглашённый доклад)	
L19 Якунин М.В.		10:10–10:50
	Квантовый магнитотранспорт в двойной квантовой яме $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ в присутствии параллельной компоненты магнитного поля (приглашённый доклад)	
L20 Князев Д.А.		10:50–11:10
	Транспортные свойства сильновзаимодействующей полностью спин-поляризованной двумерной электронной системы в кремнии	

Перерыв 20 мин.

L21 Долгополов В.Т.		11:30–12:10
	Двумерная система сильно взаимодействующих электронов в кремнии (приглашённый доклад)	
L22 Демиховский В.Я.		12:10–12:50
	Полупроводниковые структуры со спин-орбитальным взаимодействием (приглашённый доклад)	
L23 Дричко И.Л.		12:50–13:30
	Акустоэлектронные эффекты в условиях перехода металл-диэлектрик в светочувствительной гетероструктуре GaAs/AlGaAs (приглашённый доклад)	

Четверг 2 марта 2006 г.

Вечернее заседание

Большой зал

16:00–19:00

Председатель

№ Докладчик	Название доклада	Время
L24 Gruetzmacher D.A.		16:00–16:40
	Low dimensional SiGe Structures: Paths for Si based Nanoelectronics (invited talk)	
L25 Patane A.		16:40–17:20
	Dilute Ga(AsN) alloys: a new ma- terial for hot electron devices (invited talk)	

Перерыв 20 мин.

L26 Аронзон Б.А.		17:40–18:20
	Транспортные свойства двумер- ных и слоистых структур на ос- нове разбавленных магнитных полупроводников и эффекты не- упорядоченности. (приглашённый доклад)	
L27 Minkov G.M.		18.20–19.00
	Anderson localization and hopping in 2D (invited talk)	

Четверг 2 марта 2006 г.

Утреннее заседание

Малый зал

9:30–13:10

Председатель

№ Докладчик	Название доклада	Время
T2 Лашкарев Г.В.		9:30–10:10
	Магниторазведенные ферромагнитные полупроводники, как материалы спиновой электроники (приглашённый доклад)	
T3 Story T.		10:10–10:50
	Ferromagnetic EuS-PbS semiconductor heterostructures (invited talk)	
T4 Демидов Е.С.		10:50-11:30
	Новые алмазоподобные ферромагнитные полупроводники на основе GaSb, InSb, InAs, Ge и Si сверхпересыщенных примесями марганца или железа при лазерной эпитаксии	

Перерыв 20 мин

T5 Robouch B.V.		11:50–12:30
	Statistical model analysis of local structure of multinary sphalerite from EXAFS data and phonon spectra (invited talk)	
T6 Grinberg M.		12:30–13:10
	High pressure luminescence of $Y_{3-x-y}Tb_yGd_xAl_5O_{12}$ ($x=0.67, y=0, 0.575, 1.15, 1.725, 2.3$) doped with Ce^{3+} . (invited talk)	

Четверг 2 марта 2006 г.

Вечернее заседание

Малый зал

16:00–19:00

Председатель

№ Докладчик	Название доклада	Время
T7 Кульбачинский В.А.		16:00-16:40
	Транспорт, магнитотранспорт и ферромагнетизм в разбавленных магнитных полупроводниках. (приглашённый доклад)	
T8 Хохлов Д.Р.		16:40–17:20
	Корреляционные эффекты в примесной подсистеме в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ (приглашённый доклад)	
T9 Окулов В.И.		17:20–17:50
	Теоретическое описание проявлений гибридизации электронных состояний на примесях переходных элементов в кинетических и магнитных свойствах полупроводников.	

Перерыв 10 мин.

T10 Gudkov V.V.		18:00–18:30
	Relaxation time, dynamic, relaxed, and unrelaxed elastic moduli in ZnSe:Cr investigated with longitudinal ultrasonic waves	
T11 Соколов В.И.		18:30–19:00
	Структурные искажения решетки и эффект Яна-Теллера в $Zn_{1-x}Ni_xSe$	

Пятница 3 марта 2006 г.

Утреннее заседание

Большой зал

9:30–13:30

Председатель

№ Докладчик	Название доклада	Время
L28 Кнар W.		9:30–10:10
	Plasma wave oscillations and ballistic effects in terahertz nanotransistors (invited talk)	
L29 Harrison P.		10:10–10:50
	Theoretical modelling and design of mid-infrared and Terahertz quantum cascade lasers and quantum well infrared photodetectors (invited talk)	
L30 Demarina N.V.		10:50–11:30
	Amplification of terahertz radiation in a semiconductor superlattice with optically excited charge carriers	
L42 Блошкин А.А.		11:30–11:50
	Электронные состояния в многослойных напряженных гетероструктурах Ge/Si с квантовыми точками 2-го типа	

Перерыв 20 мин

L31 Пудонин Ф.А.		12:10–12:50
	Оптические и магнитооптические свойства системы магнетик-полупроводник при переходе 3D–2D (приглашённый доклад)	
L32 Pödör B.		12:50–13:30
	Scaling in the integer quantum Hall regime: Magnetotransport studies on InGaAs/InP heterostructures (invited talk)	

Пятница 3 марта 2006 г.

Утреннее заседание

Малый зал

9:30–13:30

Председатель

№ Докладчик	Название доклада	Время
L33 Нереманс J.P.		9:30–10:10
	Nano-thermoelectricity (invited talk)	
L34 Стафеев В.И.		10:10–10:50
	Термоэлектрические и другие явления в структурах с неравновесными носителями (приглашённый доклад)	
L35 Орлов Л.К.		10:50–11:20
	Особенности магнетотранспортных и электрических характеристик псевдоморфных MODFET гетерокомпозиций, связанных со структурой поверхности и интерфейсов транспортного канала	
L36 Шаповал С.Ю.		11:20–11:50
	Восстановление параметров широкозонных гетероструктур	

Перерыв 20 мин.

L37 Каган М.С.		12:10–12:50
	Режимы генерации в полупроводниках с ОДП (приглашённый доклад)	
L38 Гребенников В.И.		12:50–13:30
	Рассеяние в конечной периодической системе	

СОДЕРЖАНИЕ

Секция L: Электронные свойства низкоразмерных систем

L1 Пудалов В.М.

Переход металл-изолятор и другие явления в сильно-коррелированных двумерных электронных системах

В.М. Пудалов

L2 Волков В.А.

СВЧ отклик 2D электронной системы, обусловленный возбуждением магнитоплазмонов

В.А. Волков, Э.Е. Тахтамиров

L3 Studenikin S.A.

Microwave induced oscillations and zero resistance states on high mobility GaAs/AlGaAs 2DEG samples.

S.A. Studenikin, M. Byszewski, D.K. Maude, M. Potemski, Z.R. Wasilewski, A. Sachrajda.

L4 Ляпилин И.И.

Осцилляции фотопроводимости 2D системы Рашбы в переменном магнитном поле

А.Е. Патраков, И.И. Ляпилин

L5 Аверкиев Н.С.

Полупроводниковые WGM лазеры.

Н.С. Аверкиев, В.В. Шерстнев, А.М. Монахов, А.Ю. Кислякова, Ю. П. Яковлев, А. Krier

L6 Fowler D.F.

Novel regimes of electron dynamics in semiconductor superlattices

D. Fowler, A. Patanè, T.M. Fromhold, N. Mori, L. Eaves, A. Ignatov

L7 Дмитриев А.П.

Классические эффекты памяти и магнетосопротивление двумерных электронных систем: обзор

А.П. Дмитриев

L8 Качоровский В.Ю.

Аномальное магнетосопротивление двумерных систем, обусловленное немарковскими эффектами

В.Ю. Качоровский

L9 Horváth Zs. J.

Electrical and optical behaviour of sputtered Si/Ge multylayers

Zs. J. Horváth, B. Pődör, J. Balázs, K. Jдрrendahl, Zs. Czigány

- L10 K.A. Kikoin
Tunneling and magnetic properties of triple quantum dots
K.A. Kikoin
- L11 Godlewski M.
Mechanisms of enhancement of light emission in nanostructures of II-VI compounds doped with manganese
M. Godlewski, S. Yatsunenکو²
- L12 Сибельдин Н.Н.
Экситоны и трионы в мелких квантовых ямах GaAs/AlGaAs.
Н.Н. Сибельдин, М.Л. Скориков, В.А. Цветков
- L13 Gornyi I.V.
Disordered luttinger liquid
I.V. Gornyi, A.D. Mirlin, D.G. Polyakov
- L14 Пудалов В.М.
Органические полупроводники: низкоразмерные электронные системы и эффекты спинового упорядочения
В.М. Пудалов
- L15 Зайцев-Зотов С.В.
Фотопроводимость и управляемые светом коллективные явления в квазиодномерных проводниках с волной зарядовой плотности
С.В. Зайцев-Зотов
- L16 Арсеев П.И.
Туннельные процессы в наноструктурах с участием фононов
П.И. Арсеев, Н.С. Маслова
- L17 Квон З.Д.
Полупроводниковые квантовые интерферометры
З.Д. Квон
- L18 Парфеньев Р.В.
Квантование вертикального кондактанса в гетеропереходе II типа GaInSbAs/p-InAs в сильном магнитном поле
Р.В. Парфеньев, В.А. Березовец, К.Д. Моисеев, Н.П. Михайлова, Ю.П. Яковлев, В.И. Нижанковский
- L19 Якунин М.В.
Квантовый магнитотранспорт в двойной квантовой яме $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ в присутствии параллельной компоненты магнитного поля
М.В. Якунин, Ю.Г. Арапов, В.Н. Неверов, С.М. Подгорных, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушина, Б.Н. Звонков, Е.А. Ускова

- L20 Князев Д.А.
Транспортные свойства сильно-взаимодействующей полностью спин-поляризованной двумерной электронной системы в кремнии
Д.А.Князев, О.Е.Омельяновский, А.С.Дормидонтов, В.М.Пудалов
- L21 Долгополов В.Т.
Двумерная система сильно взаимодействующих электронов в кремнии.
В.Т. Долгополов
- L22 Демиховский В.Я.
Полупроводниковые структуры со спин-орбитальным взаимодействием: основы теории и эксперимент
В.Я. Демиховский
- L23 Дричко И.Л.
Акустоэлектронные эффекты в условиях перехода металл-диэлектрик в светочувствительной гетероструктуре GaAs/AlGaAs.
И.Л. Дричко, А.М. Дьяконов, И.Ю. Смирнов, А.И. Торопов
- L24 Grützmacher Detlev
Low dimensional SiGe structures: paths for Si based nanoelectronics
Detlev Grützmacher
- L25 Patanè A.
Dilute Ga(AsN) alloys: a new material for hot electron devices
A. Patanè, G. Allison, S. Spasov, D. Fowler, L. Eaves, A. Ignatov, R. Airey, M. Hopkinson
- L26 Аронзон Б.А.
Транспортные свойства двумерных и слоистых структур на основе разбавленных магнитных полупроводников и эффекты неупорядоченности.
В.В. Рыльков, Б.А. Аронзон, А.Б. Давыдов, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков
В.В.Подольский, В.А. Кульбачинский, П.В. Гурин
- L27 Minkov Grigory
Anderson localization and hopping in 2D.
Grigory Minkov, A. Sherstobitov, A. Germanenko, O. Rut, B. Zvonkov
- L28 Knap W.
Plasma wave oscillations and ballistic effects in Terahertz Nanotransistors
W. Knap
- L29 Harrison P.
Theoretical modelling and design of mid-infrared and Terahertz quantum cascade lasers and quantum well infrared photodetectors
P. Harrison, D. Indjin, V.D. Jovanović, Z. Ikonjić, R.W. Kelsall, I. Savić, J. McTavish, C. A. Evans, N. Vukmirović

- L30 Demarina N.V.
Amplification of Terahertz radiation in a semiconductor superlattice with optically excited charge carriers
N. V. Demarina
- L31 Пудонин Ф.А.
Оптические и магнитооптические свойства системы магнетик-полупроводник при переходе 3D–2D
Ф.А.Пудонин
- L32 Pödör B.
Scaling in the integer quantum Hall regime: Magnetotransport studies on InGaAs/InP heterostructures
B. Pödör
- L33 Heremans J.P.
Nano-thermoelectricity
J.P. Heremans
- L34 Стафеев В.И.
Термоэлектрические и другие явления в структурах с неравновесными носителями
В.И.Стафеев
- L35 Орлов Л.К.
Особенности магнетотранспортных и электрических характеристик псевдоморфных MODFET гетерокомпозиций, связанных со структурой поверхности и интерфейсов транспортного канала
Л.К.Орлов, А.Т.Лончаков, Ж.Й.Хорват, М.Л.Орлов
- L37 Каган М.С.
Режимы генерации в полупроводниках с ОДП
М.С. Каган
- L38 Гребенников В.И.
Рассеяние в конечной периодической системе
В.И. Гребенников
- L39 Тихомирова Г.В.
Влияние сверхвысоких давлений на формирование различных проводящих состояний C_{60}
Г.В. Тихомирова, А.Н. Бабушкин
- L40 Рябчиков Ю.В.
Генерация синглетного кислорода в водных суспензиях на основе пористого кремния
Ю.В. Рябчиков, А.С. Воронцов, И.А. Белогорохов, Л.А. Осминкина, В.Ю. Тимошенко, П.К. Кашкаров

L41 Рябчиков Ю.В.

Исследование переноса носителей заряда в структурах с кремниевыми нанокристаллами в оксидной матрице

Ю.В. Рябчиков, П.А. Форш, В.Ю. Тимошенко, П.К. Кашкаров, Э.А. Лебедев,
В.В. Kamenev, L. Tsybeskov

L42 Блошкин А.А.

Электронные состояния в многослойных напряженных гетероструктурах Ge/Si с квантовыми точками 2-типа

А.И. Якимов, А.В. Двуреченский, А.А. Блошкин, А.И. Никифоров, В.А. Володин,
А.В. Ненашев.

L43 Patrakov A.E.

Transport equations and magneto-oscillations of electron-field-induced spin polarization in 2DEG

I.I. Lyapilin, A.E. Patrakov

L44 Shelushinina N.G.

Quantum Hall effect in p-Ge/Ge_{1-x}Si_x heterostructures with low hole mobility

Yu.G. Arapov, G.I. Harus, I.V. Karskanov, V.N. Neverov, N.G. Shelushinina, M.V. Yakunin,
O.A. Kuznetsov, L. Ponomarenko, A. de Visser

L45 Horváth Zs. J.

Silicon based nanocrystal structures for memory and Light Emitting devices

Zs. J. Horváth

L46 Studenikin S.A.

The spin-orbit effects in the magnetotransport of n-doped InGaAs/InP quantum well

S.A. Studenikin, P.T. Coleridge, Yu. Guolin, P.J. Poole.

L47 Я.М. Латыпов

Оптимальные характеристики фотодиодных структур на основе твёрдых растворов теллурида кадмия-теллурида ртути

С.В. Гришин, Я. М. Латыпов.

L48 Groshev A.G.

Magnetoresistance and Hall coefficient of a 2D Rashba system

S.G. Novokshonov, A.G. Groshev

L49 Игошев П.А.

Формирование ферромагнетизма в двумерных системах с сингулярностями Ван-Хова

П.А. Игошев, А.А. Катанин, В.Ю. Ирхин

L50 Комиссарова Т.А.

Оптические и электрофизические свойства InN

Т.А. Комиссарова, Н.Н. Матросов, Л.И. Рябова, Т.М. Бурбаев, А.И. Белогорохов,
J. Mangum, T.W. Kim, O. Kryliouk, T. Anderson, Д. Р. Хохлов

L51 Нарыгина О.В.

Электрические свойства одностенных углеродных нанотрубок разной степени очистки при давлении до 50 ГПа

О.В. Нарыгина, А.Н. Бабушкин, Я.Ю. Волков, Е.Д. Образцова

L52 Песчанский В.Г.

Гальваномагнитные явления в слоистых структурах в сильном магнитном поле

В.Г. Песчанский, Р.А.А. Хасан

L53 Каган М.С.

Нестационарная инжекция как причина возбуждения ТГц генерации в структурах SiGe/Si.

М.С. Каган, И.В. Алтухов, В.П. Синис, С.К. Папроцкий, И.Н. Ясиевич, Дж. Колодзей

L54 Германенко А.В.

Релаксация фазы в магнитном поле

А.В.Германенко, Г.М.Миньков, И.В.Горный, О.Э.Рут, В.А.Ларионова

L55 Буряков Т.И.

Электрофизические и магнитные свойства низкоразмерных углеродных структур интеркалированных бромом

Т.И. Буряков, А.И. Романенко, О.Б. Аникеева, А.В. Окотруб, Н.Ф. Юданов,
А.С. Котосонов

L56 Ткачев Е.Н.

Эффекты электрон-электронного взаимодействия в углеродных нанотрубках

Е.Н. Ткачев, А.И. Романенко, О.Б. Аникеева, В.Л. Кузнецов, А.Н. Усольцева

L57 Савина О.В.

Термоэлектрические свойства сплавов титана при давлениях 15-50 ГПа

О.В. Савина, И.В. Суханов

L58 Антонова И.В.

Заряд и электронный транспорт в окисле с нанокристаллами кремния

И.В.Антонова, М.Б.Гуляев, З.Ш.Яновицкая, Y.Goldstein, J.Jedrzejewaki

L59 Раданцев В.Ф.

Спин-орбитальное расщепление двумерного спектра в приповерхностных квантовых ямах HgCdTe в зависимости от типа и уровня легирования

В.Ф. Раданцев

L60 Солин Н.И.

Интерфейсная природа высокого магнитосопротивления структуры на магнитном полупроводнике

Н.И. Солин, В.В. Устинов, С.В. Наумов

L61 Кожанов А.Е.

Аномальные свойства твердых растворов PbSnTe(In) в переменном электрическом поле

А.Е. Кожанов, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов

L62 Заводько И.В.

Исследование гетероструктур PbTe-CdTe, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии

И.В. Заводько, А.А. Карпов

L63 Неверов В.Н.

Квантовые поправки к магнитосопротивлению гетероструктур Ge/Ge_{1-x}Si_x p-типа

Ю.Г. Арапов, С.В. Гудина, В.Н. Неверов, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушнина

L64 Арапов Ю.Г.

Немонотонная температурная зависимость константы Холла для 2D-электронного газа в структурах n-InGaAs/GaAs в области перехода от диффузионного к баллистическому режиму

Ю.Г. Арапов, С.В. Гудина, В.Н. Неверов, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушнина, М.В. Якунин, С.М. Подгорных, Б.Н. Звонков, Е.А. Ускова

L65 Метелева Ю.В.

Диэлектрические свойства композитов Hbeta: CdS

Д.Н. Войлов, Ю.В. Метелева, И.А. Чернов, Г.Ф. Новиков

L66 Михеев В.М.

Рассеяние двумерных электронов на системе частично ионизованных ионов

В.М. Михеев

Секция Т: Структура и свойства полупроводников с примесями переходных элементов

T1 Majewski Jacek A.

Vertical spin transport in semiconductor heterostructures

Jacek A. Majewski

T2 Лашкарев Г.В.

Магниторазведенные ферромагнитные полупроводники как материалы спиновой электроники

Г.В.Лашкарев, М.В.Радченко, В.И.Сичковский, В.А.Карпина

T3 Story T.

Ferromagnetic EuS-PbS semiconductor heterostructures

T. Story

T4 Демидов Е.С.

Новые алмазоподобные ферромагнитные полупроводники на основе GaSb, InSb, InAs, Ge и Si сверхпересыщенные примесями марганца или железа при лазерной эпитаксии

Е.С. Демидов, В.В. Подольский, В.П. Лесников, Ю.А. Данилов, М.В. Сапожников, А.И. Сучков, Д. М. Дружнов

T5 Robouch V.V.

Statistical model analysis of local structure of multinary sphalerite from EXAFS data and phonon spectra

V.V. Robouch, A. Kisiel, E.M.Sheregii, A. Marcelli, M. Cestelli Guidi, M. Piccinini, J.Polit, J.Cebulski, E. Burattini

T6 Grinberg M.

High pressure luminescence of $Y_{3-x-y}Tb_yGd_xAl_5O_{12}$ ($x=0.67, y=0., 0.575, 1.15, 1.725, 2.3$) doped with Ce^{3+} .

R. Turos – Matysiak, W. Gryk, M. Grinberg, Y.S. Lin, R.S. Liu

T7 Кульбачинский В.А.

Транспорт, магнитотранспорт и ферромагнетизм в разбавленных магнитных полупроводниках

В.А. Кульбачинский, П.В. Гурин, П.М. Тарасов, А.Б. Давыдов, Ю.А. Данилов, О.В. Вихрова

T8 Хохлов Д.Р.

Корреляционные эффекты в примесной подсистеме в сплавах

$Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$

А.Е. Кожанов, С.Н. Чесноков, А.В. Никорич, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов

T9 Окулов В.И.

Теоретическое описание проявлений гибридизации электронных состояний на примесях переходных элементов в кинетических и магнитных свойствах полупроводников

В.И. Окулов, Е.А. Памятных

T10 Gudkov V.V.

Relaxation time, dynamic, relaxed, and unrelaxed elastic moduli in ZnSe:Cr investigated with longitudinal ultrasonic waves

V.V. Gudkov, A.T. Lonchakov, V.I. Sokolov, I.V. Zhevstovskikh

T11 Соколов В.И.

Структурные искажения решетки и эффект Яна–Теллера в $Zn_{1-x}Ni_xSe$

В.И. Соколов, С.Ф. Дубинин, С.Г. Теплоухов, В.Д. Пархоменко, А.Т. Лончаков, С.М.Подгорных, Н.Б. Груздев

T12 Артамкин А.И.

Транспортные свойства $Pb_{1-x}Mn_xTe(V)$

А.И. Артамкин, Т.В. Ганжина, Е.И. Слынько, В.Е. Слынько, Т. Story, P. Dziawa, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов

T13 Корионов И.В.

Зависимость электрических свойств диоксида циркония от стабилизации и размеров кристаллитов при высоких давлениях

И.В. Корионов, А.Н. Трефилова, А.Н. Бабушкин, И.Г. Корионова, Ю.Н. Шумина, W. Lojkowski, A. Opalinska

T14 Ремизов Д.Ю.

Светоизлучающие диодные туннельно-пролетные структуры на основе Si:Er

Д.Ю. Ремизов, З.Ф. Красильник, В.П. Кузнецов, В.Б. Шмагин

T15 Заводько И.В.

Октроны для спектрально-аналитической аппаратуры

С.П.Варфоломеев, И.В. Заводько

T16 Ефремов А.В.

Многоэлектронные мультиплетные эффекты в спектрах Co^{3+} в кристаллах

А.В. Ефремов, А.В. Ларин, А.Е. Никифоров, С.Э. Попов

T17 Агзамова П.А.

Сверхтонкие взаимодействия на ядре иона лантана в соединении $LaMnO_3$

П.А.Агзамова, Ю.В. Лескова, А.Е. Никифоров, Л.Э. Гончарь, С.Э. Попов

T18 Меренцов А.И.

Подавление волны зарядовой плотности в соединении $Cr_xTi_{1-x}Se_2$

А.Н. Титов, А.И. Меренцов, В.Н. Неверов

T19 Якимчук А.В.

Исследование импеданса керамики полупроводниковых клатратов

$\text{Sn}_{24}\text{P}_{19.3}\text{I}_x\text{Vr}_{8-x}$ ($0 \leq x \leq 8$)

Л.И. Рябова, А.В. Шевельков, А.В. Якимчук, Ю.В. Заикина

T20 Шабашова О.А.

Новые сложные халькогениды серебра: влияние состава на электрические свойства

О.А. Шабашова, О.Л. Хейфец, А.Н. Бабушкин, Н.В. Мельникова

T21 Шабашова О.А.

Электрические свойства $(\text{PbSe})_{1-x}(\text{AgAsSe}_2)_x$ при 78К-400К

О.А. Шабашова, О.Л. Хейфец, Н.В. Мельникова

T22 Кандрина Ю.А.

Исследование электрофизических свойства сульфида кадмия при высоких давлениях методом импедансной спектроскопии

Ю.А. Кандрина, А.Н. Бабушкин

T23 Можегоров А.А.

Антиферромагнитный резонанс в LaMnO_3

А.А. Можегоров, Л.Э. Гончарь, А.Е. Никифоров

T24 Угрюмова Н.А.

Влияние магнитных взаимодействий на энергию активации поляронной прыжковой проводимости в парамагнитной фазе монокристаллического манганита $\text{Eu}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$.

Э.А. Нейфельд, В.Е. Архипов, Н.А. Угрюмова, А.В. Королев, Я.М. Муковский

T25 Лончаков А.Т.

Аномалия температурной зависимости электронной теплопроводности селенида ртути, обусловленная резонансным рассеянием электронов на примесях железа

А.Т. Лончаков, В.И. Окулов, С.Ю. Паранчич

T26 Surkova T.P.

Cr 3d Transition Metal Impurity in $\text{Zn}_{1-x}\text{Cr}_x\text{Se}$ and $\text{Zn}_{1-x}\text{Cr}_x\text{S}$ Alloys

T. P. Surkova, V. R. Galakhov, M. Godlewski, T. Schmitt

T27 Кулеев И.Г.

Спектр и вектора поляризации фононов в кубических кристаллах в модели анизотропного континуума.

И.Г. Кулеев, И.И. Кулеев

Секция S: ВТСП и сверхпроводящие материалы

S1 Гантмахер В.Ф.

Изолятор на основе сверхпроводящего взаимодействия
В.Ф.Гантмахер

S2 Садовский М.В.

Псевдощель в сильно коррелированных металлах: введение масштаба
длины в DMFT
М.В. Садовский

S3 Moskvin A.S.

Charge states of strongly correlated 3d oxides: from typical insulator to
unconventional electron-hole Bose liquid
A.S. Moskvin

S4 Лавров А.Н.

Электронная самоорганизация и физические свойства оксидов переходных
металлов
А.Н. Лавров

S5 Mitin A.V.

Self-organizing processes amid hole states in cuprates and peculiarities of their ma-
nifestations in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$
A.V. Mitin, V.F. Shamray, A.S. Gordeev

S6 Мирмельштейн А.В.

Фундаментальные свойства плутония: проблемы и перспективы
А.В. Мирмельштейн

S8 Карькин А.Е.

Особенности электронных состояний соединений с сильными
электронными корреляциями: исследование методом радиационного
разупорядочения
А. Е. Карькин, Б. Н. Гощицкий

S9 Верховский С.В.

Особенности магнитного состояния f электронов в стабилизированной δ -
фазе сплава $\text{Pu}_{0.95}\text{Ga}_{0.05}$
С.В. Верховский, В.Е. Архипов, Ю.Н. Зуев, Ю.В. Пискунов, К.Н. Михалев, А.В.
Королев, И.Л. Святков, А.В. Погудин, В.В. Оглобличев, А.Л. Бузлуков

S10 Чарикова Т.Б.

Квазидвумерные транспортные свойства слоистых систем $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$
и $\text{Ca}_{2-x}\text{Sr}_x\text{RuO}_4$.
Т.Б. Чарикова, А.И. Пономарев, Н.Г. Шелушина, Г.И. Харус, А.А. Иванов

S11 Блинова Ю.В.

Спинодальный распад при комнатной температуре и явление возврата в нестехиометрическом соединении $Y(Eu)Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$

Е.И. Кузнецова, Ю.В. Блинова, С.В. Сударева, Т.П. Креницина, И.Б. Бобылев, Е.П. Романов

S12 Ткач А.В.

Электросопротивление и магнитные свойства керамик двойного допирования $La_{1.85-4/3x}Sr_{0.15+4/3x}Cu_{1-x}Mn_xO_4$.

А.В. Ткач, А.И. Пономарев, Т.Б. Чарикова, А.О. Ташлыков, В.Л. Кожевников

S13 Панов Ю.Д.

Анизотропное магнитосопротивление и необычный низкотемпературный спин-переориентационный переход в $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$

А.С. Москвин, Ю.Д. Панов

S14 Ташлыков А.О.

Электросопротивление и магнитная восприимчивость поликристаллических образцов Na_xCoO_2

А.О. Ташлыков, Т.Б. Чарикова, А.И. Пономарев, В.Л. Кожевников

ПЕРЕХОД МЕТАЛЛ-ИЗОЛЯТОР И ДРУГИЕ ЯВЛЕНИЯ В СИЛЬНО КОРРЕЛИРОВАННЫХ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ

В. М. Пудалов

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН.

Москва 119991, Ленинский проспект 53

В лекции будут рассмотрены следующие вопросы:

1. Локализованные и делокализованные состояния. Металлы и изоляторы.
2. Квазиклассическое описание транспорта заряда в электронном газе. Конкуренция беспорядка и электронной плотности.
3. Интерференция электронных волн. Одночастичная скейлинговая теория локализации. Конкуренция размерности и интерференции.
4. Электрон-электронное взаимодействие. Подход Ландау к описанию Ферми жидкости. Отрицательная сжимаемость электронной жидкости. Эффекты взаимодействия между уровнями Ландау: (i) Усиление квантовых осцилляций в перпендикулярном поле, (ii) Осцилляции ширины и расщепления квантовых уровней.
5. Спин-орбитальное и электрон-электронное взаимодействие.
6. Новые явления в электронной жидкости при сильных межэлектронных корреляциях.
 - 6.1. Перпендикулярное квантующее поле. Чередующиеся переходы квантовый эффект Холла - диэлектрик. Судьба делокализованных состояний при $H \rightarrow 0$. Глобальная фазовая диаграмма КЭХ.
 - 6.2. Нулевое магнитное поле. Переход металл-диэлектрик в двумерной системе (экспериментальные проявления).
7. Коллективный транспорт в сильно-локализованном состоянии.
8. Спиновые эффекты – магнитосопротивление в параллельном поле.
9. Количественное изучение электрон-электронного взаимодействия.
10. Перенормировка спиновой восприимчивости, намагниченности, эффективной массы.
11. Квантовые поправки к проводимости за счет взаимодействия. Сравнение теории с экспериментом.
12. Не Ферми-жидкостные теории.
13. Транспорт в критическом режиме. Ренорм-групповое описание: двух-параметрический скейлинг.

[1] V.M. Pudalov, M.E. Gershenson, H. Kojima, in: Fundamental problems of mesoscopic physics, **154**, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht (2004).

[2] V.M. Pudalov, J. de Physique, **IV** (12), Pr9, 331 (2002).

[3] V.M. Pudalov, in: The Electron Liquid Paradigm in Condensed Matter Physics, Societa Italiano di Fizika publishing, Roma (2004).

СВЧ ОТКЛИК 2D ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ, ОБУСЛОВЛЕННЫЙ ВОЗБУЖДЕНИЕМ МАГНИТОПЛАЗМОНОВ

В.А.Волков, Э.Е.Тахтамиров

Институт радиотехники и электроники РАН, 125009 Москва, Моховая, 11-7

Несколько лет назад было обнаружено, что под действием СВЧ волны магнитосопротивление 2D системы в высококачественных гетероструктурах осциллирует как функция отношения частоты волны к циклотронной частоте. При увеличении мощности волны наблюдаются состояния с нулевым сопротивлением. Эти наблюдения вызвали поток теоретических статей с возможными объяснениями этого явления. В настоящее время общепризнанными считаются два теоретических сценария этого эффекта [1]. Оба являются одночастичными, и могут приводить к абсолютной отрицательной проводимости. Первый основан на перенормировке примесного рассеяния, второй - на индуцированной СВЧ волной изменении функции распределения электронов по высоким уровням Ландау и на данный момент считается доминирующим. Предсказано, что система в минимумах сопротивления неустойчива при сильной накачке и распадается на домены, что будет проявляться при развертке магнитного поля в виде интервалов с нулевым сопротивлением. Оба сценария объясняют большинство основных экспериментальных фактов. Однако отсутствие удовлетворительного объяснения ряда важных фактов стимулирует поиск новых механизмов.

В докладе обсуждаются ключевые моменты развиваемого авторами многоэлектронного подхода к объяснению этого явления. Строится вариант нелинейной квантовой теории электропроводности 2D электронно-примесной системы в сильных скрещенных магнитном (DC) и электрическом (AC+DC) полях при больших факторах заполнения уровней Ландау. Диссипативная магнитопроводимость обусловлена рассеянием электронов на примесях, что рассматривается в рамках низшего порядка теории возмущений с учетом переходов лишь между уровнями Ландау. Изменением функции распределения для начала пренебрегается. Впервые учитывается, что СВЧ накачка, возбуждая виртуальные 2D магнитоплазмоны, качественно перенормирует рассеивающий примесный потенциал, делая его динамическим, нелинейным и сингулярным. Это существенно изменяет картину примесного рассеяния в «чистой» 2D системе: за фототок ответственны не одноэлектронные переходы между уровнями Ландау, как считается в вышеуказанных сценариях, а возбуждение 2D магнитоплазмонов. Предсказывается, что в очень «чистой» системе магнитополевая зависимость фотосопротивления будет отражать тонкую структуру плотности состояний магнитоплазмонов.

Работа поддержана грантами РФФИ (№ 05-02-17095) и РАН.

[1] В.И. Рыжий, УФН, **175**, 205 (2005); С.И. Дорожкин, *ibid*, 213 (2005).

MICROWAVE INDUCED OSCILLATIONS AND ZERO RESISTANCE STATES ON HIGH MOBILITY GaAs/AlGaAs 2DEG SAMPLES

S. A. Studenikin¹⁾, M. Byszewski²⁾, D. K. Maude²⁾, M. Potemski²⁾,
Z. R. Wasilewski¹⁾, and A. Sachrajda¹⁾.

¹⁾*Institute for Microstructural Sciences, NRC, Ottawa K1A0R6, Canada.*

²⁾*Grenoble High Magnetic Field Laboratory, CNRS, Grenoble 38-042, France*

The recently observed new phenomenon of the microwave induced resistance oscillations (MIROs) on very high mobility samples [1] has attracted a considerable attention of the scientific community, partly because of the fact that MIROs can develop into the so-called zero-resistance states. [2–5]

In this work we discuss the physics behind this phenomenon. In particular we address the importance of the electrodynamic aspect of MIROs by studying its frequency dependence on a high mobility 2DEG in GaAs/AlGaAs heterostructures with electron mobility between 4 and 8×10^6 cm²/Vs.

Figure 1 presents an example of experimental (a) and theoretical (b) traces for different MW frequencies from 20 to 50 GHz. The theoretical traces [6] were calculated using the Landau level width $\Gamma=28$ μ eV. It is evident from the figure that theory agrees well with experiment in low frequency range ($f < 50$ GHz).

Figure 2 shows experimental (a) and simulated (b) traces of the MIROs for higher frequencies from 80 to 226 GHz. In experiment the MIROs progressively become smaller at frequencies higher than ~ 150 GHz and completely vanish at frequencies above 230 GHz that sets the upper frequency limit for the observation of MIROs. It is clear that the theoretical model fails to describe this behavior.

It should be mentioned that in spite of the essential theoretical effort to explain MIROs, neither of the existing theories can explain the above and also other essential MIROs characteristics, such as: (i) why MIROs are not observed in absorption/reflection experiments [7] (ii) independence of the MIROs amplitude on the left/right circular polarization [8], (iii) equal transition probabilities between different Landau levels (LL) with $\Delta n=1,2,3\dots$ [6], (iv) why MIROs are only observed in very high mobility samples while the theories imply disorder to explain MIROs, (v) why MIROs were never reported in optical or even in sub-millimeter frequency range, (vi) why magneto-plasmons are very much suppressed in MIROs experiments though electrodynamic is definitely playing an important role in these experiments [1].

The results may be qualitatively understood within model where plasmons play an intermediate entity in the interaction between microwave radiation and electrons. Radiation excites plasmons, and plasmons decay through the electron transitions between Landau levels giving rise to the MIROs.

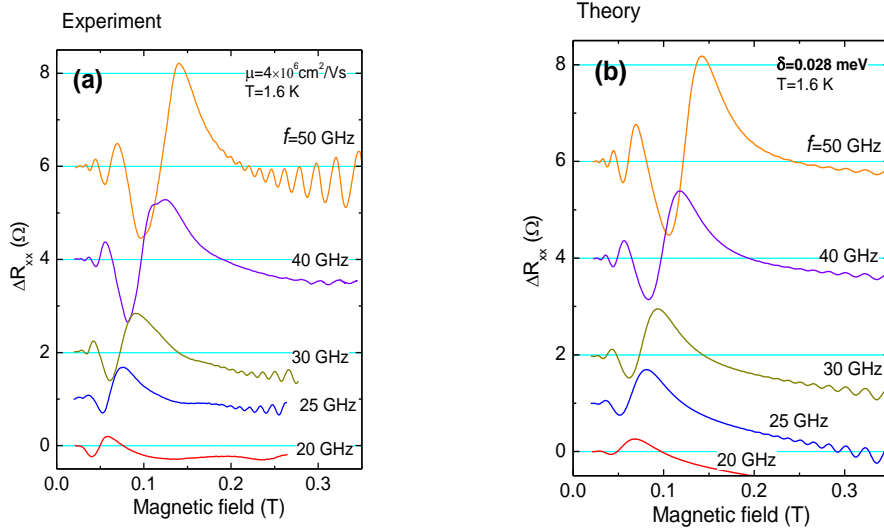


Figure 1. MIROs traces for different MW frequencies from 20 to 50 GHz on a GaAs/AlGaAs sample (a) experiment, (b) calculated using the same Landau level width $\Gamma=28 \mu\text{eV}$.

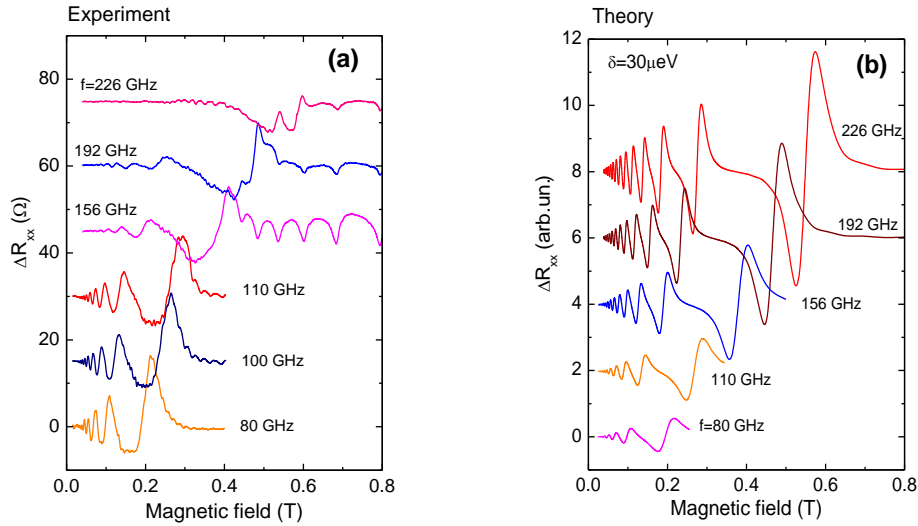


Figure 2. MIROs ($\Delta R_{xx}=R_{xx}(\text{MWs on})-R_{xx}(\text{no MWs})$) for different MW frequencies from 80 to 226 GHz (a) experiment, (b) theory using the same Landau level width $\Gamma=30 \mu\text{eV}$

- [1] M. A. Zudov, R.R. Du, J. A. Simmons, and J. L. Reno, *Phys. Rev. B*, **64**, 201311 (2001).
- [2] R. G. Mani, J. H. Smet, K. von Klitzing, V. Narayanamurti, W. B. Johnson, and V. Umansky, *Nature*, **420**, 646 (2002).
- [3] M. A. Zudov, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 046807 (2003).
- [4] S. A. Studenikin, M. Potemski, P. T. Coleridge, A. S. Sachrajda, and Z. R. Wasilewski, *Solid State Commun.*, **129**, 341 (2004).
- [5] S. I. Dorozhkin, *JETP Letters*, **77**, 577 (2003).
- [6] S. A. Studenikin, M. Potemski, A. Sachrajda, M. Hilke, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. B*, **71**, 245313 (2005).
- [7] S.A. Studenikin et al., *IEEE Transactions on Nanotechnology*, **4**, 124 (2005).
- [8] S. A. Michailov et al., *Phys. Rev. B*, **70**, 165311 (2004).
- [9] J. H. Smet, B. Gorshunov, C. Jiang, et al., *PRL*, **95**, 11680 (2005).

ОСЦИЛЛЯЦИИ ФОТОПРОВОДИМОСТИ 2D СИСТЕМЫ РАШБЫ В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Патраков А.Е., Ляпилин И. И.
*Институт физики металлов УрО РАН,
620219 Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18*

В двумерных электронных системах (2DES) с высокой ($\sim 10^7$ см²/Вс) подвижностью электронов магнитосопротивление в дошубниковском интервале магнитных полей проявляет сильные осцилляции в присутствии микроволнового излучения. В слабых магнитных полях ($\sim 0,025$ Тл) в осцилляциях наблюдаются биения, которые, как правило, связывают с расщеплением уровней энергии электрона в нулевом магнитном поле за счет спин-орбитального взаимодействия [1,2,3].

В настоящее время имеется достаточно большое количество теоретических статей (см. обзор в [4]) в которых рассмотрены различные аспекты наблюдаемых осцилляций магнитосопротивления, связанные с электрической компонентой микроволнового излучения. Представляется интересным исследовать влияние переменного магнитного поля излучения на кинетические степени свободы электронов. Действительно, наличие спин-орбитального взаимодействия приводит к тому, что переменное поле вызывает комбинированные переходы между энергетическими уровнями электронов, что в свою очередь должно проявиться в кинетических эффектах, связанных с трансляционным движением носителей заряда.

Нами изучена модель, которая включает вклады от квантования Ландау, зеемановского расщепления, спин-орбитального взаимодействия и микроволнового излучения (переменного магнитного поля) в длинноволновом пределе. В качестве рассеивателей рассматриваются примеси. Изучен отклик, в принципе сильно неравновесной системы, на слабое измерительное поле. Задача решается с помощью канонического преобразования гамильтониана, что позволяет «расцепить» кинетические и спиновые степени свободы. Преобразованный гамильтониан содержит при этом слагаемое, которое связывает переменное магнитное поле и импульс электронов.

- [1] A. Zudov , R.R. Du, L.N. Pfeiffer, K.W.~West, arXiv:cond-mat/0210034; Phys. Rev. Lett. **90**, 046807 (2003) EP2S-15, Nara, Japan. 2003
- [2] R.G. Mani, J.H. Smet, K. von Klitzing, V. Narayanamurti, W.B. Johnson, V. Umansky, Nature, **420**, 646 (2002); arXiv:cond-mat/0306388
- [3] R.G. Mani, J.H. Smet, K. von Klitzing, V. Narayanamurti, W.B. Johnson, V. Umansky, Phys. Rev. B **69**, 193304 (2004); arXiv:cond-mat/0303034
- [4] A.F. Volkov , V.V. Pavlovskii, arXiv:cond-mat/0305562; Phys. Rev. B **69**, 125305 (2004)

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ WGM ЛАЗЕРЫ

Н. С. Аверкиев, В. В. Шерстнев, А. М. Монахов, А.Ю. Кислякова,
Ю. П. Яковлев, А. Krier*

ФТИ им. Иоффе РАН, С-Петербург, Политехническая, 26, Россия, 194021
**Lancaster University, Lancaster, LA1 4YB, UK*

Впервые созданы дисковые полупроводниковые лазеры среднего ИК диапазона. Активной областью этих лазеров является твердый раствор InAsSb. Изменением концентрации сурьмы удалось перекрыть спектральный диапазон от 3 до 4 мкм. Мощность излучения этих лазеров составляет единицы милливатт. Пороговый ток таких приборов в несколько раз меньше порогового тока традиционных полосковых лазеров, имеющих ту же структуру, что подтверждает утверждение о высокой добротности дисковых резонаторов. Продемонстрировано, что эти лазеры работают вплоть до токов $27I_{th}$. Измерения проводились при температурах $80 \div 150$ К.

Полупроводниковые лазеры ИК диапазона активно исследуются в течение последних десяти лет. Средний ИК диапазон представляет значительный практический интерес, поскольку в этом диапазоне лежат характеристические линии поглощения значительного числа ядовитых и вредных газов и жидкостей и взрывчатых веществ. Однако, преимущества оптического детектирования таких веществ не используются в полной мере из-за отсутствия простых источников когерентного излучения, работающих в этом диапазоне.

Причиной тому является низкий коэффициент оптического усиления в узкозонных полупроводниках, являющихся активной областью таких лазеров. Известное соотношение для условия генерации $GK=1$ показывает, что для получения лазера среднего ИК диапазона надо либо увеличивать коэффициент усиления G , либо увеличивать коэффициент обратной связи K , либо - и то и другое.

Первый подход применен в квантово-каскадных и W лазерах, но их конструкция весьма сложна. Для создания полупроводникового ИК лазера, использующего активную среду с относительно низким оптическим усилением, нами впервые было предложено использовать кольцевые лазеры. Особенностью этих приборов является то, что в качестве резонатора используется дисковый резонатор, причем соответствующая мода этого резонатора является так называемой модой шепчущей галереи (в дальнейшем, для краткости, WGM- whispering gallery mode).

Отличительной особенностью таких резонаторов является чрезвычайно высокая добротность (до 10^6 по литературным данным). Попытки использования дисковых резонаторов в видимом и ближнем ИК диапазонах предпринимались неоднократно, однако в видимом и ближнем ИК спектральных диапазонах WGM-лазеры до сих пор не продемонстрировали решающего преимущества по сравнению с традиционными полупроводниковыми лазерами. Причина заключается в том, что в этом спектральном

диапазоне приборы традиционной конструкции работают достаточно хорошо и при комнатной температуре, и большая добротность WGM резонаторов не является решающим преимуществом по сравнению с присущими WGM-лазерам недостатками: сложностью вывода света из прибора, нестабильностью кольцевого волновода, многочастотным (в общем случае) режимом работы.

В среднем ИК диапазоне лазеров достаточно простой конструкции, работающих при комнатной температуре, просто не существует (недавно сообщалось только о квантово-каскадных лазерах, работающих при 300К), поэтому увеличение добротности, обеспечиваемое дисковыми резонаторами, позволяет получить прибор, генерирующий даже тогда, когда оптическое усиление в активной области невелико. Кроме того, поскольку длина волны в рассматриваемом диапазоне порядка 3 мкм (1 мкм внутри резонатора), требования к чистоте поверхности образца существенно ниже, и обработка поверхности резонатора может быть сведена к обычной литографии и стандартным методам обработки поверхности. На рисунках представлены фотография прибора и типичный спектр излучения.

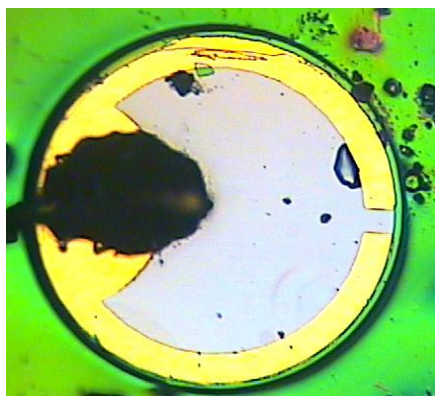


Рис.1. Микрофотография прибора

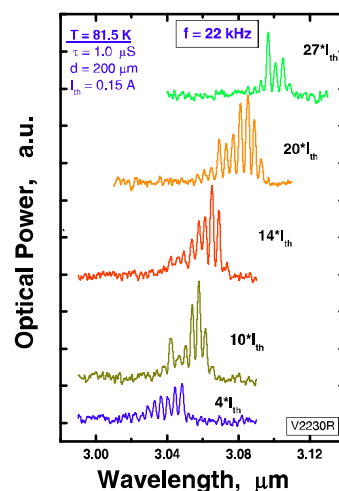


Рис.2. Спектры электролюминесценции WGM лазеров при различных токах накачки

Проведены исследования приборов с различными размерами дискового резонатора. Обнаружено, что измеренное межмодовое расстояние соответствует предсказаниям теории. Полученные результаты демонстрируют возможность создания лазеров, работающих при комнатной температуре. Результаты, представленные в докладе частично опубликованы в работе [1].

[1] В.В.Шерстнев, А.М.Монахов, А.П.Астахова, А.Ю.Кислякова, Ю.П.Яковлев, Н.С.Аверкиев, А.Krier, G.Hill, ФТП, **39**, 1122 (2005).

NOVEL REGIMES OF ELECTRON DYNAMICS IN SUPERCONDUCTOR SUPERLATTICES

D. Fowler¹, A. Patanè¹, T.M. Fromhold¹, N. Mori², L. Eaves¹, A. Ignatov¹

¹*School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, NG7 2RD, UK*

²*Dept. of Electronic Engineering, University of Osaka, 2-1 Yamada-Oka, Osaka 565-0871, Japan*

Semiconductor superlattice (SL) heterostructures provide a system whose electronic band structure can be precisely engineered, allowing access to regimes of electron dynamics not attainable in conventional crystalline solids [1]. In this work, by applying high magnetic, B , and electric fields, F , to a SL, we create two distinct regimes of electron dynamics. We create a quasi-one-dimensional (quasi-1D) or quasi-0D regime of electronic conduction when B is aligned parallel to the SL axis [2,3] and non-KAM chaotic electron dynamics when B is tilted relative to the SL axis [4].

The reduced dimensionality induced by a parallel magnetic field restricts the range of inelastic scattering processes available to the conduction electrons, leading to an increase of the inelastic scattering time and a corresponding decrease of the electrical conductance. The quenching of the current flow through the SL occurs in both the regimes of quasi-1D miniband conduction (at low F) and of hopping between quasi-0D Wannier-Stark states (at high F) [2,3]. This study is relevant to the exploitation of artificial nanowires and quantum dot SLs for novel electronic devices, including recently proposed thermoelectric devices for which the figure of merit is strongly determined by energy dissipation processes.

In the configuration of tilted- B , the interplay between the electron cyclotron motion and Bloch oscillations leads to a rare type of chaotic dynamics known as non-KAM chaos and strong resonant enhancement of current flow through the SL [4]. This could provide a new switching method for electronic devices that exploit the intrinsic sensitivity of chaos.

- [1] L. Esaki and R. Tsu, IBM J. Res. Dev., **14**, 61 (1970).
- [2] A. Patanè *et al*, Phys. Rev. Lett., **93**, 146801 (2004).
- [3] D. Fowler *et al.*, accepted in Appl. Phys. Lett., (2006)
- [4] T. M. Fromhold *et al.*, Nature, **428**, 726 (2004).

КЛАССИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПАМЯТИ И МАГНЕТСОПРОТИВЛЕНИЕ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ: ОБЗОР

А.П. Дмитриев,
ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН

Хорошо известно, что удельное сопротивление вырожденного двумерного электронного газа, найденное из кинетического уравнения Больцмана, не зависит от величины приложенного к структуре перпендикулярного магнитного поля. Другими словами, магнетосопротивление газа, равное разности между его сопротивлением при наличии поля и сопротивлением в его отсутствии, в "больцмановском" приближении равно нулю. Между тем, в экспериментах с вырожденным двумерным газом часто наблюдается как положительное, так и отрицательное магнетосопротивление (ОМС).

Долгое время единственным известным механизмом ненулевого магнетосопротивления оставалось явление разрушения магнитным полем квантовых интерференционных поправок к проводимости, приводящих к слабой локализации, т.е. к небольшому (порядка отношения длины волны электрона к длине свободного пробега) увеличению сопротивления образца в нулевом поле. Этот эффект проявляется в классически малых магнитных полях и многократно наблюдался в экспериментах.

В течение последних десяти лет было, однако, осознано, что уже в рамках классической механики существует целый ряд явлений, способных привести к сильному изменению сопротивления с ростом магнитного поля. Эти явления принято называть "эффектами памяти" или "немарковскими эффектами". Суть состоит в следующем. Двигаясь по траектории под воздействием статического примесного потенциала, электрон может вернуться в область, где он однажды уже побывал и, следовательно, "знает", имеется там или нет рассеивающая примесь. Такого рода "память" в уравнении Больцмана отсутствует и, значит, необходим выход за его рамки.

В отсутствие магнитного поля вклад таких возвратов в сопротивление невелик и по порядку величины равен отношению сечения рассеяния к длине свободного пробега для случая рассеяния на примесях конечного размера и отношению пространственного масштаба потенциала к длине пробега для случая движения в плавном рассеивающем потенциале. Однако, в присутствии магнитного поля роль эффектов памяти резко возрастает из-за того, что сила Лоренца стремится вернуть электрон в начальную точку.

В работе [1] было показано, что в структурах с плавным потенциалом в достаточно сильном магнитном поле лишь экспоненциально малое число электронов участвует в диффузии, тогда как остальные оказываются «захваченными» на эквипотенциали примесного потенциала (явление классической локализации). В результате продольная проводимость, а с ней и продольное сопротивление, экспоненциально спадают с ростом поля. В [2] было обнаружено неожиданное явление: оказалось, что в области полей, предшествующей области экспоненциального спада, сопротивление об-

разца увеличивается с ростом поля, достигает максимума и только потом начинает падать.

При рассеянии на объектах конечного радиуса (например, антидотах) в присутствии магнитного поля имеются электроны, движущиеся по окружностям, не задевающим ни одной примеси и, следовательно, не участвующие в диффузии. С увеличением поля число таких электронов растет и в результате, как было показано в [3,4], в области классически сильных полей продольное сопротивление спадает обратно пропорционально величине поля. В области слабых полей, согласно [4], сопротивление уменьшается пропорционально квадрату поля. Это явление обусловлено повторными столкновениями с рассеивателями.

Случай комбинированного рассеяния на плавном потенциале и на антидотах был изучен в работах [5,6]. Зависимость сопротивления от магнитного поля оказалась более сложной, в частности, немонотонной. Было показано, что в области сильных полей сопротивление с ростом поля сначала уменьшается обратно пропорционально четвертой степени поля, а затем начинает возрастать.

Наконец, в работах [7 - 9] был открыт еще один эффект, связанный с динамической памятью. Именно, было показано, что при рассеянии на антидотах выход за рамки уравнения Больцмана приводит к эффективной перенормировке сечения рассеяния назад, вследствие чего сопротивление образца возрастает на величину прядка отношения диаметра антидота к длине свободного пробега. Включение слабого магнитного поля разрушает этот эффект, и сопротивление уменьшается. Это явление, названное авторами аномальным магнетосопротивлением, интересно тем, что оно разыгрывается в области малых магнитных полей и может конкурировать с ОМС, вызванным разрушением слабой локализации. В частности, если размер антидота велик сравнительно с длиной волны электрона, что обычно и бывает, то аномальное ОМС доминирует. Выполненные в [8,9] расчеты хорошо согласуются с экспериментальными данными.

- [1] M. Fogler, A. Dobin, V. Perel, B. Shklovskii, Phys. Rev. B, **56**, 6823 (1997).
- [2] A.D. Mirlin, J. Wilke, F. Evers, D.G. Polyakov, and P. Wolfle, Phys. Rev. Lett., **83**, 2801 (1999).
- [3] E.M. Baskin and M.V. Entin, Physica B, **249**, 805 (1998).
- [4] A. Dmitriev, M. Dyakonov, R. Jullien, Phys. Rev. B, **64**, 233321 (2001).
- [5] A.D. Mirlin, D.G. Polyakov, F. Evers, P. Wolfle, Phys. Rev. Lett., **87**, 126805 (2001).
- [6] D.G. Polyakov, F. Evers, A.D. Mirlin, P. Wolfle, Phys. Rev. B, **64**, 205306 (2001).
- [7] A. Dmitriev, M. Dyakonov, R. Jullien, Phys. Rev. Lett., **89**, 266804 (2002).
- [8] V. Cheianov, A.P. Dmitriev, V.Yu. Kachorovskii, Phys. Rev. B, **68**, 201304 (2003).
- [9] V.V. Cheianov, A.P. Dmitriev, V.Yu. Kachorovskii, Phys. Rev. B, **70**, 245307 (2004).

АНОМАЛЬНОЕ МАГНЕТСОПРОТИВЛЕНИЕ ДВУМЕРНЫХ СИСТЕМ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ НЕМАРКОВСКИМИ ЭФФЕКТАМИ

В.Ю. Качоровский

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург

Проблема магнетосопротивления (МС) в металлах и полупроводниках интенсивно обсуждалась в течение последних 30 лет. Наиболее подробно изучен случай двумерного (2D) вырожденного электронного газа в системе со случайным примесным потенциалом. В этом случае вклад в проводимость дают только электроны, с энергиями близкими к энергии Ферми и обычный подход, основанный на использовании уравнения Больцмана, приводит к нулевому МС: продольное сопротивление ρ_{xx} не зависит от магнитного поля B . Поэтому для объяснения экспериментально наблюдаемого МС необходимо выйти за пределы больцмановского подхода. Активное изучение этой области началось с работы [1], в которой экспериментально наблюдаемое в 2D полупроводниковых и металлических пленках отрицательное МС (т.е. уменьшение ρ_{xx} с ростом B) объяснялось эффектами квантовой интерференции. Было показано, что магнитное поле подавляет отрицательную поправку к проводимости, связанную с эффектом слабой локализации и, как следствие, приводит к отрицательному МС. Существенно, что квантовое МС, обусловленное слабой локализацией, существует в слабых магнитных полях, когда циклотронная частота мала по сравнению с обратным временем рассеяния. Работа [1] инициировала множество работ, посвященных исследованию МС, связанного со слабой локализацией в различных металлических и полупроводниковых системах (см. обзор [2]). Известно, что МС может возникать также и по чисто классическим причинам, а именно, благодаря немарковским эффектам памяти, которые не учитываются в уравнении Больцмана. В частности, еще за два года до работы [1] была опубликована статья [3], где обсуждался классический механизм отрицательного МС в двумерном газе с сильными рассеивателями. Было показано, что с увеличением магнитного поля возрастает число замкнутых электронных орбит, которые не касаются рассеивателей и, как следствие, не участвуют в проводимости. Другой классический механизм был предложен в работе [4], где обсуждалось МС, связанное с немарковской динамикой электронов "запертых" в некоторой области пространства. Несмотря на эти работы, роль классических эффектов памяти в магнетотранспорте недооценивалась в течение длительного времени. Интенсивное изучение классических эффектов началось с работы [5], где было показано, что сильное магнитное поле, приложенное к 2D системе с плавным беспорядком, приводит к экспоненциальному подавлению проводимости - большинство электронов двигаются по локализованным замкнутым орбитам и не участвуют в диффузии. Это явление было названо классической локализацией. Публикация [5] инициировала серию работ, где изучались различные аспекты классического 2D магнетотранс-

порта в сильных полях, когда параметр $\beta = \omega_c \tau$ велик (здесь ω_c – циклотронная частота, а τ – время свободного пробега). Обзор этих работ представлен на конференции в докладе А.П. Дмитриева. В настоящем докладе мы сосредоточимся на обсуждении области слабых полей, когда $\beta \ll 1$. Оказывается, что в этой области классические немарковские эффекты могут приводить к сильному отрицательному МС, которое может быть сильнее чем МС, обусловленное слабой локализацией. Первоначально область классически слабых полей [6,7] была исследована численно для случая рассеяния на сильных рассеивателях. Изучалась роль немарковских эффектов, обусловленных диффузионными [6] и баллистическими [7] возвратами в данную область пространства. Было показано [6], что эффект классической памяти, связанный с повторным рассеянием на примеси после диффузионного возврата приводит к отрицательному параболическому МС. В численных расчетах [7] был подробно изучен магнетотранспорт в двумерном газе Лоренца (невзаимодействующие электроны, рассеивающиеся на случайно разбросанных жестких дисках или антидотах). Магнетотранспорт в такой системе характеризуется двумя параметрами: $\beta = \omega_c \tau$ и газовым параметром $\beta_0 = a/l = n a^2$. Здесь a - диаметр диска (или антидота), n - концентрация дисков, $\tau = l/v_F$, v_F – скорость электрона на уровне Ферми, а $l = 1/n a$ - длина свободного пробега. На основе численных расчетов и качественных рассуждений был сделан вывод [7], что при $\beta \ll 1$ и $\beta_0 \ll 1$, МС ведет себя аномально: $\delta\rho_{xx}/\rho_{xx} > -|\omega_c \tau|$, где ρ_{xx} - сопротивление при $\mathbf{V}=\mathbf{0}$. Это выражение позволяет объяснить отрицательное МС наблюдаемое в случайном массиве антидотов [8]. Оно аномально в двух смыслах. Во первых, МС неаналитично зависит от магнитного поля. Во вторых, оно не стремится к нулю при стремлении к нулю газового параметра β_0 , который обычно считается параметром разложения для классических поправок к уравнению Больцмана. Физически, аномальное МС связано с эффектом памяти, возникающим при баллистическом возврате в данную точку пространства после рассеяния на одной примеси. Для того, чтобы вернуться в исходную точку, электрон должен рассеяться под углом близким к π (рассеяние назад). После такого рассеяния электрон двигается по пути заведомо свободном от примесей (т.к. электрон уже прошел этот путь до рассеяния). Иными словами, электрон «помнит» о наличии пустого коридора в некоторой области пространства. Магнитное поле искривляет траектории. В результате, пути частицы до и после рассеяния расходятся в пространстве и немарковский эффект «пустого коридора» подавляется. Простые геометрические соображения показывают, что подавление происходит при $\beta > \beta_0$, т.е. в очень слабых магнитных полях. Строгая теория аномального классического МС была построена в работах [9,10]. Теория основана на регулярном разложении функции Грина уравнения Лиувилля по степеням газового параметра β_0 . Полученное в [9,10] аналитическое выражение для МС можно представить в виде $\delta\rho_{xx}/\rho_{xx} = -\beta_0 f(\beta/\beta_0)$, где $f(z)$ – безразмерная функция. В некотором интервале, 0.05

$z < 2$, функция $f(z)$ линейна в согласии с экспериментом и численными расчетами, но при $z \rightarrow 0$, зависимость становится квадратичной, так что при $\beta \ll \beta_0$, МС имеет вид $\delta\rho_{xx}/\rho_{xx} \sim \beta^2/\beta_0^2$. Предел $\beta_0 \rightarrow 0$ необходимо брать с осторожностью. Хотя разложение по β кажется сингулярным как функция β_0 , область β , где это разложение справедливо, сужается при $\beta_0 \rightarrow 0$. При $z \rightarrow \infty$, функция $f(z)$ насыщается. Поэтому полное изменение $\delta\rho_{xx}/\rho_{xx}$ порядка β_0 . Другими словами, аномальное МС очень сильное, но существует в маленьком интервале B . В докладе обсуждается также область очень слабых магнитных полей, когда $\beta \ll \beta_0^2$. В таких полях основной вклад в аномальное МС происходит от траекторий, имеющих длинный ляпуновский регион. МС в этой области квадратично по полю, но коэффициент перед квадратичной зависимостью очень медленно (логарифмически) растет по мере уменьшения поля.

- [1] B.L. Altshuler, D.Khmelnitskii, A.I. Larkin, and P.A. Lee, Phys. Rev. B, **22**, 5142 (1980).
- [2] P.A. Lee and T.V. Ramakrishnan, Rev.Mod. Phys., **57**, 287 (1985).
- [3] E.M. Baskin, L.N. Magarill, and M.V. Entin, Sov. Phys. JETP, **48**, 365 (1978).
- [4] D. Polyakov, Sov. Phys. JETP, **63**, 317 (1986).
- [5] M. Fogler, A. Dobin, V. Perel, and B. Shklovskii, Phys. Rev. B, **56**, 6823 (1997).
- [6] A. Dmitriev, M. Dyakonov, and R. Jullien, Phys. Rev. B, **64**, 233321 (2001).
- [7] A. Dmitriev, M. Dyakonov, and R. Jullien, Phys. Rev. Lett., **89**, 266804 (2002).
- [8] G. Gusev, P. Basmaji, Z. Kvon, L. Litvin, Yu. Nastaushev, and A. Toporov, Surface Science, **305**, 443 (1994).
- [9] V.Cheianov, A.P. Dmitriev, and V.Yu. Kachorovskii, Phys. Rev. B, **68**, 201304 (2003).
- [10] V.Cheianov, A.P. Dmitriev, and V.Yu. Kachorovskii, Phys. Rev. B, **70**, 245307 (2004).

ELECTRICAL AND OPTICAL BEHAVIOUR OF SPUTTERED Si/Ge MULTYLAYERS

Zs. J. Horváth¹, B. Pödör¹, J. Balázs¹, K. Järrendahl² and Zs. Czigány¹

¹*Hungarian Academy of Sciences, Research Institute for Technical Physics and Materials Science, Budapest 114, P. O. Box 49, H-1525 Hungary*

²*Department of Physics, Linköping University, Linköping, Sweden*

The properties of amorphous Si/Ge multilayers (100 periods of pairs of Si and Ge layers, with constituent layer thicknesses of 1.5-1.5 nm or 50 periods with layer thickness of 3-3 nm) and mixed SiGe layers prepared on p-type Si substrates by magnetron sputtering, have been characterized by electrical and optical transmission measurements. The deposition of the Si/Ge multilayers was assisted with ion irradiation controlled by negative substrate bias. Si/Ge multilayers grown without bias exhibited columnar structure, as observed by cross-sectional transmission electron microscopy. With application of ion irradiation, an optimum bias was determined to suppress the columnar growth structure, and amorphous SiGe alloy formation was observed at more energetic ion bombardment. Intermixed SiGe amorphous and polycrystalline films were also achieved by annealing of the sputtered multilayers. The wafers were cut, and on one part Al was evaporated on both the front and backside of the wafers for the formation of Schottky and ohmic contacts, respectively, for electrical measurements. Square diodes with an area of 0.64 mm² were formed on the front side of the wafers by standard photolithography.

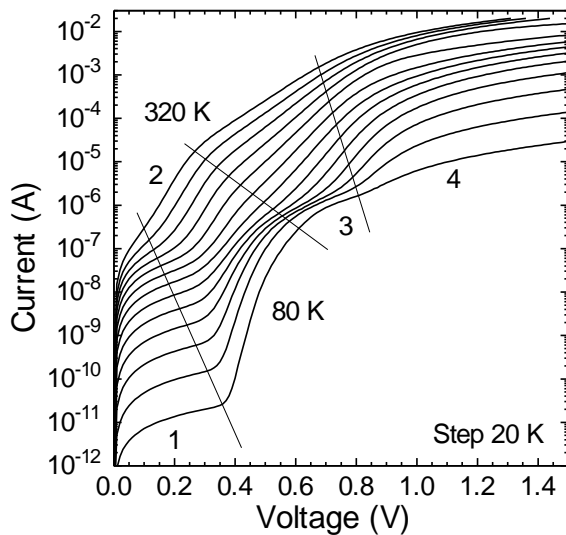


Fig. 1.

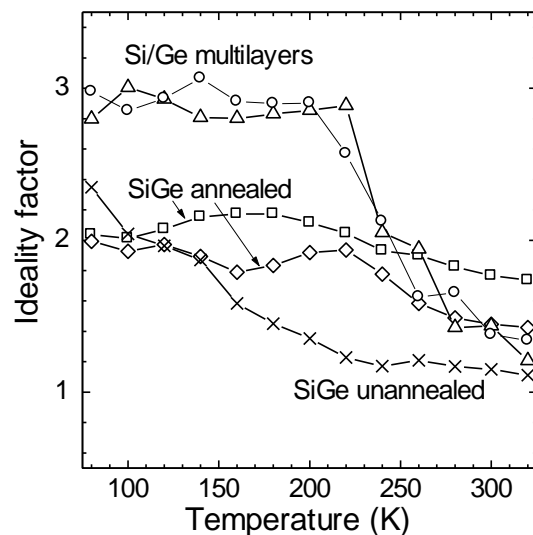


Fig. 2.

As a common picture, the current-voltage (I-V) characteristics of the amorphous Si/Ge multilayers and mixed SiGe layers consisted of four different parts, as it is shown roughly in Fig. 1 that presents the I-V characteristics of a structure containing Si/Ge multilayers as a function of temperature. However,

the second exponential part of the I-V characteristics (part 3 in Fig. 1) was obtained for the Si/Ge multilayers only. It has been also found that there are at least three parallel paths for the current flow through the amorphous layers.

The I-V characteristics and their temperature dependence were also significantly different for the Si/Ge multilayers, the amorphous SiGe layers and the annealed polycrystalline SiGe layers, as it can be seen in Fig. 2 presenting the ideality factors for the most abrupt parts of the I-V characteristics (part 2 in Fig. 1) as a function of temperature. The ideality factor of about 3 obtained for multilayers at low temperatures, indicates the sharp decrease of the diffusion length of free carriers at these temperatures, which is probably connected with their trapping in the Ge layers [1].

It has been found that the microstructure and composition of the layers, as controlled by the changes in the bias voltage during the sputtering process as well as by subsequent annealing, had a significant influence on the observed optical properties as well. A very good correlation has been obtained between the electrical behaviour and the optical absorption, as it can be seen in Fig. 3 that

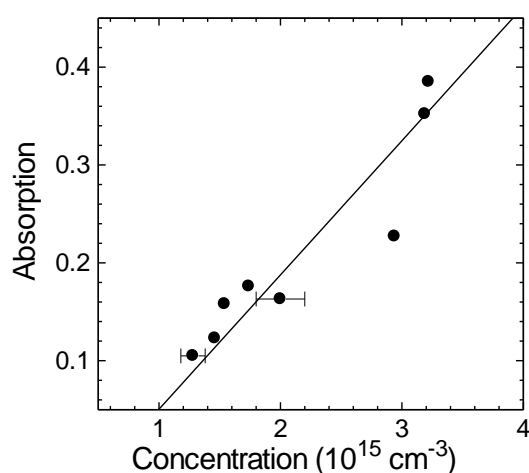


Fig. 3.

presents the absorption of the Si/Ge multilayers and SiGe layers at a photon energy of 1.025 eV as a function of the apparent free hole concentration evaluated from the room temperature capacitance-voltage measurements for the studied wafers. The origin of this correlation is that both the optical absorption at these energies and the capacitance of the structures are directly related to band tail states in the porous layers or defect levels in the polycrystalline ones [2].

Acknowledgement. This work has been supported by the (Hungarian) National Research Fund (OTKA) under Grant No. T048696.

[1] E.I. Adirovich, P.M. Karageorgii-Alkalaev, A.Yu. Layderman, Double Injection Currents in Semiconductors, Sov. Radio, Moscow, 74 (1987) (in russian).

[2] Zs. J. Horváth, Current Appl. Phys., **6**, 205 (2006).

TUNNELING AND MAGNETIC PROPERTIES OF TRIPLE QUANTUM DOTS

K.A. Kikoin

Ben-Gurion University, 84106 Beer-Sheva, Israel

Tunneling and magnetic properties of nanoobjects having the symmetry of triangle became a subject of thorough experimental and theoretical studies. On the one hand, the triple quantum dot (TQD) in triangular configuration is the simplest example of quantum ring, and it may behave as an Aharonov-Bohm interferometer in external magnetic field. On the other hand, spin and charge bonding frustrations in TQD are responsible for unusual magnetic and tunneling properties of TQD. We discuss the interplay between spin and orbital symmetry in TQD in external magnetic field. This interplay is manifested in various peculiarities, which may be observed in tunnel conductance of this nanoobject.

- Resonance cotunneling through TQD in Kondo regime is strongly affected by contribution of resonating valence bonds; the interplay between these two resonance phenomena may be regulated by external magnetic field so that the zero bias anomaly in conductance is strongly enhanced at certain values of magnetic flux Φ through the triangle [1].
- In some geometries TQD may work as Kondo filter and Aharonov-Bohm interferometer. The Aharonov-Bohm interference completely blocks Kondo tunneling at some Φ [2].
- Asymmetric occupation of three valleys of TQD in cooperation with the Coulomb blockade results in rectification (ratchet) effect, where conductance depends on the direction of tunnel current. [3]
- Another type of rectification arises in the Kondo regime, where the exchange splitting plays the same role as the Coulomb blockade in a previous case.

[1] T. Kuzmenko, K. Kikoin and Y. Avishai, *Physica E*, **29**, 334 (2005).

[2] T. Kuzmenko, K. Kikoin and Y. Avishai, arXiv:cond-mat/0507488; *Phys. Rev. Lett* (2006), in press.

[3] A. Vidan et al, *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 3602 (2004).

MECHANISMS OF ENHANCEMENT OF LIGHT EMISSION IN NANOSTRUCTURES OF II-VI COMPOUNDS DOPED WITH MANGANESE

M. Godlewski^{1,2}, S. Yatsunenکو²

¹*Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Al. Lotników 32/46, 02-668
Warsaw, Poland*

²*Department of Mathematics and Natural Sciences College of Science,
Cardinal S. Wyszyński University, Warsaw, Poland*

In my talk I will discuss mechanisms responsible for the enhanced light emission of Mn doped nanoparticles of ZnS and CdS. Such nanostructures of wide band gap II-VI compounds are intensively studied due to their possible use as fluorescent labels in biology and medicine.

Intra-shell transitions of transition metal and rare earth ions are parity forbidden processes. For Mn²⁺ ions this is also a spin forbidden process, i.e., light emission should be inefficient. Despite this fact, it was reported that ⁴T₁ to ⁶A₁ intra-shell transition in nanostructures of ZnS shows a surprisingly bright photoluminescence (PL) together with a short PL decay time. Model a quantum confined atom was introduced to explain the observed experimental results. It was later proved that this model is incorrect. Based on the results of our PL, PL kinetics, time-resolved PL and optically detected magnetic resonance investigations we relate the observed PL enhancement and PL lifetime decrease to spin dependent magnetic interactions between localized spins of Mn²⁺ ions and spins/magnetic moments of free carriers. This mechanism is active in both bulk and in low dimensional structures, but is significantly enhanced in nanostructure samples.

ЭКСИТОНЫ И ТРИОНЫ В МЕЛКИХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ GaAs/AlGaAs

Н.Н. Сибельдин, М.Л. Скориков, В.А. Цветков
*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
119991, Москва, Ленинский пр-т, 53*

При низких температурах оптические спектры полупроводников в области края фундаментального поглощения имеют экситонную природу. В этих спектрах кроме линий свободных экситонов наблюдаются линии экситонных молекул, экситонов, связанных на примесных атомах, и других экситонных комплексов. В низкоразмерных системах экситонные состояния играют еще большую роль, т.к. вследствие ограничения размеров волновой функции в каком-либо из измерений увеличивается энергия связи экситонов (в чисто двумерном случае - в четыре раза по сравнению с энергией связи трехмерного экситона в том же материале). Соответственно возрастает и энергия связи экситонных комплексов различного типа, и благодаря этому появляется возможность для наблюдения комплексов, необнаруженных в объемных полупроводниках. Так, например, заряженные трехчастичные экситонные комплексы (трионы), существование которых было предсказано Лампертом еще в 1958 году [1], удалось наблюдать только через тридцать с лишним лет в квантовых ямах (КЯ) [2].

В этом докладе мы обсудим экситонные состояния в "мелких" КЯ гетероструктур I типа, у которых потенциальные ямы для электронов и дырок расположены в одних и тех же слоях структуры. Под мелкими здесь понимаются КЯ, которые содержат только один одночастичный уровень размерного квантования для квазичастиц каждого сорта - электронов или легких и тяжелых дырок и, таким образом, обладают простейшим электронным спектром. Будет показано, что экситонный спектр в таких КЯ более сложен, чем следует из простой одночастичной схемы: помимо квазидвумерных экситонов с тяжелой и легкой дыркой, локализация которых в КЯ определяется потенциальным рельефом структуры, существуют экситонные состояния, сформированные из "надбарьерных" электронных и/или дырочных состояний и локализованные в КЯ благодаря совместному действию потенциального рельефа и кулоновской силы [3].

Опыты проводились на структурах GaAs/AlGaAs ($x = 5\%$), выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии, которые содержали две мелкие туннельно-изолированные GaAs КЯ шириной 4 и 3 нм, разделенные AlGaAs барьером; глубина ям составляла 45 мэВ для электронов и 30 мэВ для дырок. В спектрах возбуждения фотолуминесценции (ВФЛ) экситонов с тяжелой дыркой в КЯ структуры помимо линий возбуждения экситонов с тяжелой и легкой дырками видны достаточно интенсивные линии, отвечающие дополнительным экситонным состояниям, упомянутым выше. Исследование диамагнитных сдвигов экситонных линий в спектрах ВФЛ в магнитном поле перпендикулярной и параллельной слоям структуры ориентации показало, что дополнительные

экситонные состояния практически трехмерны, тогда как экситоны с тяжелой дыркой имеют квазидвумерный характер.

В предположении, что волновая функция экситона может быть представлена как произведение радиальной составляющей (описывающей относительное движение электрона и дырки в плоскости КЯ) и поперечных компонент, отвечающих движению электрона и дырки вдоль оси структуры, был выполнен расчет экситонных состояний в мелких КЯ. Результаты расчета хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Вторая часть доклада будет посвящена результатам экспериментального исследования формирования трионов в КЯ нелегированных структур, т.е. в условиях, когда избыточная (по отношению к носителям заряда другого знака) концентрация одноименно заряженных носителей, необходимая для эффективного образования трионов, появляется в КЯ в процессе оптического возбуждения [4]. В спектрах фотолюминесценции достаточно чистых структур при внутриямном возбуждении линия излучения трионов отсутствует. При надбарьерном возбуждении излучением с энергией фотонов, превышающей ширину запрещенной зоны в барьерных слоях, она появляется на длинноволновом крыле линии люминесценции экситонов. В надбарьерной области вид спектров ВФЛ трионов и экситонов существенно различен: в спектрах имеются широкие полосы, минимумы и максимумы которых в спектрах трионов и экситонов чередуются в "противофазе", т.е. увеличение интенсивности люминесценции трионов сопровождается уменьшением интенсивности излучения экситонов. Такое поведение спектров ВФЛ в надбарьерной области связано с зависимостью эффективности захвата в КЯ фотовозбужденных носителей заряда от их исходной энергии. Концентрация образующихся трионов зависит от плотности электронного (или дырочного) газа в КЯ. Поэтому эффективность образования трионов должна возрастать, когда в КЯ преимущественно захватываются неравновесные носители заряда одного знака. Дополнительная надбарьерная подсветка позволяет управлять парциальным составом экситон-трионной системы в КЯ. Особенно наглядно воздействие надбарьерной подсветки проявляется при внутриямном фотовозбуждении. В этих условиях возможно наблюдение рэлеевского рассеяния света при резонансном возбуждении трионов в КЯ [5].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 05-02-17328) и Государственной программы поддержки научных школ.

[1] M.A. Lampert., Phys. Rev. Lett., **1**, 450 (1958).

[2] K.Kheng, R.T.Cox, Y.Merle d'Aubigne et al., Phys.Rev.Lett., **71**, 1752 (1993).

[3] Е.А. Муляров, Н.Н. Сибельдин, М.Л. Скориков, В.А. Цветков, Б. Этьен, Письма в ЖЭТФ, **70**, 613 (1999).

[4] N.N. Sibeldin, M.L. Skorikov, V.A. Tsvetkov, Nanotechnology, **12**, 591 (2001).

[5] Н.Н. Сибельдин, М.Л. Скориков, В.А. Цветков, Письма в ЖЭТФ, **76**, 732 (2002).

DISORDERED LUTTINGER LIQUID

I.V.Gornyi^{1,2)}, A.D.Mirlin^{1,3)}, and D.G.Polyakov^{1,2)}

¹⁾*Institut fuer Nanotechnologie, Forschungszentrum Karlsruhe,
76021 Karlsruhe, Germany*

²⁾*A.F.Ioffe Physico-Technical Institute, 194021 St.Petersburg, Russia*

³⁾*Institut fuer Theorie der Kondensierten Materie, Universitaet Karlsruhe,
76128 Karlsruhe, Germany*

We study the transport properties of interacting electrons in a disordered quantum wire (e.g. carbon nanotube) within the framework of the Luttinger liquid model. The conductivity at finite temperature is nonzero only because of inelastic electron-electron (e-e) scattering. We demonstrate that the notion of weak localization (WL) is applicable to the strongly correlated one-dimensional electron system and calculate the WL correction to the conductivity at not too low temperatures. The relevant dephasing rate is governed, for spinless electrons, by the interplay of e-e interaction and disorder. This WL dephasing rate is parametrically different from the dephasing rate of Aharonov-Bohm oscillations in a ring. Our approach, combining bosonization with fermionic treatment of the problem, provides a framework for systematically studying the mesoscopic phenomena in strongly correlated 1D electron systems. In the end, the fate of dephasing at lower temperatures (in the strong-localization regime) is briefly discussed.

ОРГАНИЧЕСКИЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ: НИЗКОРАЗМЕРНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ И ЭФФЕКТЫ СПИНОВОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ

В. М. Пудалов

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН. Москва 119991, Ленинский проспект 53

В лекции будут рассмотрены следующие вопросы:

1. Как устроено бензольное кольцо. Углеродные sp^2 -связи и sp^2 гибридизация орбиталей.
2. Органические полупроводниковые кристаллы ароматических углеводородов. Транспорт заряда в объеме.
3. Двумерный транспорт. Органическая молекулярная электроника. МДП-транзисторы, фотоэффект, влияние давления.
4. Квазиодномерные электронные системы. Соли с переносом заряда. Нестинг поверхности Ферми. Волны спиновой и зарядовой плотности.
5. Транспорт и магнитотранспорт в квазиодномерных объектах.
6. Индуцированная магнитным полем волна спиновой/зарядовой плотности. “Стандартная модель” квантования вектора нестинга в магнитном поле. Каскады переходов с квантованным вектором нестинга. Квантование холловской проводимости.
7. Квантовые осцилляции в спин-упорядоченной фазе изолятора.
8. Фазовый переход между спин-упорядоченным (антиферромагнитным) и парамагнитным состояниями.
9. Спонтанное возникновение смешанного двухфазного состояния.

- [1] V. Podzorov, V. Pudalov, M. Gershenson, Appl. Phys. Lett., **82**, 1739 (2003).
[2] V. Podzorov, S.E. Sysoev, E. Loginova, V.M. Pudalov, and M.E. Gershenson, Appl. Phys. Lett., **83** (17), 3504 (2003).
[3] V. Podzorov, V. Pudalov, M. Gershenson, Appl. Phys. Lett. **85**, 6039 (2004).
[4] A.V. Kornilov, V.M. Pudalov и др., Phys. Rev. B **65**, 060404 (2002).
[5] A.V. Kornilov, V.M. Pudalov и др., Synth. Met. **133-134**, 69 (2003).
[6] А.В. Корнилов, В.М. Пудалов и др., Письма в ЖЭТФ, **78** (1), 26 (2003).
[7] A.V. Kornilov, V.M. Pudalov et.al., Phys.Rev. B **69**, 224404 (2004).
[8] А.В. Корнилов, В.М.Пудалов и др., Письма в ЖЭТФ **80**(11), 835 (2004).

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ И УПРАВЛЯЕМЫЕ СВЕТОМ КОЛЛЕКТИВНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В КВАЗИОДНОМЕРНЫХ ПРОВОДНИКАХ С ВОЛНОЙ ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ

С.В. Зайцев-Зотов

*Институт радиотехники и электроники РАН,
125009 Москва, Моховая 11, стр.7*

Квазиодномерные проводники являются материалами с необычными физическими свойствами, обусловленными возникающей в таких материалах волной зарядовой плотности (ВЗП) [1]. Они имеют цепочечную структуру. Вдоль цепочек связь между атомами металлическая, а в поперечном направлении цепочки соединены силами ван дер Ваальса. В результате проводимость вдоль цепочек оказывается на 1-3 порядка выше, чем поперёк, а поверхность Ферми представляет собой слегка гофрированные плоскости. Периодическое искажение кристаллической решетки с волновым вектором, равным удвоенному фермиевскому вектору электронов, понижает энергию квазиодномерного металла и приводит к появлению энергетической (пайерлсовской) щели на уровне Ферми. Возникающее состояние характеризуется периодической модуляцией как положения атомов решетки, так и электронной плотности.

В квазиодномерных проводниках наблюдаются разнообразные коллективные эффекты. Под действием электрического поля несоизмеримая ВЗП может перемещаться вдоль цепочек, перенося электрический ток (фрелиховская проводимость). Взаимодействие ВЗП с дефектами кристаллической решетки и примесями приводит к тому, что скольжение ВЗП возникает лишь при превышении электрическим полем некоторого порогового значения E_T . Зацепление ВЗП за примеси называется пиннингом ВЗП. При $E < E_T$ ВЗП запиннигована, а ее поляризуемость характеризуется гигантской низкочастотной диэлектрической проницаемостью до 10^9 . Еще одним следствием пиннинга является разрушение дальнего порядка ВЗП, приводящее к появлению конечной длины фазовой корреляции. При уменьшении размеров образцов до величин, меньших длин фазовой корреляции, в них возникает целый ряд размерных эффектов [2], изменяющих практически все свойства квазиодномерных проводников.

Интересен механизм диссипации энергии при скольжении ВЗП [3]. Взаимодействие ВЗП с примесями приводит к деформации ВЗП. При скольжении ВЗП её деформация зависит от времени. Это приводит к появлению потоков квазичастиц, экранирующих внутренние поля, созданные деформацией ВЗП. Движение квазичастиц является диссипативным и приводит к рассеянию энергии. В результате "проводимость ВЗП", т.е. зависящий от электрического поля E коэффициент γ в уравнении для коллективного тока $I_c = \gamma E$, оказывается пропорциональной проводимости квазичастиц σ (электронов и дырок). Наиболее важное следствие этого – возникновение сильной температурной зависимости коэффициента γ , аналогичной температурной зависимости линейной проводимости $\sigma(T)$.

Так как при конечных температурах барьеры, связанные с пиннингом, могут быть преодолены благодаря термическим флуктуациям, движение ВЗП возможно и при $E < E_T$. При этом скорость движения определяется уже не темпом диссипации энергии, как при скольжении ВЗП, а скоростью преодоления энергетических барьеров пиннинга. Такой режим движения называется крипом (переползанием) ВЗП и наблюдается при низких температурах, при которых вымерзают электроны и дырки и становится возможным измерение чрезвычайно малых скоростей движения ВЗП. При достаточно низких температурах возникает режим квантового крипа, при котором скорость движения ВЗП связана с преодолением барьеров за счет квантовых флуктуаций [4,5].

Энергетическая щель, возникающая в квазиодномерных проводниках при температурах ниже температуры пайерлсовского перехода, делает эти материалы похожими на обычные полупроводники. По аналогии можно было бы ожидать, что, как и в обычных полупроводниках, в квазиодномерных проводниках с волной зарядовой плотности (ВЗП) может наблюдаться фотопроводимость. Тем не менее, для обнаружения фотопроводимости в квазиодномерных проводниках потребовалось около 25 лет. Первое свидетельство влияния света на электрофизические свойства квазиодномерных проводников можно найти в работе [6], где сообщалось о росте E_T в голубой бронзе $K_{0,3}MoO_3$ при освещении. Эффект связывался с прямым воздействием света на ВЗП. Дальнейшие исследования [7] показали, что в квазиодномерных проводниках при освещении возникает изменение линейной проводимости, т. е. фотопроводимость, и эффект удалось объяснить количественно как следствие изменения экранировки деформации ВЗП при изменении концентрации носителей тока под действием света [7].

Возможность изменения экранировок с помощью освещения открывает широкие перспективы для изучения коллективных эффектов в квазиодномерных проводниках. Детально изучена кинетика фотопроводимости, влияние освещения на E_T , крип, скольжение ВЗП и на диэлектрическую проницаемость квазиодномерных проводников [8], доказано существование коллективной линейной проводимости [9].

- [1] G. Gruner, A. Zettl, Physics Reports, 119, 117 (1985); P. Monceau, in: Electronic Properties of Inorganic Quasi-One-Dimensional Materials, Riedel, Dordrecht, II, 139 (1985); G. Gruner, Rev. Mod. Phys, **60**, 1129 (1988).
- [2] С.В. Зайцев-Зотов, УФН, **174**, 585 (2004).
- [3] X. J. Zhang and N. P. Ong, Phys. Rev. Lett., **55**, 2919 (1985).
- [4] S.V. Zaitsev-Zotov, Phys. Rev. Lett., **71**, 605 (1993).
- [5] K. Maki, Phys. Lett., A **202**, 313 (1995).
- [6] N. Ogawa, A. Shiraga, R. Kondo, S. Kagoshima, K. Miyano, Phys. Rev. Lett., **87**, 256401 (2001).
- [7] С.В. Зайцев-Зотов, В.Е. Минакова, Письма в ЖЭТФ, **79**, 680 (2004).
- [8] S.V. Zaitsev-Zotov, V.E. Minakova, J. Phys. (France) IV, **131**, 95 (2005).
- [9] S.V. Zaitsev-Zotov, V.E. Minakova, <http://arxiv.org/abs/cond-mat/0512153>.

ТУННЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ В НАНОСТРУКТУРАХ С УЧАСТИЕМ ФОНОНОВ

П.И. Арсеев¹⁾, Н.С. Маслова²⁾

¹⁾ *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский проспект, 53.*

²⁾ *Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119992, Москва.*

Исследованию кинетики электронов в наноструктурах в последнее время уделяется все больше и больше внимания. Этот интерес обусловлен как технологическим прогрессом в создании электронных систем сверхмалых размеров, так и тем, что в таких системах возникают новые физические эффекты, обусловленные как электрон-электронным, так и электрон-фононным взаимодействием. Электрон-фононное взаимодействие может существенно влиять на транспортные характеристики в самых разных ситуациях - от исследования проводимости наноструктур с квантовыми точками до изучения отдельных молекул на поверхности методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ). Изучение методами СТМ неупругих вкладов в туннельный ток может дать информацию не только об электронных уровнях энергии, но и об изменениях колебательных мод молекул при адсорбции на поверхности. С другой стороны, исследование условий возбуждения колебательных мод молекул при протекании туннельного тока за счет электрон-фононного взаимодействия важно для создания «атомных переключателей» – контролируемого перевода молекул или атомов из одного положения (состояния) в другое.

Таким образом, в первую очередь теория должна ответить на два вопроса - какие особенности появляются в туннельном токе при учете электрон-фононного взаимодействия в квантовой точке или молекуле, и чем определяются условия генерации фононов (возбуждения колебательных состояний). Молекулы и квантовые точки можно рассматривать единым образом как набор дискретных электронных состояний, связанных туннельными переходами с берегами контакта. Для квантовых точек малых размеров и для молекул из-за сильной дискретности спектра существенными оказываются только несколько электронных состояний вблизи уровня ферми. В ряде работ рассматривалась простейшая модель с одним электронным уровнем, связанным с фононной (колебательной) модой [1-3]. Однако, можно показать, что эта модель не может правильно описывать физику явлений, обусловленных электрон-фононным взаимодействием.

В докладе подробно рассмотрены системы, в которых электрон-фононное взаимодействие связывает два дискретных электронных состояния [4]. Показано, как строится теоретическое описание транспортных свойств подобных систем на основе диаграммной техники для неравновесных процессов (технике Келдыша). Эта техника позволяет с единой точки зрения описывать как нульмерные системы (молекулы), так и находить решения в

континуальном приближении для полупроводниковых гетероструктур. Для слабого электрон-фононного взаимодействия выведены выражения для туннельного тока, содержащие вклад от неупругих процессов с поглощением или излучением фонона. Для адсорбированных молекул найдена зависимость скорости возбуждения колебательных мод при протекании через них тока от приложенного напряжения.

Рассмотрен резонансный случай, когда разница в энергии между электронными уровнями близка к частоте фонона и необходим выход за рамки теории возмущений для учета электрон-фононного взаимодействия. Особенности туннельных спектров в подобном режиме, когда энергия перехода между размерно квантованными подзонами в инверсном слое полупроводниковой структуры совпадала с энергией ЛО-фонона, исследовались в недавних экспериментах [5]. Для описания туннельных процессов при наличии резонансного взаимодействия между электронами и фононами была построена приближенная теория. Было показано, что вольт-амперные характеристики должны иметь при низких температурах трехпиковую структуру вблизи электронных уровней. При этом ширина основного пика и сателлитов может существенно различаться из-за эффектов неравновесного сужения линий. Существенно, что как интенсивность, так и ширина пиков в туннельной проводимости зависят от соотношений между туннельными скоростями переходов в системе, поэтому туннельный спектр можно менять, управляя параметрами туннельных переходов.

- [1] B.N.J.Persson and A.Baratoff , Phys. Rev. Lett., **59**, 339 (1987).
- [2] S.G. Tikhodeev, H. Ueba, , Phys. Rev.B, **70**, 125414 (2004).
- [3] D.A.Ryndyk and J. Keller, cond-mat/0406181.
- [4] P.I. Arseyev , N.S. Maslova, Письма в ЖЭТФ, **82**, 331 (2005).
- [5] I.N.Kotel'nikov, S.E.Dizhur, Письма в ЖЭТФ, **81**, 574 (2005).

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ КВАНТОВЫЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ

З.Д.Квон

Институт физики полупроводников СО РАН

Доклад посвящен изложению результатов последних исследований баллистических квантовых интерферометров, созданных на основе высокоподвижного двумерного электронного газа в гетеропереходе AlGaAs/GaAs. Во вводной части дан исторический обзор экспериментальных и теоретических работ по твердотельным квантовым интерферометрам. Рассматриваются основополагающие теоретические идеи Азбеля, Имри, Ландауэра и Беттикера, впервые показавших как наблюдать осцилляции Ааронова-Бома в сопротивлении одномерной кольцевой структуры, а также анализируются результаты первых экспериментов, проведенных в Bell Lab и IBM. Отмечается, что это был период интерферометров больших размеров с весьма наивным описанием их свойств. Затем описывается технология изготовления снабженных затвором баллистических интерферометров, которая позволила создать интерферометры с эффективным диаметром до $0.2 \mu\text{m}$. После описания основных технологических операций излагаются результаты численного моделирования электростатического потенциала и энергетического спектра реальной кольцевой структуры на основе гетероперехода AlGaAs/GaAs. Они показывают, что в точках разветвления на входе и выходе кольца в такой кольцевой структуре практически всегда формируются треугольные потенциальные ямы. Таким образом, реальный кольцевой интерферометр представляет достаточно сложную мезоскопическую систему, состоящую из двух квантовых точек и двух соединяющих их квазиодномерных проволок, в которой интерференция электронных волн носит достаточно сложный характер. Следующая часть доклада посвящена обсуждению поведения осцилляций Ааронова-Бома. На основе результатов численного моделирования анализируется влияние различных факторов, определяющие их поведение (геометрия структуры, температура). Обсуждаются особенности этих осцилляций, такие как биения, а также их фаза. Последняя часть доклада посвящена описанию гигантских интерференционных эффектов в кольцах малых размеров. Несмотря на уже более чем 15 летнюю историю исследования баллистических кольцевых интерферометров в их поведении существовала проблема, связанная с малостью интерференционных эффектов, наблюдаемых в экспериментах с реальными образцами. Амплитуда интерференционных осцилляций, возникающих при изменении затворного напряжения, не превышала 10%. Такое поведение казалось даже загадочным, хотя при этом и высказывались разумные предположения, что, скорее всего, подобная ситуация связана с недостаточной резкостью потенциала, реализуемого в экспериментальных интерференционных структурах. Достижения технологии последних лет, кратко описываемые в докладе, позволили создать интерферометры, в которых харак-

терный размер управляемого рассеивающего потенциала уже сравним с длиной волны электрона. Результаты экспериментов с такими интерферометрами свидетельствуют о том, что интерференционная картина, наблюдаемая в них, носит весьма разнообразный характер и, самое главное, отличается гигантской амплитудой интерференционных осцилляций, возникающих при изменении затворного напряжения. Более того, эти осцилляции модулируются кулоновским взаимодействием электронов, что приводит к возникновению в исследуемых образцах одноэлектронных резонансов обратного рассеяния, обусловленных, как предположено, фриделевскими осцилляциями экранирования в одномерных плечах интерферометра. Таким образом, транспортные свойства малых баллистических интерферометров демонстрируют яркое проявление взаимного влияния интерференции и электрон-электронного взаимодействия.

КВАНТОВАНИЕ ВЕРТИКАЛЬНОГО КОНДАКТАНСА В ГЕТЕРОПЕРЕХОДЕ II ТИПА GaInSbAs/p-InAs В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Р.В.Парфеньев¹⁾, В.А.Березовец¹⁾, К.Д.Моисеев¹⁾, Н.П.Михайлова¹⁾,
Ю.П.Яковлев¹⁾, В.И.Нижанковский²⁾

¹⁾ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург,
ул. Политехническая, 26.

²⁾Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур, 50-204, Вроцлав, Польша.

Исследовались одиночные GaInAsSb/p-InAs гетероструктуры II типа с резкой границей раздела (переходной слой 12 Å), полученные в условиях термодинамического равновесия методом жидкофазной эпитаксии. Перекрытие энергетических зон в разъединенных квантовых ямах для электронов и дырок на интерфейсе варьировалось путем изменения состава и типа легирования контактирующих полупроводников. Экспериментально продемонстрировано различие в квантовых осцилляциях продольного и вертикального магнетотранспорта при расположении уровня химпотенциала как внутри, так и вне энергетического перекрытия зон на гетерогранице.

Проведено сравнение осциллирующих кривых туннельного тока перпендикулярно гетерогранице с данными для магнитосопротивления $\rho_{xx}(H)$ в планарной геометрии, измеренными в условиях квантового эффекта Холла. Максимумы туннельного тока, как и максимумы $\rho_{xx}(H)$ соответствуют совпадению по энергии уровней Ландау с уровнем химпотенциала 2D-электронов. Изучались особенности, связанные с гибридизацией состояний в области перекрытия зоны проводимости InAs и валентной зоны твердого раствора вблизи интерфейса [1]. Измерены туннельные вольт-амперные характеристики при низких температурах в магнитных полях до 15 Т, когда в нелегированных структурах достигается диэлектрическое состояние при расположении уровня Ферми между наинизшими уровнями Ландау. Проанализирован механизм резонансного туннелирования носителей заряда через потенциальный барьер на гетерогранице и 2D-электронные состояния уровней Ландау нескольких размерно-квантованных подзон. Из измерений ВАХ структур в заданном магнитном поле установлено, что дифференциальный кондактанс $G=dI/dV$ имеет минимум при нулевом смещении, величина которого увеличивается с ростом магнитного поля, что отражает возрастающую с полем локализацию 2D-электронов, приводящую к образованию «мягкой» кулоновской щели в туннельной плотности состояний. Как видно из рисунка, в сильных магнитных полях ($B=10\div 14.5$ Т) в нелегированной структуре наблюдается переход от состояния с «мягкой» кулоновской щелью в диэлектрическое состояние с «жесткой» щелью при факторе заполнения $\nu=2$ с кондактансом $G\cong 10^{-8}$ Ом⁻¹, когда плотность состояний на уровне Ферми пренебрежимо мала в интервале энергий между соседними уровнями Ландау. С ростом напряжения смещения наблюдается пороговый выход из диэлектрического состояния

со ступенчатым нарастанием туннельного тока и соответствующими пиками в дифференциальном кондактансе. Высота ступенек определяется квантом кондактанса $\sim 2e^2/h$. Пороговый выход из диэлектрического состояния связан с делокализацией электронных состояний ближайшего уровня Ландау электрическим полем. В перколяционной системе сильный флуктуирующий потенциал приводит к замкнутым 2D-областям из делокализованных состояний ближайшего уровня Ландау в 2D-слое, через которые начинается пороговое туннелирование при увеличении напряжения смещения.

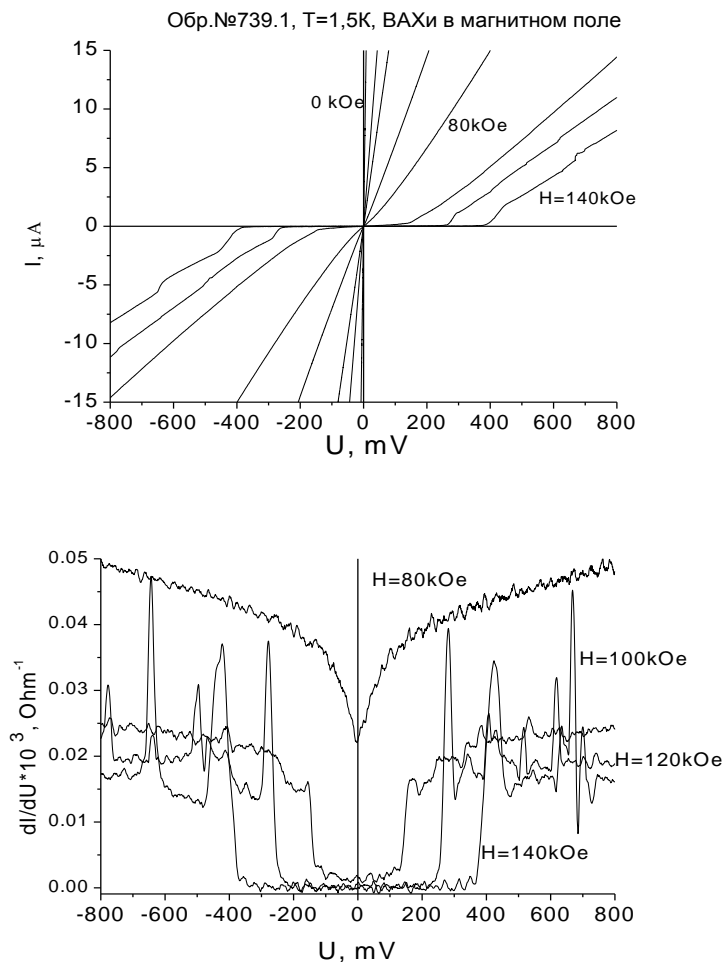


Рис. ВАХ и дифференциальный кондактанс нелегированного гетероперехода II типа $\text{Ga}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Sb}_{0.78}\text{As}_{0.22}/\text{p-InAs}$ при фиксированных магнитных полях и $T=1,5\text{K}$, иллюстрирующие появление диэлектрического состояния и пороговый выход из этого состояния при увеличении напряжения смещения.

Результаты важны для исследования особенностей квантовой кинетики двумерных электронов и дырок в полуметаллическом 2D-канале и туннельной спектроскопии 2D-состояний вблизи интерфейса.

[1] Н.С.Аверкиев, В.А.Березовец, М.П.Михайлова, К.Д.Моисеев, В.И.Нижанковский, Р.В.Парфеньев, К.С.Романов, Физика твердого тела, **46**, 2083 (2004).

КВАНТОВЫЙ МАГНИТОТРАНСПОРТ В ДВОЙНОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЕ $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ В ПРИСУТСТВИИ ПАРАЛЛЕЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

М.В. Якунин¹⁾, Ю.Г. Арапов¹⁾, В.Н. Неверов¹⁾, С.М. Подгорных¹⁾,
Г.И. Харус¹⁾, Н.Г. Шелушина¹⁾, Б.Н. Звонков²⁾, Е.А. Ускова²⁾

¹⁾Институт физики металлов, 620219, Екатеринбург

²⁾Научно-исследовательский физико-технический институт при ННГУ, 603600, Нижний Новгород.

Гетеросистема $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, хотя обычно имеет качество хуже, чем традиционно исследуемая $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, интересна для изучения спиновых расщеплений [1].

Мы исследуем магнитосопротивление ρ_{xx} двойной квантовой ямы (ДКЯ) $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x \approx 0.2$) в наклонных магнитных полях $B(B_{\perp}, B_{\parallel})$ при тщательном сканировании плоскости $(B_{\perp}, B_{\parallel})$. Квантовые ямы InGaAs имеют ширину 5 нм, барьер GaAs – 10 нм, изначальная полная концентрация электронов $2.3 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$. ИК подсветка позволяет повысить концентрацию примерно в 1.5 раз, повышенная концентрация остается практически неизменной за время эксперимента. Измерения – при $T = 1.8\text{К}$ с использованием прецизионного вращателя, позволяющего изменять угол с шагом 0.1° . Результаты измерений (после подсветки) представлены напрямую – на рис.1, и в виде градаций серого цвета – на рис.2, на который наложены результаты квазиклассических расчетов траекторий на плоскости $(B_{\perp}, B_{\parallel})$, отвечающих пресечениям уровней Ландау $N = 0, 1, 2, \dots$ с уровнем Ферми, с учетом двух ориентаций спина (фактор Ланде $g = 3$).

Энергетическая дисперсия $E(k_x, k_y)$ ДКЯ при наличии компоненты магнитного поля B_{\parallel} вдоль слоев представляет собой сложную конфигурацию, состоящую из внутренней поверхности с сечением на уровне Ферми в виде линзы (Lens – см. рис.2) и наружной в виде земляного ореха (Peanut). Указанные выше траектории на плоскости $(B_{\perp}, B_{\parallel})$ для внутренней поверхности есть семейство спадающих линий, а для наружной – нарастающих (рис.2). Кроме того, возможно движение электрона по круговой орбите с перескоком между траекториями первого и второго типа – магнитный пробой (МВ) [2].

Выделим основные особенности на $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel})$: (1) пик $\rho_{xx}(B_{\perp})$ при $B_{\perp} \approx 4.5\text{Т}$ резко спадает с ростом B_{\parallel} и расщепляется на две компоненты. Это можно связать с расхождением траекторий типа Lens и Peanut в разные стороны, при том при больших B_{\parallel} преимущественный вклад в этот пик обусловлен магнитным пробоем, и именно расщепление по спину траектории для магнитного пробоя отображается в расщеплении пика. (2) Пики $\rho_{xx}(B_{\perp})$ в меньших B_{\perp} с ростом B_{\parallel} образуют гребни с локальными максимумами, положения которых укладываются на ход траектории для Lens, $N = 0$.

Работа поддерживается РФФИ, проекты 05-02-16206, 04-02-16614.

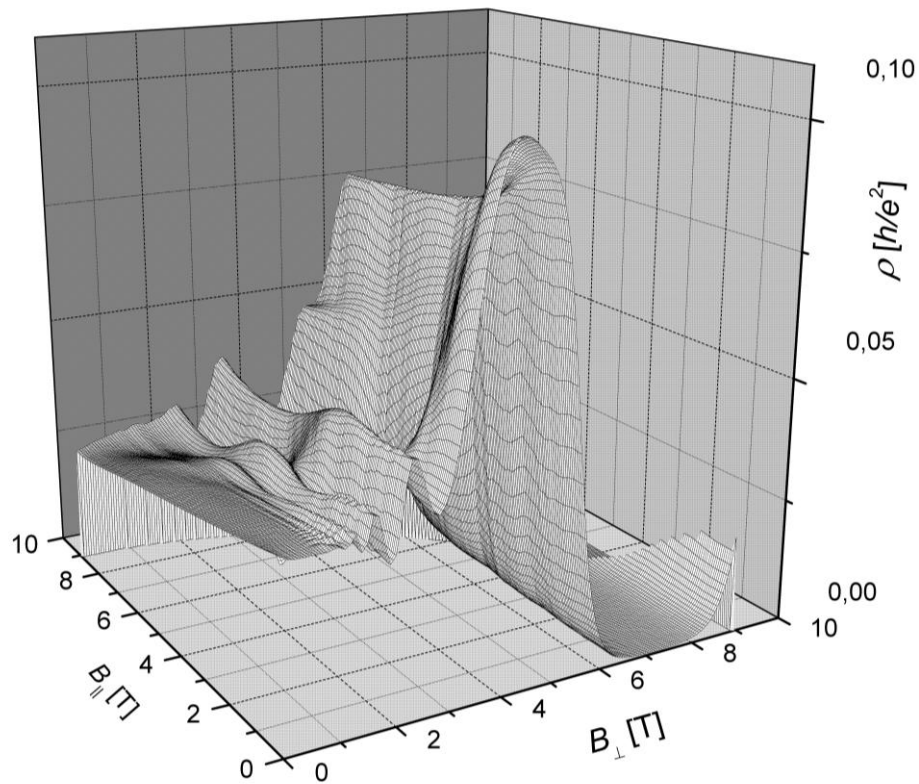


Рис.1. Объемная картина зависимости магитосопротивления от двух компонент поля.

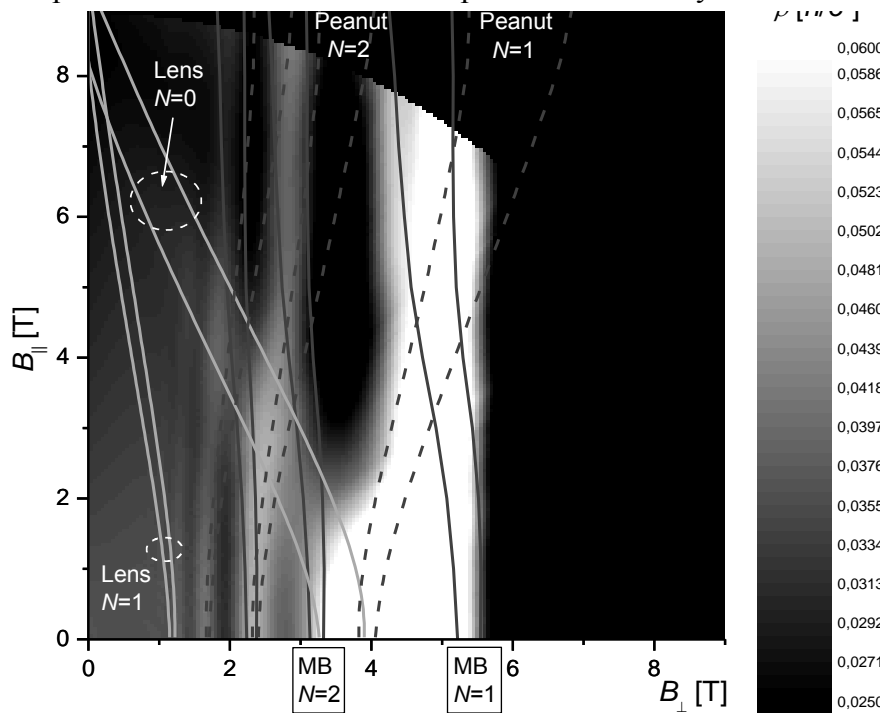


Рис.2. Данные рис.1 в градациях серого. Линии – результаты расчетов для двух ориентаций спина: Peanut – для наружной поверхности $E(k_x, k_y)$ (штриховые), Lens – для внутренней, MB – для магнитного пробоя между двумя предыдущими типами траекторий.

[1] M.V. Yakunin *et al.* Proc. ICPS-27, Flagstaff, USA, 1003 (2004);
 М.В. Якунин и др., ФТП, **39**, 118 (2005).

[2] N.E. Harff *et al.*, Phys. Rev. B, **55**, 13405 (1997); I.S. Millard *et al.*, *ibid.*, **55**, 13401 (1997).

ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА СИЛЬНО-ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕЙ ПОЛНОСТЬЮ СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ В КРЕМНИИ

Д.А.Князев, О.Е.Омельяновский, А.С.Дормидонтов, В.М.Пудалов

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, 119991 Россия

Свойства двумерных (2D) электронных систем с сильным межчастичным взаимодействием до сих пор недостаточно полно изучены как экспериментально, так и теоретически. В частности, переход металл-диэлектрик в двумерных системах с сильным электрон-электронным взаимодействием остается проблемой, далекой от полного решения. Другим примером может служить огромное магнитосопротивление двумерной электронной системы с сильным электрон-электронным взаимодействием в магнитном поле, параллельном плоскости образца.

В настоящее время существует два класса теорий, претендующих на объяснение данных эффектов: теории, основанные на ферми-жидкостном подходе [1,2], и не ферми-жидкостные теории, в частности модель макроскопического разделения жидкой и твердой электронных фаз в сильно-взаимодействующей системе [3]. Все они качественно и даже количественно объясняют транспортные свойства двумерной системы электронов в нулевом магнитном поле. Транспортные свойства в сильном магнитном поле могут явиться более чувствительным тестом данных теорий.

Целью данной работы было исследование свойств электронной системы в сильном магнитном поле, параллельном 2D плоскости, вплоть до поля полной спиновой поляризации. Полная поляризация электронных спинов кардинально меняет состояние электронной системы, что проявляется в качественном и количественном изменении характера наблюдаемой температурной зависимости диагональной компоненты тензора сопротивления $\rho_{xx}(T)$. При этом изменяется сам характер межэлектронного взаимодействия, в частности уменьшается роль триплетных членов взаимодействия; возможно также, что и ферми-жидкостные константы зависят от магнитного поля. Таким образом, исследования 2D системы в спин-поляризующем магнитном поле могут прояснить микроскопический характер электрон-электронного взаимодействия и могут служить эффективным инструментом проверки существующих теорий.

В данной работе были проведены сравнительные исследования температурной зависимости $\rho_{xx}(T)$ как в нулевом магнитном поле, так и в поле полной спиновой поляризации. Исследования проводились на кремниевой полевой структуре холловской геометрии размерами $0.8 \times 5 \text{ мм}^2$ с максимальной подвижностью носителей порядка $20000 \text{ см}^2/\text{Вс}$ (при $T = 1.4\text{К}$) в диапазоне температур от 1.4К до 9К и в магнитных полях до 15Т . Концентрация носителей изменялась в диапазоне $(1.9 \div 3.8) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ с помощью металлического затвора полевой структуры.

Результаты эксперимента сравнивались с теорией квантовых поправок за счет взаимодействия [2,4,5]; в рамках этой теории транспортные свойства двумерной электронной системы (проводимость, магнитопроводимость в параллельном поле, холловский коэффициент и др.) описываются в терминах малого набора параметров: ферми-жидкостной константы F_0^σ , времени свободного пробега τ и эффективной массы электронов m_{eff} . В данной работе τ определялось из сопротивления Друде путем экстраполяции $\rho_{xx}(T)$ к $T = 0\text{K}$, а в качестве F_0^σ и m_{eff} использовались результаты измерений осцилляций Шубникова–де Гааза в скрещенных магнитных полях [6]. Полученные результаты не согласуются с не ферми-жидкостной теорией [3] и качественно согласуются с квантовыми поправками за счет взаимодействия. Однако для достижения количественного согласия эксперимента с теорией [4] необходимо вводить предположения о дополнительных механизмах рассеяния.

Литература:

- [1] S. Das Sarma and E.H.Hwang, Phys. Rev. B, **69**, 195305 (2004).
- [2] G.Zala, B.N.Narozhny and I.L.Aleiner, Phys. Rev. B, **64**, 214204 (2001).
- [3] B.Spivak, Phys. Rev. B, **67**, 125205 (2003).
- [4] G.Zala, B. N.Narozhny and I.L.Aleiner, Phys. Rev. B, **65**, 020201 (2001).
- [5] G.Zala, B. N.Narozhny and I.L.Aleiner, Phys. Rev. B, **64**, 201201 (2001).
- [6] V.M.Pudalov, M.E.Gershenson et al., Phys. Rev. Lett., **88**, 196404 (2002).

ДВУМЕРНАЯ СИСТЕМА СИЛЬНО ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ В КРЕМНИИ.

В.Т. Долгополов

Институт Физики Твердого Тела РАН, Черноголовка, 142432.

В области малых электронных плотностей характерная энергия взаимодействия между электронами превышает их кинетическую энергию. Отношение энергий может оказаться довольно большим. В реальных экспериментах, обсуждаемых ниже, оно достигало 20. Интерес к области сильно взаимодействующей электронной жидкости обусловлен тем обстоятельством, что в этой области не существует регулярной теории, способной предсказать ожидаемое поведение электронной системы. Экспериментально исследованы свойства высокоподвижного электронного газа кремниевых полевых структур при малой электронной плотности. Выбор объекта исследований не случаен. По ряду причин (относительно сильное взаимодействие при сравнительно большой концентрации электронов, относительно компактная волновая функция в направлении, нормальном интерфейсу и т.д.) этот объект исследований более удобен, чем другие двумерные системы. Для исследований, кроме высококачественных образцов, нужны низкие температуры (~30 мК) и сильные магнитные поля. Наиболее удивительным фактом, обнаруженным экспериментально, несомненно является сильное возрастание электронной массы и спиновой восприимчивости при понижении концентрации электронов. Поскольку в условиях сильного взаимодействия не очевидно, что эффективные массы, извлеченные из результатов различных экспериментов, будут совпадать, сделанное выше утверждение было проверено несколькими независимыми способами. Оказалось, что оба эти явления не зависят от степени спиновой поляризации электронной системы, а точка, в которую экстраполируется зависимость $V_c(n_s)$, чрезвычайно близка к точке перехода металл-диэлектрик.

План доклада.

- Предмет исследований.
- Выбор образцов.
- Кремниевые полевые транзисторы.
- Техника разрезного затвора.
- Свойства реальных образцов.
- Переход металл-изолятор.
- Магнитосопротивление в параллельном интерфейсу магнитном поле.
- Скалирование кривых магнитосопротивления.
- Экстраполированное поле полной спиновой поляризации обращается в нуль при конечной электронной плотности.
- Произведение gm как функция электронной концентрации.
- Как разделить g и m ?

- Линейная температурная зависимость упругого времени релаксации.
- Возрастание эффективной массы электронов с понижением электронной плотности.
- Время релаксации в зависимости от концентрации электронов.
- Влияние спиновой поляризации на эффективную массу.
- Сравнение значений эффективной массы, полученных двумя различными методами.
- Измерения спиновой щели в квантующем магнитном поле.
- Независимое измерение g - фактора.
- Переход к измерениям термодинамических характеристик.
- Намагниченность невзаимодействующих электронов.
- Магнитное поле полной спиновой поляризации.
- Сравнение ожидаемых и измеренных зависимостей.
- Независимое измерение поля полной спиновой поляризации как функции электронной плотности.
- Измерения термодинамической плотности состояний.
- Сравнение результатов , полученных разными методами.
- Проблемы и перспективы.
- Теоретические предсказания: предполагаемые фазовые диаграммы в двумерном случае.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ СТРУКТУРЫ СО СПИН-ОРБИТАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ: ОСНОВЫ ТЕОРИИ И ЭКСПЕРИМЕНТ

В.Я. Демиховский

*Нижегородский университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород,
пр. Гагарина, 23; e-mail: demi@phys.unn.ru*

Интерес к изучению квантовых состояний и транспорта в немагнитных полупроводниковых структурах со спин-орбитальным взаимодействием возник после того, как в 1990 году была предложена конструкция спинового полевого транзистора [1]. В настоящее время повышенное внимание к данной проблеме связано не только с ожидаемыми приложениями в спиновой электронике (спинтронике), но и с большим количеством новых физических эффектов, обусловленных спин-орбитальным взаимодействием.

В предлагаемом сообщении будет дан краткий обзор работ, посвященных изучению квантовых состояний электронов и дырок в структурах со спин-орбитальным (СО) взаимодействием, описываемым гамильтонианами Рашбы и Дрессельхауза. В частности будут обсуждаться особенности спектра, волновых функций и спиновой поляризации в одномерных структурах – квантовых проволоках (см. напр.[2]), в квантовых точках [3], а также в низкоразмерных структурах со спин-орбитальным взаимодействием, находящихся в постоянном магнитном поле [4].

Рассматриваются также СО сверхрешетки с периодически модулированными параметрами спин-орбитального взаимодействия [5]. Подобные структуры могут быть созданы с помощью металлических затворов, расположенных над 2D электронным газом и модулирующих электростатический потенциал и параметр Рашбы, а также путем периодической модуляции химического состава структуры. Обсуждаются характеристики зонного энергетического спектра (типы зон) и распределение спиновой плотности $\bar{s}_{\vec{k}}(\vec{r}) = \Psi_{\vec{k}}^{+}(\vec{r})\vec{\sigma}\Psi_{\vec{k}}^{-}(\vec{r})$ в пространстве координат и в зоне Бриллюэна (здесь $\Psi_{\vec{k}}^{-}(\vec{r}) = \{\Psi_{\vec{k}1}^{-}, \Psi_{\vec{k}2}^{-}\}$ - спинор с блоховскими компонентами $\Psi_{\vec{k}1,2}^{-}(\vec{r})$, $\vec{\sigma}$ - оператор Паули).

Среди физических эффектов, наблюдаемых в электронном и дырочном газе со спин-орбитальным взаимодействием, наибольшее внимание теоретиков и экспериментаторов привлекает спиновый эффект Холла, предсказанный в работах [6] и экспериментально наблюдавшийся в [7]. Интерес к этому явлению связан не только с возможными применениями в информационной индустрии (для переработки и хранения информации), но и с поиском новых эффектов в физике конденсированного состояния.

В данном сообщении рассматриваются особенности спинового эффекта Холла, описываемого различными моделями СО взаимодействия. Будут представлены результаты работ, в которых установлено, что в стандартной модели Рашбы спиновая холловская проводимость двумерного электронного газа при сколь угодно слабом рассеянии на примесях, обращается в нуль.

Напротив, в модели Рашбы с кубическим взаимодействием, которое характерно для газа дырок, спиновая холловская проводимость не равна нулю [8].

- [1] S. Datta and B. Das, Appl. Phys. Lett., **56**, 665 (1990).
- [2] A.V. Moroz and C.H.W. Barnes, Phys.Rev.B, **60**, 14272 (1999);
M.Governale and Zulicke, Phys.Rev.B, **66**, 073311 (2002);
X.F. Wang, Phys. Rev. B, **69**, 035302 (2004);
X.F. Wang et al. Phys.Rev. B, **65**, 165217 (2002).
- [3] W.H. Kuan, cond-mat/0403092v2 13Mar 2002; B.I.Halperin et al.,
Phys.Rev.Lett., **86**, 2106 (2001).
- [4] X.F. Wang and P. Vasilopoulos, Phys.Rev.B **67**, 085313(2003); M.-C.Chang,
Phys.Rev.B, **71**, 085315 (2005);
M.Zarea, Phys.Rev.,**72**, 085342 (2005).
- [5] В.Я. Демиховский, Д.В. Хомицкий (в печати).
- [6] S. Murakami, N.Nagaosa, S.C. Zhang, Science, **301**, 1348 (2003), Phys.Rev. B,
69, 235206 (2004);
J. Sinova et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 126603 (2004).
- [7] J. Windler et al, Phys. Rev. Lett., **94**, 047204 (2005);
Y.K. Kato et al., Science, **306**, 1910 (2004).
- [8] K. Nomura et al.,PRB **72**,165316 (2005).

АКУСТОЭЛЕКТРОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В УСЛОВИЯХ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК В СВЕТОЧУВСТВИТЕЛЬНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ GaAs/AlGaAs.

И.Л.Дричко¹⁾, А.М.Дьяконов¹⁾, И.Ю. Смирнов¹⁾, А.И. Торопов²⁾

¹⁾ФТИ им.А.Ф.Иоффе, 194021, Санкт-Петербург Политехническая, 26

²⁾Ин-т физики полупроводников, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13

В работе исследовались акустоэлектронные эффекты в гетероструктуре *n*-GaAs/AlGaAs, «недолегированной» Si. В отсутствие облучения проводимость в двумерном канале при $T=4.2$ К была меньше, чем 10^{-8} Ом⁻¹. С помощью облучения светодиодом АЛ 107 или лампой накаливания можно было изменять величину проводимости на 5 порядков, почти до $\approx 10^{-3}$ Ом⁻¹. Измерения акустоэлектронных эффектов дают возможность вычислить компоненты σ_1 и σ_2 высокочастотной (в.ч.) проводимости $\sigma^{hf} = \sigma_1(\omega) - i\sigma_2(\omega)$ и проследить, как происходит переход металл-диэлектрик в этой системе.

Облучение гетероструктуры светодиодом АЛ-107 производилось при температурах (4.2-1.5) К в разных режимах: последовательностью очень коротких –100-500 микросекундных импульсов тока ~ 70 мА, коротких (секундных) импульсов тока ~ 12 мА и длинных – минутных импульсов тока ~ 160 мкА. При всех режимах наблюдалось изменение поглощения поверхностных акустических волн (ПАВ) гетероструктурой и скорости ее распространения даже в отсутствие магнитного поля.

Зависимость коэффициента поглощения, нормированного на величину Γ_{max} , а также $\Delta V/V$, нормированного на $(\Delta V/V)_{max} = 4.6 \times 10^{-3}$, от σ_1 представлены на рис.1. Как видно из рисунка, проводимость системы изменяется на 5 порядков, при этом коэффициент поглощения имеет максимум при $\sigma_1 \approx 10^{-6}$ Ом⁻¹, изменение же скорости звука максимально при малых проводимостях.

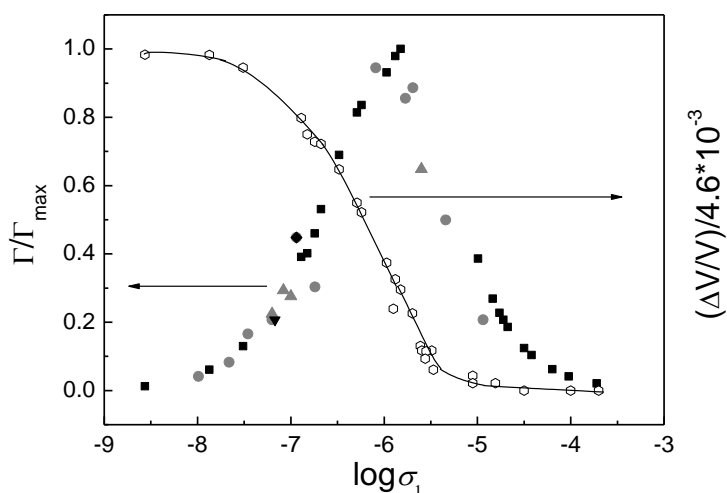


Рис.1 Зависимость коэффициента поглощения Γ , нормированного на величину Γ_{max} , и $\Delta V/V$, нормированного на $(\Delta V/V)_{max}$, от σ_1 . Разные точки соответствуют различным циклам облучения, $T=4.2$ К, $f=86$ МГц, $H=0$

Естественно предположить, что с изменением проводимости в системе под влиянием облучения меняется и механизм проводимости. При малых проводимостях осуществляется диэлектрическое состояние и механизм проводимости должен быть прыжковый, при больших проводимостях – металлическое состояние. Действительно, как видно из рис. 2, отношение σ_2/σ_1 по мере роста проводимости σ_1 уменьшается, причем при малых проводимостях $\sigma_2 \gg \sigma_1$. Такое соотношение, согласно работе [1], осуществляется при прыжковой в.ч. проводимости в рамках двухузельной модели.

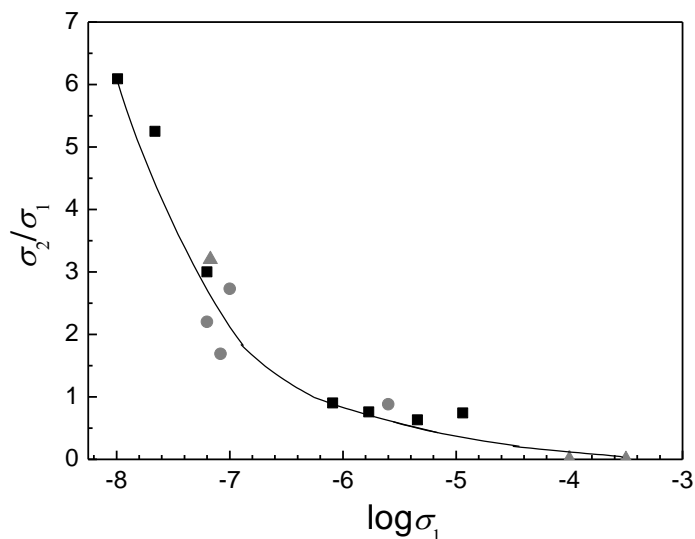


Рис.2 Зависимость σ_2/σ_1 от σ_1 . Разные точки соответствуют различным циклам облучения, $T=4.2$ К, $f=86$ МГц, $H=0$.

Эти выводы подтверждаются измерениями акустоэлектронных эффектов в магнитном поле. В диэлектрической области (вплоть до $\sigma_1 \approx 10^{-7}$ Ом⁻¹) $\Delta\Gamma(H) < 0$, $|\Delta\Gamma(H)| \sim 1/H^2$ (при $\omega_c\tau \gg 1$), что характерно для прыжковой в.ч. проводимости [2]. В области высоких проводимостей ($\sigma_1 \approx 10^{-4}$ Ом⁻¹) $\Delta\Gamma > 0$, а ее величина осциллирует по типу осцилляций Ш-д-Г, что позволяет определять концентрацию электронов в 2-мерном канале.

Переход металл-диэлектрик в этой системе происходит плавно: до величины $\sigma_1 \sim 10^{-7}$ Ом⁻¹ система находится в диэлектрическом состоянии, механизм проводимости – прыжковый. При дальнейшем облучении все больше электронов становятся делокализованными, и механизм проводимости является смешанным, вклад прыжковой проводимости по сравнению с проводимостью делокализованных электронов быстро уменьшается и при проводимостях более 10^{-6} Ом⁻¹ вовсе пропадает.

Работа поддержана грантами РФФИ 04-02-16246 и грантом Президиума РАН. Авторы благодарят Г.М. Минькова за постановку работы.

[1] А.Л.Эфрос, Журнал Эксп. и Теор. Физики, **89**, 1834 (1985).

[2] Ю.М.Гальперин, Э.Я.Приев, Физика Твёрдого Тела, **28**, 692 (1986).

LOW DIMENSIONAL SiGe STRUCTURES: PATHS FOR Si BASED NANOELECTRONICS

Detlev Grützmacher¹⁾

¹⁾*Laboratory for Micro- and Nanotechnology
Paul Scherrer Institut, CH-5232 Villigen, Switzerland.*

CMOS processing is today the standard for building complex integrated circuits in Si technology, like microprocessors. The development of standard CMOS technology is foreseen to come to an end by the year 2010, since the standard design can not be scaled down further to reach higher performance predominantly due to high leakage currents and high power consumption. Indeed, power consumption and heat can be validated as the critical issues in semiconductor design. Within a decade it is expected that microprocessors would run at up to 30 GHz but that, if nothing is done, the power consumption would be 10 kilowatts and the leakage current would be one-third of the power consumption. New concepts beyond CMOS technology have to be developed, these devices should not rely on the transfer of comparatively large amounts of charge.

The downscaling of CMOS devices requires larger doping levels in the channel to fight short channel effects, but this reduces the mobility in the channel and thus the speed of the transistor. Si on insulator devices as well as double gate device concepts have been developed to circumvent part of this problem. The introduction of strained Si in the channel of the transistor will lead to a further improvement of the high frequency capabilities of the devices. Hence, concepts are introduced how strained Si channels can be incorporated in advanced CMOS devices. Those concepts rely on the development of controlled self assembly of Si-Ge nanostructures. Here two methods will be discussed, the roll-up of strained Si/SiGe bilayers into three dimensional nanostructures and the growth of Ge quantum dots on Si templates. Templated self assembly of semiconductor nanostructures may develop into a potential technology, combining the advantages of conventional top-down lithographic techniques with bottom-up approaches like self organization. This technology will circumvent some of the inherent problems of self assembly such as nucleation of dots at arbitrary sites as well as a rather broad size distribution of the dots. Consequently, this technology has attracted quite a bit of attention to order Ge dots on Si surfaces [1, 2, 3]. The Si/Ge system is of special interest, since it is compatible to Si technology and offers a variety of paths for the realization of spintronics [4,5] and may be even quantum computing [6].

Here the fabrication of ordered Ge dots in 2-dimensional and 3-dimensional arrays, providing structures suitable for vertical and lateral coupling of Ge dots have been studied. The formation of 2-dimensional (2-d) and 3-dimensional (3-d) quantum dot crystals demands the nucleation of dots at predefined sites on the substrates. Lithographic techniques are required for the fabrication of a template warranting good enough perfection in periodicity and size of the predefined nucleation sites for the dots. E-beam lithography [1], ion-beam lithography [3] and optical interference lithography [2] have been performed to fabricate prepatterns on Si

substrates. Whereas the first two approaches write sequentially the pattern for the

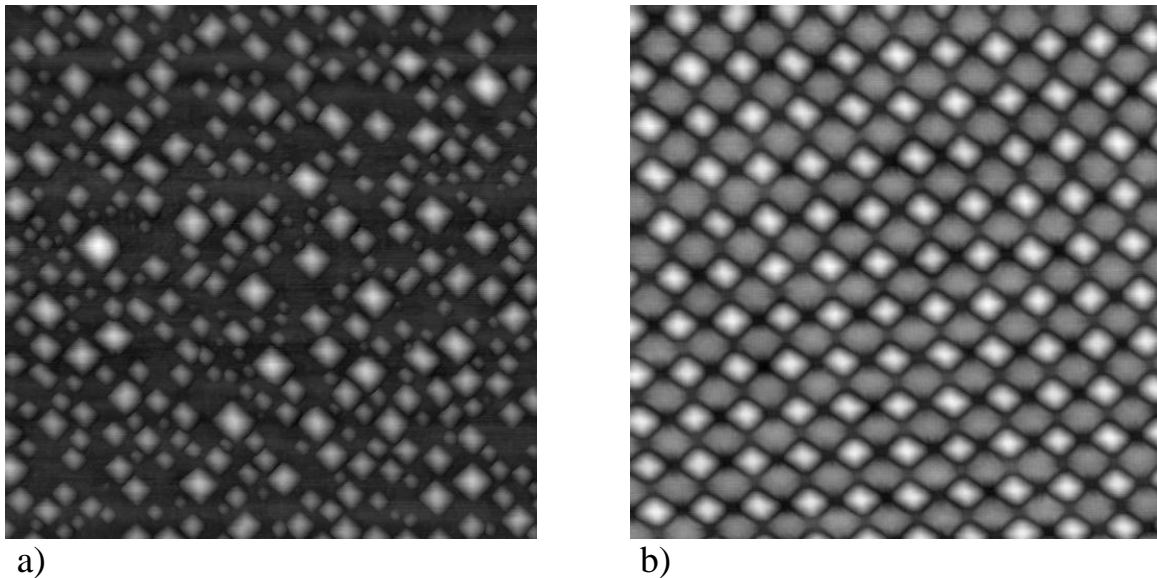


Fig.1: AFM images of a $1 \times 1 \mu\text{m}$ area showing Ge dots (light colour) on a) bare Si and on b) pre-patterned Si (100) surfaces on the same sample. The ordering is achieved on the 2-d template fabricated using XIL

nucleation site for each individual dot, the optical interference technique allows to pre-pattern large areas with 2-d arrays in a single exposure. However, optical interference lithography is only able to achieve periodicities of the pattern equal to $\lambda/2$ (λ : wavelength of light). For e-beam and ion-beam lithography the determination of the location of each nucleation site is limited to the resolution of the instrument, which might be in the range of 5nm, thus inter-dot distances may vary by a few nanometer. Here interference lithography allows for a much better precision, and pattern control in the sub-nanometer regime has been achieved using X-rays instead of optical beams [7]. Moreover, the method allows the formation of patterns with less than 30 nm periodicity, improving the lateral coupling strength in densely packed Ge dot arrays. The technique of X-ray interference lithography (XIL) has been employed in this study for the pre-patterning of Si(100) substrates. The structural and optical properties of Ge dot arrays will be discussed in detail. Fig. 1 shows a typical AFM scan of 2-dimensional Ge dot array deposited on a) bare and b) a XIL patterned and Si surfaces with a periodicity of $100 \times 90 \text{ nm}$.

- [1] O.G. Schmidt and K. Eberl, IEEE Trans. On Electron Devices, **48**, 1175 (2001)
- [2] Z.Y. Zhong, A. Halilovic, T. Fromherz, F. Schäffler, G. Bauer, Appl. Phys. Lett., **82**, 4779 (2003)
- [3] J.L. Gray, S. Atha, R. Hull, J.A. Floro, Nano Letters, **4**, 2447 (2004)
- [4] A.M. Tyryshkin, S.A. Lyon, W. Jantsch, F. Schäffler, Phys. Rev. Lett, **94**, 126802 (2005)
- [5] R. Vrijen, E. Yablonovitch, K. Wang, H.W. Jiang, A. Balandin, V. Roychowdhury, T. Mor, D. DiVincenzo, Phys. Rev. A, **62**, 012306 (2000)
- [6] M. Friesen, P. Rugheimer, D. Savage, M. Lagally, D.W. van der Weide, R. Joynt, M.A. Eriksson, Phys. Rev. B, **67**, 121301(R) (2003)
- [7] M.P. Stoykovich, M. Müller, S.O. Kim, H.H. Solak, E.W. Edwards, J.J. de Pablo, P.F. Nealey, Science, **308**, 1442 (2005)

DILUTE Ga(AsN) ALLOYS: A NEW MATERIAL FOR HOT ELECTRON DEVICES

A. Patanè¹, G. Allison¹, S. Spasov¹, D. Fowler¹, L. Eaves¹, A. Ignatov¹,
R. Airey² and M. Hopkinson²

¹*School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, NG7 2RD, UK*

²*Dept. of Electronic and Electrical Engineering, University of Sheffield, S3 3JD
Sheffield, UK*

This paper describes our recent investigations of the remarkable electronic properties of dilute Ga(AsN) alloys and their exploitation for hot electron devices. We show that the incorporation of low concentrations of N (~ 0.1%) in GaAs leads to a number of qualitatively new alloy phenomena and electronic properties [1-3]. The large electronegativity of the N atoms combined with the stretching and compression of neighbouring bonds in GaAs strongly perturbs the band structure properties of the host crystal: the N-impurities *disrupt* the extended Bloch states of GaAs at characteristic resonant energies in the conduction band. This leads to a fragmented conduction band structure with highly non-parabolic energy-wavevector $\mathcal{E}(k)$ dispersion that have strong dependence on N-content and quantum confinement. The strong sensitivity of the electronic properties to N-bonding indicates that basic band structure properties, such as effective masses and electron velocity, can be tailored using a new physical concept [3].

We use the negative differential velocity character of the fragmented dispersion curve of Ga(AsN) to control the dynamics of conduction electrons. We observe and model theoretically a strong negative differential conductance (NDC) effect when electrons are accelerated by a large electric field in the highly non-parabolic conduction band [4]. This NDC effect is inherently different from that occurring in superlattice Bloch oscillators and transferred electron devices, and could be exploited for generation or detection of high-frequency radiation. We predict that the maximum response frequency associated with the NDC can be tailored by alloy composition and tuned by the electric field into the THz frequency range [5].

References

- [1] J. Endicott et al., Phys. Rev. Lett., **91**, 126802 (2003).
- [2] A. Patanè et al., Phys. Rev. B, **71**, 195307 (2005).
- [3] J. Endicott et al., Phys. Rev. B, **72**, 041306(R) (2005).
- [4] A. Patanè et al., Phys. Rev. B, **72**, 033312 (2005).
- [5] A. Ignatov et al., accepted in Appl. Phys. Lett. (2006).

ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА ДВУМЕРНЫХ И СЛОИСТЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ РАЗБАВЛЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПЛУПРОВОДНИКОВ И ЭФФЕКТЫ НЕУПОРЯДОЧЕННОСТИ

В.В. Рыльков¹, Б.А. Аронзон¹, А.Б. Давыдов¹, Ю.А. Данилов², Б.Н. Звонков²,
В.В. Подольский², В.А. Кульбачинский³, П.В. Гурин³

¹ *Российский научный центр «Курчатовский Институт», 123182 Москва*

² *Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород*

³ *Московский государственный университет им М.В. Ломоносова, Москва*

Разбавленные магнитные полупроводники (РМП), прежде всего типа (III,Mn)V, содержащие магнитные примеси в больших концентрациях, являются перспективными материалами для создания устройств спинтроники. Из-за высокой концентрации Mn эти системы представляют собой сильно неупорядоченную среду. На принципиальную роль беспорядка при описании свойств РМП обращено внимание лишь недавно [1].

В отличие от ранее изученных однофазных GaMnSb систем с относительно «малой» концентрацией Mn (менее 5%) [знак аномального эффекта Холла (АЭХ) отрицательный, а температура Кюри не превышает 30 К], в пленках GaMnSb с содержанием Mn ≈ 10 ат. %, полученных методом осаждения из лазерной плазмы, обнаружен АЭХ положительного знака, гистерезисный характер которого проявлялся при температурах вплоть до комнатной, причем тем сильнее, чем выше концентрация дырок. Необычное поведение АЭХ интерпретируется с позиции взаимодействия носителей заряда с ферромагнитными кластерами, которое в значительной мере определяется наличием барьеров Шоттки на их границе с полупроводниковой матрицей и усиливается с возрастанием концентрации дырок. Показано также, что обсуждавшееся в литературе отсутствие АЭХ в полупроводниках III-V с ферромагнитными кластерами MnSb или MnAs связано, вероятнее всего, с низкими значениями концентрации дырок в полученных объектах.

В пленках GaMnSb с содержанием Mn ≈ 10 ат. % с понижением температуры сопротивление образцов (R_{xx}) увеличивалось, а затем падало, причем уменьшение R_{xx} достигало 4 раз. Подобное поведение, в рамках кластерной модели, связывается с «мягким» переходом изолятор-металл [2].

В однофазных материалах типа GaAs:Mn с относительно «малой» концентрацией Mn (менее 5%) эффекты неупорядоченности связаны с крупномасштабным флуктуационным потенциалом, порожденным свойственной этим материалам высокой степенью компенсации, и дополнительным беспорядком из-за случайного характера распределения магнитных ионов Mn.

Эти эффекты ярко проявляются в квантовых ямах GaAs/InGaAs/GaAs с δ -слоем Mn. В них наблюдается: немонотонная температурная зависимость проводимости вблизи температуры Кюри, обусловленная флуктуациями намагниченности и влиянием перестройки магнитной подсистемы на спин-зависящее рассеяние; необычное поведение магнитных свойств, в частности аномальный эффект Холла (АЭХ), наблюдается лишь в узкой области температур (30 – 80 К), его исчезновение при низких температурах связано с локализацией носителей заряда; проявление квантовых поправок к проводимости на фоне температурной и магнитополевой зависимостей спин-зависящего рассеяния.

При больших концентрациях Mn ($N_{\text{Mn}} \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$) беспорядок связан не только со случайным характером распределения магнитных ионов Mn, но и с возможностью образования ферромагнитных нанокластеров типа MnSb. Наличие барьеров Шоттки на границе кластеров приводит к необычной концентрационной зависимости АЭХ и объясняет интенсивно обсуждаемое различие магнитных характеристик РМП, найденных из магнитных и транспортных измерений.

В CdGeAs₂:Mn наличие двух позиций для Mn (Mn_{Ge} и Mn_{Cd}) дало возможность экспериментального подтверждения нового механизма обменного взаимодействия [3], а образование слабозаимодействующих ферромагнитных кластеров объясняет переход при $T \approx 200$ К от закона Кюри к закону Кюри-Вейса.

Литература

- [1] С. Timm, J. Phys.: Condens. Matter, **15**, R1865 (2003).
- [2] G. Alvarez, E. Dagotto, Phys. Rev.B, **68**, 045202 (2003).
- [3] P.M. Krstajic, et al. Phys.Rev.B, **70**, 195215 (2004).

ANDERSON LOCALIZATION AND HOPPING IN 2D.

Grigory Minkov^{1,2}, A. Sherstobitov^{1,2}, A. Germanenko², O. Rut², B. Zvonkov³

¹ *Institute of Metal Physics RAS, 620219 Ekaterinburg, Russia*

² *Ural State University, 620083 Ekaterinburg, Russia*

³ *University of Nizhni Novgorod, 603600 Nizhni Novgorod, Russia*

The crossover from the conductivity over delocalized states to the conductivity over the localized states with the increasing disorder and/or decreasing temperature is still under the debate. The heavily center-doped quantum well structures is unique object for the study of the crossover in 2D: the high electron density insures the large Drude conductivity, $k_{\text{Fl}} > 1$, while the strong disorder leads to the large value of the weak localization (WL) correction. These peculiar properties gives a possibility to trace the role of WL over the wide temperature interval up to 50 K.

We have experimentally studied the temperature dependence of the conductivity, transverse magnetoresistance, Hall effect and conductivity nonlinearity in the gated center-doped GaAs/InGaAs/GaAs structure with electron density $(1.3-0.4) \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ at the temperatures 0.4-50K, magnetic field up to 6 T and within conductivity range $(3 \cdot 10^{-5} - 10) e^2/h$.

The analysis of the negative magnetoresistance shows that at $k_{\text{Fl}} > 3$ the value of the WL correction is $\Delta\sigma^{\text{WL}} = G_0 \ln(\tau/\tau_\phi)$ with $1/\tau_\phi \sim T$ (τ, τ_ϕ are the mean free and phase breaking time, respectively). At $k_{\text{Fl}} < 3$ another scale becomes important, namely $\tau_\xi = \xi^2/D$, where $\xi = l \exp(k_{\text{Fl}}/2)$ and D are the localization radius and diffusion coefficient, respectively. We suppose that under this condition the WL correction is $\Delta\sigma^{\text{WL}} = G_0 \ln(\tau/\tau_\phi + \tau/\tau_\xi)$. In the framework of this model one can quantitatively understand all the transport effects, namely the temperature and magnetic field dependence of the conductivity and the Hall effect. Thus, the model of the conductivity over delocalized states adequately describes the experimental data down to the low temperature conductivity $(10^{-2} - 10^{-3}) e^2/h$.

This conclusion is supported by the study of the conductivity nonlinearity, which gives a possibility to distinguish whether the conductivity is determined by delocalized state or it is hopping conductivity. The analysis of conductivity nonlinearity carried out for the same structures shows that the transition to the hopping conductivity occurs at $\sigma < (10^{-2} - 10^{-3}) e^2/h$.

This work was supported in part by the RFBR (Grants 03-02-16150 and 04-02-16626), the CRDF (Grants EK-005-X1), the INTAS (Grant 1B290) and the Russian Program *Physics of Solid State Nanostructures*.

PLASMA WAVE OSCILLATIONS AND BALLISTIC EFFECTS IN THE- RAHERTZ

W. Knap

GES-UMR 5650 CNRS - Universit  Montpellier2, 34900 Montpellier, France

Scaling of the gate length of Field Effect Transistors (FET) down to nanometre size leads to new phenomena like THz plasma oscillations and ballistic motion. This work is an overview of our recent experimental results concerning both effects. First observation of the resonant THz detection was done on 150 nm gate length GaAs FET. The most important recent result concerning the detection is a very strong (two orders of magnitude) enhancement of the photo-detection signal obtained by increasing of the drain current that drives the transistor towards the plasma instability conditions. First THz plasma wave emission from a nanotransistor was observed on 60nm InGaAs FET. The detailed mechanism of the emission is still under discussion. Some insight was brought by the Monte Carlo simulations which showed an importance of the hot electron effects in the THz emission conditions. First results on room temperature THz detection in nanometer Si-MOSFETs were obtained. These ultra short devices reach the limit where ballistic effects start to play an important role even at the room temperature. Importance of ballistic effects were demonstrated by experimental studies of the high field magnetoresistance in MOSFETs with the gate length ranging from a few μm down to 30nm. A possible interplay between generation of THz plasma oscillation and ballistic effects in nanometer FET is discussed.

THEORETICAL MODELLING AND DESIGN OF MID-INFRARED AND TERAHERTZ QUANTUM CASCADE LASERS AND QUANTUM WELL INFRARED PHOTODETECTORS

P. Harrison, D. Indjin, V. D. Jovanović, Z. Ikonić, R. W. Kelsall,

I. Savić, J. McTavish, C. A. Evans and N. Vukmirović

Institute of Microwaves and Photonics, School of Electronic and Electrical Engineering, The University of Leeds, LS2 9JT, U.K.

V. Milanović

Faculty of Electrical Engineering, Bulevar kralja Aleksandra 73, 11120 Belgrade, Serbia and Montenegro

The speaker will outline the development of physical models of quantum cascade lasers and quantum well infrared photodetectors based on quantum mechanical scattering theory. The model begins with numerical solutions to Schrödinger's equation for a general semiconductor heterostructure in an electric or magnetic field and calculates the scattering rates, due to phonons, electron--electron scattering, interface roughness and ionised impurities, from each two-dimensional quantum confined state to all others. As these rates depend on the carrier density in the initial and final states it is necessary to solve a set of coupled population rate equations self-consistently to yield the carrier density in each quantised electron energy state. The latter taken together with the lifetime of an electron in any state is a complete dynamical description of the transport within a device and this allows the calculation of the physical observables such as the current-voltage curve, threshold currents and the gain of the laser.

The model has been applied to quantum cascade lasers working in the mid-infrared (3–20 microns) and the terahertz (60–140 microns) regions of the spectrum and in materials as diverse as GaAs/AlGaAs, InGaAs/AlGaAs and InGaAs/AlAsSb, as well as GaAs/AlGaAs quantum well infrared photodetector and optically pumped quantum dot lasers with and without magnetic fields.

Comparison with experiment shows good agreement and hence supports this incoherent scattering model of transport in heterostructures. In addition it offers insight into the internal physics of these devices which is very difficult to extract in any other way.

AMPLIFICATION OF TERAHERTZ RADIATION IN A SEMICONDUCTOR SUPERLATTICE WITH OPTICALLY EXCITED CHARGE CARRIERS

N. V. Demarina

*Radiophysics Faculty, Nizhni Novgorod State University,
603905 Nizhny Novgorod, Gagarin Ave. 23, Russia*

A semiconductor superlattice subject to a static electric field is attractive as a source of terahertz (THz) radiation due to its unique property to amplify high-frequency radiation within a wide frequency range [1]. However, if the applied static field is larger than a critical field then its distribution in a superlattice region no longer remains homogeneous and breaks down into domains of a strong field. The latter suppresses superlattice ability to serve as a gain medium. One of the possible ways to avoid domain formation is using an un-doped superlattice with charge carriers excited in it by means of an optical pulse [2]. Matching a time of carrier drift in a superlattice with a time of domain formation in a way that the latter is larger, one may achieve homogeneous field distribution within the time frame while charge carriers are still present in the superlattice. Thus, the superlattice with

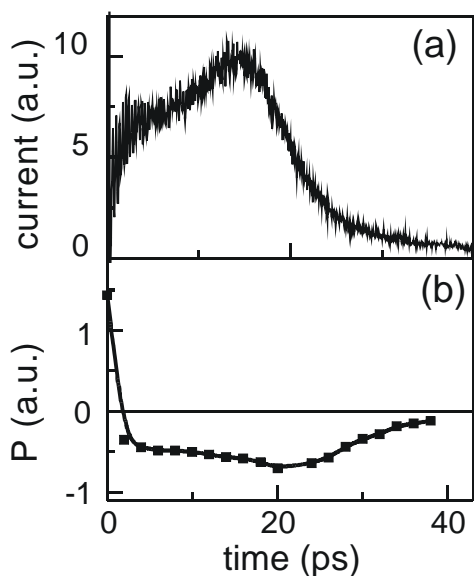


Fig. (a) Superlattice electric current after optical excitation calculated for static voltage, applied to the superlattice of 0.74 V, and electron-hole density of $4.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$; (b) Average power of THz field absorbed by charge carriers in the superlattice for the probe field frequency ($\omega/2\pi$) of 2.5 THz and amplitude (V_ω) of 0.175 V.

excited carriers might be useful for observation of THz radiation. In our paper we present a three-dimensional Monte Carlo analysis of charge carrier dynamics in a superlattice after optical excitation and show that the gain sets in in a superlattice already in 2 ps after excitation and the superlattice serves as gain medium until charge carriers are swept by the applied electric field.

We considered a GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As superlattice with the period of 8.4 nm, the first miniband width of 38 meV, 37 meV, and 1 meV accordingly for electrons, light and heavy holes, and the length of 350 nm [2]. Ensemble Monte Carlo technique [3] was used to simulate charge carrier motion after excitation in a static electric field applied along the superlattice axis. We assumed carrier interaction with optical and acoustic phonons (for details see Ref. [4]). The calculations were performed for a lattice temperature of 10 K.

The carriers were assumed to be excited at the bottom of the corresponding minibands at time instant equal zero. The time-dependent current flowing through the superlattice after

excitation is presented in Fig. a

Electrons are the fastest charge carriers and they leave the superlattice about 35 ps after excitation. They also create the most photocurrent. The rest of the photocurrent is maintained by holes. The large effective mass of heavy holes and the very narrow miniband which they populate make them almost immovable thus they are almost localised in the vicinity of the position they were excited at. However, we included in the model tunnelling of holes from the heavy-hole to light-hole state and calculated the probability of this process in accordance with the formula for Zener tunnelling taking into account the gap between the corresponding minibands of 11 meV.

In order to explore the property of the superlattice with optically excited carriers to amplify THz radiation we computed superlattice response to a high-frequency field. We considered one period of THz field ('probe' field) at instant τ superimposed on the static electric field applied to the superlattice. Let us intro-

duce the average power absorbed by a carrier ensemble as $P = \int_{\tau}^{\tau+T} I(t)V(t)dt$ where

$I(t)$ is the current and $V(t)=V_{\omega} \cos\omega t$ is the voltage. If the average power, within this period is negative then the THz field is amplified by the superlattice. Average power as a function of time, the superlattice is subject to the probe field at, is presented in Fig. b. We chose the frequency of the probe field smaller than the Bloch frequency (4 THz), which was determined by the applied static voltage and the superlattice period. It is positive right after excitation of carriers in the superlattice, while it changes its sign rapidly and already since $\tau=2$ ps the superlattice has become an active medium with gain for THz radiation. The average power reaches maximum at about $\tau=20$ ps when the photocurrent flowing through the superlattice peaks.

In conclusion, we performed Monte Carlo simulation of transport of optically excited charge carriers in a superlattice and showed that in a static electric field the carrier ensemble remained coherent that, in turn, caused amplification of applied THz radiation.

Acknowledgement. I thank H. G. Roskos and A. Lisauskas for many useful discussions and collaboration. Support by the Scientific program of the Higher School scientific potential support (project 4629) is acknowledged.

- [1] S.A.Ktitorov, G.S.Simin, and V.Ya.Sindalovskii, Sov. Phys. Solid State, **13**, 1872 (1972), [Fiz. Tverd. Tela, **13**, 2230 (1971)].
- [2] A.Lisauskas, *et al.*, Appl. Phys. Lett., 86, 102103 (2005).
- [3] R.W.Hockney and J.W.Eastwood, Computer simulation using particles, McCraw-Hill, New York (1981).
- [4] N.V.Demarina and K.F.Renk, Phys. Rev. B, 71, 035341 (2005).

ОПТИЧЕСКИЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СИСТЕМЫ МАГНЕТИК-ПОЛУПРОВОДНИК ПРИ ПЕРЕХОДЕ 3D-2D.

Ф.А.Пудонин

*Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН,
119991, Москва Ленинский пр. 53*

Магнитные и электронные свойства систем магнетик-полупроводник могут значительно изменяться по мере того, как толщина магнитного слоя уменьшается до единиц нанометров, т.е. когда имеет место переход от 3-мерного (3D) поведения электронных параметров слоев к 2-х мерному (2D). Исследование физических свойств магнитных систем при таком переходе является актуальной задачей, поскольку толщины магнитных слоев, составляющих основу элементов спинтроники (сенсоры магнитных полей, элементы оперативной памяти, магнитные головки, магнитные транзисторы и т.д.) лежат как раз в области перехода 3D-2D [1]. В данной работе методами лазерной эллипсометрии и магнитооптического эффекта Керра (МОКЕ) исследовались оптические и магнитооптические свойства тонких пленок Co и FeNi в диапазоне толщин 1-80 нм.

Магнитные тонкие пленки были выращены методом RF-распыления [2]. В качестве подложек использовался кремний КЭФ-4.5. Все пленки были выращены за один технологический процесс. Для предотвращения воздействия окружающей среды на выращенные пленки наносился защитный слой Al_2O_3 толщиной 1 нм. Во всех выращенных пленках была обнаружена магнитная анизотропия.

При исследовании магнитооптических свойств тонких пленок FeNi было обнаружено, что, начиная с $d_{FeNi} < 6$ нм поле насыщения H_S и коэрцитивное поле H_C начинают резко возрастать, а сигнал МОКЕ – уменьшаться. Аналогичное поведение H_S и H_C наблюдалось и для пленок Co для $d_{Co} < 5$ нм. Для пленок Co было обнаружено, что направление оси легкого намагничивания и поле анизотропии H_A так же зависят от толщины слоя. Обнаруженная зависимость магнитной структуры пленок от их толщины при $d < 5-6$ нм связаны с переходом системы от 3D к 2D. Изменение магнитной структуры пленок при изменении толщины обусловило и появление зависимости ориентации осей легкого намагничивания от толщины. Так, была обнаружена зависимость направления оси легкого намагничивания φ от толщины пленок Co.

Неожиданным явилось обнаружение в пленках FeNi полярной намагниченности (вектор намагниченности перпендикулярен поверхности структуры) для всех толщин. Такой тип намагниченности обычно возникает в толстых слоях пермалоя. Появление полярной намагниченности связано либо с процессами, происходящими на интерфейсе FeNi-Si либо с переходом от неелевского типа доменной стенки пермалоя к блоховскому [1].

При исследовании оптических свойств пленок Co методом лазерной эллипсометрии было обнаружено резкое (в 20 раз) уменьшение мнимой части диэлектрической проницаемости $Im \epsilon$ при $d_{Co} < 5$ нм, которое также было

связано с переходом 3D-2D. Подобное поведение $\text{Im } \epsilon$ наблюдалось не только для магнитных пленок, но и для пленок Al и Cu при толщине менее 10 нм. Более того, для немагнитных пленок переход от 3D к 2D проходил осцилляционным образом, т.е. в диапазоне толщин 3-8 нм наблюдались гигантские осцилляции $\text{Im } \epsilon$ (d) [3].

Обнаруженное резкое изменение магнитной структуры и электронных параметров магнитных пленок при $d < 6$ нм накладывает жесткие требования на технологию изготовления элементов спинтроники, поскольку малая вариация толщины магнитных слоев, возникающая по разным причинам, может привести к значительным изменениям электронных и магнитных параметров структур и тем самым изменить режим работы устройства.

Таким образом при исследовании тонких пленок Co обнаружено резкое изменение электронных (диэлектрической проницаемости) и магнитных параметров (поля насыщения, энергии анизотропии, ориентации оси легкого намагничивания и др.) слоев, связанное с переходом системы от размерности 3D к 2D.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ.

- [1] J. M. Talmadge, J. Gao, M. P. Riley, R. J. Roth, S.-O. Kim, and J. G. Eden, F. A. Pudonin, I. V. Mel'nikov, *Appl.Phys.Lett.*, 84(21), 4197 (2004)
- [2] Л.А.Кузик, Ю.Е.Петров, Ф.А.Пудонин, В.А.Яковлев, *ЖЭТФ*, 105, 215 (1994).
- [3] R.Villagomez, O.Keller, F.Pudonin, *Physical Letters A*, v.235, 6, 629 (1997).

SCALING IN THE INTEGER QUANTUM HALL REGIME: MAGNETOTRANSPORT STUDIES ON InGaAs/InP HETEROSTRUCTURES

B. Pődör

*Budapest Tech, Kandó Kálmán Faculty of Electrical Engineering,
Institute of Microelectronics and Technology, Budapest, Hungary.
Hungarian Academy of Sciences, Research Institute for Technical Physics
and Materials Science, Budapest, Hungary.*

The steps connecting the quantized plateaus in the Hall resistivity ρ_{XY} as well as the peaks of the longitudinal resistivity ρ_{XX} become sharper with decreasing temperature. The scaling theory of the integer quantum Hall effect (IQHE) predicts that a universal critical exponent κ describes the temperature dependence of the linewidth of the ρ_{XX} peaks and the maximum slope of ρ_{XY} between the plateaus, $\Delta B \sim T^\kappa$ and $(d\rho_{XY}/dB)_{\max} \sim T^{-\kappa}$ [1]. Here $\kappa = p/2\alpha$, where p is the inelastic scattering length exponent and α is the localization length exponent. The localization length of the levels near the Fermi energy diverges like a universal power law $\xi \sim |B - B_c|^{-\alpha}$, here B_c is the critical magnetic field corresponding to the singular point in the free electron spectrum of the Landau level at $T = 0$ [1]. At finite but low temperature the characteristic length is the inelastic scattering length $L_{in}(T) \sim T^{-p/2}$.

In a number of experiments, (for reviews see [1,2,3]) it was found that the width of the IQHE transitions shrinks as a power law $\sim T^\kappa$, as stipulated by the theory. Early experiments on InGaAs/InP, and later on other material systems resulted in $\kappa = 0.42 \pm 0.04$, subsequently considered as universal, while other experiments, mainly on GaAlAs/GaAs showed that the κ exponent depends on both doping density and type and is different for transitions between different Landau levels, yielding $0.2 \leq \kappa \leq 1.0$.

The transition from the IQHE state to the insulating state (IP) beyond the $i = 1$ plateau also obeys a scaling law, with striking similarities in the scaling behaviour, showing the same universality class for both types of transition. For the $i = 1$ quantum Hall liquid (QHL)-to-IP transition various values of the scaling exponent ranging from 0.4 to 0.7 have been reported.

The main difference between the two material systems is the type of the dominant electron scattering mechanism. In the GaAs based system long range potential fluctuations prevail. However, in InGaAs/InP the electron scattering is dominated by alloy disorder, which can be described by uncorrelated δ -function potentials used also in the scaling theory.

Here we review the results of temperature scaling experiments [4,5] on the IQHE plateau-to-plateau transitions as well as on the $i = 1$ IQHE plateau-to-insulating phase transition in liquid phase epitaxial (LPE) In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP he-

terostructures. The 2DEG density and mobility were $(0.3-4) \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ and $(2-6) \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ respectively [6].

For the low index Landau levels the temperature scaling behaviour is convincingly demonstrated in Figs. 1 and 2. The values of κ for the transitions between the $N = 0$ and the spin degenerate $N = 1$ Landau levels were in the range of 0.6 to 0.8.

Figs. 3 and 4 show the QHL($i = 1$)-to-IP transition. This transition at $B = B_C$ is determined by the crossing points of the $\rho_{XX}(B)$ curves measured at different temperatures. The $\rho_{XX}(B) = f(|B - B_C| T^{-\kappa})$ scaling law yielded values for κ also in the range of 0.6 to 0.8.

The scaling exponent for the $i = 1$ to 2 plateau-to-plateau transition and for the $i = 1$ Hall plateau-to-insulating phase transition is the same, indicating that both transitions belong to the same universality class. The κ exponent for these transitions in LPE grown InGaAs/InP is definitely larger than the value of ~ 0.42 hitherto considered universal in the literature.

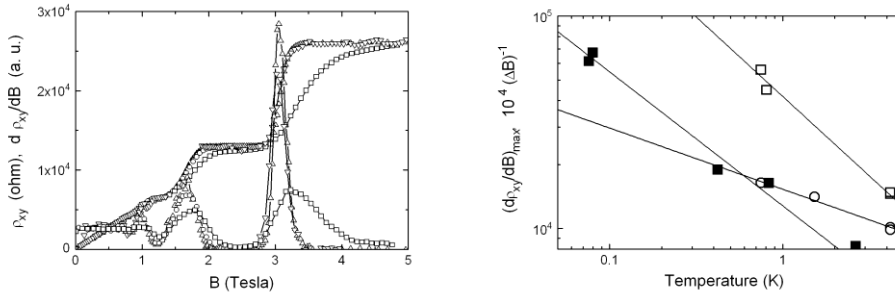


Fig. 1. Hall resistivity ρ_{XY} and its derivative with respect to the magnetic field $d\rho_{XY}/dB$ at temperatures 0.75, 0.81, 1.53, and 4.2 K. $n_s = 1.20 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ and $\mu = 3 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$.

Fig. 2. Maxima of $d\rho_{XY}/dB$ for $N = 0$ (squares) and 1 (circles), and reciprocal halfwidth of ρ_{XX} for $N = 0$ (filled squares) as function of the temperature. For $N = 0$ the maximum slope of ρ_{XY} resulted in $\kappa = 0.75 \pm 0.12$ while the width of the ρ_{XX} peak gave $\kappa = 0.63 \pm 0.08$.

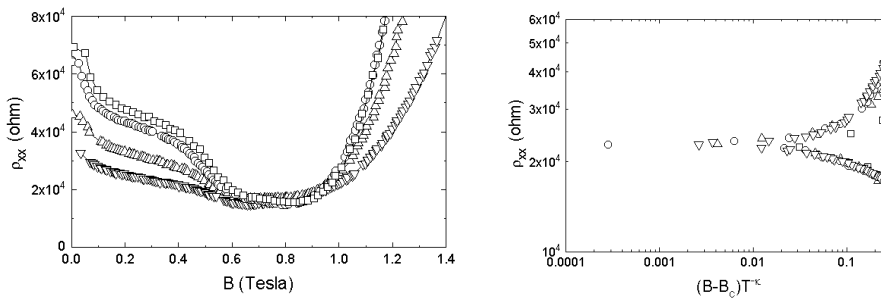


Fig. 3. QHL($i=1$)-to-IP transition in a sample with strong disorder ($n_s = 2.7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$). Down triangles - 800 mK, up triangles - 400 mK, circles - 200 mK, squares - 100 mK.

Fig. 4. Scaling plot of the ($i=1$)-to-IP transition in the appropriate coordinates.

The numerically calculated value of the localization length exponent (which is predicted to be universal) is $\alpha = 2.35 \pm 0.03$ in the lowest Landau level for a potential with short-range correlation. For zero magnetic field $p = 1$ in the "dirty

metal limit" and $p = 2$ for "clean samples" in the Fermi liquid theory. The value of $\kappa = 0.42$, considered universal in the literature, is in accordance with $p = 2$. The κ values found here would indicate larger values of the inelastic scattering rate exponent $p = 2.8$ to 3.7 , at least for the InGaAs/InP system with relatively large disorder. These larger values are in accordance with those obtained in AlGaAs/GaAs structures, where it was found that the actual value of p could be substantially larger in high magnetic fields compared to the theoretical zero-magnetic-field results.

This research was supported by a grant from the (Hungarian) National Research Fund (OTKA) project No. 031763 and No. 048696. The measurements were performed at the Grenoble High Magnetic Field Laboratory under projects No. SE1295, SE3196 and SE2198.

References

- [1] B. Huckestein, *Rev. Mod. Phys.*, **67**, 357 (1995).
- [2] S.L. Sondhi, S.M. Girvin, J.P. Carini, et al., *Rev. Mod. Phys.*, **69**, 315 (1997).
- [3] B. Pődör, in *Mezhdunarodnaya Zimmaya Shkola po Fizike Poluprovodnikov 2004*, St. Petersburg - Zelenogorsk, 21 (2004).
- [4] B. Pődör, Gy. Kovács, G. Remenyi, et al., in *Proc. 12th Int. Workshop on Physics of Semiconductor Devices*, Madras, 2003, Narosa Publishing House, New Delhi, **2**, 1163 (2003).
- [5] B. Pődör, Gy. Kovács, G. Remenyi, et al., to be published.
- [6] B. Pődör, Gy. Kovács, G. Reményi, et al., *Neorganicheskie Materialy*, **37**, 530 (2001); [*Inorganic Materials* **37**, 439 (2001).]

NANO-THERMOELECTRICITY

J.P. Heremans

Ohio State University, 650 Ackerman Road, Columbus, 43202, USA

The efficiency of classical thermoelectric materials is limited because the three transport properties that define it, namely the electrical conductivity, the thermal conductivity and the Seebeck coefficient, are interrelated. When low-dimensional solids, quantum wells, quantum wires or quantum dots, are considered, the dimensionality adds a design parameter that weakens this interrelation, and results in a doubling of the efficiency. This talk will outline the physical mechanisms that result in the superior thermoelectric performance of low-dimensional solids.

The energy efficiency of thermoelectric energy converters is a function of the “Thermoelectric Figure of Merit”, $ZT = T S^2 \sigma / \kappa$, where S is the Seebeck coefficient, σ is the electrical and κ the thermal conductivity of the solid. By shaping the solid at the appropriate length scale, we can selectively decrease the thermal conductivity while affecting the electrical conductivity less. We can also increase the Seebeck coefficient at a given carrier concentration. The different length scales that bear on the problem are the electron and phonon mean free paths, the electron de Broglie wavelength, and the electron phase coherence length. Since these are all of the order of nanometers, the new approach is one of the first successes of the recent research efforts in nanotechnologies.

The talk is focused on experimental results obtained on macroscopic arrays of bismuth, antimony and zinc nanowires with diameters ranging from 200 to 7 nm. We show how size-quantization effects greatly increase S for a given carrier concentration, as long as the diameter of the nanowires remains above 9 nm, below which localization effects start dominating. In a second part, we give data on PbTe nanocomposites, particularly bulk samples containing 30 nm diameter Pb inclusions. These inclusions affect the electron scattering in such a way as to again increase the Seebeck coefficient. We also review the thermoelectric performance of quantum-dot superlattices, which have displayed the record value of ZT (2 at 300 K and 3 at 550 K), double and even triple that of conventional bulk semiconductors.

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ДРУГИЕ ЯВЛЕНИЯ В СТРУКТУРАХ С НЕРАВНОВЕСНЫМИ НОСИТЕЛЯМИ

В.И.Стафеев

ФГУП «НПО «Орион», РФ, 111123 Москва, ш. Энтузиастов 46/2
root@orion.extech.ru

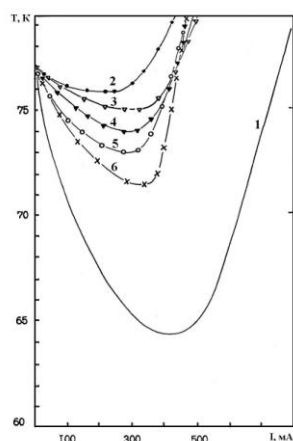
Термоэлектрические явления исследовались в структурах с равновесными носителями и в полупроводниках с созданными освещением неравновесными носителями и возникающая на $p-n$ -переходе термоэдс.

Термоэлектрические явления в структурах с носителями, инжектированными из $p-n$ -перехода при прохождении прямого тока впервые исследованы в 1960 г. [1]. Было предсказано новое явление—перенос тепла инжектированными носителями, рассчитаны коэффициент Пельтье и достижимые перепады температур.

Инжекционный перенос тепла открыт и исследован в 1974 г. в диодах на основе твердого раствора $CdTe-HgTe$ [2]. Экспериментально достигнут перепад температур более $5^{\circ}C$ при температуре жидкого азота.

В 2002 г. рассчитаны [3] зависимости от протекающего пропускного тока и уровня легирования контактирующих полупроводниковых областей коэффициентов Пельте и возникающей разности температур для ряда полупроводниковых материалов (Si, GaAs, InSb, $Ga_{0,47}In_{0,53}As$, $Hg_{0,8}Cd_{0,2}Te$) в области комнатных температур.

Прохождение пропускного тока в диодах с $p-n$ -переходом заключается в рождении электрона на контакте металла с n -полупроводником и дырки на контакте металла с p -полупроводником, прохождением их через барьер $p-n$ -перехода с последующей рекомбинацией. Рождение электронов и дырок и преодоление барьера происходят с поглощением энергии решетки. Эта энергия выделяется в области их рекомбинации.



Эта энергия выделяется в области их рекомбинации.

В диодах с малой длиной диффузионного смещения рекомбинация происходит вблизи $p-n$ -перехода, на котором и выделяется всё тепло, а контакты с металлом охлаждаются — эффект Пельтье. В полупроводниках с длиной диффузионного смещения большей толщины базы рекомбинация происходит на контактах с металлом. $P-n$ -переход охлаждается, а тепло выделяется на контактах с металлом. Знак теплового эффекта противоположен знаку при обычном эффекте Пельтье.

Наши исследования проведены на диодах из $CdHgTe$. P -область слабо легирована, поэтому ток чисто электронный и тепло выделяется на её границе с металлом. На рисунке приводятся результаты исследований термоамперных характеристик инжекционного диода из КРТ (кривая 1—расчет, кривые 2–6—экспериментальные данные для разных диодов). Контакт p -области с металлом поддерживался при температуре 77 К.

В “инжекционных” диодах обеспечивается большой перенос тепла и большой достижимый перепад температур, чем при “обычном” эффекте Пельтье. Использование “инжекционных” диодов обеспечивает возможность создания более эффективных термоэлектрических устройств.

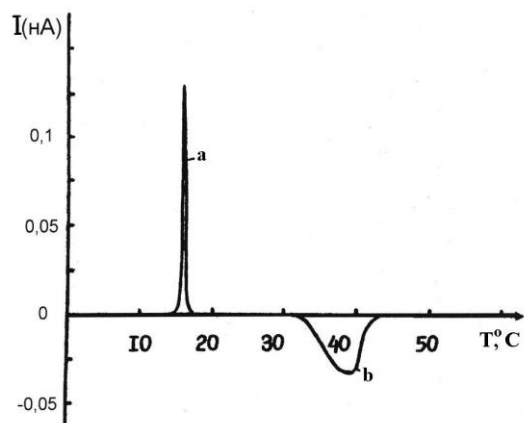


Рис.2. Температурная зависимость разрядного тока при охлаждении (кривая a) и при нагревании (кривая b)

Во всех этих явлениях носителями тока были электроны или дырки. Исследование термоэлектрических явлений в структурах, носителями тока в которых являются большие комплексы атомов или молекул, впервые проведено в [4,5]. Вблизи фазового перехода одна преобладающая фаза сменяется другой. При равновесии разность электрохимических потенциалов фаз компенсируется возникающей на границе разностью электрических потенциа-

лов φ – фазы заряжены. Минимальный размер зародыша новой фазы – фазона $d_o = 3,6/\varepsilon\varphi$ нм.

В электрическом поле фазоны перемещаются от контакта, вблизи которого они формируются к противоположному, у которого они исчезают. Фазоны переносят потраченное на формирование тепло, что приводит к возникновению разности температур.

В гравитационном поле в зависимости от соотношения плотностей фазоны опускаются или всплывают, при этом они переносят электрические заряды и энергию фазового перехода. Это приводит к возникновению разности электрических потенциалов и разности температур. На рис.2 представлена зависимость разрядного тока при фазовых переходах в холестерилкаприлате.

При градиенте температуры фазоны диффундируют и переносят электрические заряды, что приводит к возникновению разности электрических потенциалов.

В водном растворе, содержащем $\sim 10^{-7}$ М NH_4SO_4 между водой и растаивающем слое льда возникает разность потенциалов более 200 В. Разность потенциалов сильно зависит от состава растворённых ионов и может даже сменить положительный знак на отрицательный [6].

[1] В.И.Стафеев, ФТТ, **2**, 438 (1960).
 [2] В.П.Пономаренко, В.И.Стафеев, Труды МФТИ, серия “Радиотехника и электроника”, № 7, 57 (1974).
 [3] K.P.Pipe, R.J.Ram and A.Shakouri, Phys. Rev. B, **66**, 125316 (2005).
 [4] В.И.Стафеев, Сб. Электрические свойства жидких кристаллов. Душанбе, Таджикистан, Ирфон, 5 (1982).
 [5] В.И.Стафеев, ФТП, **21**, 730 (1987).
 [6] T.J.Wirkman, S.E.Reyndlis. Phys.Rev. 78, № 3, 254 (1950).

ОСОБЕННОСТИ МАГНЕТОТРАНСПОРТНЫХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПСЕВДОМОРФНЫХ MODFET ГЕТЕРОКОМПОЗИЦИЙ, СВЯЗАННЫХ СО СТРУКТУРОЙ ПОВЕРХНОСТИ И ИНТЕРФЕЙСОВ ТРАНСПОРТНОГО КАНАЛА

Л.К.Орлов¹, А.Т.Лончаков², Ж.Й.Хорват³, М.Л.Орлов¹

¹ИФМ РАН, Нижний Новгород,

²ИМФ УрО РАН Екатеринбург, Россия

³ИТФМ ВАН, Будапешт, Венгрия

Свойства напряженных многослойных гетероструктур с двумерными транспортными каналами активно обсуждаются в литературе в связи с проблемой высокочастотного полевого транзистора (MODFET) на основе псевдоморфных напряженных гетерокомпозиций как на основе элементов IV группы, так и на основе разнообразных соединений A^3B^5 . Для получения приемлемых электронных транспортных характеристик в таких структурах требуется глубокое понимание технологических причин и физических механизмов, ограничивающих достижение предельной подвижности электронов в канале. В связи с этим важное место в исследованиях занимает совершенствование методик контроля как электронных характеристик, так и параметров двумерных транспортных каналов. Границы разделов структур слоев нанометровой толщины играют важную роль, поскольку они не только приводят к дополнительному рассеянию носителей заряда, но и формируют потенциал внутри наноконпозиции, зачастую определяя свойства электронов и состояния энергетического спектра гетерокомпозиции.

Шероховатость внешней и внутренних границ эпитаксиальной псевдоморфной гетероструктуры оказывает наиболее существенное влияние на электронные и транспортные характеристики слоистой квантовой структуры. Степень корругированности поверхности пластины в значительной степени определяет характер неоднородного потенциала и распределение концентрации носителей заряда в транспортных двумерных каналах, сформированных вблизи поверхности полупроводника. Роль качества интерфейсов, то есть собственных границ каналов, в формировании электронных характеристик двумерной подсистемы обсуждается в литературе уже в течение достаточно длительного времени.

В настоящей работе основное внимание уделяется свойствам реальной Si/SiGe MODFET структуры с Si электронным транспортным каналом в SiGe слое. На основе данных просвечивающей электронной микроскопии и сканирующей зондовой микроскопии обсуждаются характеристики как самого транспортного канала, так и его границ. Используя данные методы для ряда образцов, мы показали, что в исследуемых структурах возможно появление характерной наноструктурной композиции в районе гетерограниц. Это может проявляться, например, в формировании ансамбля локализованных областей в плоскости транспортного канала, имеющих нанометровые размеры и проявляющие свойства нуль-мерных объектов. Данное обстоятельство может

приводить к особенностям, наблюдаемым как в продольной, так и в поперечной проводимости эпитаксиальной структуры. Здесь мы обсуждаем причины отрицательного магнитосопротивления, обнаруженного ранее в Холловских экспериментах в очень слабых магнитных полях, и резонансную структуру вольт-емкостной характеристики, выявленную при электрических измерениях вольт-фарадных характеристик.

Аналогичная неоднородная структура пленки, формирующей проводящий канал, может быть изготовлена также методами электрополировки внешней поверхности образца. Степень неоднородности при этом задается временем травления. Исследование влияния внешней шероховатости на электрофизические и оптические характеристики структуры выявило также явную корреляцию между топологическими характеристиками поверхности и свойствами двумерного электронного газа в структуре.

Работа выполнена при поддержке проекта МНТЦ в рамках договора о российско-венгерском сотрудничестве (проект №15).

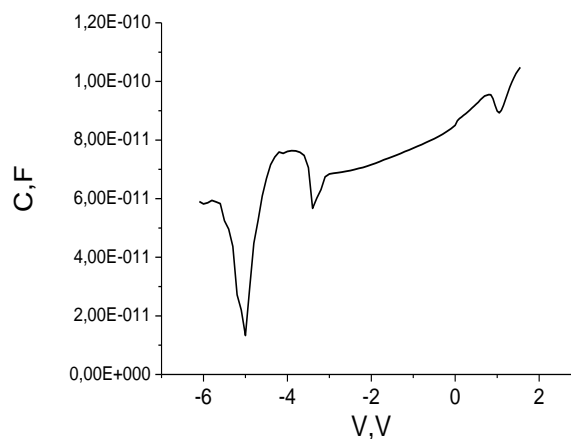
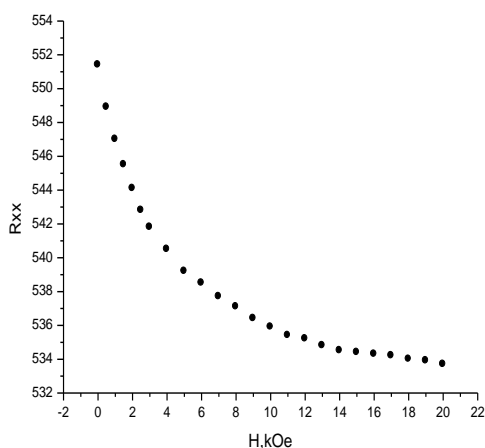


Рис.1. Магнетосопротивление SiGe MOD-FET гетероструктуры при $T = 1.4\text{K}$.

Рис.2. CV характеристика SiGe MODFET гетероструктуры при $T = 80\text{K}$.

Литература.

- [1] Orlov L.K., Horvath Zs.J., Ivina N.L., et.al., Proceed. of the First Int. Workshop on Semiconductor Nanocrystals, SEMINANO2005 Sept.10-12, 2005, Budapest, Hungary, **2**, 329 (2005).
- [2] Orlov L.K., Horvath Zs., Lonchakov A.S., Orlov M.L., Book of Abstr. Int. Conf. "Micro- and Nanoelectronics, ICMNE 2005, Zvenigorod, Russia, 03-20 (2005).

РЕЖИМЫ ГЕНЕРАЦИИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ОДП

М.С. Каган

*Институт радиотехники и электроники РАН,
125009 Москва, ГСП-9, ул. Моховая, 11, корп. 7*

В настоящем сообщении рассмотрены следующие вопросы:

1. Механизмы возникновения отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) в однородных полупроводниках. Рекомбинационная и дрейфовая нелинейность.
2. Флуктуационная неустойчивость однородного распределения поля в полупроводниках с ОДП. Образование движущихся и статических электрических доменов. Роль граничных условий. Экспериментальные результаты для германия с отталкивающими примесями.
3. Пространственные колебания границы домена и их роль в импедансе и шуме. “Поверхностные” волны на границе домена. Экспериментальные результаты для германия, легированного медью. Генерация колебаний в образце со статическим доменом во внешнем резонансном контуре.
4. Режимы генерации в диодах Ганна: пролетный, гибридные (резонансно-пролетные) и режим с ограниченным накоплением объемного заряда (ОНОЗ).
5. Двухчастотная генерация: генерация колебаний с частотой выше пролетной в диодах Ганна с движущимися электрическими доменами. Условия, определяющие частотный диапазон генерации.
6. Устойчивость однородного распределения поля при одновременном нагреве электронов постоянным и переменным электрическим полем. Экспериментальные результаты для диодов Ганна из арсенида галлия.
7. Двухчастотная генерация и режим ОНОЗ: условия реализации этих режимов и переход между ними.
8. Распределенные резонаторные системы. Генерация колебаний с частотой выше пролетной в диодах Ганна с кольцевым резонатором.
9. ОДП и электрические домены в сверхрешетках. Возможный диапазон частот. О реализации “блоховского” генератора.

РАССЕЯНИЕ В КОНЕЧНОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ

В.И.Гребенников

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, greben@imp.uran.ru

Установлены общие особенности движения электронов в суперслоях. Получено точное решение задачи рассеяния монохроматической волны при произвольном числе слоев, в явном аналитическом виде найдена зависимость коэффициента отражения от частоты. Определены количество, энергетическое положение и ширина окон прозрачности в конечной периодической системе, а также области почти полного отражения.

Рассмотрим модель типа Кронига-Пенни, потенциал (или показатель преломления для электромагнитных волн) которой содержит конечное число одинаковых элементов, или периодов (рис. 1). Потенциал принимает два постоянных значения $U_1=0$ и U_2 в слоях толщины x_1 и x_2 соответственно, длина периода повторения $l = x_1 + x_2$. Решение внутри каждого слоя да-

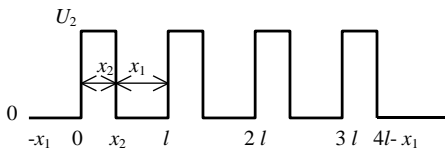


Рис. 1

ется суперпозицией двух плоских волн с волновыми векторами $k = \pm k_j$, $k_j = \sqrt{2(E - U_j)}$, $j = 1, 2$; длина волны де Бройля $\lambda_j = 12.3\text{Å} / \sqrt{(E - U_j)/\text{eV}}$.

Для системы из M пар слоев (периодов) амплитудный коэффициент отражения задается равенством

$$R = \frac{r(p)[1 - \exp(2iMpl)]}{1 - r^2(p)\exp(2iMpl)}. \quad (1)$$

Входящие в (1) коэффициент отражения плоской волны $r(p)$ и зависимость блоховского волнового вектора $p(\omega)$ от энергии электрона (частоты) в бесконечной периодической системе находятся стандартным образом. Структура формулы проста. Слева падает плоская волна и отражается с коэффициентом $r(p)$ от первой границы. Другая волна амплитудой $\exp(iMpl)$ доходит до правой границы среды, от которой отражается с коэффициентом $-r$ и идет назад к первой стенке, изменяя амплитуду еще на фактор $\exp(iMpl)$. Числитель в (1) это просто сумма двух упомянутых волн, знаменатель учитывает многократные отражения от внешних границ. Все характеристики распространения внутри среды входят через дисперсию $p(\omega)$.

Если заменить слоистую среду однородной, например, устремив $x_1 \rightarrow 0$, то (1) переходит в обычную формулу для многократного рассеяния на пластинке толщины Ml плоской волны: $p = k_2$, $r = r' = (k_1 - k_2)/(k_1 + k_2)$. При стремлении числа слоев к бесконечности экспоненциальный фактор $\exp(2iMpl) \rightarrow 0$ исчезает, и мы получаем $R_\infty = r(p)$.

Рассеяние в конечной периодической системе определяется коэффициентом отражения r бесконечной среды и геометрическим фактором $2Mpl$. Результаты точного решения задачи для системы с толщиной слоев $x_1 = 0.6l$,

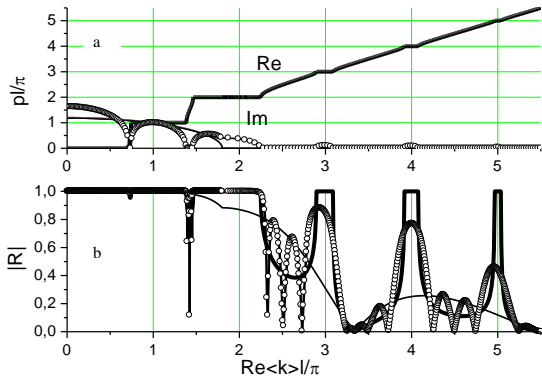


Рис. 2

лочисленных значений аргумента (целое число полуволн в эффективной однородной среде на длине периода l) расположены энергетические щели (запрещенные зоны). Они широкие, если кинетическая энергия ниже потенциального барьера $\langle k \rangle l / \pi < q_0 x_1 / \pi = 1.8$, и узкие – выше барьера. Внутри щелей действительная часть $\text{Re } p l / \pi$ сохраняет постоянные целочисленные значения, а $\text{Im } p > 0$, и волна затухает. Между щелями расположены дисперсионные полосы с незатухающими состояниями, $\text{Im } p = 0$, узкие ниже порога и широкие – выше. Там же тонкой линией показана величина $\text{Im } k_2 x_2 / \pi$.

На нижнем рисунке представлен модуль амплитудного коэффициента отражения от полу бесконечной среды $R_\infty = r$ (сплошная линия) и от системы с четырьмя барьерами R_4 (кружки). Для сравнения показан также коэффициент отражения от одного барьера R_1 (тонкая линия). Внутри щели коэффициент отражения $|r| = 1$ (волна не проходит сквозь бесконечную среду), в полосе $|r| < 1$ (проходит). Заметим, что он близок к 1 под барьером и обращается в нуль вместе с коэффициентом R_1 . Величина $|R_4|$ колеблется вокруг значения $|r|$ и имеет дополнительно $M - 1 = 3$ нулей (точек полного прохождения) в каждой полосе. Ниже барьера ($\langle k \rangle l < 1.8$, внутри двух левых полос на рисунке) тоже существуют окна абсолютной прозрачности, однако они очень узкие и не все заметны в масштабе рисунка.

Отмеченные закономерности рассеяния на конечной периодической структуре носят самый общий характер и присущи монохроматическим волнам любой природы (электронным, радио, оптическим и т. д.). Полученные результаты могут быть обобщены на двух- и трехмерные системы. Приложения для электромагнитных волн – многослойная оптика, фотонные кристаллы. Возможные приложения для электронных пучков – прохождение фотоэлектронов через поверхность вещества при угловой фотоэмиссии [1], спиновая поляризация электронов [2].

Работа поддержана РФФИ, проект 05-02-16087.

[1] V.I.Grebennikov, Europhysic conf. Abstract, **29D**, 76 (2005)

[2] V.I.Grebennikov, MISM, Book of Abstract, 212 (2005)

$x_2 = 0.4l$ и потенциалом равным $U_2 = (q_0 r_B)^2 / 2$ (в атомных единицах, r_B – радиус Бора, $q_0 l / \pi = 3$) приведены на рис. 2 в зависимости от величины действительной части среднего волнового числа $\langle k \rangle l = k_1 x_1 + k_2 x_2$.

Вверху показаны действительная Re и мнимая (Im - кружки) части блоховского волнового числа p . Вокруг целочисленных значений аргумента (целое число полуволн в эффективной однородной среде на длине периода l) расположены энергетические щели (запрещенные зоны).

Они широкие, если кинетическая энергия ниже потенциального барьера $\langle k \rangle l / \pi < q_0 x_1 / \pi = 1.8$, и узкие – выше барьера. Внутри щелей действительная часть $\text{Re } p l / \pi$ сохраняет постоянные целочисленные значения, а $\text{Im } p > 0$, и волна затухает. Между щелями расположены дисперсионные полосы с незатухающими состояниями, $\text{Im } p = 0$, узкие ниже порога и широкие – выше. Там же тонкой линией показана величина $\text{Im } k_2 x_2 / \pi$.

На нижнем рисунке представлен модуль амплитудного коэффициента отражения от полу бесконечной среды $R_\infty = r$ (сплошная линия) и от системы с четырьмя барьерами R_4 (кружки). Для сравнения показан также коэффициент отражения от одного барьера R_1 (тонкая линия). Внутри щели коэффициент отражения $|r| = 1$ (волна не проходит сквозь бесконечную среду), в полосе $|r| < 1$ (проходит). Заметим, что он близок к 1 под барьером и обращается в нуль вместе с коэффициентом R_1 . Величина $|R_4|$ колеблется вокруг значения $|r|$ и имеет дополнительно $M - 1 = 3$ нулей (точек полного прохождения) в каждой полосе. Ниже барьера ($\langle k \rangle l < 1.8$, внутри двух левых полос на рисунке) тоже существуют окна абсолютной прозрачности, однако они очень узкие и не все заметны в масштабе рисунка.

Отмеченные закономерности рассеяния на конечной периодической структуре носят самый общий характер и присущи монохроматическим волнам любой природы (электронным, радио, оптическим и т. д.). Полученные результаты могут быть обобщены на двух- и трехмерные системы. Приложения для электромагнитных волн – многослойная оптика, фотонные кристаллы. Возможные приложения для электронных пучков – прохождение фотоэлектронов через поверхность вещества при угловой фотоэмиссии [1], спиновая поляризация электронов [2].

Работа поддержана РФФИ, проект 05-02-16087.

[1] V.I.Grebennikov, Europhysic conf. Abstract, **29D**, 76 (2005)

[2] V.I.Grebennikov, MISM, Book of Abstract, 212 (2005)

ВЛИЯНИЕ СВЕРХВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ НА ФОРМИРОВАНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ПРОВОДЯЩИХ СОСТОЯНИЙ C₆₀

Г.В. Тихомирова, А.Н. Бабушкин

*Уральский государственный университет, 620083, Екатеринбург,
пр. Ленина, 51*

Исследованиям фуллерена при высоких давлениях в последнее десятилетие посвящено большое число работ. Наиболее подробно изучен интервал давлений до ~20 ГПа. Исследовалась, в основном, структура различных фаз высокого давления. Электрические свойства фуллерена C₆₀ при больших давлениях исследованы крайне недостаточно, а имеющиеся данные носят противоречивый характер. В большинстве работ образцы предварительно спекали при высоких давлениях и температурах (ВДТ), т.е. изучали фактически новый материал, а не исходный в процессе его трансформации давлением. Хотя многие исследователи отмечали, что возникновение тех или иных фаз зависит от времени обработки давлением, сами процессы трансформации фаз фуллерена не изучены. Исследование электропроводности фуллерена в процессе его перестройки давлением и, в частности, релаксации сопротивления при фазовых переходах позволяет изучать трансформацию фаз высокого давления во времени.

В данной работе исследовано сопротивление исходных, предварительно не обработанных образцов C₆₀ в процессе изменения давления и/или температуры при давлениях 15-50 ГПа в интервале температур 77-450 К. Идентифицированы особенности, соответствующие известным из литературы фазовым превращениям фуллерена, и выяснена их последовательность. Изучена кинетика релаксации сопротивления C₆₀ при изменении давления.

В процессе обработки давлением и температурой фуллерен испытывает последовательность фазовых превращений. Эти фазы сильно отличаются как по величине сопротивления (от сотен Ом до сотен МОм), так и по его температурной зависимости. По изменению проводимости обнаруживаются следующие превращения:

1. Переход из «диэлектрического» состояния (с сопротивлением больше 100 МОм) в проводящее. Наличие гистерезиса в барических и температурных зависимостях сопротивления указывает на то, что это фазовый переход первого рода. При не слишком большой длительности обработки давлением этот переход оказывается обратимым.

2. Переход в фазу с низким сопротивлением (~200 Ом) при давлении больше 45 ГПа, который связывается с образованием полимеризованных форм фуллерена. Эта фаза является метастабильной и исчезает после длительной выдержки при этих давлениях.

3. Фаза, полученная после длительной обработки давлением и температурой, имеет полупроводниковые свойства и связывается с переходом C₆₀ в аморфное состояние.

На основании этих данных предложена схема последовательности фазовых превращений фуллерена под действием высоких давлений и/или температур: молекулярный кристалл C_{60} (гцк-структура) \Rightarrow полимерные 2D и 3D проводящие фазы \Rightarrow смесь полимерных и аморфных фаз \Rightarrow аморфная фаза.

Определено время релаксации сопротивления фуллерена после изменения давления (рис. 1): оно составляет ~ 140 мин. и практически не зависит от давления. Зависимость критических давлений от условий и длительности предварительной обработки фуллерена давлением и температурой, а также размытый характер фазовых переходов связываются с большой длительностью этих переходов. Возможно, что именно существование больших времен релаксации приводит к тому, что фазовый состав образцов фуллерена, полученных при предвари-

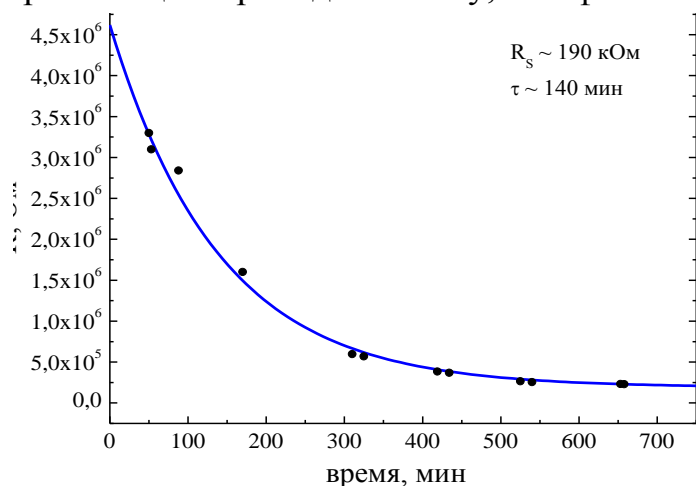


Рис. 1. Зависимость сопротивления C_{60} от времени после увеличения давления от 47 до 49 ГПа. Комнатная температура.

тельных при предварительной обработке ВДВТ, оказывается различным в зависимости от последовательности этих воздействий при одинаковых конечных значениях P и T [1, 2]. Не исключено, что при очень длительной выдержке конечное состояние фуллерена при данных конкретных условиях давления и температуры окажется все-таки одним и тем же.

Данные для C_{60} сопоставлены с проводимостью графита, исследованной при

тех же условиях [3]. Высокое, по сравнению с графитом, сопротивление фуллерена при высоких давлениях, различные времена релаксации и значительное различие температурных зависимостей R показывает, что при давлениях до 50 ГПа в исследованном интервале температур "графитизации" фуллерена не происходит.

Работа выполнена при частичной поддержке фонда CRDF, грант Ek-005-00-X1 в рамках Уральского НОЦ "Перспективные материалы".

[1]. B. Sundqvist, Phys. Status Solidi B, **223**, 469 (2001).

[2] Т.Л. Макарова, Физика и техника полупроводников, **35**, 257 (2001).

[3] G.V. Tikhomirova, A.N. Babushkin, Phys. stat. sol. (b), **235**, 360 (2003).

ГЕНЕРАЦИЯ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА В ВОДНЫХ СУСПЕНЗИЯХ НА ОСНОВЕ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

Ю.В. Рябчиков, А.С. Воронцов, И.А. Белогорохов, Л.А. Осминкина, В.Ю. Тимошенко, П.К. Кашкаров

МГУ им. М.В. Ломоносова, 119899 ГСП-2 Москва, Ленинские горы, физфак
e-mail: yuri_r@vega.phys.msu.ru

В настоящее время кремний и кислород являются наиболее распространенными и хорошо изученными элементами. Оба оказывают важнейшее влияние на жизнь человека: кислород как звено биохимических реакций, а кремний – как наиболее важный технологический материал. Исследование нового типа взаимодействия между этими элементами в их искусственно созданных формах (соответственно синглетный кислород и ансамбли кремниевых нанокристаллов) открывает высокие перспективы для использования синглетного кислорода в области биомедицины [1]. Суть эффекта действия синглетного кислорода на биологические объекты заключается в его высокой окислительной способности, более чем в 1000 раз превосходящей аналогичные значения для обычного (триплетного) кислорода. Целью данной работы являлось исследование процесса генерации синглетного кислорода в водном

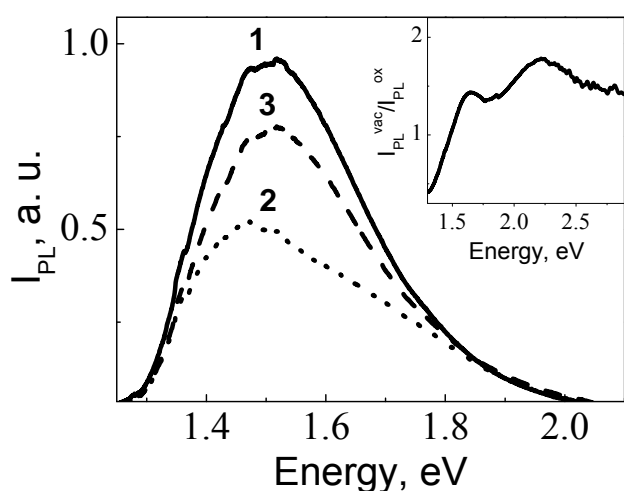


Рис. 1. Спектр ФЛ водного раствора порошка ПК. Кривая 1- вакуум 10 Торр; кривая 2 –давление кислорода 760 Торр; кривая 3 – последующее вакуумирование до 10 Торр.

ПК на 15 мл воды. Исследование генерации синглетного кислорода в растворах ПК проводилось методом фотолюминесценции (ФЛ), которая возбуждалась непрерывным излучением лазера с длиной волны 473 нм. Полученные спектры ФЛ, из которых регистрировались с помощью монохроматора и охлаждаемой CCD-камеры.

На рисунке 1 представлены экспериментально полученные при комнатной температуре спектры ФЛ коллоидных растворов на основе микропористого кремния при различных давлениях кислорода. При адсорбции молекул

растворе пористого кремния (ПК).

Образцы ПК формировались стандартным методом электрохимического травления [2] на пластинах кремния р-типа с удельным сопротивлением $\rho = 12 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Травление проводилось в электролите представляющем собой смесь плавиковой кислоты и этилового спирта в соотношении 1:1. После высушивания на воздухе образцы ПК измельчались в порошок. Далее он смешивался с водой в пропорции 70 мг порошка

кислорода при давлении 760 Торр, наблюдается гашение ФЛ приблизительно в 2 раза (рис. 1, кривая 2) по сравнению с исходным спектром (рис. 1, кривая 1). Это свидетельствует об увеличении вероятности безызлучательной рекомбинации экситонов в кремниевых нанокристаллах в атмосфере O_2 . На кривой 3 представлен спектр ФЛ ПК после вакуумирования до давления 10 Торр. При этом происходит неполное восстановление сигнала ФЛ до уровня примерно 70% от своего начального значения, что, скорее всего, связано с частичным окислением образцов. Таким образом, уменьшение интенсивности сигнала ФЛ можно объяснить наличием безызлучательной рекомбинацией экситонов на дефектах, образующихся при окислении образцов, а также передачей энергии от экситонов к молекулам кислорода. На вставке к рис.1 показана функция гашения, представляющая собой отношение интенсивности ФЛ ПК в вакууме (после откачки кислорода) и интенсивности в атмосфере O_2 . Данное отношение позволяет учесть эффект фотодеградации, т.е. окисления образцов в кислородосодержащей атмосфере под действием излучения. Максимальная величина функции гашения позволяет определить долю энергии переданную молекулам кислорода. Однако в отличие от результатов, полученных для порошков ПК, функция гашения, полученная для коллоидных растворов, имеет два максимума. Один максимум, приходящийся на величину энергии 2.14 эВ, может быть связан с образованием как супероксида, кислородных комплексов O_2^- , так и с образованием димеров молекул кислорода, которые находятся в основном состоянии, и связаны друг с другом за счет Ван-дер-Ваальсовых сил. Образование данных структур наблюдается в основном при давлениях кислорода близких к атмосферному. Для выяснения причины появления этого максимума требуется проведение дальнейших экспериментов, в том числе другими методами. Другой максимум, как и в случае порошков, связан с образованием синглетного кислорода за счет перехода молекул кислорода $^3\Sigma \rightarrow ^1\Sigma$, и соответствует энергии 1.6 эВ.

Работа поддержана программой Минпромнауки Российской Федерации (контракт № 40.012.1.1.1153), ФЦНТП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники» (тема РИ-26/080). Измерения выполнены на оборудовании ЦКП МГУ.

- [1] L.A. Osminkina, Yu.V. Ryabchikov, A.S. Vorontzov, I.A. Belogorokhov, V.Yu. Timoshenko, A.A. Kudryavtzev, P.K. Kashkarov, Book of International Conference Abstracts “Functional Materials”, 325 (2005).
- [2] A.G Cullis, L.T Canham and P.D.J. Calcott, Appl. Phys. Lett., **82(3)**, 909, (1997).

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕНОСА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В СТРУКТУРАХ С КРЕМНИЕВЫМИ НАНОКРИСТАЛЛАМИ В ОКСИДНОЙ МАТРИЦЕ

Ю.В. Рябчиков¹⁾, П.А. Форш¹⁾, В.Ю. Тимошенко¹⁾, П.К. Кашкаров¹⁾,
Э.А. Лебедев²⁾, В.В. Kamenev³⁾, L. Tsybeskov³⁾

¹⁾ МГУ им.М.В.Ломоносова, 119899 ГСП-2 Москва, Ленинские горы, физфак
e-mail: yuri_r@vega.phys.msu.ru

²⁾ ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

³⁾ Department of Electrical and Computer Engineering, New Jersey Institute of
Technology, University Heights, Newark, New Jersey 07102, USA

В настоящее время большой интерес вызывает исследование оптических и электрических свойств структур с кремниевыми нанокристаллами (nc-Si), находящимися в диэлектрической матрице. Это связано с перспективами создания на основе таких структур электронных и оптоэлектронных приборов [1]. Имеющиеся на данный момент работы посвящены в основном исследованию оптических свойств указанных систем. В то же время для успешного создания приборов на основе систем с нанокристаллами кремния нужно выяснить особенности переноса носителей заряда в них. В настоящей работе проведены исследования вольтамперных характеристик (ВАХ) и температурных зависимостей проводимости структур, содержащих один слой нанокристаллов кремния в матрице SiO₂.

Исследованные в работе образцы nc-Si в оксидной матрице получались методом высокотемпературной кристаллизации слоев a-Si/SiO₂ [2]. Исходя из данных рамановской спектроскопии, туннельной микроскопии и дифракции электронов, образцы состояли из кремниевых нанокристаллов диаметром 5 нм, находящихся в оксидной матрице толщиной 10 нм. Образцы формировались на подложке кремния n-типа. Для проведения измерений электрического транспорта на поверхность образца напылялись алюминиевые контакты, а нижним электродом служила сама кремниевая подложка. Измерения проводились в широком температурном интервале (T=100-350 K).

Проведенные исследования показали, что на прямой ветви ВАХ можно выделить три характерных участка. На первом, при напряжениях $U < 0.1$ В наблюдается примерно линейная зависимость силы тока от на-

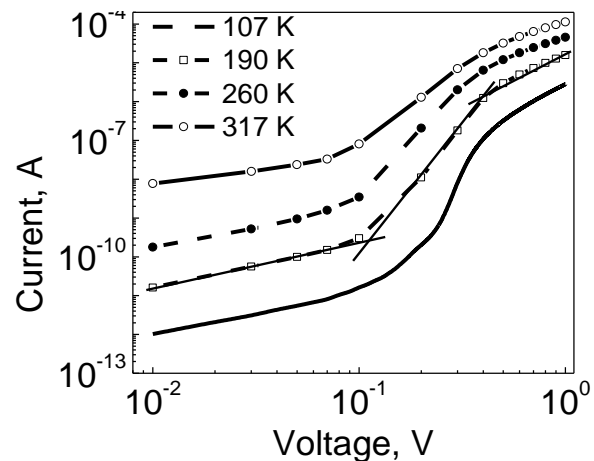


Рис. 1. Прямые ветви ВАХ образцов с nc-Si в двойном логарифмическом масштабе при различных температурах.

пряжения в соответствии с законом Ома. При $0.1 < U < 0.6$ В зависимость описывается соотношением $I \sim V^n$, где $n > 2$, причем показатель степени сильно изменяется с температурой. При напряжениях $U > 0.6$ В сила тока зависит от напряжения согласно соотношению $I \sim V^n$, где $n \approx 2$. Такая зависимость с показателем степени $n=2$ типична для токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ) [3]. Однако выполненные оценки свидетельствуют о том, что в случае объяснения ВАХ прыжковым переносом носителей заряда и токами, ограниченными пространственным зарядом, длина прыжка становится сравнимой с толщиной слоя оксида. Это ставит под сомнение возможность существования ТОПЗ в такой системе. Поэтому более вероятным является перенос носителей заряда путем термоактивированного туннелирования через локализованные электронные состояния кремниевых нанокристаллов. Отклонение ВАХ от вида характерного для туннельного эффекта может быть в этом случае обусловлено влиянием потенциального барьера на границе Si подложки с оксидным слоем. Этот потенциальный барьер, по-видимому, приводит к нелинейной зависимости $I(U)$ и на втором участке ВАХ (в области $0.1 < U < 0.6$ В).

На температурной зависимости проводимости можно выделить два активационных участка. Один, с энергией активации $E_A \approx 0.05$ эВ, наблюдается при низких температурах ($T < 230$ К), другой, с $E_A \approx 0.12$ эВ, наблюдается при $T > 230$ К. Изменение энергии активации может свидетельствовать о разных механизмах проводимости при низких и высоких температурах.

Работа поддержана программой Минпромнауки Российской Федерации (контракт № 40.012.1.1.1153), ФЦНТП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники» (тема РИ-26/080). Измерения выполнены на оборудовании ЦКП МГУ.

- [1] F. Koch, V. Petrova-Koch, J. Non-Cryst. Solids, **198–200**, 840 (1996).
- [2] L. Tsybeskov, K.D. Hirschman, S.P. Duttagupta, M. Zacharias, P.M. Fauchetd, J.P. McCaffrey and D.J. Lockwood, Appl. Phys. Lett., **72**, 43 (1998).
- [3] А. Роуз, Основы теории фотопроводимости, Мир, (1966).

ЭЛЕКТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В МНОГОСЛОЙНЫХ НАПРЯЖЕННЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ Ge/Si С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ 2-ТИПА

А. И. Якимов, А. В. Двуреченский, А. А. Блошкин, А. И. Никифоров,
В. А. Володин, А. В. Ненашев.

*Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск,,
пр. Лаврентьева 13.*

Ранее считалось, что в гетероструктурах Ge/Si(001) с квантовыми точками Ge существуют связанные состояния только для дырок и расположены они в островках Ge, тогда как электроны находятся в делокализованных состояниях зоны проводимости Si. Появление связанных электронных состояний полагалось возможным только при формировании экситонов и их комплексов. Существенным фактором, приводящим к модификации структуры энергетических зон и совершенно не рассмотренным в приведенной выше картине, является неоднородное распределение упругих деформаций в среде, неизбежно сопровождающее формирование самоорганизующихся квантовых точек в процессе эпитаксии упруго напряженных гетеросистем. Работа посвящена экспериментальной и теоретической проверке гипотезы о существовании локализованных электронных состояний в напряженных слоях кремния в окрестности самоорганизующихся квантовых точек германия.

Образцы выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках n^+ -Si с ориентацией (001) и удельным сопротивлением 0.01 Ом·см, легированных сурьмой до концентрации $\sim 10^{19}$ см⁻³. Четыре слоя Ge с толщиной покрытия уменьшающейся от 5.6 монослоев (МС) в первом слое до 3.4 МС в четвертом, вводились внутрь слоя n-Si (концентрация донорной примеси Sb в слое $\sim 5 \times 10^{16}$ см⁻³) на расстоянии 0.5 мкм от подложки. Толщина прослоек Si между первым и вторым, третьим и четвертым слоями Ge составляла 3 нм, между вторым и третьим – 5 нм. Для того чтобы уменьшить искажение связывающего электроны в КТ потенциала потенциалом ионизованной примеси Sb в Si, между последним слоем Ge и верхним покрывающим слоем n-Si вводился нелегированный кремниевый спейсер толщиной 10 нм.

Методом спектроскопии комплексной проводимости обнаружены связанные электронные состояния с энергией локализации ~ 50 мэВ.

Численное моделирование зонной структуры в модели поля валентных сил, с использованием потенциала межатомного взаимодействия Киттинга показало, что волновая функция основного состояния (рис. 1) в такой системе имеет s -образную симметрию и располагается в центральной яме, энергия активации, полученная из численного моделирования составила 58 мэВ, что находится в хорошем согласии с экспериментальными результатами.

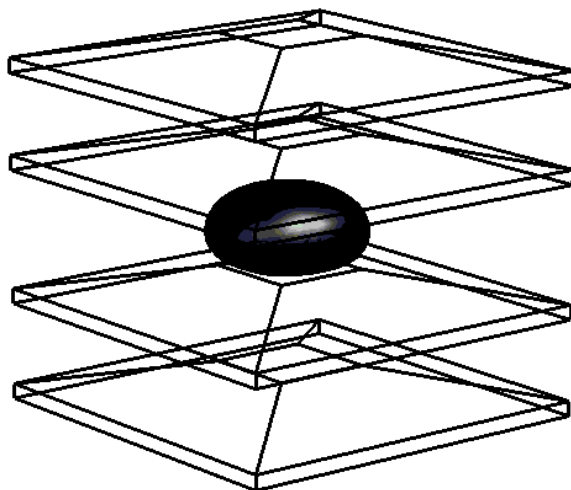


Рис. 1 Волновая функция основного состояния электрона в многослойной структуре Ge/Si с квантовыми точками Ge. Энергия основного состояния 58 мэВ

TRANSPORT EQUATIONS AND MAGNETO-OSCILLATIONS OF ELECTRON-FIELD-INDUCED SPIN POLARIZATION IN 2DEG

Lyapilin I.I., Patrakov A.E.

Institute for Metal Physics; Yekaterinburg; Russia; 620219

The subject of the novel and quickly developing field of spintronics is the transport of electronic spin in low-dimensional systems. Spin transport is strongly affected by a coupling of spin and orbital degrees of freedom. Spin-orbit coupling is envisaged as a possible tool for spin control in electronic devices. In particular, it is possible to generate spin polarization and spin currents by applying electric field. The spin-polarization of 2DEG by dc electric field, one of the manifestations of the magneto-electric effects, has recently become a focus of theoretical [1] and experimental [2] investigation.

Spin-orbit interaction in two-dimensional electron gas (2DEG) confined at GaAs/AlGaAs, GaN/AlGaN arises because of the quantum well asymmetry in the perpendicular [z] direction. The resulting perpendicular electric field leads to the coupling of spin to the electron momentum. The goal of the present paper is to derive general transport equations for the spin-dependent distribution function of 2DEG including the effects of spin-orbital coupling in a perpendicular magnetic field. We investigate spin transport in the presence of spin-orbit coupling of the Bychkov-Rashba type due to structure-inversion asymmetry [3]. We derive the transport equations and energy conservation laws determine the expressions for the spin-polarization. We calculate the magnitude and direction of the electric-field-induced spin polarization. We find that in strong magnetic fields the polarization becomes an oscillatory function of the magnetic field and the amplitude of these oscillation is larger than the polarization at zero magnetic field.

- [1] A. G. Aronov A.G., Lyanda-Geller Y.B., JETP Lett. **50**, 431,(1989); Aronov A.G., Lyanda-Geller Y.B., Picus G.E., Sov.Phys. JETP **73**, 537 (1991); Inoue I., Bauer G.E., Phys.Rev.B **67**, 033104 (2003)
- [2] Kato Y.K., Myers R.C., Gossard A.C., Awschalom D.D., Nature **427**, 50 (2004); Phys.Rev.Lett. **93**, 176601 (2004)
- [3] Bychkov Yu., E.I. Rashba E.I., JETP Lett. **33**, 78 (1984)

QUANTUM HALL EFFECT IN p-Ge/Ge_{1-x}Si_x HETEROSTRUCTURES WITH LOW HOLE MOBILITY

Yu.G. Arapov¹, G.I. Harus¹, I.V. Karskanov¹, V.N. Neverov¹, N.G. Shelushinina¹,
M.V. Yakunin¹, O.A. Kuznetsov², L. Ponomarenko³ and A. de Visser³

¹*Institute of Metal Physics RAS, Ekaterinburg 620219, Russia*

²*Physico-Technical Institute at Nizhnii Novgorod State University, Nizhnii Novgorod, Russia*

³*Van der Waals - Zeeman Institute, University of Amsterdam, The Netherlands*

Abstract. The apparent insulator-quantum Hall-insulator (I-QH-I) transition for filling factor $\nu=1$ has been investigated in p-type Ge/Ge_{1-x}Si_x heterostructures with $\varepsilon_F\tau/\hbar \cong 1$. Scaling analysis has been carried out both for low and high field transition point.

Experimental data are presented for two samples A and B of a multilayered Ge/Ge_{1-x}Si_x p-type heterostructures. The hole density and Hall mobility, as obtained from zero field resistivity ρ_0 and low field Hall coefficient at $T = 4.2\text{K}$, are: $p = 1.3(1.1)\times 10^{11}\text{cm}^{-2}$ and $\mu = 3.6(4.0)\times 10^3\text{cm}^2/\text{Vs}$ ($\rho_0 = 16(15)\text{kOhm}/\square$). From the relation $\rho_0^{-1} = (e^2/\pi\hbar)(\varepsilon_F\tau/\hbar)$ the important parameter, connecting Fermi energy ε_F and elastic mean free time τ may be estimated: $\varepsilon_F\tau/\hbar = 0.8(0.85)$. Thus for investigated samples $\varepsilon_F\tau/\hbar \cong 1$ and we are in a region of conjectural metal-insulator transition, which is seen experimentally in a variety of two-dimensional semiconductor systems [1].

The dependencies of longitudinal ρ_{xx} and Hall ρ_{xy} resistivities on magnetic field B at $T = (1.7 - 4.2)\text{K}$ up to $B = 12\text{T}$ for sample A are shown on Fig. 1a, b. The quantum Hall effect (QHE) plateau number one with corresponding ρ_{xx} minimum at $B \cong 3.5\text{T}$ are well seen in the pictures. The estimation of the hole mobility from the condition $\mu B_{C1} = 1$, where $B_{C1} (= 2.7\text{T})$ is the field where $\rho_{xx} = \rho_{xy}$ (see Fig. 1a), gives $\mu = 3.7\times 10^3\text{cm}^2/\text{Vs}$ in reasonable accordance with low field estimation.

We take notice that at $B < 0.5\text{T}$ positive magnetoresistance due to effect of Zeeman splitting [2] is observed for all temperatures. At fields $B > 0.5\text{T}$ up to QHE ρ_{xx} minimum a background negative magnetoresistance take place with the following peculiarities observed: i) Shubnikov-de-Haas (SdH) oscillation structure with maximum at $B \cong 2\text{T}$ and ii) the ρ_{xx} temperature independent point at $B \cong B_{C1}$ (Fig. 1b). In high-field region the transition from QHE regime to insulator take place in a vicinity of $B_{C2} \cong 7.5\text{T}$ (Fig. 1a).

In a great deal of work ([3] and references therein) low-field temperature-independent point at $B = B_C$ on $\rho_{xx}(B)$ dependence is interpreted as a point of insu-

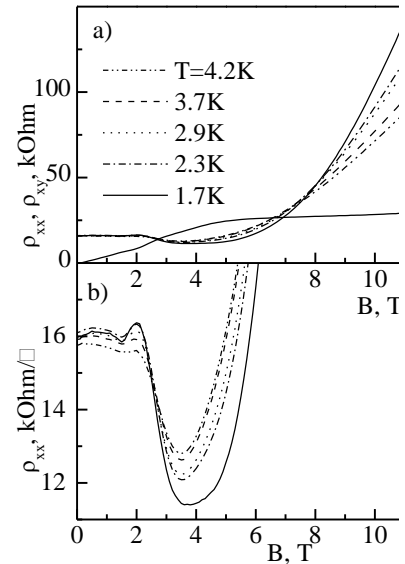


Fig. 1. Longitudinal (at $T = (1.7\div 4.2)\text{K}$) and Hall (at $T = 1.7\text{K}$) resistivities as functions of magnetic field for sample A.

lator-QHE quantum phase transition. A criterion of existence of phase transition is a scaling dependence of $\rho_{xx}(B,T) = f\left(\frac{B-B_c}{T^\kappa}\right)$ in vicinity of B_c with κ being a critical exponent [4]. By plotting $\ln(d\rho_{xx}/dB)_{B=B_c}$ vs $\ln T$, one could obtain κ . Such a situation may realize in a system with genuine (strong) localization, e.g. with variable range hopping conduction at $B = 0$ [5].

But for a system with weak localization we think that it is not the case. The weak localization regime at $k_F l \gg 1$) is in fact the regime of the electron diffusion from one scatter event on impurity to another with some mean free path l . Here a notion of insulating behavior is valid only in a sense that $d\rho/dT < 0$. For such a system there exist another reason for temperature-independent point on $\rho_{xx}(B)$ dependence at $\omega_c \tau = 1$ ($B_{C1} = mc/e\tau$): it is the consequence of interplay of classical cyclotron motion and the electron-electron interaction (EEI) correction $\Delta\sigma^{ee}$ to the Drude conductivity [6].

To distinguish between the two cases in our samples with $\varepsilon_F \tau / \hbar \cong 1$ an analysis of dependence $\left(\frac{d\rho_{xx}}{dB}\right)_{B=B_c}$ on T should be carried out. We have found the nonscaling dependence of $\rho_{xx}(B,T)$ near low-field critical point B_{C1} : $(d\rho_{xx}/dB)_{B=B_c} \sim \ln T$ (Fig. 2a) that is an argument in favor of EEI version [7]. On the other hand, real scaling behaviour of $\rho_{xx}(B,T)$ with critical exponent $\kappa = 0.38$ (compare with theoretical value $\kappa = 0.42$ for spin-split case [8]) takes place in a vicinity of high-field critical point B_{C2} (Fig. 2b).

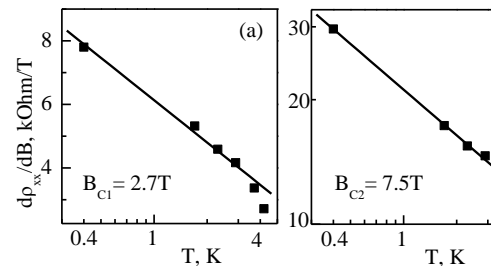


Fig. 2. The first derivative $d\rho_{xx}/dB$ as a function of temperature in a vicinity of low-field (line-log scale) (a) and high-field (log-log scale) (b) critical point.

The work was supported by: Russian Foundation for Basic Research RFBR, grants N 05-02-16206 and N 04-02-16614; program of Russian Academy of Sciences "Low-dimensional quantum heterostructures"; CRDF and Ministry of education and science of Russian Federation, grant Y1-P-05-14 (Ek-05 [X1]); Ural division of Russian Academy of Sciences, grant for young scientists.

- [1] E.A. Abrahams, S.V. Kravchenko et al, *Rev. Mod. Phys.*, **73**, 251 (2001).
- [2] Yu.G. Arapov, V.N. Neverov, G.I. Harus et al, *Low Temperature Physics*, **30**, 1157 (2004); Yu.G. Arapov, V.N. Neverov et al, cond-mat/0404355.
- [3] G.H. Kim, C.-T. Liang, C.F. Huang, **69**, 073311 (2004).
- [4] H.P. Wei, A.M. Chang, D.C. Tsui, M. Razeghi, *Phys. Rev.B*, **32**, 7016 (1985).
- [5] H.W. Yiang, C.E. Johnson, K.L. Wang et al, *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 1439 (1993).
- [6] K.K. Choi, D.C. Tsui, S.C. Palmaateer, *Phys. Rev. B*, **33**, 8216 (1986).
- [7] Yu.G. Arapov, V.N. Neverov, G.I. Harus et al, *Semiconductors* **32**, 649 (1998); Yu.G. Arapov, V.N. Neverov, G.I. Harus et al, cond-mat/0203435.
- [8] S.W. Hwang, H.P. Wei, L.W. Engel et al, *Phys. Rev.B* **48**, 11416 (1993).

SILICON BASED NANOCRYSTAL STRUCTURES FOR MEMORY AND LIGHT EMITTING DEVICES

Zs. J. Horváth

Hungarian Academy of Sciences

Research Institute for Technical Physics and Materials Science

Budapest 114, P. O. Box 49, H-1525 Hungary

e-mail:horvzsj@mfa.kfki.hu

Dielectric layers with embedded semiconductor nanocrystals are widely studied recently, in order to overcome difficulties of non-volatile memory devices connected with technology scale-down, and to develop Si-based light emitting diodes (LEDs). So - although related metal-insulator-semiconductor (MIS) structures can be prepared on any semiconductor substrate - silicon based structures are the most important ones for the technological development.

Information storage in non-volatile memories are based on changing the threshold voltage of field effect transistors (FETs) by appropriate voltage pulses. The actual mechanism is injection of charge by tunneling and its storage in a floating gate or in traps located in the insulator layer. However, the reduction of the dimensions of these FETs is limited mainly due to reliability problems connected with defects in tunneling layer and lateral charge loss. Application of semiconductor nanocrystals embedded in the insulator as charge-storage media, is considered as a possible way for solution of these problems. Memory transistors operating on the basis of other effects, e.g. using phase-change between amorphous and nanocrystalline phases, are also under investigation.

As Si is an indirect semiconductor, preparation of Si-based LEDs is one of the main challenges of present-day optoelectronics. Development of LEDs on porous silicon haven't yield a breakthrough yet. As an alternative, not only visible range electroluminescence, but light amplification has also been demonstrated in semiconductor nanocrystals embedded in a dielectric. However, the exact mechanism of light emission is a hot topic of the field yet.

In this paper the physical background and the present status of this research area - including the methods of preparation and our own results- will be summarized [1,2].

Acknowledgements. Our recent activity in this field is supported in part by the (Hungarian) National Scientific Research Fund (OTKA) under Grant No. T048696, and by the European Commission in the frame of FP6 project SEMINANO No. 505285.

[1] Zs. J. Horváth, *Current Appl. Phys.*, **6**, 145 (2006).

[2] B. Pődör, Zs. J. Horváth, P. Basa (Editors), *Semiconductor Nanocrystals; Proc. First Int. Workshop on Semiconductor Nanocrystals SEMINANO2005, Budapest, Hungary, 1-2*, (2005);
<http://www.mfa.kfki.hu/conferences/seminano2005/> .

THE SPIN-ORBIT EFFECTS IN THE MAGNETOTRANSPORT OF n-DOPED InGaAs/InP QUANTUM WELLS.

S. A. Studenikin, P. T Coleridge, Yu. Guolin, and P. J. Poole.

Institute for Microstructural Sciences, NRC, Ottawa, Ontario K1A-0R6, Canada.

Currently there is a growing interest in spin-orbit phenomena partially due to the spintronics revival and also for the fundamental study reasons with a challenging task to learn how to control and manipulate electron spins in semiconductor structures with gates. It is important to have reliable means to extract spin-orbit interaction parameters, preferably by different methods on the same sample to compare the results. In this work we examine the spin orbit interaction revealed in magnetotransport, in particular, by simultaneous measurements of the weak antilocalization (WAL) effect and beats (spin zeros) in the Shubnikov-de Haas oscillations (SdH) due to the spin-orbit splitting. The main difficulty is that the two above mentioned methods impose opposite requirements on the electron mobility, i.e. the WAL requires disorder which suppresses the low field SdH oscillations where the beats are expected.

A gated InGaAs quantum-well sample has been studied where the spin-orbit interaction is strong and the disorder relatively small ($\mu=6-10 \text{ m}^2/\text{Vs}$ for electron concentration varying from 2.5 to $4.8 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$). [1] In this condition, the spin zeros and the WAL effect can be simultaneously observed in the same sample. To make simultaneous measurements of WAL and spin zeros on a moderate mobility sample, it was necessary to enhance the strength of the spin zeros by tilting the magnetic field. It is known that the spin splitting of the energy levels is not an additive function of the spin-orbit and the Zeeman terms. A simple analytical approximation has been derived to describe the electron energy spectrum in tilted magnetic field originated from the interplay between the Zeeman and spin-orbit effects. The relatively high mobility complicates the analysis of the WAL peak, because the transport relaxation time becomes longer than the spin-orbit scattering time. A new theory has been developed recently to treat the WAL effect in this situation of arbitrary strong field and spin-orbit strength [2]. This theory has not yet been tested on experimental data and the equations are too complicated to feasibly use them in fitting procedure. Because of this we suggest an empirical procedure to extract spin-orbit coupling from the experimental WAL curves. As a result the spin-orbit interaction energy and the electron g^* -factor were extracted from both the position of the spin zeros in tilted fields and the WAL effect, with good agreement between the two sets of results.

[1] S. A. Studenikin, P. T. Coleridge, N. Ahmed, P. J. Poole, and A. Sachrajda, Phys. Rev. B, **68**, 035317 (2003).

[2] L. E. Golub, Phys. Rev. B, **71**, 235310 (2005).

ОПТИМАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОДИОДНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ ТЕЛЛУРИДА КАДМИЯ-ТЕЛЛУРИДА РТУТИ

С.В. Гришин, Я. М. Латыпов.

*ФГУП НПО «Государственный Институт Прикладной Оптики», 420075,
ул.Н.Липатова 2, Казань, Россия*

Одним из основных полупроводниковых материалов, применяемых для изготовления фотоприёмников для средней и дальней ИК областей спектра до настоящего времени являются тройные твёрдые растворы теллурида кадмия-теллурида ртути (КРТ).

Современные фотоприёмные устройства представляют собой структуры, изготовленные не из объёмных монокристаллов, а полученные на основе эпитаксиальных плёнок методом молекулярно-лучевой эпитаксией, с начальной толщиной 20-30 мкм.

В настоящее время специфика материала КРТ и его технология не позволяют получать матрицы и двумерные структуры в виде нескольких линеек с однородными свойствами чувствительных элементов. Наблюдаются значительные разбросы чувствительности, обнаружительной способности, удельного сопротивления между элементами, что приводят к появлению в выходном сигнале так называемого «геометрического шума» - одномерного случайного распределения уровня выходного сигнала с элементов.

При значительной величине «геометрического шума» он может искажать сигналы, поступающие на устройство измерения. Особенно опасно это при низких отношениях сигнал/шум, так как в этом случае затруднено внесение поправок на появляющийся «геометрический шум». Проведенные исследования показали, что с увеличением разброса чувствительности элементов структуры относительно среднего значения «геометрический шум» увеличивается, при этом тем больше, чем выше уровень разброса обнаружительной способности (то есть временных шумов в элементах) и тем меньше, чем выше величина средней обнаружительной способности (то есть, чем меньше собственные шумы элементов структуры).

Нами проведены исследования фотоэлектрических свойств матриц из (4x128) элементов, полученных на основе твёрдого раствора КРТ на область спектра (8-14) мкм. Изучались чувствительность, обнаружительная способность, шумовые характеристики. В результате были сделаны выводы о том, что приемлемое значение «геометрического шума» достигается при максимальном разбросе чувствительности элементов относительно среднего значения не более 16% и максимальном разбросе обнаружительной способности элементов относительно среднего значения не более 15-20%.

Измерения проводились на автоматизированной установке для определения основных параметров фотодиодных структур.

MAGNETORESISTANCE AND HALL COEFFICIENT OF A 2D RASHBA SYSTEM

S.G. Novokshonov¹⁾, A.G. Groshev²⁾

¹⁾*Institute of Metal Physics, Ural Division of RAS, Ekaterinburg,
620219, S. Kovalevskaya str., 18, Russia.*

²⁾*Physical-Technical Institute, Ural Division of RAS, Izhevsk,
426001, Kirov str., 132, Russia*

We consider a two-dimensional degenerate electron gas that moves in a Gaussian δ -correlated random field and an external orthogonal magnetic field. It is assumed that both the Rashba spin-orbit [1], $H_{SOI} = \alpha(\sigma_x \pi_y - \sigma_y \pi_x)$, and Zeeman, $H_Z = g \omega_c \sigma_z / 4$, interactions are the dominant mechanisms of the energy spin splitting. Here α and g are the corresponding couplings; σ_i ($i = x, y, z$) are the Pauli matrices; π_i are the Cartesian coordinates of the kinematic momentum of an electron in a magnetic field; $\omega_c = |e| B / mc$ is the cyclotron frequency.

We have shown that the well known eigenstates of the 2D Rashba electron in an orthogonal magnetic field are characterized by a special motion integral [2]

$$v = \frac{\alpha(\sigma_x \pi_y - \sigma_y \pi_x) + \omega_c \delta \sigma_z}{\sqrt{2m\alpha^2 H_0 + \omega_c^2 \delta^2}}, \quad v^2 = 1, \quad (1)$$

that extends the notion of *helicity* to the $B \neq 0$ case. Here $\delta = (g - 2)/4$ is the relative deviation of the effective Zeeman coupling from its ideal value, $g_0 = 2$, and $H_0 = \pi^2 / 2m + \omega_c \sigma_z / 2$ is the Hamiltonian of the “ideal” ($g = g_0 = 2$) electron in a magnetic field, which commutes with H_Z , H_{SOI} , and with the total Rashba Hamiltonian $H_R = H_0 + v \sqrt{2m\alpha^2 H_0 + \omega_c^2 \delta^2}$.

Using this fact, we have found the relation between the one-particle Green function (GF) of the 2D Rashba electron and the well known GF of an “ideal” electron that is valid in an arbitrary orthogonal magnetic field. It is important that the same relation can be obtained for the disorder averaged Green functions in the self-consistent Born approximation (SCBA) [2]. This allows one to obtain the analytical expressions for the density of states (DOS) and for the conductivity tensor which hold good in a wide range, from the classically weak magnetic fields ($\omega_c \tau \ll 1$) up to the quantizing ones ($\omega_c \tau \geq 1$), where τ is the electron scattering time calculated in the SCBA. Proceeding from the Kubo formula, we have obtained, in contrast to [4], an analytical SCBA expression for the circularly-polarized component of the magnetoconductivity of the 2D Rashba system

$$\sigma = i \frac{|e|c}{B} \left[n - \sum_{s=\pm 1/2} \frac{N_s}{1 - i\mu_s B / c} \right], \quad \text{Re } \sigma = \sigma_{xx}, \quad \text{Im } \sigma = \sigma_{yx}. \quad (2)$$

This expression permit a simple interpretation in the framework of the model of a conductor with two types of current carriers with different mobilities, $\mu_s = |e| \tau_s / m$, and effective concentrations

$$N_s = \left[E_0 + s \left(\Omega_B + \frac{2\omega_c^2 \delta}{\Omega_B} \right) \right] n \left[E_0 + s(\Omega_B - \omega_c) \right], \quad E_0 = E_F + m\alpha^2. \quad (3)$$

Here E_F is the Fermi energy; $n(E)$ is the DOS of an “ideal” electron in an orthogonal magnetic field; $\Omega_B = \sqrt{\Omega^2 + 4\omega_c^2 \delta^2}$, $\Omega = 2k_F \alpha$ are the frequencies of the spin precession in the presence and absence of an orthogonal magnetic field, respectively.

We should emphasize that both the spin-orbit and Zeeman splitting of the electron energy is properly allowed for in these expressions. In particular, we have obtained a simple expression for the k -th node location of the Shubnikov-de Haas (SdH) oscillations beatings

$$B_k = \frac{2mc}{|e|} \frac{\Omega}{\sqrt{(2k+1)^2 - (g-2)^2}}. \quad (4)$$

This equation allows us to determine both the spin-orbit, α , and Zeeman, g , couplings from the measured locations of two different nodes.

Using our results, we have performed both analytical and numerical analysis of the SdH oscillations of the DOS, longitudinal magnetoresistance ρ , and Hall coefficient R_H (see Fig. 1), and as well as of their behavior in the classical fields region.

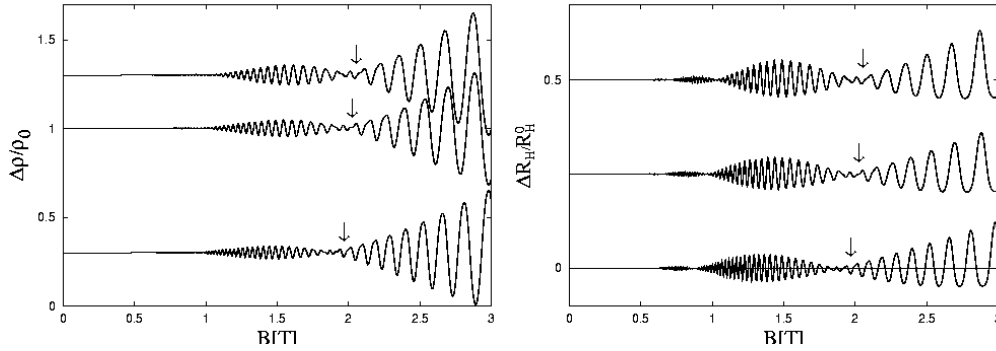


Fig. 1. Plots of the SdH oscillations of the longitudinal magnetoresistance (left panel) and Hall coefficient (right panel) of the 2D Rashba system calculated for the parameters corresponding to the InGaAs/InAlAs-heterostructure [4] for gate voltages $V_g = -0.3; 0.0; +0.3$ V (up to down). The arrows point to $k=1$ node locations measured in paper [4].

This work was supported by the RFBR, project 04-02016614.

- [1] E.I. Rashba, Fiz. Tverd. Tela, **2**, 1224 (1960) [Sov. Phys. Solid. State, **2**, 1109 (1960)].
- [2] S.G. Novokshonov, and A.G. Groshev, cond-mat/0508681.
- [3] X.F. Wang, P. Vasilopoulos, Phys. Rev. B, **72**, 085344 (2005).
- [4] J. Nitta, *et. al.*, Phys. Rev. Lett., **78**, 1335 (1997).

ФОРМИРОВАНИЕ ФЕРРОМАГНЕТИЗМА В ДВУМЕРНЫХ СИСТЕМАХ С СИНГУЛЯРНОСТЯМИ ВАН-ХОВА

Игошев П.А.^{1),2)}, Катанин А.А.²⁾, Ирхин В.Ю.²⁾

¹⁾Уральский Государственный Университет им. А.М.Горького,
620083, Екатеринбург, пр. Ленина, 51

²⁾Институт физики металлов, 620219, Екатеринбург, ул. С.Ковалевской, 18.

Исследуется возможность возникновения ферромагнетизма в основном состоянии двумерной модели Хаббарда со спектром

$$\varepsilon_{\mathbf{k}} = -2t(\cos k_x a + \cos k_y a) + 4t'(\cos k_x a \cos k_y a + 1), \quad t' = 0.45t,$$

который имеет сингулярность Ван-Хова в плотности состояний (такая особенность спектра имеются, например, в недавно открытых слоистых рутенатах и трехмерных слабых зонных магнетиках типа $ZrZn_2$). В обсуждаемых условиях модель Хаббарда может быть сведена к спин-фермионной модели, где рассматривается взаимодействие электрона с полем коллективных возбуждений – спиновых флуктуаций, взаимодействующих друг с другом. Вблизи ферромагнитного упорядочения ($\xi \rightarrow \infty$, где ξ – корреляционная длина спиновых флуктуаций) учитываются только статические коллективные спиновые возбуждения с малым импульсом. Учет взаимодействия коллективных спиновых возбуждений, которым пренебрегается в стандартном анализе спин-фермионной модели [1], является принципиальным для систем со спектром, содержащим сингулярности Ван-Хова.

Величина кулоновского взаимодействия на узле U определяет эффективный пропагатор $\Delta = Um$ поля спиновых флуктуаций при $\mathbf{q} = 0$, где m – намагниченность основного состояния. Для определения критерия ферромагнетизма рассматривается импульсная зависимость неоднородной неприводимой статической восприимчивости и двухчастично-неприводимая вершина взаимодействия коллективных спиновых возбуждений. При значении $\Delta > 0.6t$ неприводимая восприимчивость приобретает максимум при $\mathbf{q} = \mathbf{0}$ (Рис. 1), что является необходимым условием для возникновения ферромагнетизма. Неприводимая вершина взаимодействия коллективных возбуждений становится положительной при $\Delta > \mu$ (Рис. 2), что является более слабым условием по сравнению с максимальностью восприимчивости при $\mathbf{q} = 0$. Таким образом, показано, что при используемом значении $t' = 0.45t$ критерием ферромагнетизма является $\Delta > 0.6t$.

Вычисление полной вершины взаимодействия коллективных спиновых возбуждений в рамках лестничного приближения с последующим переходом к пределу $M \rightarrow \infty$ (где M – число компонент спина) позволяет определить параметры электронного спектра (собственную энергию и спектральные функции) вблизи ферромагнитной неустойчивости.

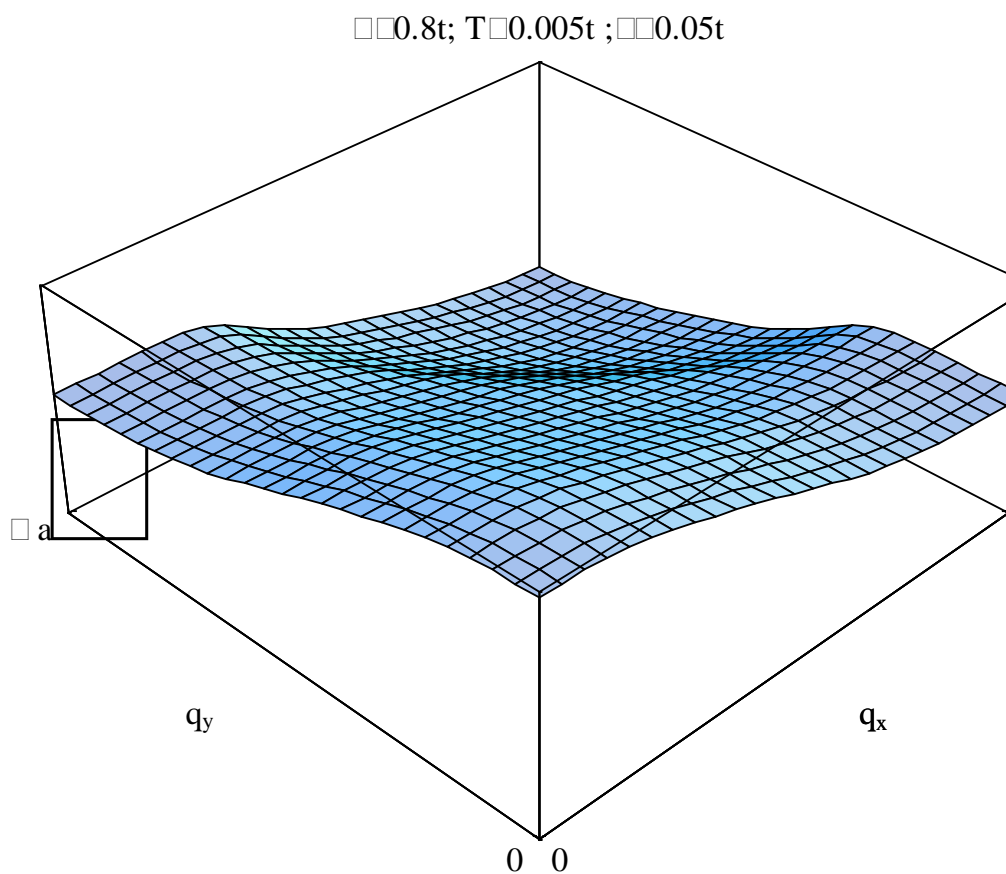


Рис.1. Зависимость неприводимой восприимчивости от волнового вектора в первой четверти зоны Бриллюэна при $\Delta = 0.8t$

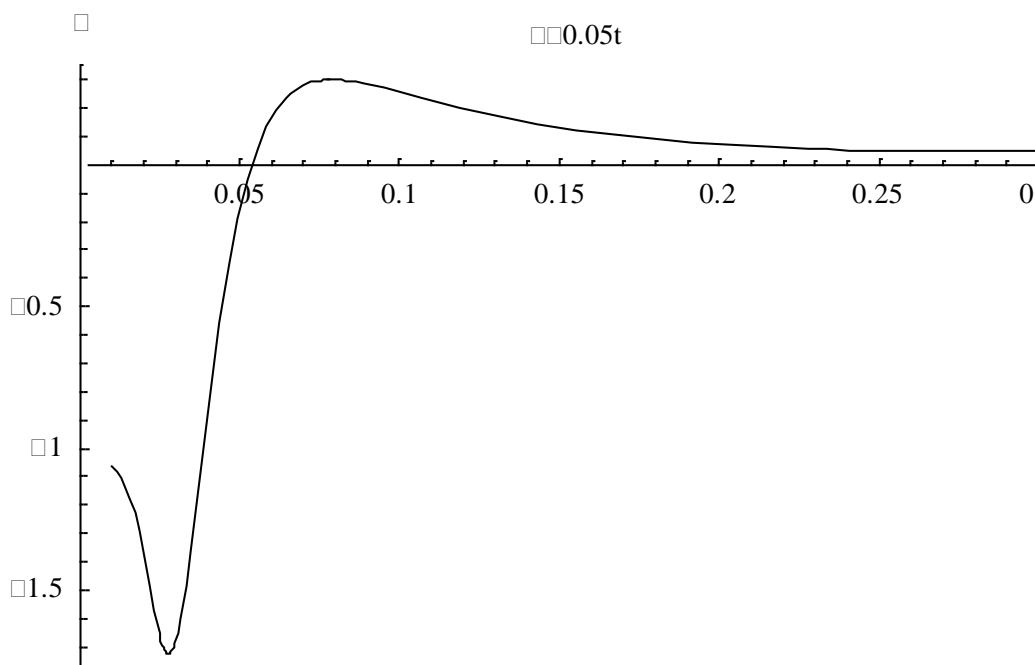


Рис. 2. Зависимость неприводимой вершины Γ от величины Δ , $T = 0$

- [1] J. Schmalian, D. Pines, B. Stojkovic. Phys. Rev. Lett., **80**, 3839 (1998); Phys.Rev. B, **60**, 667 (1999)

ОПТИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА InN

¹⁾Т. А. Комиссарова, ¹⁾Н. Н. Матросов, ¹⁾Л. И. Рябова, ²⁾Т. М. Бурбаев, ³⁾А. И. Белогорохов, ⁴⁾J. Mangum, ⁴⁾T.W. Kim, ⁴⁾O. Kryliouk, ⁴⁾T. Anderson, ¹⁾Д. Р. Хохлов

¹⁾Физический факультет Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, 119992, Москва

²⁾Физический институт им. Лебедева, Ленинский пр. 53, Москва 119991

³⁾Гиредмет, Б. Толмачевский пер., 5, Москва 109017

⁴⁾Department of Chemical Engineering, University of Florida, Gainesville, FL, USA

Нитриды третьей группы являются перспективными материалами для применения в оптоэлектронных устройствах видимого диапазона. На основе твердых растворов InGaN возможно создание высокоэффективных солнечных батарей и светодиодов. Но, если для нитрида галлия хорошо известны параметры энергетического спектра, а также возможности легирования, то для нитрида индия неизвестна даже ширина запрещенной зоны E_g . В различных работах были получены значения E_g , лежащие в интервале (0.6 – 2.0) эВ.

Одной из проблем, возникающих при исследовании свойств InN, является проблема синтеза образцов. Из-за низкой температуры диссоциации нитрид индия не может быть выращен в виде объемных монокристаллических образцов. Для осаждения пленок InN необходимы материалы, параметры кристаллической решетки которых хорошо бы соответствовали параметрам нитрида индия. В настоящее время такие материалы не найдены [1]. В качестве подложек обычно используется сапфир, реже кремний, кроме того применяются буферные слои InN, GaN. Разными группами ведется работа по улучшению структурного качества пленок нитрида индия, изучается влияние используемых подложек и буферных слоев на структурное качество пленок InN. Однако, в сложных структурах материалы подложки и буферных слоев могут вносить существенный вклад в измеряемые электрофизические параметры и оптические характеристики.

Целью настоящей работы стало изучение влияния используемых подложек и буферных слоев на оптические и электрофизические свойства образцов: подложка - буферный слой - нитрид индия. Была сделана попытка разделить возможные вклады этих трех составляющих.

Исследовано несколько десятков образцов пленок InN, полученных методами MOVPE и H-MOVPE. В качестве подложек использовались сапфир (0001), полуизолирующий кремний (100), кремний n – типа с $\rho \approx 6$ Ом·см ориентации (111). Буферными слоями служили слои InN и/или GaN, выращенные в разных условиях.

Измерения температурных зависимостей удельного сопротивления и коэффициента Холла проведены в интервале температур (300 – 4.2) К в

магнитном поле 600 Э в конфигурации Ван дер Пау, спектры фотолюминесценции исследованы при комнатной температуре, температурные зависимости спектров фотолюминесценции сняты в интервале температур (100 – 4.2) К.

Обнаружено, что существенное влияние как на электрофизические, так и оптические свойства, оказывает подложка из кремния, а также буферный слой GaN.

Анализ экспериментальных результатов позволяет предположить, что в исследованных образцах на гетерограницах Si-InN или GaN-InN барьер Шоттки либо отсутствует, либо является туннельно прозрачным. Это приводит к необходимости учитывать вклады Si и GaN в измеряемые электрофизические параметры. В частности, в образцах, выращенных на кремнии или с использованием буферного слоя из GaN, наблюдалась сильная температурная зависимость сопротивления и коэффициента Холла, которая может быть объяснена с помощью модели двух типов носителей, где один тип носителей связан с InN, второй – с подложкой или буферным слоем. В пленках InN, выращенных на сапфире без буферного слоя нитрида галлия, электрофизические параметры от температуры не зависят.

Спектры фотолюминесценции всех исследованных образцов представляют собой широкую линию (700 - 1200) мэВ, которую в ряде случаев можно разложить на несколько пиков. При этом в образцах, выращенных на кремнии, появляются дополнительные полосы, связанные непосредственно с фотолюминесценцией кремния, а также с уровнями индия или галлия в кремнии. Кроме того, нельзя исключить диффузию кремния и/или галлия непосредственно в пленку нитрида индия, что также может приводить к модификации спектров люминесценции.

Таким образом, было показано, что при подборе подложек и буферных слоев с целью улучшения микроструктуры пленок InN, необходимо учитывать их возможное влияние на измеряемые характеристики образцов. Проблема разделения вкладов от различных частей сложных структур не всегда может быть разрешена однозначно.

[1] B. Maleyre, S. Ruffenach, O. Briot, B. Gil, A. Van der Lee, *Superlattices and Microstructures*, **36**, 517 (2004)

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОДНОСТЕННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК РАЗНОЙ СТЕПЕНИ ОЧИСТКИ

ПРИ ДАВЛЕНИИ ДО 50 ГПа

Нарыгина О.В.¹⁾, Бабушкин А.Н.¹⁾, Волков Я.Ю.¹⁾, Образцова Е.Д.²⁾

¹⁾Уральский государственный университет им. А.М. Горького, 620142, Екатеринбург, ул. Ленина, 51. E-mail: olga.narygina@mail.ru,

²⁾Институт общей физики РАН, 119991, Москва, ул. Губкина, 38.

Благодаря своим необычным механическим и электрическим свойствам, открывающим широкие перспективы прикладного использования, одностенные углеродные нанотрубки (ОУНТ) по-прежнему являются одним из основных объектов исследования современной физики. Не смотря на большое число экспериментальных и теоретических работ по изучению ОУНТ, многие вопросы, касающиеся свойств и структуры данного материала, а также вопросы, связанные с трудностями технического характера, остаются открытыми.

В данной работе мы провели исследование влияния процентного содержания ОУНТ в образце на характер изменения его электрических характеристик при давлениях до 50 ГПа.

Для исследования электрических свойств образцов ОУНТ в условиях давлений до 50 ГПа использовалась камера высокого давления (КВД) с наковальнями, изготовленными из синтетических поликристаллических алмазов "карбонадо". Эти наковальни хорошо проводят электрический ток, и их сопротивление не зависит от давления и температуры [1].

Исследованы образцы ОУНТ двух типов: полученные методом термического распыления графита (содержание ОУНТ ~ 40%) и методом HiPco (содержание ОУНТ ~ 90%).

Построены и проанализированы температурные зависимости сопротивления образцов ОУНТ при давлениях от 22 до 50 ГПа, а также барические зависимости энергии активации образцов для двух температурных интервалов.

Результаты проведенных исследований показали, что процентное содержание ОУНТ в образце, несомненно, влияет на характер изменения его электрических свойств под действием высоких давлений. Причем, чем чище образец, тем более детально можно проследить эти изменения.

Работа выполнена при поддержке гранта CRDF EK-005[REC-005]

[1] Волкова Я.Ю., Бабушкина Г.В., Бабушкин А.Н., Сб. научных трудов, Ин-т теплофизики УрО РАН, **5**, 198 (2001).

ГАЛЬВАНОМАНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.Г. Песчанский¹⁾, Р.А.А. Хасан²⁾

¹⁾ *Физико-технический институт низких температур им. Б.И.Веркина НАН Украины, пр. Ленина, 47, Харьков-61103, Украина.*

²⁾ *Харьковский национальный университет им. В.Н.Каразина, пл. Свободы, 4, Харьков-61077, Украина.*

Гальваномагнитные явления (ГМЯ) в вырожденных проводниках в сильном магнитном поле \mathbf{H} , когда частота обращения электрона проводимости ω_c значительно превышает частоту их столкновений $1/\tau$, чувствительны к виду их электронного энергетического спектра [1,2] и были успешно использованы для восстановления топологии поверхности Ферми (ПФ) металлов с помощью экспериментального исследования анизотропии их магнитосопротивления (МС). Условие сильного магнитного поля ($\gamma = 1/\omega_c\tau \ll 1$), необходимое для решения обратной задачи восстановления электронного энергетического спектра по экспериментальным данным, оказалось вполне достижимым в ряде комплексов с переносом заряда, обладающих слоистой структурой. Для слоистых проводников характерна резкая анизотропия их электропроводности. Электропроводность поперек слоев в органических проводниках на три порядка, в манганитах на четыре порядка, а в графите даже на пять порядков меньше электропроводности вдоль слоев. По-видимому, это связано с резкой анизотропией скоростей носителей заряда $\mathbf{v} = \partial\varepsilon(\mathbf{p})/\partial\mathbf{p}$, т.е. их энергия $\varepsilon(\mathbf{p})$ слабо зависит от проекции импульса $p_z = \mathbf{p}\mathbf{n}$ на нормаль к слоям \mathbf{n} , а скорость поперек слоев $v_z \leq \eta v_F \ll v_F$ много меньше характерной скорости вдоль слоев v_F .

Во всех названных выше слоистых структурах при весьма низких температурах отчетливо наблюдаются квантовые осцилляционные эффекты де Гааза - ван Альфена и Шубникова - де Гааза при различных ориентациях магнитного поля относительно слоев (см., например [3]). Это свидетельствует о том, что систему носителей заряда уместно считать вырожденным газом квазичастиц и, по крайней мере, один лист ПФ $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_F$ представляет собой слабогофрированный цилиндр.

Мы рассмотрим ГМЯ в слоистых проводниках с квазидвумерным электронным энергетическим спектром произвольного вида.

ПФ слоистого проводника открыта и может быть сконструирована с помощью топологически простых элементов в виде слабогофрированных цилиндров и гофрированных плоскостей, изолированных либо попарно соединенных перемычками. Для определенности будем полагать, что в случае многолистной ПФ она состоит из гофрированного цилиндра и гофрированных плоскостей с произвольной гофрировкой в плоскости $p_x p_y$. Оси p_x и p_y направим так, чтобы электрон совершал в p - пространстве финитное движение вдоль оси p_x . Наличие этой группы носителей заряда в дополне-

ние к электронам проводимости, состояния которых принадлежат гофрированному цилиндру, существенно влияет на зависимость от магнитного поля кинетических коэффициентов, в частности компонент тензора электропроводности σ_{ij} , связывающих плотность тока с электрическим полем \mathbf{E} .

Если угол θ между магнитным полем и нормалью к слоям близок к $\pi/2$, то сечения плоскостью $p_H = \mathbf{p}\mathbf{H}/H = \text{const}$ гофрированного цилиндра настолько сильно вытянуты, что электрон не успевает за время свободного пробега совершить полный оборот. Если гофрировка плоского листа ПФ вдоль оси p_y по крайней мере не меньше гофрировки вдоль оси p_z , то его сечения также сильно вытянуты вдоль оси p_z . При $\theta = \pi/2$, открытые электронные траектории в p -пространстве изменяют свое направление, а замкнутые сильно вытянутые траектории разрываются на пару открытых вдоль оси p_z . При этом сопротивление току поперек слоев линейно растет с магнитным полем при $\eta^{1/2} \ll \gamma \ll 1$, а с дальнейшим увеличением магнитного поля при $\gamma \leq \eta^{1/2}$ линейный рост сменяется квадратичным ростом.

При обратном соотношении между величиной гофрировки плоского листа ПФ вдоль осей p_y и p_z происходит существенное изменение МС при вращении магнитного поля в плоскости слоев, когда вектор \mathbf{H} отклонен от оси x -ов на малый угол φ . При $\varphi = 0$ и $\theta = \pi/2$ электроны, состояния которых принадлежат слабогофрированному цилиндру, дрейфуют в плоскости слоев, а вдоль оси z их движение финитно. Электроны, состояния которых принадлежат плоскому листу ПФ дрейфуют вдоль направления магнитного поля и также вдоль оси z . Таким образом все диагональные компоненты тензора электропроводности практически не зависят от величины магнитного поля, а сопротивление проводника при любом направлении плотности тока имеет такой же порядок величины, как и в отсутствие магнитного поля. В результате зависимость МС от ориентации сильного магнитного поля при $\varphi=0$ и $\theta = \pi/2$ имеет глубокий минимум, а при θ , существенно отличным от $\pi/2$, сопротивление току поперек слоев имеет острые максимумы, расстояния между которыми содержит информацию о форме поверхности Ферми.

Важную информацию об энергетическом спектре носителей заряда могут дать измерения поля Холла. Совместное исследование МС и поля Холла при различных ориентациях плотности тока в плоскости слоев позволяет определить все компоненты тензора электропроводности с точностью до малых поправок по параметру квазидвумерности η электронного энергетического спектра и определить вклад в электропроводность различных групп носителей заряда.

[1] И.М. Лифшиц, В.Г. Песчанский. ЖЭТФ, **35**, 1251 (1958)

[2] И.М. Лифшиц, В.Г. Песчанский. ЖЭТФ, **38**, 138 (1960)

[3] M.V. Kartsovnik, Chem. Rev., **104**. 5737 (2004).

НЕСТАЦИОНАРНАЯ ИНЖЕКЦИЯ КАК ПРИЧИНА ВОЗБУЖДЕНИЯ ТГц ГЕНЕРАЦИИ В СТРУКТУРАХ SiGe/Si.

М.С. Каган¹, И.В. Алтухов¹, В.П. Синис¹, С.К. Папроцкий¹, И.Н. Ясиевич²,
Дж. Колодзей³

¹*Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия*

²*Физико-технический институт РАН, С.Петербург, Россия*

³*Университет штата Делавер, Ньюарк, США*

В структурах SiGe/Si с оптическим резонатором при напряжении U выше некоторого порогового (300–1500 В для разных образцов) может возникать стимулированное ТГц излучение [1]. Это излучение связывается с внутрицентровыми оптическими переходами между резонансным и локализованными состояниями акцепторов центров, аналогично наблюдавшемуся в одноосно сжатом p-Ge [1]. Ранее было обнаружено, что в одном и том же образце может существовать два режима возбуждения эмиссии [2]. Первый режим существует из-за термической ионизации доноров в подложке, вызванной джоулевым нагревом слоя SiGe. В результате, из-за компенсации акцепторов в КЯ меняется положение уровня Ферми за счет инжекции электронов из подложки. Это улучшает условия для внутрицентральной инверсии. Во втором случае эмиссия может возникать при малых полях ~ 100 В/см, когда ток через образец практически отсутствует. В этом случае возбуждение генерации зависит как от условий на поверхности, так и от условий на контактах.

Проблема, каким образом возбуждается стимулированное излучение в напряженных структурах SiGe/Si состоит в следующем. Ситуация в этих структурах существенно отличается от деформированного p-Ge. В p-Ge инверсия заселенности акцепторных состояний возникает за счет ударной ионизации акцепторов, которые изначально были частично компенсированы. Поэтому при низких температурах и в слабых полях концентрация свободных носителей очень мала. Свободные дырки возникают именно из-за ударной ионизации, в результате которой основное состояние акцептора опустошается, а резонансное частично заполняется за счет обмена со свободной зоной. В наших структурах акцепторы не компенсированы и уровень Ферми, как показывает эксперимент и расчет [2], находится у края валентной зоны. В этом случае концентрация свободных электронов оказывается того же порядка, что и концентрация примесей. Поэтому получить инверсную заселенность резонансных состояний практически невозможно. С другой стороны, в диапазоне использованных в эксперименте напряжений ударная ионизация вообще не наблюдается. Это связано с тем, что в наших структурах энергия связи мелких акцепторов в сплаве SiGe, в котором доля Ge составляет 7-15 %, значительно больше, чем в Ge; по расчету она составляет ~ 27 мэВ. Поскольку стимулированное излучение наблюдается на опыте, и имеются экспериментальные указания, что его причиной является

внутрицентровая инверсия, возникает вопрос, каким образом она реализуется.

Исследовалась эволюция во времени интенсивности излучения и тока через структуру. На переднем фронте импульса напряжения наблюдались следующие явления: возникновение затухающих осцилляций, появление отрицательного тока, задержка возбуждения ТГц излучения во времени, зависящая от величины приложенного напряжения. Эти явления связываются с нестационарной инжекцией носителей из контакта и возбуждением волн пространственного заряда [3]. Прежде всего, это подтверждается видом вольтамперной характеристики $j \sim U^{3/2}$. Такая зависимость типична для инжекционных токов при наличии ловушек. Происхождение отрицательного тока объясняется выносом носителей заряда электрическим полем за пролетное время L/v (L – длина образца, v – скорость дрейфа), которое меньше времени релаксации объемного заряда, вследствие чего ток через образец определяется диффузионным током, направленным в сторону, противоположную приложенному напряжению. Затухающие осцилляции тока (и излучения) вызваны возбуждением дрейфовых волн объемного заряда, что подтверждается независимостью периода осцилляций от времени.

Роль инжекции подтверждена также с помощью зондовых измерений. Для этого между токовыми контактами наносился дополнительный электрод. В зондовом напряжении наблюдался максимум с задержкой по времени, зависящей от расположения зонда и обратно пропорциональной приложенному напряжению, демонстрирующий дрейф пакета инжектированных носителей.

Полученные результаты показывают, что основной причиной возбуждения ТГц генерации в режиме малых токов является нестационарная инжекция неравновесных носителей заряда. В этом случае опустошение основного состояния примесей может достигаться либо за счет выноса основных носителей электрическим полем, либо за счет инжекции неосновных носителей.

Работа была поддержана РФФИ (гранты 04-02-16891, 05-02-08159, 05-02-17880), Программой РАН “Низкоразмерные квантовые структуры”, EOARD (грант МНТЦ 2205р) и CRDF (грант RP2-2552-MO-03).

- [1] М.С. Каган, И.В. Алтухов, В.П. Синис, Е.Г. Чиркова, И.Н. Яссиевич, Дж. Колодзей, Радиотехника и электроника, **48**, 1137 (2003).
- [2] I.V. Altukhov, E.G. Chirkova, V.P. Sinis, M.S. Kagan, R.T. Troeger, S.K. Ray, J. Kolodzey, A.A. Prokofiev, M.A. Odnoblyudov, I.N. Yassievich, Physica B, **340-342** (2003).
- [3] R.A. Suris, B.I. Fouks, Sov. Phys. Semicond., **14**, 1507 (1980).

РЕЛАКСАЦИЯ ФАЗЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.В.Германенко¹, Г.М.Миньков², И.В.Горный³, О.Э.Рут¹, В.А.Ларионова¹

¹НИИ ФПМ Уральского государственного университета им. А.М.Горького,
Екатеринбург, 620083, пр. Ленина, 51

²ИФМ УрО РАН, 620219 ГСП-170 Екатеринбург, ул.С.Ковалевской, 18

³Institute für Nanotechnologie, Forschungszentrum Karlsruhe, 76021 Karlsruhe,
Germany

Интерференционная квантовая поправка к проводимости является результатом конструктивной интерференции электронных волн, распространяющихся по одинаковым замкнутым траекториям в противоположных направлениях. Ключевую роль здесь играет время (или скорость) неупругой релаксации фазы, которая выключает часть траекторий из интерференции, влияя тем самым на абсолютное значение интерференционной поправки. Каким же образом находится время сбоя фазы экспериментально? Обычно для этого используется формула Хиками-Ларкина-Нагаоки (ХЛН) [1]. С помощью этого выражения экспериментаторы описывают форму аномального отрицательного магнитосопротивления, вызванного подавлением интерференционной квантовой поправки, а величину времени сбоя фазы, входящую в формулу ХЛН, используют как подгоночный параметр. Строго говоря, величина найденная из такой процедуры не должна совпадать с величиной в нулевом магнитном поле. Это связано с тем, что выражение ХЛН не учитывает зависимость скорости релаксации фазы от магнитного поля. Физически такая зависимость вызвана тем, что магнитное поле, выключая длинные траектории из интерференции, одновременно выключает процессы с малой передачей энергии, что таким образом должно приводить к росту времени сбоя фазы с ростом магнитного поля.

В настоящей работе мы приводим результаты детального исследования влияния магнитного поля на скорость релаксации фазы. Мы показываем, что магнитное поле, уменьшая скорость релаксации фазы, делает зависимость магнитосопротивления от магнитного поля более плавной и, вообще говоря, не совпадающей по форме с формулой ХЛН. Тем не менее, стандартная обработка кривых магнитосопротивления, полученных в результате компьютерного, с помощью формулы ХЛН показывает, что процедура подгонки дает величину времени сбоя фазы близкую к времени в нулевом магнитном поле с точностью около 25% в интервале температур 0.4-10 К

Работа поддержана грантами РФФИ 03-02-16150 и 04-02-16626, CRDF (ЕК-005-X1 и Y1-P-05-11), INTAS (1B290).

[1] S.Hikami, A.I.Larkin, and Y. Nagaoka., Prog. Theor. Phys., **63**, 707 (1980).

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НИЗКОРАЗМЕРНЫХ УГЛЕРОДНЫХ СТРУКТУР ИНТЕРКАЛИРОВАННЫХ БРОМОМ

Т.И. Буряков¹, А.И. Романенко¹, О.Б. Аникеева¹, А.В. Окотруб¹,
Н.Ф. Юданов¹, А. С. Котосонов²

¹Институт Неорганической Химии им. А.В. Николаева СО РАН г. Новоси-
бирск ул. Николаева, 2, 630090

²ФГУП "НИИграфит", Москва ул. Электродная 2, 111524

Целью данной работы являлось исследование зависимостей удельного электросопротивления от температуры $\rho(T)$ (от 4.2 до 750 К), относительного магнитосопротивления от поля $\rho(H)/\rho(0)$ (от 0 до 11000 Э) при температуре 4.2 К и константы Холла, для многослойных углеродных бромированных нанотрубок и квазидвумерного графита интеркалированного бромом.

Бромирование проводилось при комнатной температуре в парах Br_2 в течение недели. В дальнейшем материал помещался в ампулу на несколько месяцев для полного и однородного насыщения образцов бромом. Из бромированного материала вырезались объемные образцы с характерными размерами: длина $\sim 1 \div 3$ мм, ширина $\sim 0.1 \div 0.9$ мм, толщина $\sim 0.01 \div 0.1$ мм. Измерения проводились четырех- и шести- контактными методами.

На рис. 1 представлены графики $\rho(T)$ для многослойных углеродных исходных и бромированных нанотрубок. На рисунке по левой шкале отложены значения электросопротивления для бромированных нанотрубок, по

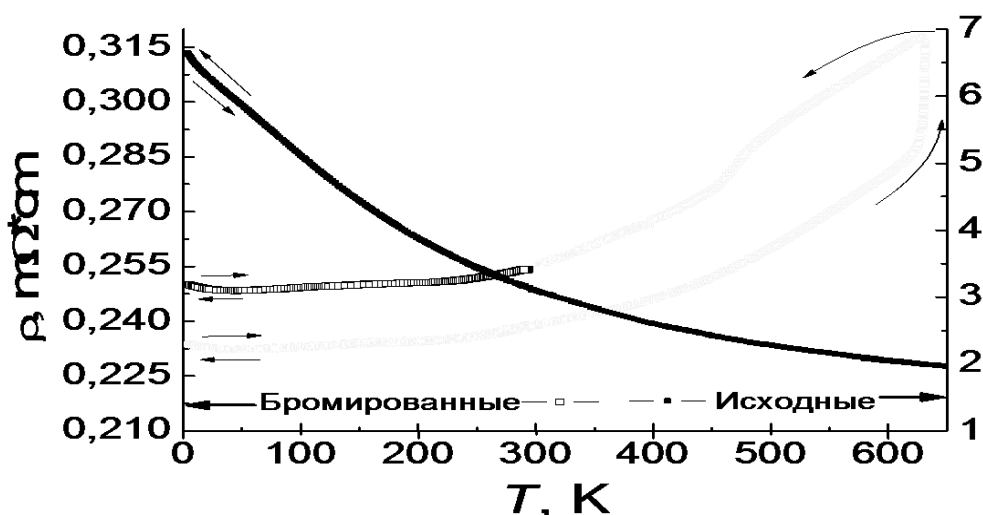


Рис. 1: Зависимости удельного электросопротивления от температуры для многослойных углеродных исходных и бромированных нанотрубок

правой для - исходных. Для многослойных углеродных нанотрубок значения электросопротивления при нагреве и охлаждении совпадают. Для бро-

мированных нанотрубок значения электросопротивления совпадают при температурах ниже 390 К, при нагреве выше этой температуры и охлаждении значения изменяются.

На рис. 2 представлен график $\rho(T)$ для квазидвумерного бромированного графита. Зависимости для исходного квазидвумерного графита аналогичны зависимостям для углеродных нанотрубок и описаны в [1]. При комнатной температуре после бромирования значения ρ для нанотрубок и квазидвумерного графита уменьшились \sim в 10 раз. Бромирование изменило характер зависимости, что связано со смещением уровня Ферми в глубь валентной зоны, т.к. бром является акцептором. При температурах выше 390 К наблюдается необычное увеличение удельного электросопротивления с ростом температуры, а ниже 550 К на кривой охлаждения - резкое падение. Выдвинуто предположение о том, что в процессе нагрева бром, десорбируясь в замкнутые пространства внутри образца, уменьшает концентрацию дырочных носителей тока, что приводит к увеличению ρ . В процессе охлаждения бром адсорбируется обратно на поверхность, что приводит к падению ρ . Смещение этих двух процессов по температуре (десорбция от 390 до 700, а адсорбция от 550 до 390) объясняется разрывом в процессе нагрева вандерваальсовых связей.

Из измерений магнитосопротивления следует, что в многослойных углеродных нанотрубках, бромированных нанотрубках, в квазидвумерном графите исходном и бромированном магнитосопротивление отрицательно,

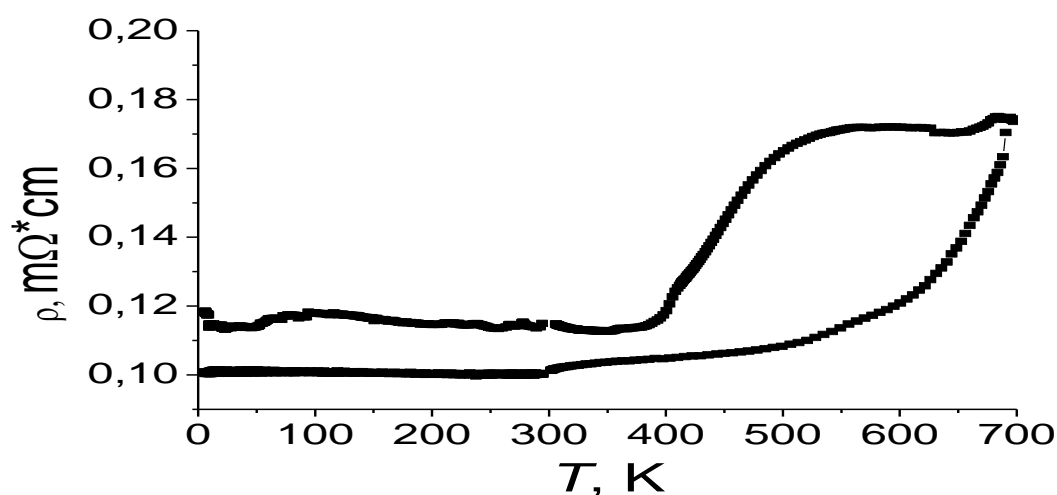


Рис. 2: Зависимость удельного электросопротивления от температуры для квазидвумерного бромированного графита

что объясняется наличием квантовых поправок при низких температурах.

Из измерений константы Холла следует, что после бромирования изменяется концентрация дырочных носителей тока. Она изменяется на порядок и дает основной вклад в проводимость.

[1] A. S. Kotosonov, Soviet Physics - Solid State, **31**, 1359 (1989).

ЭФФЕКТЫ ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ

Е.Н. Ткачев^{1,2}, А.И. Романенко^{1,2}, О.Б. Аникеева¹, В.Л. Кузнецов³,
А.Н. Усольцева³

¹ИИХ СО РАН, просп. Акад. Лаврентьева, 3, Новосибирск, 630090

²НГУ, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090

³ИК СО РАН, просп. Акад. Лаврентьева, 5, Новосибирск, 630090

Многослойные углеродные нанотрубки (MWNT) синтезированы методом термохимического разложения углеродосодержащих соединений на поверхности металлического катализатора (Chemical Vapor Deposition, CVD). Отличительной особенностью метода синтеза являлось наличие в газовой среде, окружающей образец, окислительного газа, который при повышенной температуре сжигает аморфный углерод и не влияет на нанотрубки. Согласно условиям синтеза и данным электронной микроскопии, полученные MWNT обладают малым содержанием аморфного углерода в отличие от MWNT синтезированных ранее. Исследуемые образцы представляли собой порошок. Отдельные порошинки состояли в основном из нанотрубок. Порошок запрессовывали в ампулу. К ампуле подводились контакты из серебряной проволоки диаметром 0.1 мм прижимным методом. Измерение проводимости $\sigma(T)$ проводилось по четырех-контактной схеме в интервале температур 4.2 К – 300 К. Измерение магнетосопротивления $\rho(H)$ проводилось при температуре 4.2 К в интервале магнитных полей до 10 кГс.

На рис. 1 представлена зависимость электропроводности от температуры в логарифмическом масштабе в интервале температур от 4.2 К до 300 К для каталитических MWNT. Видно, что в области температур от 4.2 К до 50 К электропроводность образцов с понижением температуры уменьшается логарифмически. Логарифмическая зависимость проводимости от температуры проявляется в системах с локальным беспорядком в двумерном случае. Основной вклад в проводимость в таких системах дают квантовые поправки.

Все типы квантовых поправок к проводимости (слабая локализация, эффекты электрон-электронного взаимодействия) в двумерном случае зависят от температуры логарифмически. Следовательно, для экспериментальной кривой проводимости от температуры синтезированных каталитических MWNT характерны двумерные квантовые поправки в интервале температур от 4.2 К до 50 К.

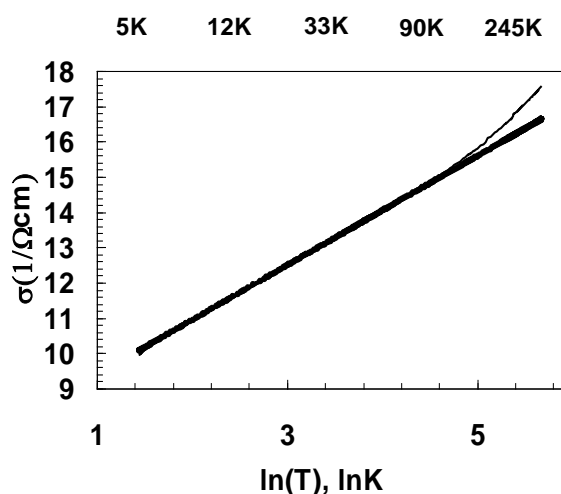


Рис. 1. Электропроводность от логарифма температуры для каталитических MWNT

Согласно теории квантовых поправок, должен появиться вклад в магнетосопротивление, обусловленный эффектами взаимодействия и слабой локализацией. Поправка к проводимости должна быть отрицательна, если электроны отталкиваются, то есть константа электрон-электронного взаимодействия положительна. Зависимость проводимости от магнитного поля $\sigma(H)$ обусловлена подавлением квантовых поправок. Асимптотические приближения $\sigma(H)$ для двумерного случая в слабых полях квадратичны по полю, а в сильных - логарифмически зависят от магнитного поля. Ранее нами наблюдались кривые отрицательного магнетосопротивления для сажи и растертых электродуговых MWNT, одна из таких кривых представлена на рис. 2. Электродуговые MWNT содержали примерно 10% примеси аморфного углерода. Характер кривых для сажи и электродуговых MWNT одинаков: квадратичная зависимость в слабых магнитных полях (до 100 Гс) с выходом на логарифмическую зависимость в больших магнитных полях. Следовательно, из величин характерных полей можно сделать вывод, что для сажи и электродуговых MWNT наблюдались эффекты слабой локализации.

Для синтезированных в данной работе каталитических MWNT наблюдалось отрицательное магнетосопротивление (рис. 3). Квадратичная зависимость от поля одинакова для всех образцов, причем не наблюдается выхода на насыщение. Следовательно, наблюдался вклад эффектов электрон-электронного взаимодействия. Таким образом, в синтезированных каталитических MWNT не наблюдается вклада эффектов слабой локализации в магнетосопротивление от присутствия сажи, что согласуется с процессом синтеза нанотрубок. В ранее синтезированных нанотрубках мы не могли увидеть эффекты взаимодействия из-за примеси аморфного углерода.

Величина $\Delta\sigma$ на температурной зависимости проводимости, как разность $\sigma(T = 4,2 \text{ К})$ и экстраполированной регулярной части (рис. 1), составляет $\Delta\sigma \approx 0,2 \cdot \sigma_0$. Величина подавления квантовых поправок к магнетосопротивлению при $T = 4,2 \text{ К}$ и в магнитном поле 10 кГс составляет $\Delta\sigma \approx 0,005 \cdot \sigma_0$ (рис. 3). Примерные оценки поля, при котором происходит полное подавление квантовых поправок ($\Delta\sigma$ температурной зависимости проводимости), дают величину порядка 6 Тл. Причем диаметр характерного кванта потока Φ_0 при таком поле составляет величину порядка 200 Å, что согласуется с диаметром нанотрубок, который тоже порядка 200 Å.

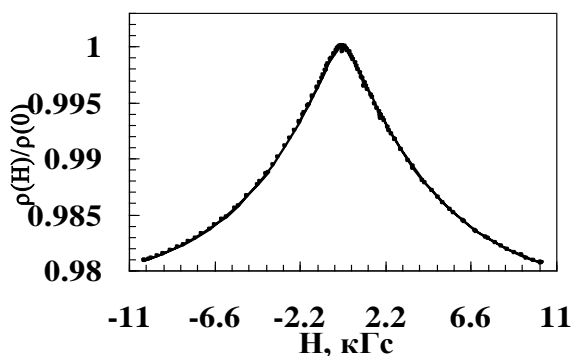


Рис. 2. Зависимость сопротивления от магнитного поля для сажи и растертых электродуговых MWNT

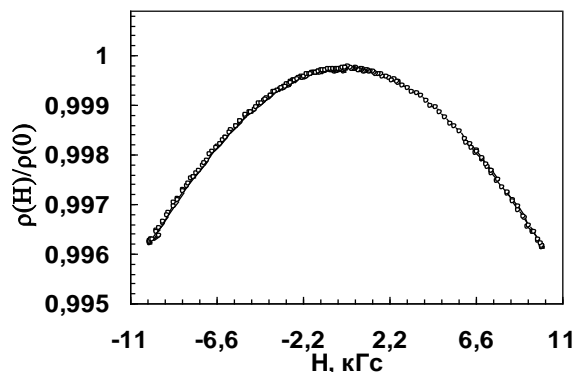


Рис. 3. Зависимость сопротивления от магнитного поля для каталитических MWNT

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ ТИТАНА ПРИ ДАВЛЕНИЯХ 15-50 ГПа

Савина О.В., Суханов И.В.

*Уральский государственный университет им. А.М. Горького, 620083,
Екатеринбург, ул. Ленина 51*

Исследования свойств различных материалов в условиях высокого давления представляют значительный интерес для современной физики твердого тела. Основными способами, эффективно влияющими на структуру и свойства твердого тела, являются пластическая деформация и фазовые превращения.

Цель работы – исследовать влияние высокого давления на фазовые превращения титанового β – сплава ВТ35 (Ti-15V-3Cr-3Al-3Sn) и выявить особенности этих превращений.

Измерения проводили при давлении 15-50 ГПа, создаваемые с помощью камеры высокого давления с алмазными наковальнями типа «закругленный конус – плоскость». Искусственные алмазы типа «карбонадо» хорошо проводят электрический ток, что позволяет исследовать электрические свойства образцов, помещенных в КВД.

В качестве чувствительных параметров использовали термоэлектродвижущую силу и теплопроводность.

Исследования свидетельствуют об успешном использовании камеры высокого давления из искусственных алмазов типа «карбонадо» для изучения структурных превращений в сплавах во время пластических деформаций.

Обнаружено:

1. В β – сплаве титана ВТ35 имеются вероятные необратимые структурные превращения при ~ 30 и ~ 42 ГПа.

2. Изменения термоэдс происходят со временем.

Эксперименты показали, что по измерениям термоэдс при сверхвысоких давлениях возможно изучение модификации сплавов непосредственно во время пластического деформирования. Это создает возможность исследования влияния высоких пластических деформаций не только на возникновение новых структурных состояний, но и на динамику этих превращений.

Работа выполнена в рамках совместной лаборатории аэрокосмического материаловедения и поддержана грандом CRDF № ЕК – 005 – Х1.

ЗАРЯД И ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В ОКИСЛЕ С НАНОКРИСТАЛЛАМИ КРЕМНИЯ

И.В. Антонова¹, М.Б. Гуляев¹, З.Ш. Яновицкая¹, Y. Goldstein², J. Jedrzejewski²
¹Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, пр. Лаврентьева 13,
Новосибирск,

²Research Institute of Physics, Hebrew University, Givat Ram, 91904, Jerusalem, Israel.

Создание диэлектрических слоев, содержащих ансамбль полупроводниковых нанокристаллов (Si, Ge и др.) является в настоящее время одним их перспективных направлений разработки оптоэлектронных приборов на основе кремния. Такие слои интересны также возможностью создания приборов, работающих на основе квантовых эффектов при относительно высокой температуре. Наиболее известными и активно развиваемыми методами получения нанокристаллов в слое SiO₂ являются методы ионно-лучевого синтеза нанокристаллов и плазменного осаждения или со-распыления оксида и кремния. Проведение высокотемпературной термообработки слоев, созданных этими методами, приводит к формированию нанокристаллов кремния в слое SiO₂. В данной работе представлены результаты исследования заряда и электронного транспорта в слое SiO₂ с нанокристаллами в зависимости от концентрации избыточного кремния в окисле.

На исходной кремниевой подложке п-типа проводимости совместным распылением SiO₂ и Si из двух источников, находившихся на расстоянии друг от друга, создавался слой оксида, содержащий избыточный кремний, концентрация которого в напыленном слое SiO_x варьировалась по длине образца (14 см) примерно от 9 до 70 % [1]. Затем образец отжигался при температуре 1150°C в течение 40 мин в атмосфере азота. Режим отжига был выбран в соответствии с [1] таким, чтобы в окисле формировались нанокристаллы кремния. Для тестирования структур использовались вольт-амперные и высокочастотные вольт-фарадные (C-V) характеристики и их температурные зависимости.

С помощью стандартного анализа свойств диэлектрика из C-V характеристик было рассчитано напряжение плоских зон, с использованием которого был определен заряд в диэлектрическом слое Q_{FB} (рис.1). Сравнение со спектрами фотолюминесценции показали, что максимальная фотолюминесценция слоя SiO₂ с нанокристаллами кремния совпадает с максимумом заряда на нанокристаллах Q_{FB}. Исследовалось распределение локального сопротивления слоя в зависимости от содержания Si (от расстояния d от края образца с низким содержанием кремния). Удельное сопротивление слоя оксида, полученное в приближении, что основная часть напряжения падает на диэлектрике, резко уменьшается (примерно на порядок) при d ~ 65 мм (содержание избыточного кремния ~ 36%, рис.2), что соответствует возникновению сквозного протекания тока для трехмерной перколяционной

проводимости. Вольт - амперные характеристики (рис.3), измеренные при разных температурах для d до и после перколяционного перехода, резко меняются. Осцилляции тока на вольт-амперных характеристиках и энергия активации зависимости $\ln I \sim 1/T$ позволяют определить параметры перколяционной проводимости окисла с нанокристаллами кремния. Так, например, энергия активации, определенная из температурных зависимостей тока для $d = 90$ мм имеет величину 0.13 эВ.

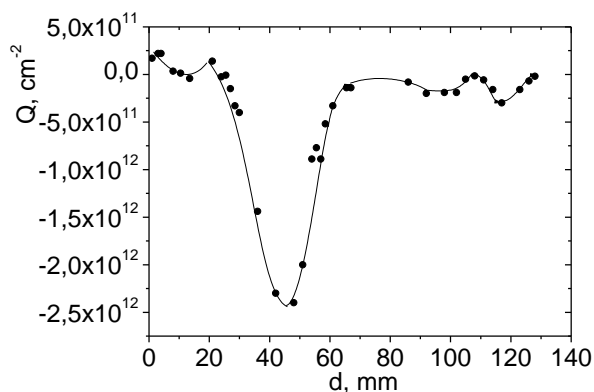


Рис.1. Заряд, определенный по напряжению плоских зон C-V характеристик, в зависимости от расстояния d от края образца с низким содержанием кремния.

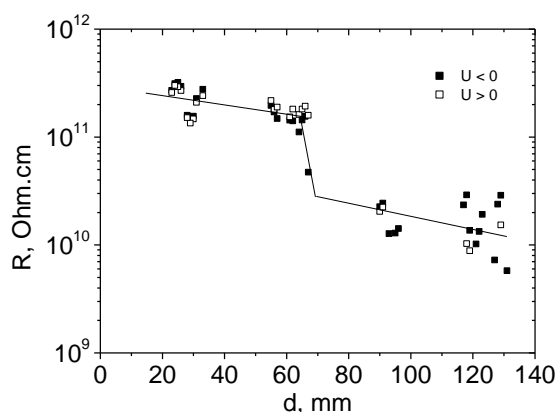


Рис.2. Удельное сопротивление слоя SiO_2 , рассчитанное по вольт-амперной характеристике в зависимости от расстояния d от края образца с низким содержанием кремния.

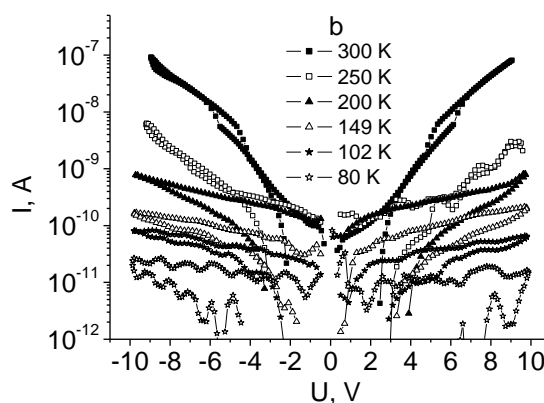
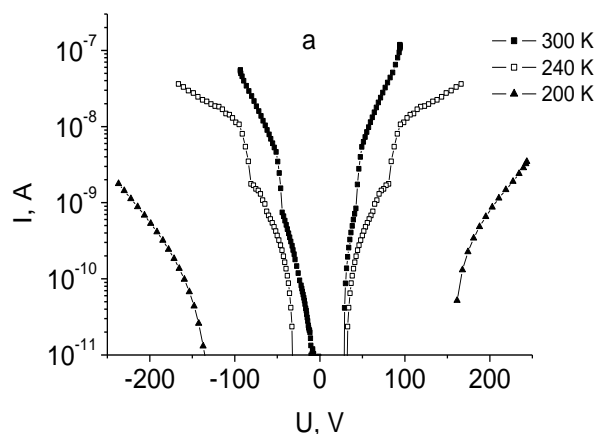


Рис.3. Температурные зависимости вольт – амперных характеристик для расстояния от края образца с низким содержанием кремния $x = 30$ (a) и 90 мм (b).

1. L.Khomenkova, N.Korsunskaya, V.Yukhimchuk, B.Jumayev, T.Torchynska, A.V.Hernandez, A.Many, Y.Goldstein, E.Savir, J.Jedzejewski, J.Luminescence, **102-103**, 705 (2003).

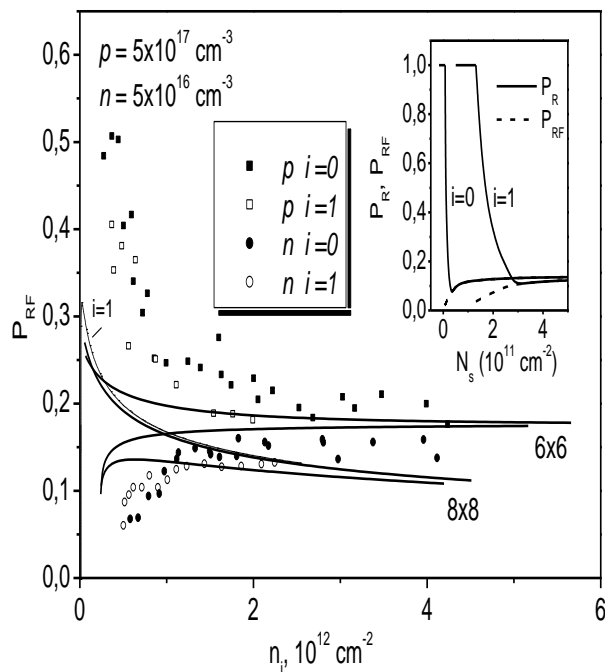
СПИН-ОРБИТАЛЬНОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ДВУМЕРНОГО СПЕКТРА В ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ HgCdTe В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ТИПА И УРОВНЯ ЛЕГИРОВАНИЯ

В.Ф. Раданцев

Уральский государственный университет, 620083, Екатеринбург.

Величина спин-орбитального расщепления спектра в асимметричных квантовых ямах определяется как зонными параметрами материала (растет с уменьшением кейновской щели и увеличением спин-орбитального расщепления валентной зоны - наиболее благоприятные условия реализуются в узкощелевых полупроводниках), так и величиной эффективного электрического поля. В квантовых ямах МДП-структур последнее зависит не только от напряжения на затворе, но и от параметров легирования материала подложки. В настоящей работе представлены результаты экспериментального и теоретического исследования особенностей спин-орбитального расщепления спектра в приповерхностных слоях МДП-структур на основе сильнолегированного бесщелевого HgCdTe *n*- и *p*- типа.

В области высоких поверхностных плотностей носителей N_s относительные разности квадратов фермиевских волновых векторов $P_{RF} = [(k_F)^2 - (k_c)^2] / [(k_F)^2 + (k_c)^2]$ для двух спиновых субподзон в обоих типах структур близки друг к другу и слабо зависят от N_s , хорошо согласуясь с расчетами для нелегированной подложки. При низких N_s поведение P_{RF} для двух типов структур существенно различно. При уменьшении напряжения на затворе P_{RF} в инверсионных слоях (*p*-HgCdTe) во всех экспериментально наблюдаемых подзонах растет, достигая при подзонных концентрациях $n_i = 10^{11} \text{ см}^{-2}$ значений порядка 0.5, тогда как в обогащенных слоях (*n*-HgCdTe) уменьшается до 0.05. Такой характер поведения согласуется с расчетами и обусловлен увеличением относительного вклада дополнительного электрического поля от заряда слоя обеднения в инверсионных каналах и участием в экранировании внешнего поля вырожденного газа электронов континуума в обогащенных слоях. Однако в области невысоких концентраций тория снижает величину P_{RF} в инверсионных слоях и завышает ее в обогащенных – экспериментально область модуляции P_{RF} (ее



рост с n_i в материале n -типа и уменьшение в электронных слоях на p -HgCdTe) приходится на область более высоких концентраций, чем это предсказывает теория.

Хотя в обогащенных слоях относительное спин-орбитальное расщепление $\Delta E/E_F$ на уровне Ферми и соответственно величина P_{RF} при малых концентрациях намного меньше, спиновая поляризация Рашба $P_R = (n^+ - n^-)/(n^+ + n^-)$ вблизи стартов подзон может существенно превышать ее значение в инверсионных каналах. Это связано с тем, что, благодаря взаимозависимости “движений” вдоль и поперек приповерхностной квантовой ямы (следствие непараболичности), мощность ямы может оказаться недостаточной для образования связанных (двумеризованных) состояний при двумерных импульсах k меньших некоторого критического значения k_c , тогда как состояния с большими $k > k_c$ в той же яме двумеризованы. В обогащенных слоях с вырожденным электронным газом в объеме, как это имеет место в узкощелевых и бесщелевых полупроводниках практически при любых уровнях легирования, уровень Ферми лежит выше потолка потенциальной ямы (края зоны проводимости в объеме) и такие кинетически связанные состояния при $E_F > E(k_c)$ могут быть заполнены в условиях термодинамического равновесия с концентрацией электронов, определяемой соотношением $n = ((k_F)^2 - (k_c)^2)/2\pi$ вместо обычного соотношения $n = (k_F)^2/2\pi$ для стандартных (связанных при всех k) состояний.

Хотя при изгибах зон, соответствующих началу формирования двумерных подзон, фермиевские квазиимпульсы k_F для двух спин-орбитальных субподзон в обогащенных слоях отличаются мало (расщепление мало), критический квазиимпульс k_c оказывается крайне чувствительным к спин-орбитальному взаимодействию. Поскольку заполнение (опустошение) двумерных подзон в этом режиме происходит, в основном, за счет уменьшения (увеличения) критических волновых векторов при практически постоянных значениях фермиевских волновых векторов, то, ввиду значительно меньших значений k_c в низкоэнергетической спиновой ветви спектра, ее заселенность в этом режиме выше, что и приводит к высоким значениям P_R . При этом, хотя расщепление уменьшается с уменьшением глубины ямы, поляризация возрастает. Когда критическая энергия $E(k_c)$ становится выше фермиевской энергии, эта подзона опустошается полностью и поляризация Рашба достигает 100% (вставка на Рис. 1).

Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ (03-02-16305), и CRDF (REC-005).

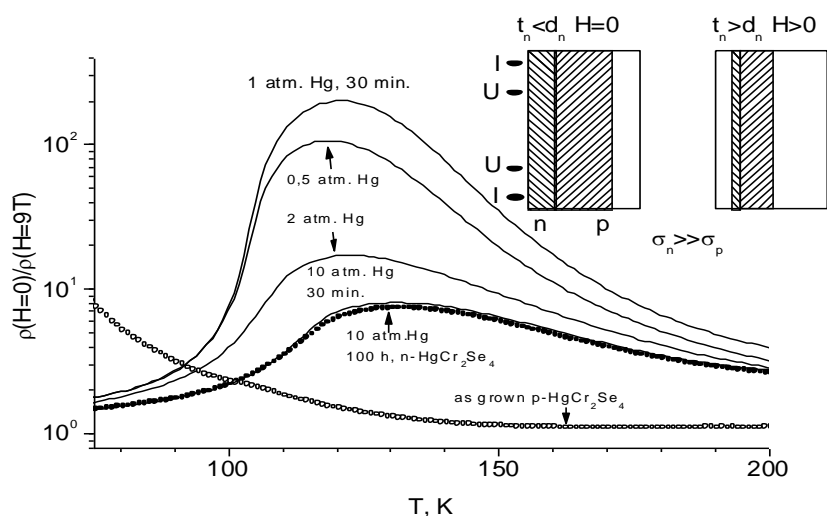
ИНТЕРФЕЙСНАЯ ПРИРОДА ВЫСОКОГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ СТРУКТУРЫ НА МАГНИТНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Н.И. Солин, В.В. Устинов, С.В. Наумов

Институт физики металлов УрО РАН,

г. Екатеринбург, 620041, ГСП-170, ул. С.Ковалевской, 18

Выяснение природы магнитосопротивления $MR_H = \rho(H=0)/\rho(H)$ - изменения электросопротивления ρ в магнитном поле H в магнитных материалах - в сверхрешетках, в магнитных полупроводниках, в манганитах лантана - является, ввиду практической значимости, одной из актуальных задач современной физики. Высокие значения MR_H (до $10^5 - 10^{11} \%$) в магнитных полупроводниках (типа EuO и HgCr_2Se_4) обусловлены s - d обменным расщеплением зоны проводимости и сильной зависимостью их энергетической щели от магнитного поля в (уменьшении ее примерно на 10 - 12 meV в поле 1 кЭ для HgCr_2Se_4) в области температуры стимулированного магнитным упорядочением перехода неметалл-металл [1]. Известные механизмы магнитосопротивления в магнитных полупроводниках (гигантских спиновых молекул, магнитных поляронов, магнитопримесных состояний, ферронов и др.) качественно объясняют, но не дают ответа на вопрос, как создавать материалы с большими значениями MR_H .



Мы обнаружили, что высокие значения $MR_H \approx 10^4 \%$, а также другие особенности транспортных свойств в области температуры Кюри в магнитном полупроводнике HgCr_2Se_4 могут быть обусловлены и присутствием тонкого неоднородного проводящего слоя с проводимостью n -типа на поверхности кристаллов с проводимостью p -типа. Высокие значения магнетосопротивления HgCr_2Se_4 наблюдались только на образцах с естественной гранью или в неоднородных отожженных в парах ртути монокристаллах. Переход типа полупроводник – металл и большие значения MR уменьшаются или вовсе исчезают в однородном образце, полученного после срезания некоторого поверхностного слоя порядка нескольких микрон.

Полученные результаты для HgCr_2Se_4 можно объяснить в рамках модели однородного образца, предполагая, что особые свойства кристаллов обусловлены свойствами только естественной грани или тонкого слоя отожженного в парах ртути образца. Можно предположить, что в HgCr_2Se_4 , как и халькогенидах европия [1], при магнитном переходе дно зоны проводимости пересекает не зависящий от температуры примесный уровень. При этом наблюдаются переход типа полупроводник-металл и высокие значения MR_H вследствие изменения положения дна зоны проводимости от магнитного поля.

Интерфейсная модель высокого магнетосопротивления. Есть альтернатива объяснения высоких значений MR_H в магнитных полупроводниках, связанная наличием слоев с разными типами проводимости и создания на основе их структур с высокими значениями MR_H . При контакте двух полупроводников с **p**- и **n**-типами проводимости на границе раздела их возникают обедненные носителями заряда слои толщинами $d_n, d_p \sim U_c^{1/2}$, где U_c - контактная разность потенциалов $U_c = E_F^n - E_F^p$, а E_F^n и E_F^p - энергии Ферми **n**- и **p**-слоев.

Пусть $\sigma_n \gg \sigma_p$, где σ_n и σ_p - проводимости **n**- и **p**-слоев. Если толщину **n**-слоя выбрать такой, что $t_n \leq d_n$, то **n**-слой (левый штрихованный прямоугольник на вставке рис.) становится непроводящим (истощенным) из-за уменьшения концентрации носителей в запирающем слое на величину порядка $\exp(U_c/T)$. В магнитном поле U_c уменьшается из-за опускания дна зоны проводимости и уменьшения связанной с ним E_F^n . Тогда $t_n > d_n$, и сопротивление **n**-слоя резко уменьшится, приводя к высокому магнетосопротивлению [2].

Для проверки предлагаемой модели мы создали на поверхности монокристалла **p**- HgCr_2Se_4 слои **n**- HgCr_2Se_4 примерно одинаковой толщины, но с разной концентрацией электронов кратковременным отжигом при избыточном давлении паров ртути. Значения MR_H отожженных образцов (кривые со сплошной линией на рис.) существенно выше, чем для однородных **p**- и **n**- HgCr_2Se_4 образцов (кривые с точками на рис.). Максимальные значения $\text{MR}_H \approx 250$ наблюдали при $H = 9$ Т в образце, отожженном при 1 атм. ртути. Значение MR_H уменьшается как при уменьшении (0,5 атм), так и увеличении давления паров (2 атм) ртути от этой величины. При удалении (отшлифовке) поверхностного слоя образца примерно на 100 мкм, значения MR_H и электросопротивление его изменились почти до значений неотожженного образца.

Таким образом, исследован новый источник достижения высоких значений MR . Показана возможность управления в магнитных полупроводниках контактной разностью потенциалов магнитным полем и создания на этой основе структур с высокими значениями магнетосопротивления.

Работа поддержана и выполнена в рамках научного сотрудничества УрО РАН и ДВО РАН, программы ОФН РАН «Новые материалы и структуры».

[1] Y.Shapira, S.Foner, T.B.Reed, Phys. Rev. B, **8**, 2299(1973).

[2] Н.И.Солин, С.В.Наумов, Письма в ЖЭТФ, 72, 885(2000)

АНОМАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ PbSnTe(In) В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ.

А.Е. Кожанов, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119992, Москва.*

Твердые растворы $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$ со стабилизированным положением уровня Ферми характеризуются высокой фоточувствительностью в среднем и дальнем ИК-диапазонах. Фоточувствительность, наблюдаемая при температурах ниже 25 К, обусловлена накоплением неравновесных электронов в зоне проводимости, возникающим из-за наличия рекомбинационного барьера. Гашение накопленного сигнала может осуществляться нагревом образца или посредством подачи СВЧ импульса. В статическом режиме электрофизические характеристики твердых растворов подробно исследованы. Высокочастотные характеристики изучаются в настоящей работе.

Измерение полного импеданса $Z = Z' + iZ''$ проводилось при частотах опорного сигнала от 20 Гц до 1 МГц в температурном интервале 4.2 – 300 К. При $T = 4.2$ К из частотных зависимостей мнимой и действительной частей импеданса мы определили, что эквивалентной схемой исследуемого образца является параллельная RC-цепочка. При увеличении частоты значения Z' и Z'' стремятся к нулю, что соответствует отсутствию последовательно соединенного сопротивления и подтверждает наличие хороших омических контактов. Значение диэлектрической проницаемости, оцененной по формуле для плоского конденсатора, имеет порядок 1000.

Температурные зависимости активной и реактивной компонент импеданса измерены на частотах 10, 100, 500 КГц и 1 МГц. Температурные зависимости Z' для всех исследованных частот характеризуются наличием участка, соответствующего активационной проводимости с энергией активации $E_A \sim 10$ meV, что совпадает со значением, полученным из измерений в статическом режиме. На температурных зависимостях мнимой части импеданса наблюдается значительное падение Z'' при повышении температуры и при подсветке. В этих случаях по частотным зависимостям импеданса не удается определить эквивалентную схему соответствующую измеряемому образцу, и поэтому нет оснований утверждать, что таковой продолжает быть параллельная RC цепочка. Низкие значения Z'' скорее всего, обусловлены не резким возрастанием, а существенным усложнением эквивалентной схемы, связанным с процессами перезарядки примесных центров.

При повышении температуры, так же как и при подсветке, повышается концентрация свободных носителей заряда. В этом случае, скорее всего, осуществляется связь перезаряжающихся примесных центров через свободные носители заряда. При этом общая емкость исследуемого материала является не геометрической емкостью образца (что подтверждено измерениями образцов различной геометрии), а определяется емкостными вкладами перезаряжающихся центров, связь которых осуществляется через свободные носители заряда.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕТЕРЕСТРУКТУР PbTe-CdTe, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ

И.В. Заводько, А.А. Карпов

Открытое Акционерное Общество Научно-исследовательский институт «ГИРИКОНД», Россия, 194223, Санкт-Петербург, ул. Курчатова, 10.

Установка для выращивания эпитаксиальных слоев [1] позволила получить методом МЛЭ эпитаксиальные слои PbTe высокого качества на низкоомной подложке CdTe. Изготовление гетероструктур по способу [2] обеспечило совершенство структуры наращиваемого эпитаксиального слоя и на границе раздела. Последнее обстоятельство позволяет считать гетеропереход PbTe-CdTe близким к идеальному, по крайней мере, в части аппроксимации при анализе системы PbTe-CdTe.

Энергетические зонные диаграммы гетеропереходов построены по методу предложенному Андерсоном [3]. Анализ диаграмм позволяет предположить, что более перспективной является система pPbTe-nCdTe. На практике в большинстве случаев не выполняются все условия существования идеального перехода. Несоответствие кристаллических решеток приводит к возникновению краевых дислокаций и связанных с ними заряженных состояний. Разница в коэффициентах теплового расширения при охлаждении от температуры роста пленки до комнатной также может приводить к возникновению дислокаций. Отсутствие дислокаций возможно только при существовании очень тонкого слоя на толстой подложке, когда происходит упругая деформация тонкого слоя и улучшение согласования решеток, причем энергия образования дислокации должна быть больше энергии упругой деформации.

Несоответствие кристаллических решеток CdTe и PbTe составляет $\Delta a/a=0,3\%$ при 300 К и уменьшается при увеличении температуры роста.

Для изготовления гетеропереходов использовались подложки из CdTe n-типа с концентрацией носителей тока $n=2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, подвижностью $\mu=600 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, удельным сопротивлением $\rho=0,04 \text{ Ом} \cdot \text{см}$.

Рентгенографическим методом установлено, что слои PbTe монокристаллические, имеют кубическую структуру с постоянной решетки $a=6,460 \pm 0,003 \text{ \AA}$, ориентированы по (220). Сколы BaF₂ толщиной 0,5-1 мм кубической структуры и ориентированные по (111) использовались в качестве спутников. Морфология поверхностных слоев образующихся пленок изучалась с помощью электронного микроскопа.

Значения подвижности и концентрации носителей тока определялись из измерений проводимости и эффекта Холла. Эффект Холла измерялся на слоях PbTe, полученных на подложках CdTe p-типа толщиной 0,8-1 мм кубической структуры и ориентированные по (110) с удельным сопротивлением $\rho = 10^3 - 10^6 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ при 300К.

Для формирования образцов Холла проводилась фотолитография эпитаксиальных слоев на подложках BaF_2 и CdTe . Тип электропроводности слоев контролировался также с помощью "горячего" зонда.

Пленки $p\text{-PbTe}$ на BaF_2 с зеркальной поверхностью и лучшими электрофизическими параметрами получены при скоростях наращивания 1,2-1,6 мкм/час. Подвижность дырок достигала $\mu_{300} = 800 \text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$ при $p_{300} = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (подвижность дырок в кристаллах $1000 \text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$).

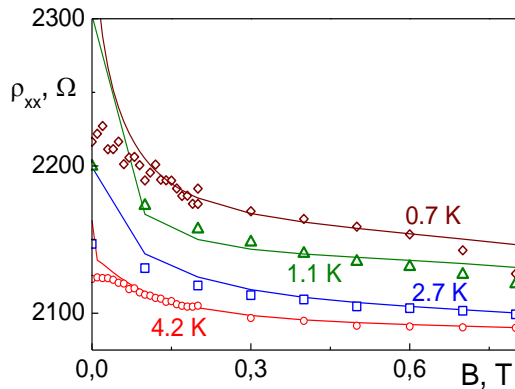
На основе полученных пленок изготовлены гетеропереходы с хорошей ВАХ (коэффициент выпрямления при 0,6 В достигает 500). Гетеропереходы $n\text{-CdTe-p-PbTe}$ обладают фоточувствительностью в области 0,8-3 мкм при комнатной температуре. Ожидается, что использование эпитаксиальных пленок $\text{Pb}_x\text{Sn}_{1-x}\text{Te}$ в гетероструктурах на $n\text{-CdTe}$, позволит расширить этот диапазон до 14 мкм.

- [1] И.В.Заводько, Р.П.Сейсян, А.А.Карпов, Ф.А.Коледа, "Устройство для выращивания эпитаксиальных слоев." А.С.№988011, приоритет от 02.07.1981.
- [2] И.В.Заводько, А.А.Карпов, Р.В.Маркова, Р.П.Сейсян, В.М.Марахонов, "Способ изготовления гетероструктур для фотоприемников." А.С.№1079116, приоритет 07.04 1982.
- [3] R.L.Anderson, I.V.M. J.Res.Develop. **4**, 283 (1960).

КВАНТОВЫЕ ПОПРАВКИ К МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЮ ГЕТЕРОСТРУКТУР Ge/Ge_{1-x}Si_x P-ТИПА

Ю.Г. Арапов, С.В. Гудина, В.Н. Неверов, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушнина
Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, 620219, ГСП-170,
ул. С.Ковалевской, 18

Носителями заряда в p-Ge/Ge_{1-x}Si_x являются дырки, что дает сильную непараболичность закона дисперсии и большую неизвестную величину g - фактора Ланде (на дне первой подзоны пространственного квантования $g = 20.4$). Эта особенность приводит к тому, что и слабая локализация, и электрон-электронное взаимодействие (с учетом эффекта Зеемана), и спин-орбитальное взаимодействие дают вклады в проводимость при одних и тех же значениях магнитных полей. Все вышеназванное, а так же тот факт, что



в настоящее время нет теоретического рассмотрения влияния спин-орбитального взаимодействия на электрон-электронное взаимодействие в условиях пространственно квантованной валентной зоны, значительно усложняет задачу разделения вкладов от квантовых поправок в проводимость.

В рамках теорий [1-3] были обработаны экспериментальные зависимости продольного сопротивления ρ_{xx} от магнитного поля $0 \leq B \leq 2$ при фиксированных температурах $0.2 \leq T \leq 4.2$ для многослойных гетероструктур p-Ge/Ge_{1-x}Si_x, концентрация носителей $p = 2.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Нам удалось разделить вклады от электрон-электронного взаимодействия и слабой локализации в нулевом магнитном поле и определить параметр ферми-жидкостного взаимодействия $F_0^\sigma = -0.55$. Вклад в магнитосопротивление от зеемановского расщепления был учтен в электрон-электронном взаимодействии, что позволило получить разумные значения времени сбоя фазы и его температурную зависимость $\tau_\varphi \sim T^{-1}$. По полученным значениям параметров были восстановлены зависимости $\rho_{xx}(B)$ (сплошные линии на рис., символами показаны экспериментальные данные). Наилучшее согласие получено для $g = 12$.

Работа выполнена при поддержке: РФФИ №04-02-16614, №05-02-16206; УрО РАН, грант для молодых ученых; программы РАН "Низкоразмерные квантовые наноструктуры"; Фонда содействия отечественной науке; CRDF и Министерства образования и науки РФ, грант Y1-P-05-14 (Ek-05 [X1]).

- [1] Altshuler B.L., Aronov A.G., in "Electron-electron interactions in disordered systems" ed. By A.L. Efros and M. Pollak, Amsterdam (1985).
- [2] Zala G., Narozhny B.N., Aleiner I.L., Phys.Rev.B, **64**, 214204 (2001).
- [3] Hikami S., Larkin A.I., Nagaoka I., Progr.Theor.Phys., **63**, 707 (1980).

НЕМОНОТОННАЯ ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОНСТАНТЫ ХОЛЛА ДЛЯ 2D-ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В СТРУКТУРАХ n-InGaAs/GaAs В ОБЛАСТИ ПЕРЕХОДА ОТ ДИФФУЗИОННОГО К БАЛЛИСТИЧЕСКОМУ РЕЖИМУ

Ю. Г. Арапов¹, С.В.Гудина¹, В. Н. Неверов^{1,2}, Г. И. Харус¹,
Н. Г. Шелушина¹, М.В.Якунин¹, С.М.Подгорных¹, Б.Н. Звонков³,
Е.А. Ускова³

¹)Институт физики металлов, 620219, Екатеринбург, ул. С.Ковалевской,18.

³)НИФТИ, НГУ, 603600, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23,корп.3.

Согласно теории квантовых поправок при низких температурах в диффузионном режиме только кулоновское e-e взаимодействие (ЭЭВ) дает вклад в константу Холла. Поправка $\Delta R_H(T)/R_H \sim \ln T$ [1]. В баллистическом же режиме, в соответствии с недавней теорией Залы-Нарожного-Алейнера(ZNA)[1], характер $\Delta R_H(T)$ при $T=T^*$ изменится с $\sim \ln T$ на $\sim 1/T$ [1,4]. При этом знак поправки зависит от значения константы ЭЭВ F_0^σ . R_H будет либо уменьшаться, либо увеличиваться, стремясь к друдевской R_H^D ($R_H(T=0)$). В самое последнее время Дас Сармой и Хвангом (SH) [2] в рамках модели зависящего от температуры экранирования [3] предлагается описывать $R_H(T)$ зависимостью Холл-фактора от температуры $r_H(T) = \langle \tau(T)^2 \rangle / \langle \tau(T) \rangle^2$. Экспериментальные данные для $\Delta R_H(T)/R_H$ при $T < T^*$ в структурах n-InGaAs/GaAs действительно описываются $\ln T$, а при $T > T^*$, в баллистическом режиме, наблюдается не только количественное, но и существенное качественное расхождение с теорией ZNA. Для описания наших экспериментальных данных в области высоких T , в баллистическом режиме, мы воспользовались теорией SH [2], которая пресказывает T^2 -зависимость Холл-фактора от температуры: $r_H \sim 1 + \pi^2/3(T/T_F)^2$. Следует отметить, что на $\Delta R_H(T)/R_H$ хорошо наблюдается граница перехода от диффузионного режима к баллистическому. Т.о., впервые наблюдаемый переход от диффузионного к баллистическому режиму для структур n-InGaAs/GaAs происходит при значении параметра $k_B T \tau / \hbar = 0.3$. Теоретическое значение $k_B T \tau / \hbar \approx 0.1$ [1].

Работа поддержана РФФИ: гранты № 04-02-16614 и № 05-02-16206, программа президиума РАН “Низкоразмерные квантовые гетероструктуры”, CRDF и минобразования РФ грант Y1-P-05-14 (Ek-005 [X1]), грант УрО РАН для молодых ученых.

[1] Zala G. Narozhny B.N., Aleiner I.L., Phys.Rev.B, **64**, 214204 (2001).

Phys.Rev. B, **65**, R02201 (2002).

[2] Das Sarma S., Hwang H.W., Cond-mat/0412670.

[3] Gold A., Dolgoplov V.T., Phys. Rev. B, **33**, 1076(1986); Das Sarma S., Hwang H.W., Phys. Rev. Lett., **83**, 164 (1999). Phys. Rev. B, **61**, R7838 (2000).

Renard V.T., et al., Cond-mat/0412311; Cond-mat/0505474.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИТОВ H-beta: CdS

Д.Н. Войлов, Ю.В. Метелева, И.А. Чернов, Г.Ф. Новиков
Институт проблем химической физики РАН, 142432, г. Черноголовка, пр.
Академика Семенова, 1.

Исследованы диэлектрические и DRIFT спектры модифицированных цеолитов H-Beta. Образец CdH-Beta получен методом твердофазного ионного обмена H-Beta с 2 вес.% CdCl₂ при 500°C, композит H-Beta:CdS получен из CdH-Beta обработкой H₂S при 140°C и давлении ~10 бар. Диэлектрические измерения проводились на диэлектрометре Novocontol в диапазоне частот 10⁻¹-10⁵ Hz и температур -150÷+300°C. DRIFT измерения проводились на ИК-спектрометре Equinox 55 в N₂-потоке при $\nu=700\div 8000$ см⁻¹ и T=50÷500°C.

Исследования DRIFT подтвердили протекание твердофазного ионного обмена между H-Beta и CdCl₂, что выражается уменьшением интенсивности мостиковых Si(OH)Al и исчезновением изолированных AlOH групп. Обработка H₂S приводит к восстановлению этих OH групп, что указывает на возможное образование наночастиц CdS в порах цеолита, согласно [1].

Зависимость диэлектрических спектров от частоты и температуры позволяет разделить 3 типа воды, присущие цеолитам. Первый тип, физически адсорбированный, связанный с переориентацией молекул воды в льдоподобных структурах, наблюдается в высокочастотной области при T_{max}=100°C. Остальные пики связаны с химически адсорбированной водой. Второй тип воды, наблюдающийся в температурном диапазоне T=-70÷150°C, обусловлен кинетическим переходом молекул воды, находящихся вблизи дефектов, исчезает при температурах свыше 190°C. Третий тип, состоящий из кластеров по 40-60 молекул воды, связанных водородными связями и формирующих упорядоченную решётку, наблюдается даже при +600°C [2]. Процесс наблюдается в области низких частот и имеет специфическую особенность, которую связывают с эффектом перколяции.

В процессе твердофазного ионного обмена с CdCl₂ уходит физически адсорбированная вода (пик 1). В то же время замена протонов OH групп на Cd увеличивает интенсивность пика 3, при этом пик 2 практически исчезает, что говорит о перераспределении воды в образце в сторону образования стойких кластеров по 40-60 молекул воды. При H₂S-обработке CdH-Beta пик 2 смещается в сторону более высоких температур, можно предположить, что изменяется распределение льдоподобной воды между макропорами и микропорами. Увеличение интенсивности пика 3 (перколяционного) даёт основание предположить, что модификация цеолитов приводит к увеличению удельной проводимости за счет изменения свойств перколяционных каналов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ 05-03-33016-а и INTAS YS Fellowship 04-83-3899.

- [1] H. Yahiro, T. Kyakuno, G. Okada. Topic in Catalysis, **19**, 193 (2002).
[2] M. Agamalian, J.M. Drake and etc, Phys. Rev. E, **60**, 3021 (1997).

РАССЕЯНИЕ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА СИСТЕМЕ ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННЫХ ИОНОВ

В.М. Михеев

*Институт физики металлов УрО РАН
620219, г. Екатеринбург, ул. С. Ковалевской 18*

Выражение для подвижности двумерных электронов в гетероструктуре может быть записано в виде [1]:

$$\mu^{-1} = \int_0^{q_{\max}} dq \mu^{-1}(q, w) e^{-qw} S(q),$$

где w – ширина спейсера, $S(q)$ – структурный фактор.

$$S(q) = \frac{1}{N_d^+} \left\langle \sum_{i,j} e^{iq(r_i - r_j)} \right\rangle,$$

где N_d^+ - полное число ионизированных ионов. Доноры в легированном слое распределены хаотически. В случае полной ионизации доноров донорные ионы также распределены хаотически. В этом случае структурный фактор равен единице. В случае частичной ионизации доноров перераспределение примесных дырок устанавливает коррелированное распределение примесных ионов. В этом случае структурный фактор в длинноволновом пределе имеет значение меньше единицы, что приводит к возрастанию подвижности.

В модели твердых сфер концентрация примесных ионов отождествляется с концентрацией твердых сфер, а минимальное расстояние между примесными ионами r_c отождествляется с диаметром сферы. Степень порядка в системе ионов характеризуется коэффициентом упаковки $\eta = \frac{\pi}{6} n_d^+ r_c^3$, где n_d^+ - объемная плотность примесных ионов.

В этой модели структурный фактор имеет вид [2]:

$$S(q) = 1 / \left(1 - n_d^+ \tilde{C}_{12}(q) \right)$$

$$n_d^+ \tilde{C}_{12}(q) = 24\eta \sum_{k=0}^{\infty} \left(-\frac{q^2 r_c^2}{2} \right)^k \frac{1}{3 \cdot 5 \cdot 7 \dots (2k+1)k!} \times$$

$$\times \left\{ \frac{A}{2k+3} + \frac{B}{2k+4} + \frac{C}{2k+6} \right\};$$

$$A = -\frac{(1+2\eta)^2}{(1-\eta)^4}; \quad B = \frac{6\eta \left(1 + \frac{1}{2}\eta \right)^2}{(1-\eta)^4}; \quad C = -\frac{1}{2}\eta \frac{(1+2\eta)^2}{(1-\eta)^4};$$

При наличии дефицита свободных мест для примесных дырок (нейтральных доноров) диаметр твердой сферы r_c зависит от относительной концентрации примесных ионов n_d^+ / n_d (n_d – объемная концентрация доноров) [3]:

$$n_d^+ = n_d \exp S_0(\eta) / k_B ,$$

где $S_0(\eta)$ – конфигурационная энтропия, приходящаяся на один ион.

В случае достаточно широкого спейсора, когда преобладает рассеяние на малые углы, при условии

$$n_d^{-1/3} < w$$

можно пренебречь зависимостью структурного фактора от вектора рассеяния и положить $S(q) = S(0)$. В этом приближении:

$$\mu^{non} / \mu^{corr} = S(0)$$

Здесь μ^{corr} – подвижность электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов, а μ^{non} – подвижность при рассеянии на хаотическом распределении примесных ионов.

Вычисления в рамках принятой модели приводят к формуле [2]:

$$\frac{\mu^{corr}}{\mu^{non}} = 2 \frac{n_d}{n_d^+} - 1 ,$$

которая справедлива в интервале изменения концентраций $1 < n_d / n_d^+ < 3$.

[1] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. Электронные свойства двумерных систем, Мир (1985).

[2] В.М. Михеев. ФТТ, **47**, 1056 (2005).

[3] В.М. Михеев. ФТТ (в печати) (2006).

VERTICAL SPIN TRANSPORT IN SEMICONDUCTOR HETEROSTRUCTURES

Jacek A. Majewski

*Institute of Theoretical Physics, Physics Department, Warsaw University,
Hoża 69, PL-00-681 Warszawa, POLAND*

In recent years, spin transport phenomena in semiconductors and their hetero-structures have attracted growing attention. One of the main challenges in spintronics is effective injection of spin polarized current into a semiconductor. However, the direct injection of spin polarized carriers from a ferromagnetic metal into a semiconductor is hampered by the conductivity mismatch. This obstacle can be circumvented by using ferromagnetic diluted magnetic semiconductors (DMSs), of Ga(Mn)As type, as the source of the spin polarized carriers. The additional advantage of the ferromagnetic DMSs is that they can be easily incorporated into heterostructures consisting of normal III-V semiconductors, just combining the magnetic and electronic functionalities. In Ga(Mn)As, Mn acts as acceptor leading to the *p*-type material and spin polarized holes. Therefore, the effective injection of spin polarized carriers from the valence band of Ga(Mn)As into other parts of the heterostructure is of great importance.

In particular, tunneling effects in three structures involving Ga(Mn)As have attracted interest as crucial for potential spintronic applications:

- (i) tunneling in the Ga(Mn)As/GaAlAs/*p*-GaAs heterostructure,
- (ii) tunneling magnetoresistance (TMR) effect in GaMnAs/AlAs/GaMnAs,
- (iii) valence - conduction band tunneling in GaMnAs/*n*-GaAs Zener diode.

These cases will be discussed in the present paper. The theoretical studies are based on the Landauer-Büttiker formalism for the coherent ballistic transport. The atomistic details of the heterostructures are taken into account within realistic tight-binding method, which includes spin-orbit effects and exchange interaction in Ga(Mn)As layer. It turns out that the spin-orbit interaction plays crucial role in understanding the vertical spin transport in these structures.

It has been found that the spin-orbit interaction in the barrier and the drain limits severely the spin polarization of the injected current in the Ga(Mn)As/GaAlAs/*p*-GaAs heterostructures. These findings strongly suggest that barrier materials like Si or GaN should be more suitable. The theory predicts also that the spin injection is the strongest for samples with magnetization parallel to the interface.

The studies of the tunneling magnetoresistance show its strong dependence on Mn concentration and generally confirm the possibility of the TMR effect above 60%. These studies explain also, observed experimentally in both TMR structure and Zener diode, the strong decrease of the spin polarization with the applied bias. All these results shed light on the physical mechanisms of the spin polarized tunneling in semiconductor heterostructures.

МАГНИТОРАЗВЕДЕННЫЕ ФЕРРОМАГНИТНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ КАК МАТЕРИАЛЫ СПИНОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Г.В.Лашкарев, М.В.Радченко, В.И.Сичковский, В.А.Карпина

*Институт проблем материаловедения,
Украина, 03180 Киев, ул. Кржижановского 3*

Магниторазведенные ферромагнитные полупроводники (МРФМП) известны около 40 лет: $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ с 1966 г. [1], $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ с 1968 г. [2]. Механизм РККИ обеспечивает обменное взаимодействие между магнитными ионами марганца через вырожденный газ дырок. Однако до сравнительно недавнего времени факт организации ФМ порядка в диамагнитных полупроводниках при введении в их кристаллическую решетку небольшого количества магнитных ионов не привлекал заметного внимания ученых. Однако за последние 20 лет ферромагнетизм реализован в твердых растворах $\text{Pb}_{1-x-y}\text{Sn}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ $T_C=10$ К (Бродовой А.В., Лашкарев Г.В., Радченко М.В., Слынько Е.И. – 1984 г. [3]), исследованного впоследствии очень подробно Стори, Галонзка и др. ($T_{C\max}=33$ К) [4] и дальнейшие публикации. ФМ состояние обнаружено в $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$. Температуру Кюри в последующем удастся увеличивать по мере совершенствования технологии и в настоящее время составляет 175 К [5]. Нарастающий интерес к проблеме организации ферромагнитного состояния в полупроводниках при $T > 300$ К с целью использования в устройствах спиновой электроники (СЭ) появился после публикации Дитлом и Оно статьи [6], предсказывающей точку Кюри выше комнатной температуры в ZnO и GaN , легированных марганцем, при наличии высокой концентрации дырок. Высокая температура ФМ перехода позволяет применять МРФМП в устройствах СЭ. Последнее дает возможность использовать две степени свободы электрона – заряд и спин, что, в принципе, наделяет СЭ устройства новыми функциональными возможностями. При этом преимуществом обладают МРФМП, к которым может быть применена групповая технология микроэлектроники совместно с классическими кремниевыми интегральными схемами.

Рассмотрены МРФМП классов IV – VI, III – V, II – VI и III – VI, легированные марганцем, в том числе ZnO , допированный также и другими переходными металлами [7]. Обозначены физико-химические особенности рассмотренных полупроводников, влияющие на возможности управления свойствами и применения этих материалов. Описаны электрические, оптические и магнитные свойства МРФМП. Внимание уделено термоэлектрическим исследованиям, несущим информацию о существовании пространственной неоднородности ферромагнитной и парамагнитной фаз в реальном МРФМП [8]. Приведены результаты изучения аномального эффекта Холла, который дает информацию о намагниченности пленочного образца и важен для случая тонких пленок, когда обычные магнитные методы исследования

не работают. Обсуждены аномальные условия возникновения ферромагнитного состояния ZnO.

Обсуждаются возможности создания элементов спинтроники на основе МРФМП.

- [1] M. Rodot, J.Lewis, H.Rodot, J.Cohen, P.Mollard J. Phys. Soc. Jpn, Suppl., 627 (1966).
- [2] J.Cohen, A.Globa, P.Mollard, H. Rodot, M.Rodot, J.Phys. (Paris), **29**, 4 (1968).
- [3] А.В.Бродовой, Г.В.Лашкарев, М.В.Радченко, Е.И.Слынько, К.Д.Товстюк, Физика и техника полупроводников, **18**, 1547 (1984).
- [4] T. Story, R.R. Galazka. R.B. Frankel and P.A. Wolff, Phys. Rev. Lett., **56**, 777 (1986).
- [5] Sawicki M. Abstr. XXXII Intern. School Phys. Semicond. Comp. (Jaszowiec: Inst. Phys., PAS), 67 (2004).
- [6] T.Dietl, H.Ohno, Physica E, **9**, 185 (2001).
- [7] V.A.Karpina, V.I.Lazorenko, G.V.Lashkarev, V.D.Dobrowolski, L.I.Kopylova, V.A.Baturin et al., Cryst. Res. Technol. **39**, 980 (2004).
- [8] M.V. Radchenko, G.V. Lashkarev, V.I. Sichkovskyy, V. Osinniy, T. Story, J.Sadowski, Ukr. J. Phys., **50**, 1351 (2005).

FERROMAGNETIC EuS-PbS SEMICONDUCTOR HETEROSTRUCTURES

T. Story

*Institute of Physics, Polish Academy of Sciences,
al. Lotników 32/46, 02-668 Warsaw, Poland*

EuS-PbS ferromagnetic multilayers constitute all-semiconductor ferromagnetic-nonmagnetic heterostructures with magnetic layers of EuS (a model non-metallic Heisenberg ferromagnet with the Curie temperature $T_c=16.6$ K) and diamagnetic layers of PbS (IV-VI narrow gap semiconductor). Both EuS and PbS crystallize in the rock salt crystal structure and their lattice parameters differ only by 0.5%. Employing electron gun and high vacuum layer deposition techniques one can grow high quality pseudomorphic EuS-PbS multilayers.

The ferromagnetic transition in EuS-PbS reveals the effect of size (decrease of T_c with EuS thickness decreasing below about 3 nm) and stress (increase of T_c in layers grown on KCl substrate due to thermal mismatch driven strain) [1]. For ultrathin PbS spacer layers one observes in EuS-PbS-EuS trilayers and EuS-PbS superlattices pronounced magnetic effects related to the antiferromagnetic interlayer coupling between ferromagnetic layers of EuS via nonmagnetic semiconductor PbS spacer [1-3]. These effects will be discussed for EuS-PbS structures grown epitaxially on various substrates: insulating KCl (100) and BaF₂ (111) as well as conducting *n*-PbS (100) monocrystals. Both experimental analysis of magnetic hysteresis loops and neutron reflectivity as well as theoretical models proposed specifically for interlayer coupling in all-semiconductor magnetic multilayers will be presented.

Photoluminescent studies of EuS-PbS multilayers showed that these multilayers are type-I multiple quantum wells, with PbS nonmagnetic quantum well (energy gap 0.3 eV) and ferromagnetic EuS barriers (energy gap 1.65 eV) [1]. Due to the large exchange splitting of the conduction band states in EuS (below its ferromagnetic transition temperature) the EuS-PbS multilayers form an intriguing spintronic system with spin-dependent electron barriers serving, e.g., as a very efficient spin filter. Combined with an antiferromagnetic alignment of magnetization vectors of EuS barriers at zero field and the ability to switch between antiferromagnetic and ferromagnetic arrangement using low external magnetic fields, it offers a unique scenario for new spin optoelectronic heterostructures. The results of recent experimental search for these new spin optoelectronic effects in photoluminescence studies of EuS-PbS wells grown on BaF₂ substrates will also be reviewed.

- [1] T. Story, *phys. stat. sol. (b)* **236**, 310 (2003).
- [2] H. Kępa et al, *Europhys. Lett.* **56**, 54 (2001).
- [3] C.J.P. Smits et al, *Phys. Rev. B* **69**, 224410 (2004).

НОВЫЕ АЛМАЗОПОДОБНЫЕ ФЕРРОМАГНИТНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ НА ОСНОВЕ GaSb, InSb, InAs, Ge И Si СВЕРХПЕРЕСЫЩЕННЫЕ ПРИМЕСЯМИ МАРГАНЦА ИЛИ ЖЕЛЕЗА ПРИ ЛАЗЕРНОЙ ЭПИТАКСИИ

Е. С. Демидов^{1)*}, В. В. Подольский^{2, 3)}, В. П. Лесников^{2, 3)}, Ю. А. Данилов^{2, 3)}, М. В. Сапожников³⁾, А. И. Сучков⁴⁾, Д. М. Дружнов¹⁾

¹⁾Нижегородский государственный университет им. Н.

И.Лобачевского, Нижний Новгород, 603950 Россия

²⁾Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний Новгород, 603950 Россия

³⁾Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950 Россия

⁴⁾Институт химии высокочистых веществ РАН, 603950 Россия

Разбавленные магнитные полупроводники (РМП) на основе легированных примесями группы железа алмазоподобных кристаллов с ферромагнитным упорядочением спинов 3d-ионов являются перспективными материалами для осуществления спиновой инжекции носителей в немагнитные полупроводники и создания на их основе новых устройств спинтроники [1]. Характерные для используемой в настоящей работе лазерной эпитаксии сверхбыстрые плавление и закалка, нанометровая толщина слоёв и ориентирующее влияние подложки обеспечивают сверхпересыщение твёрдого раствора 3d-примесью. Это, как показывает опыт и представленная здесь аргументация, необходимо для формирования ферромагнетизма полупроводника. В настоящем докладе на основе выведенными ранее закономерностей в поведении 3d- примесей группы железа в алмазоподобных полупроводниках [2] рассматриваются наиболее предпочтительные по РККИ механизму спинового упорядочения варианты 3d-примесей в соединениях A^3B^5 , элементарных полупроводниках Ge и Si. Отмечается, что успешный синтез [3-5] ферромагнитных эпитаксиальных слоёв GaSb:Mn, InSb:Mn с точкой Кюри до 500К согласуется с этими закономерностями. Согласно [2] в Ge и Si перспективными являются примеси марганца и железа. Приводятся результаты изучения электрических, магнитных и магнитооптических свойств тонких 50-100 нм слоев Ge:Mn, Ge:Fe, Si:Mn и Si:Fe, полученных осаждением из лазерной плазмы в вакууме в условиях сильного до 15% пересыщения твёрдого раствора 3d-примесью. Такие слои особенно интересны для спинтроники, совместимой с наиболее распространённой кремниевой технологией электроники твёрдого тела. Использовались подложки GaAs, Si и монокристаллического сапфира Al_2O_3 . Ферромагнетизм слоёв подтверждён наблюдениями аномального эффекта Холла, ферромагнитного резонанса (ФМР), отрицательного магнетосопротивления, а также гистерезисной магнитополовой зависимости холловского сопротивления, наблюдавшихся при

* demidov@phys.unn.ru

температурах от 77 до 500К. Наиболее высокотемпературный ферромагнетизм наблюдался в слоях Ge:Mn, Si:Mn и Si:Fe. Слои Si:Mn обладают особенно высокой дырочной проводимостью. При комнатной температуре $\rho=7.5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $\mu=33 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $\rho=0,00025 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, концентрация магнитных ионов марганца - около $4.5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$. На рис.1 приведены данные ФМР для плёнок Ge:Mn, Si:Mn.

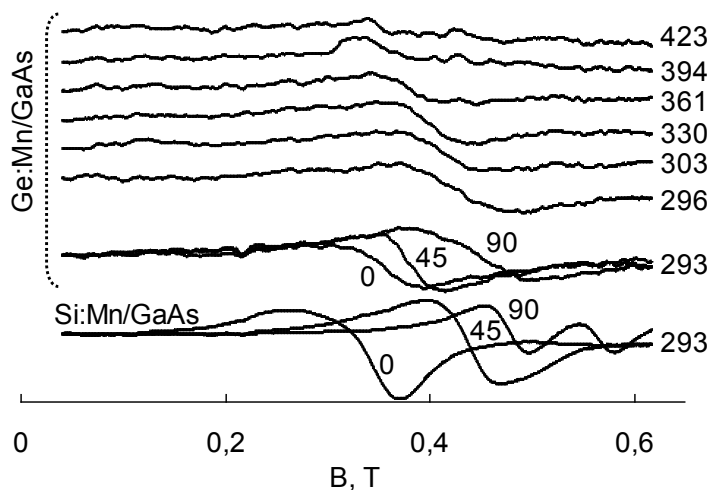


Рис.1 Первые производные спектров поглощения ФМР эпитаксиальных плёнок Si:Mn толщиной 50 нм и Ge:Mn толщиной 110 нм. Цифры у кривых в середине показывают угол в градусах между плоскостью образца и полем, цифры справа – температура в градусах Кельвина. Верхние шесть кривых для образца Ge:Mn, ориентированного перпендикулярно полю.

Свидетельством того, что в слоях Si:Mn ферромагнетизм не связан с кластерами или включениями второй фазы является тот факт, что все силициды марганца не являются ферромагнетиками. Т.о. лазерная технология действительно позволяет получить гигантское пересыщение твёрдого раствора 3d-примесью. В этом отношении она не уступает ионно-лучевому легированию, применённому авторами [6] для синтеза ферромагнитной фазы Si:Mn с точкой Кюри до 400 К.

- [1] Žutić I., Fabian J., Das Sarma S., Rev. Mod. Phys., **76**, 323 (2004).
- [2] Демидов, Е. С., ФТТ, **34**, 37 (1992).
- [3] Данилов, Ю. А., Демидов Е. С., Дроздов Ю. Н., Лесников В. П., Подольский В. В., ФТП, **39**, 8 (2005).
- [4] Данилов Ю.А., Демидов Е.С., Дроздов Ю.Н., Касаткин А.П., Лесников В.П., Подольский В.В., Сапожников М.В. - Сб.: Нанозифика и наноэлектроника. Материалы симпозиума. Нижний Новгород, 25-29 марта 2005 г., т.1, Ин-т физики микроструктур РАН, с.192-193.
- [5] Danilov Yu. A., Demidov E. S., Drozdov Yu. N., Lesnikov V. P., Podolskii V. V., Sapozhnikov M. V., Kasatkin A. P., J. Magn. Magn. Materials, in print (2006).
- [6] Bolduc M., Awo-Affouda C., Stollenwerk A., Huang M. B., Ramos F. G., Angello G., LaBella V. P., Phys. Rev. B **71**, 033302 (2005).

STATISTICAL MODEL ANALYSIS OF LOCAL STRUCTURE OF MULTINARSPHALERITE FROM EXAFS DATA AND PHONON SPECTRA

B.V. Robouch⁽¹⁾, A. Kisiel⁽²⁾, E.M. Sheregii⁽³⁾, A. Marcelli⁽¹⁾, M. Cestelli Guidi⁽¹⁾,
M. Piccinini⁽¹⁾, J. Polit⁽³⁾, J. Cebulski⁽³⁾, E. Burattini⁽⁴⁾

¹⁾ INFN-Laboratori Nazionali di Frascati Via E. Fermi 40, I-00044 Frascati, Italy

²⁾ Instytut Fizyki, Uniwersytet Jagiellonski, Reymonta 4, 30-059 Krakow, Poland

³⁾ Institute of Physics, University of Rzeszów, Rejtana 16A, 35-310 Rzeszów, Poland

⁴⁾ University of Verona, Dep.t of Informatics, str. LeGrazie 15, 37134 Verona, Italy

At the last school session in 2004, we introduced the statistical *strained tetrahedron* model discussing ternary tetrahedron structured crystals. This model allows to interpret and extract quantitative information concerning ion site occupation preferences as well as size and shape of each of the elemental constituent of the configuration tetrahedra starting from EXAFS data. We applied it to sphalerite, wurzite^[1,2] and intermetallides^[3] and tried to resolve the contributions of the phonon spectra^[4,5] of the former two.

In the present contribution, we extend the model to cover also sphalerite crystal structures. We will discuss two different topologically quaternary systems: the balanced $A_{1-x}B_xY_yZ_{1-y}$ (2 cations + 2 anions) that we refer as *pseudo*^[6] and the unbalanced $A_xB_xC_{1-x-x'}Z$ or $AX_yY_yZ_{1-y-y'}$ (3:1 cation to anion ratios) referred as *truly* quaternary systems^[7]. We will stress, in particular, structural differences and, as a consequence, the preference values that vary with the relative contents in the *pseudo* quaternaries and that on the contrary remains unaltered in *truly* quaternary compounds.

Equations are presented and discussed in order to determine the preference coefficient values by EXAFS or phonon spectra, as well as equations to extract nearest-neighbour inter-ion distances by EXAFS spectroscopy.

Examples will be given for CdMnSeTe and ZnCdHgTe systems.

[1] B.V. Robouch, A. Kisiel, J. Konior, J. Alloys Compounds, **339**, 1 (2002).

[2] B.V. Robouch, A. Kisiel, J. Konior, J. Alloys Compounds, **340**, 13 (2002).

[3] B.V. Robouch, E. Burattini, A. Kisiel, A.L. Suvorov, A.G. Zaluzhnyi, J. Alloys Compounds, **359**, 73 (2003).

[4] B.V. Robouch, E.M. Sheregii, J. Polit, J. Cebulski, E. Burattini, Fiz. Nizkikh Temp: Low Temp. Phys., **30**, 1225 (2004).

[5] B.V. Robouch, E.M. Sheregii, A. Kisiel, Phys .stat. sol.(c) **1**, 3015 (2004).

[6] B.V. Robouch, A. Kisiel, A. Marcelli, M. Cestelli Guidi, M. Piccinini, E. Burattini, A. Mycielski, J. Alloys Compounds (submitted) (2006).

[7] B.V. Robouch, A. Kisiel, A. Marcelli, E.M. Sheregii, M. Cestelli Guidi, M. Piccinini, J. Polit, J. Cebulski, V.I. Ivanov-Omskii , E. Burattini, J. Alloys Compounds (in submission) (2006).

**HIGH PRESSURE LUMINESCENCE OF $Y_{3-x-y}Tb_yGd_xAl_5O_{12}$
($x=0.67, y=0., 0.575, 1.15, 1.725, 2.3$) DOPED WITH Ce^{3+} .**

R. Turos – Matysiak,¹ W. Gryk¹, M. Grinberg¹, Y. S. Lin² and R. S. Liu²
¹*Institute of Experimental Physics, University of Gdańsk, Wita Stwosza 57,
Gdansk Poland*

²*Department of Chemistry, National Taiwan University, Roosevelt Rd.,
Taipei 106, Taiwan, R.O.C.*

Photoluminescence and excitation spectra of cerium doped $Y_{3-x}Gd_xAl_5O_{12}$ and $Y_{3-x-y}Tb_yGd_xAl_5O_{12}$ ($x=0.67, y=0.575, 1.15, 1.725, 2.3$) has been measured at room temperature at different pressure. Pressure up to 100 kbar has been applied using diamond anvil cell (DAC). For the materials that contain both Tb and Ce, depending on excitation wavelength one observes luminescence of Ce^{3+} or Tb^{3+} ions. Under excitation with Ar laser with wavelength 457 nm, the broad band emission related to interconfigurational transition from the lowest state of excited electronic configurations $5d^1$ to the ground state splitted by spin-orbit interaction into $^2F_{5/2}, ^2F_{7/2}$ components of Ce^{3+} ions, peaked at 550 nm is seen, whereas under excitation with He-Cd laser with wavelength 325 nm one observes mainly sharp lines luminescence related to intraconfigurational transitions inside the $4f^8$ electronic configuration of Tb^{3+} ions.

Ambient pressure excitation spectra of the Ce^{3+} emission, measures in the spectral range 550 nm-300 nm consist of two bands peaked at 460 nm and 340nm related to the transitions to the crystal field splitted $5d^1$ electronic manifold. One notices that the splitting energy increases with concentration of Tb, that has been related to increase of crystal field in the Ce^{3+} . Excitation spectra of the Tb^{3+} contains also the sharp lines related to intraconfigurational transitions in Tb^{3+} ions.

For all samples we have decomposed the Ce^{3+} emission into two Gaussian bands related to transitions to the $^2F_{5/2}, ^2F_{7/2}$ states splitted by about 1000 cm^{-1} . One observed strong pressure induced red shift of the Ce^{3+} emission similar for both bands and equal approximately to $-20\text{cm}^{-1}/\text{kbar}$. The last effect is related to increase the cubic component of crystal field with pressure. The pressure shifts of the sharp lines related to Tb^{3+} are much smaller and depends on Tb concentration in sample.

Typical luminescence spectra obtained for different pressures obtained under different excitations are presented in Fig. 1 a and b.

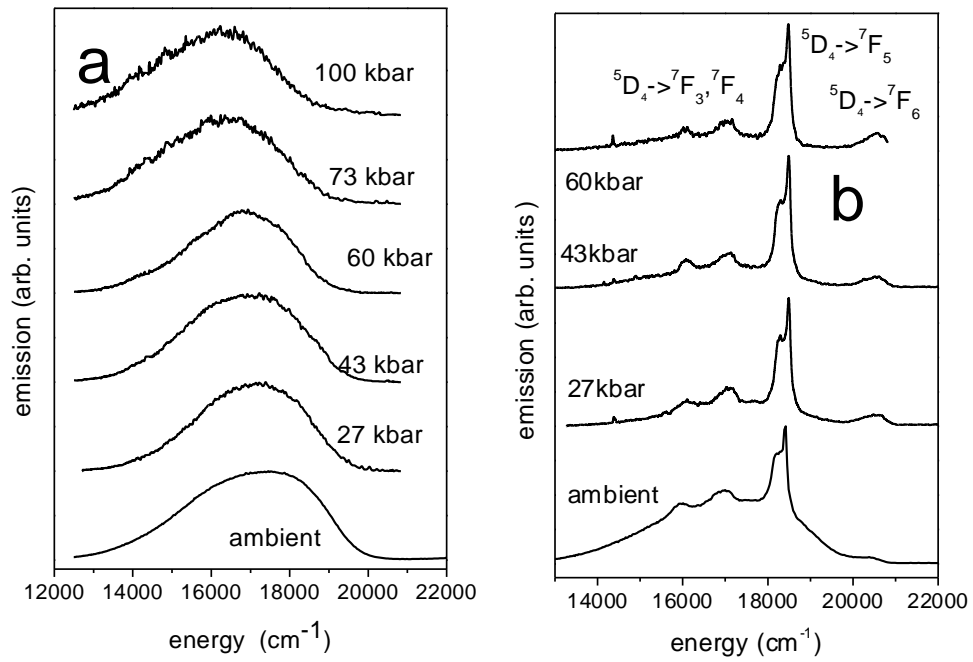


Fig 1. Photoluminescence of $\text{Tb}_{2.3}\text{Ce}_{0.05}\text{Gd}_{0.65}\text{Al}_5\text{O}_{12}$ at different pressure under excitation with wavelength 457 nm (a) and 325 nm (b).

ТРАНСПОРТ, МАГНИТОТРАНСПОРТ И ФЕРРОМАГНЕТИЗМ В РАЗБАВЛЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В.А. Кульбачинский¹⁾, П.В. Гурин¹⁾, П.М. Тарасов¹⁾, А.Б. Давыдов²⁾, Ю.А. Данилов³⁾, О.В. Вихрова³⁾

¹⁾Московский государственный университет, 119992, ГСП-2, Москва

²⁾Российский научный центр "Курчатовский институт", 123182, Москва

³⁾Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского гос. университета, 603950 Нижний Новгород

Разбавленные магнитные полупроводники (РМПП) являются перспективным материалом для спинтроники. Интерес к таким материалам связан с наблюдающимся в них ферромагнетизмом при p -типе проводимости при определенном содержании магнитной примеси. В результате возможна интеграция ферромагнитных свойств таких материалов в немагнитные полупроводники и формирование на основе таких систем приборов микро и оптоэлектроники, термоэлементов, использующих дополнительную степень свободы, связанную со спином носителей заряда.

Существуют различные методы синтеза РМПП, например метод молекулярно-лучевой эпитаксии, который используется для формирования планарных структур $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ и $(\text{In},\text{Mn})\text{As}$. В данной работе рассматриваются различные структуры на основе GaAs с примесью Mn , полученные различными способами и РМПП на основе Bi_2Te_3 и Sb_2Te_3 .

1) Исследованы двумерные структуры, включающие δ -легированный марганцем слой (полученный лазерным испарением мишени), синтезированные в процессе МОС-гидридной эпитаксии GaAs и квантовую яму $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, разделенные спейсером GaAs толщиной 3 нм. Измерения в СКВИД-магнетометре показали, что полученные структуры обладают вплоть до комнатной температуры ферромагнитными свойствами, обусловленными, наличием кластеров MnAs и $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$. В области низких температур выявлены отрицательное магнетосопротивление (ОМС) и аномальный эффект Холла, который объясняется обменным взаимодействием между магнитными ионами Mn посредством дырок 2D канала. При $T > 80$ К ОМС переходит в положительное магнетосопротивление (ПМС). На рис. 1 приведена температурная зависимость сопротивления (в омах на квадрат) одного из образцов от обратной температуры с областями вхождения ОМС, ПМС и аномального эффекта Холла.

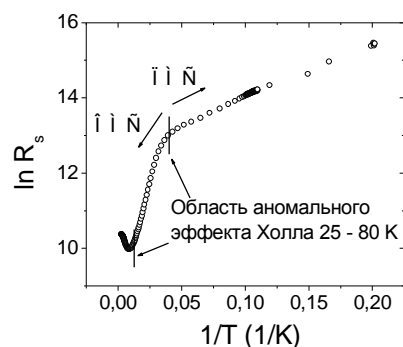


Рис. 1. Зависимость логарифма сопротивления R_s (в Омах на квадрат) от обратной температуры для одного из образцов с квантовой ямой.

2) Второй тип образцов получен тодом ионной имплантации GaAs цем с энергией 100 кэВ и дозой 10^{16} см⁻². Для увеличения концентрации дырок проводилось дополнительная имплантация магния. Образцы отличались дозой имплантированного магния, которая изменялась от 10^{14} до 10^{15} см⁻². Температурные зависимости сопротивления изучались в диапазоне температур 4,2-300К, магнетосопротивление и эффект Холла – 4,2-300 и в магнитных полях до 6 Тл. Так же как и в предыдущих образцах наблюдается ферромагнетизм при всех исследованных температурах. В качестве примера на рис. 2 приводятся характерные для ферромагнетика петли гистерезиса при разных температурах для одного из исследованных образцов (диамагнетизм матрицы вычтен).

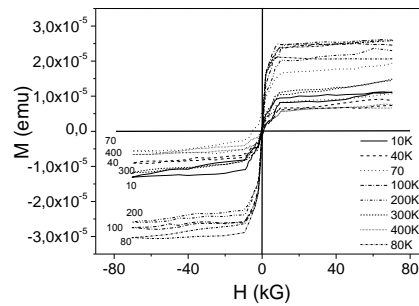


Рис.2. Зависимость намагниченности от магнитного поля для одного из ионно-имплантированных Mn образцов в области температур $10 < T < 400$ К.

3) Третий тип образцов представляет собой слой квантовых точек, сформированный МОС-гидридной эпитаксией, дельта-легированный марганцем со спейсером 10 нм. Для увеличения концентрации дырок и проводимости образцы дополнительно легировались дельта-слоем углерода со спейсером также 10 нм. В результате формирования квантовых точек и смачивающего слоя образуется квантовая яма, обладающая латеральной проводимостью *p*-типа. В таких образцах наблюдаются температурные зависимости проводимости с изгибом (отмечен стрелкой) при низких температурах (рис. 3). Эта особенность есть проявление ферромагнитного перехода в слое Mn в проводимости слоя квантовых точек. Ранее такие особенности наблюдались при ферромагнитном переходе в слое (Ga,Mn)As [1].

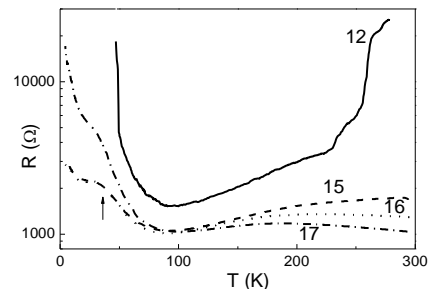


Рис.3. Зависимости сопротивления от температуры для образца без Mn (12) и трех образцов 15-17 с различным содержанием Mn.

4) Обнаружен и исследован ферромагнетизм в разбавленных магнитных полупроводниковых термоэлектрических материалах на основе Bi_2Te_3 и Sb_2Te_3 . Показано, что как и в (Ga,Mn)As в этих полупроводниках наблюдается аномальный эффект Холла и отрицательное магнетосопротивление. Кроме этого легирование магнитной примесью увеличивает термоэдс [2,3], что делает эти материалы перспективными для приложений. Работа поддержана РФФИ, гранты 05-02-16624а и 05-02-17029а

- [1] A. Oiwa, S. Katsumoto, A. Endo, et. al., Sol. State Com. **103**, 209 (1997).
 [2] V.A. Kulbachinskii, A. Yu. Kaminskii, V.G. Kytin, A. de Visser, JMMM, **272-276**, 1991 (2004).
 [3] В.А. Кульбачинский, П.М. Тарасов, Э. Брюк, ЖЭТФ, **128**, 615 (2005).

КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПРИМЕСНОЙ ПОДСИСТЕМЕ В СПЛАВАХ $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$

А.Е. Кожанов¹⁾, С.Н. Чесноков¹⁾, А.В. Никорич²⁾,
Л.И. Рябова¹⁾, Д.Р. Хохлов¹⁾

¹⁾ *Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119992, Москва.*

²⁾ *Институт прикладной физики АН Молдовы, Кишинев, Молдова.*

Легирование узкощелевых полупроводников на основе теллурида свинца некоторыми элементами III группы приводит к появлению эффектов, нехарактерных для исходного материала. Так, при легировании сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ и $Pb_{1-x}Mn_xTe$ индием наблюдается эффект стабилизации уровня Ферми, а также долговременные релаксационные процессы при низких температурах, вызванные выведением системы из состояния равновесия, в частности, задержанная фотопроводимость.

Появление указанных эффектов обусловлено необычными свойствами примесных состояний, возникающих при легировании сплавов на основе теллурида свинца индием. В частности, эффект стабилизации уровня Ферми обусловлен тем, что примесь индия формирует центры с отрицательной корреляционной энергией (negative-U centres), и поэтому основное состояние примесного центра является двухэлектронным. Возбуждение электронов в зону проводимости происходит через промежуточное одноэлектронное состояние примеси, расположенное по энергии существенно выше дна зоны. Таким образом формируется эффективный барьер для рекомбинации неравновесных носителей заряда, поскольку для релаксации в основное двухэлектронное состояние примесный центр вначале должен захватить один электрон и перейти в одноэлектронное состояние, лежащее выше дна зоны по энергии, и лишь затем захватить второй электрон и перейти в основное состояние. Возникновение рекомбинационного барьера приводит к накоплению фотовозбужденных носителей заряда в зоне проводимости при низких температурах и к появлению задержанной фотопроводимости.

Использование эффекта задержанной фотопроводимости в реальных фотоприемных системах является весьма заманчивым, поскольку позволяет производить «внутреннее» интегрирование сигнала фотопроводимости, не прибегая к использованию внешних цепей, ПЗС-матриц, и т.п. С другой стороны, для такого использования необходимо иметь в распоряжении возможность быстрого гашения задержанной фотопроводимости, чтобы работать в режиме периодического накопления и последующего быстрого сброса сигнала.

Такой способ гашения был разработан и заключался в подаче мощного радиочастотного импульса на контакты образца, что позволяло гасить задержанную фотопроводимость за время порядка 10 мкс. Было показано, что механизм такого гашения не является термическим. Кроме того, было продемонстрировано, что эффективность гашения резонансно зависит от частоты

ты радиочастотного импульса. Таким образом, стало ясно, что механизм воздействия переменного электрического поля на примесные центры является весьма нетривиальным.

Исследование электрофизических свойств сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ в переменном электрическом поле подтвердило данное предположение. Было показано, что значение низкочастотной диэлектрической проницаемости резко, на порядки величины возрастает при увеличении концентрации носителей заряда, причем способ повышения концентрации – увеличение температуры или внешняя инфракрасная подсветка – не влияет на эффект. Важно, что изменение емкости происходит непропорционально геометрическому размеру образца, в отличие от изменения сопротивления. Это означает, что емкость образца является распределенной и вклад в ее возрастание при увеличении концентрации носителей вносит перезарядка примесных центров в переменном электрическом поле. Таким образом, рекомбинационный барьер, разделяющий двухэлектронное и пустое состояния примесного центра, исчезает в переменном электрическом поле. Более того, оценка характерного времени перезарядки, сделанная с учетом величины емкости и сопротивления образца, дает значение, совпадающее с обратной частотой, соответствующей наиболее эффективному радиочастотному гашению задержанной фотопроводимости.

Рассматриваемые эффекты могут быть связаны с другим интересным явлением, наблюдающимся в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ – со сверхпроводимостью, зарегистрированной в сплавах с высоким содержанием $SnTe$. Действительно, формирование электронной пары на примесном центре может, по-видимому, в одних условиях привести к сверхпроводимости, а в других – к долговременным рекомбинационным процессам при низких температурах. Вполне вероятно, что роль переменного электрического поля сводится к стимуляции корреляционных эффектов на различных примесных центрах, и, возможно, к стимуляции сверхпроводимости. К последнему утверждению есть определенное экспериментальное основание. В сплаве $Pb_{1-x}Mn_xTe(In)$ при измерениях магнитной восприимчивости индукционным методом, т.е. в переменном магнитном поле, наблюдались признаки высокого диамагнитного отклика в сильном магнитном поле при низких температурах.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПРОЯВЛЕНИЙ ГИБРИДИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ НА ПРИМЕСЯХ ПЕРЕХОДНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В КИНЕТИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВАХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

В.И. Окулов¹⁾, Е.А. Памятных²⁾

¹⁾Институт физики металлов, 620041, Екатеринбург,
ул.С.Ковалевской,18.

²⁾Уральский государственный университет им. А.М. Горького,
620083, Екатеринбург.

Энергии электронных состояний на донорных примесях переходных элементов в полупроводниках могут находиться в полосе проводимости кристалла-матрицы. Тогда оказывается, что такие энергии занимают определённые узкие резонансные интервалы, а сами отвечающие им состояния являются гибридизированными, обладающими атрибутами свободного движения и частичной локализации электронной плотности на примесях. При изучении роли примесей в электронных явлениях гибридизированные электронные состояния адекватно описываются теорией резонансного рассеяния. Развитие теории применительно к описанию эффектов донорных примесей в проводимости и магнитной восприимчивости проведено в работах [1-3]. Экспериментальные подтверждения теоретических результатов и согласованная подгонка к ним концентрационных и температурных зависимостей, полученных на кристаллах селенида ртути с примесями переходных элементов, содержатся в работах [4-6].

Настоящее сообщение посвящено расширенной детальной формулировке и новым результатам теоретического описания аномальных особенностей электронных явлений, обусловленных влиянием резонансных донорных примесей в полупроводниках. Изложен применённый в работе [7] метод прямого экспериментального обоснования факта гибридизации как альтернативы существования связанных и ионизованных состояний с одной энергией. Приведён вывод формул, описывающих на основе развитого подхода низкотемпературный максимум электронной теплопроводности и аномалии ультразвуковых параметров, связанных с существованием гибридизированных состояний. Обсуждается соответствие имеющихся экспериментальных данных теоретическим предсказаниям и полученные значения параметров гибридизированных состояний.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 03-02-16246.

[1] В.И. Окулов, ФНТ, **30**, 1194 (2004).

[2] В.И. Окулов, ФММ, **100**, 23 (2005).

[3] В.И. Окулов, Е.А. Памятных, А.В. Гергерт, ФММ, **101**, 11 (2006).

[4] В.И. Окулов, Л.Д. Сабирзянова и др., ФНТ, **30**, 441 (2004).

[5] В.И. Окулов, Г.А. Альшанский и др., ФНТ, **30**, 558 (2004).

[6] В.И. Окулов, А.В. Королёв, А.Т. Лончаков и др., ФНТ, **31**, 1143 (2005).

[7] В.И. Окулов, Э.З. Курмаев и др., Письма в ЖЭТФ, **80**, 81 (2005).

RELAXATION TIME, DYNAMIC, RELAXED, AND UNRELAXED ELASTIC MODULI IN ZnSe:Cr INVESTIGATED WITH LONGITUDINAL ULTRASONIC WAVES

V.V. Gudkov^{1,2}, A.T. Lonchakov¹, V.I. Sokolov¹, I.V. Zhevstovskikh¹

¹*Institute for Metal Physics, Ural Department of the Russian Academy of
Sciences,*

620041 Ekaterinburg, Russia

²*Russian State Vocational Pedagogical University, 620012 Ekaterinburg, Russia*

A wide gap semiconductor ZnSe doped with Cr²⁺ ions was studied. Concentration of the dopand was about 10²⁰ cm⁻³. Longitudinal waves propagated along <110> axis. The experiments were carried out on a pulse setup operating as a variable-frequency bridge. The setup makes it possible to measure variations of phase velocity v and absorption α of ultrasound as functions of an external parameter. Fig.1 shows the data obtained at 54.4 MHz. They are presented in the form of real and imaginary parts of the wave number $k = (\omega/v) - i\alpha$ as functions of inverse temperature. Sometimes, elastic moduli may be important. In absolutely elastic medium they are real numbers and determine the velocity $C = \rho v^2$, where ρ is the material's density. Deviation from elasticity manifests itself in imaginary parts of the moduli. Instantly applied stress transforms C to the value C^U (unrelaxed). Later it should approach to the value C^R (relaxed). The modulus, which characterizes the wave propagation is frequency dependent, called "dynamic", and will be given without superscript. It determines both phase velocity and absorption of a wave as:

$$\alpha = \frac{1}{2} \operatorname{Re} k \frac{\operatorname{Im} C}{\operatorname{Re} C} \quad \text{and} \quad \frac{\Delta v}{v_0} = \frac{1}{2} \frac{\operatorname{Re} \Delta C}{\operatorname{Re} C_0}, \quad (1)$$

where for a certain variable $\Delta b = b(T) - b_0$, $b(T_0) = b_0$, $T_0 = 0$ K.

A description of a relaxation-origin phenomenon in an ultrasonic experiment can be done with the use of Zener equation (see, e.g., [1]). Its solution is:

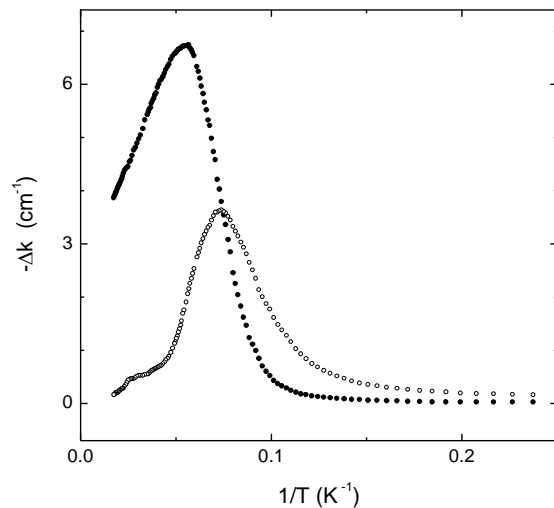


Fig 1: Wave number versus inverse temperature . $\Delta k = k(T^{-1}) - k(\infty)$ (Re k - filled circles, Im k - open circles).

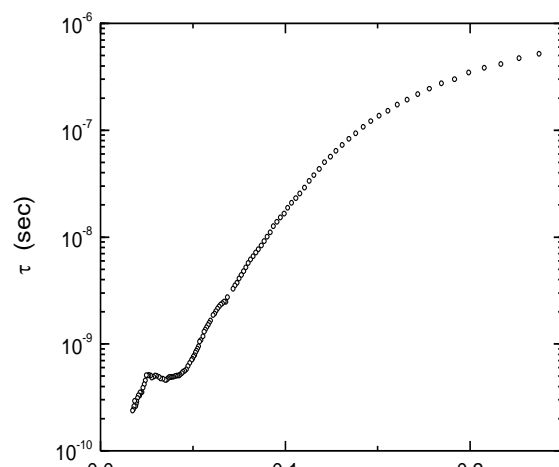


Fig.2: Relaxation time versus inverse temperature.

$$C = C^U - \frac{C^U - C^R}{1 + \omega^2 \tau^2} (1 - i\omega\tau) = C^R + \frac{C^U - C^R}{1 + \omega^2 \tau^2} (\omega^2 \tau^2 + i\omega\tau). \quad (2)$$

Using Eqs. (1) – (2), we can write:

$$\alpha = \frac{1}{2} k_0 \frac{C^U - C^R}{C_0} \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (3)$$

Notice, that maximum of α corresponds to $\omega\tau = 1$. If to assume $(C^U - C^R)/C_0 \propto 1/T$, one can deduce:

$$\tau = \frac{1}{\omega} \left(\frac{\alpha_m T_m}{\alpha T} \pm \sqrt{\left(\frac{\alpha_m T_m}{\alpha T} \right)^2 - 1} \right), \quad (4)$$

where T_m is the temperature corresponding to maximum of absorption which magnitude is α_m . Correct solutions are provided by the signs “+” before the radical at $T < T_m$ and “-” at $T > T_m$. Equation (4) makes it possible to restore the $\tau(T)$ using the data of $\alpha(T)$. The result of this procedure is given in Fig. 2. If the dependence $\nu(T)$ was also measured, one can restore the dependences $C^U(T)$ and $C^R(T)$:

$$C^U = \rho\nu^2 \left(1 + 2 \frac{\alpha}{k_0} \frac{1}{\omega\tau} \right), \quad C^R = \rho\nu^2 \left(1 - 2 \frac{\alpha}{k_0} \omega\tau \right). \quad (5)$$

Fig. 3 shows temperature variations of C^U , C^R , and C with respect to C_0 .

Further progress requires discussion of the subsystem in which the relaxation takes place. From our point of view, such subsystem can be 3d electrons of the dopand. The energy levels of these electrons can be formed with account for the Jahn-Teller effect (see review [2]). In this case sufficient variation of $\tau(T)$ can be explained as due to change in mechanism of relaxation: thermal activation at high temperatures and quantum tunneling through the potential barrier at low temperatures. A simulation of $\tau(T)$ with consideration of various mechanisms of relaxation was done and its result is given in [3].

The work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (grants 03-02-16246 and 04-02-96094-r2004 ural_a).

[1] M. Pomeranz, Proc.IEEE, **53**, 1438 (1965).

[2] M.D. Sturge, Solid State Physics (Academic Press, New York and London, 1967), chap. The John-Teller Effect in Solids, pp.92-211.

[3] V.V. Gudkov, A.T. Lonchakov, V.I. Sokolov, I.V. Zhevstovskikh, Phys.Rev., **B73** (2006) in print.

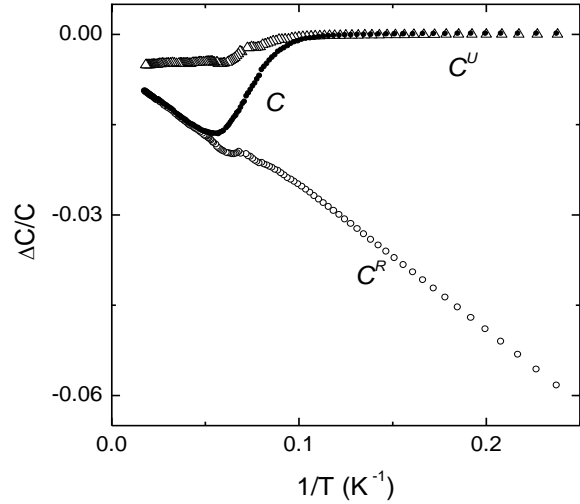


Fig.3: Elastic moduli versus inverse temperature: $\Delta C^J/C = (C^J - C_0)/C_0$.

СТРУКТУРНЫЕ ИСКАЖЕНИЯ РЕШЕТКИ И ЭФФЕКТ ЯНА-ТЕЛЛЕРА В $Zn_{1-x}Ni_xSe$

В.И. Соколов, С.Ф. Дубинин, С.Г. Теплоухов, В.Д. Пархоменко А.Т. Лончаков, С.М.Подгорных, Н.Б. Груздев
*Институт физики металлов УрО РАН,
ул. С. Ковалевской 18, 620041, Екатеринбург, Россия*

В полупроводнике $Zn_{1-x}Ni_xSe$ основное состояние иона Ni^{2+} в кубическом поле T_d симметрии – орбитальный триплет 3T_1 и, следовательно, для этого иона должен существовать эффект Яна-Теллера (ЯТ), на который, однако, долгое время не было никаких экспериментальных указаний. В данной работе приводятся результаты структурных исследований кристаллов $Zn_{1-x}Ni_xSe$ в сравнении с данными для твердых растворов $Zn_{1-x}Cr_xSe$ (эффект ЯТ для основного терма 3T_2 иона Cr^{2+} наблюдался в разных экспериментах и потому не вызывает сомнений) и $Zn_{1-x}Mn_xSe$ (эффект ЯТ отсутствует, поскольку основное состояние иона Mn^{2+} в поле T_d симметрии – орбитальный синглет 6A_1). Экспериментальные данные о диффузном рассеянии нейтронов в кристаллах $Zn_{1-x}Ni_xSe$ ($x=0.0025$) $Zn_{1-x}Cr_xSe$ ($x = 0.0029$) свидетельствуют о новом свойстве 3d примесей – способности индуцировать в полупроводнике с ионно-ковалентными sp^3 связями крупномасштабные сдвиговые деформации решетки, размеры которых существенно увеличиваются при понижении температуры.

Представлены результаты исследования примесной теплоемкости твердых растворов $Zn_{1-x}Ni_xSe$ и $Zn_{1-x}Cr_xSe$ в интервале температур (1,8-20)К. Описан и применен теплоемкостной метод для определения энергии внутрицентровых переходов в этих системах. Приведенные экспериментальные данные позволяют считать, что в $Zn_{1-x}Ni_xSe$ существует тригональный эффект ЯТ для основного терма иона Ni^{2+} . Он определяет энергетический зазор $\Delta_{Ni^{2+}}=24 \text{ см}^{-1}$ между основным и ближайшим возбужденным состоянием, а ян-теллеровские сдвиговые смещения ионов вблизи примеси могут рассматриваться как источник деформации, размеры которой определяются механизмом дальнего действия.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №04-02-96094-р2004 урал_a.

ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА $Pb_{1-x}Mn_xTe(V)$

А.И. Артамкин¹⁾, Т.В. Ганжина¹⁾, Е.И. Слынько²⁾, В.Е. Слынько²⁾, Т. Story³⁾,
P. Dziawa³⁾, Л.И. Рябова¹⁾, Д.Р. Хохлов¹⁾

¹⁾Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119992, Москва.

²⁾Черновицкое отделение ИПМ УНАН, ул. И. Вильде, 5, Черновцы 274001,
Украина.

³⁾Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, al. Lotnikow, 32/46, Warsaw
02-668, Poland

Изучение изменения свойств полупроводниковых соединений с введением различных примесей – одно из наиболее интересных направлений современной физики твердого тела. Особый интерес представляют полупроводники, легированные переходными металлами и редкоземельными элементами. Эти материалы являются базовыми для спинтроники.

Теллурид свинца является узкощелевым полупроводником. С помощью легирования можно добиться получения новых свойств и интересных эффектов, нехарактерных для исходного нелегированного материала. Ранее были изучены соединения на основе теллурида свинца, легированного, примесями третьей группы (In, Ga, Tl), некоторыми переходными и редкоземельными элементами (Cr, Mo, Yb). В этих материалах были обнаружены такие эффекты как стабилизация уровня Ферми, переход металл-диэлектрик, задержанная фотопроводимость, гигантское отрицательное магнитосопротивление.

В данной работе исследовались транспортные и магнитные свойства соединений $Pb_{1-x}Mn_xTe(V)$. Исследованные кристаллы были синтезированы методом Бриджмена, что позволило получить серию образцов с различным содержанием примесей. Полученные температурные зависимости удельного сопротивления имеют активационный вид при температурах выше 50 К с насыщением при более низких температурах. В одном из образцов наблюдалось после активационного участка падение сопротивления. При подсветке в этом образце наблюдался рост сопротивления. Обнаружено, что энергия активации носителей заряда регулярно зависит от количества марганца. Концентрация марганца полученная с помощью магнитных измерений согласуется с данными полученными пламенным атомно-эмиссионным методом, что позволяет говорить об однородности кристалла и отсутствии потенциального рельефа дна зоны. Это также подтверждается отсутствием падения холловской подвижности при низких температурах, характерного для неупорядоченных систем.

На основании полученных данных можно сделать вывод о стабилизации уровня Ферми на примесном уровне ванадия в $Pb_{1-x}Mn_xTe(V)$. Обсуждаются возможные механизмы возникновения эффекта отрицательной фотопроводимости.

ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ ОТ СТАБИЛИЗАЦИИ И РАЗМЕРОВ КРИСТАЛЛИТОВ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

Корионов И.В.¹, Трефилова А.Н.¹, Бабушкин А.Н.¹, Корионова И.Г.¹, Шумина Ю.Н.¹, Lojkowski W.², Opalinska A.²

¹Россия, 620083, г.Екатеринбург, пр.Ленина, 51, Уральский государственный университет, кафедра физики низких температур.

² High Pressure Research Center, Polish Academy of Science, ul. Sokolowska 29/37, 01-142 Warsaw, Poland

Размерные эффекты в ультрадисперсных системах привлекают особое внимание, так как они приводят к новым, необычным для однородных макроскопических тел свойствам, важным с точки зрения практического применения. Мы представляем результаты исследования электросопротивления диоксида циркония в нано- и поликристаллическом состояниях при давлениях 22-50 ГПа в диапазоне температур 77-450 К, с целью установления корреляционных связей между электрическими свойствами ZrO_2 , стабилизацией и размерами его кристаллитов в нанокристаллическом состоянии под действием высоких давлений.

Измерения сопротивления по постоянному току проводились в камере высокого давления с наковальнями типа «закругленный конус-плоскость» на основе синтетических алмазов «карбонадо». Сопротивление наковален по постоянному току составляет не более 10 Ом и имеет незначительную температурную зависимость.

Ошибка при оценке давления не превышает 10% при давлениях 15-50 ГПа. Размеры используемых образцов составляют ~ 0.2 мм в диаметре и от 5 до 30 мкм в толщину [1].

Измерения были выполнены на порошковых образцах ZrO_2 . Поликристаллические образцы диоксида циркония, стабилизированные иттрием (5 мол.%) были синтезированы Daiichi Kigensou Company, Япония (Lot # NEY-5M LO524). Нанокристаллические порошки, стабилизированные празеодимом (0,5 мол.%), были синтезированы Центром Исследований при высоких давлениях Польской Академии Наук. Поликристаллические порошки нестабилизированного диоксида циркония были синтезированы в ДонФТИ.

Нами было исследовано влияние размеров кристаллитов на величину энергии активации E_a для нанокристаллических образцов [2]. При давлении 50 ГПа значения энергии активации для 10 и 12 нм составляют величины порядка десятых электронвольт, в то время как для 54 нм и для поликристаллических образцов – порядка тысячных электронвольт.

В результате наших исследований было установлено, что величина активационной энергии зависит от размеров кристаллитов в нанокристаллическом состоянии и возрастает с уменьшением последнего.

Стабилизация диоксида циркония приводит к появлению второго механизма проводимости (рис.1б, в), проявляющегося во втором активационном процессе в стабилизированном ZrO_2 . При этом нанокристалличность (при размерах ~ 10 нм), наряду со стабилизацией, приводит к появлению третьего активационного процесса (рис.1г), что так же указывает на значительный вклад поверхностных эффектов в электрические свойства нанокерамик.

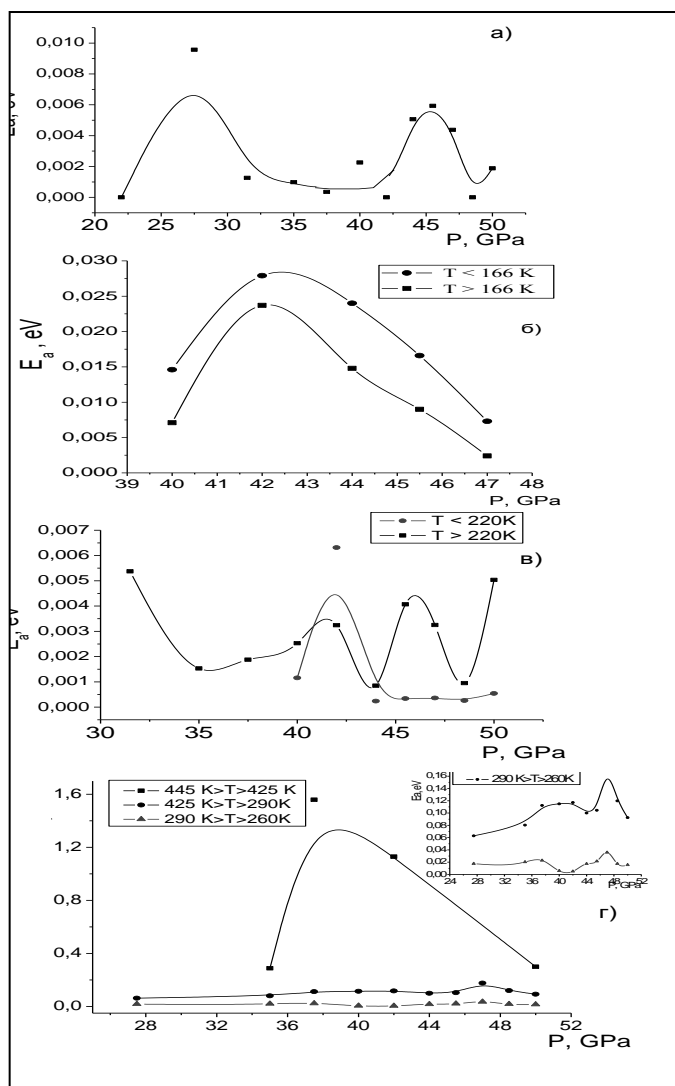


Рис.1. Барические зависимости энергии активации при вводе давления а) для нестабилизированного образца ZrO_2 ; б) для образца $ZrO_2-Y_2O_3$; в) для образца ZrO_2 с размерами кристаллитов 54 нм; г) для образца с размерами кристаллитов 12 нм (вставка – увеличенный масштаб)

Обнаружено наличие изменений в электронной структуре данного материала в области 40 – 47 ГПа (рис.2а, в, г), что свидетельствует о существовании структурно-фазового перехода в диоксиде циркония в этом интервале давлений.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов RBRF №01-03-96494 и CRDF № REC-005.

Рис.1. Барические зависимости энергии активации при вводе давления а) для нестабилизированного

[1] Babushkin A.N., Kandrina Y.A., Kobeleva O.L., Schkerin S.N., Volkova Y.Y., Publ., Dordrecht-New York-London, **1**, 131 (2001).
 [2] A.N.Trefilova, I.V. Korionov, A.N. Babushkin, W. Lojkowski, A. Opalinska, Materials Science, **1**, 247 (2005).

СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИЕ ДИОДНЫЕ ТУННЕЛЬНО-ПРОЛЕТНЫЕ СТРУКТУРЫ НА Si:Er.

Д.Ю. Ремизов, З.Ф. Красильник, В.П. Кузнецов, В.Б. Шмагин
Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород.

Интерес к монокристаллическому кремнию, легированному редкоземельным элементом эрбием, обусловлен перспективой создания эффективных светоизлучающих структур на его основе, излучающих в одном из окон прозрачности волоконно-оптических линий связи ($\lambda \sim 1,5$ мкм). При комнатной температуре наиболее эффективен ударный механизм возбуждения ионов Er^{3+} , реализуемый в диодных структурах Si:Er/Si, работающих при обратном смещении в режиме пробоя p-n перехода [1]. Высокая эффективность ударного механизма возбуждения ионов Er^{3+} обусловлена, во-первых, достаточно высоким эффективным сечением возбуждения, во-вторых, практически полным подавлением в области пространственного заряда (ОПЗ) диодной структуры одного из основных механизмов безызлучательной релаксации возбужденных ионов Er^{3+} – Оже-релаксации на свободных носителях. Интенсивность и эффективность возбуждения электролюминесценции (ЭЛ) диодных структур с ударным механизмом возбуждения ионов Er^{3+} ограничены малой шириной ОПЗ диодной структуры. В работе [2] установлено, что увеличение ширины ОПЗ в наиболее распространенных диодных структурах $p^+/n\text{-Si:Er}$ и $p^+/n\text{-Si:Er}/n^+$ более 0.1-0.2 мкм вызывает усиление лавинной компоненты в токе пробоя диодной структуры и, как следствие, резкое уменьшение интенсивности ЭЛ ионов Er^{3+} при комнатной температуре.

Цель настоящей работы – конструирование и исследование новых типов электролюминесцентных микро- и наноструктур на основе Si:Er с расширенной ОПЗ и повышенной интенсивностью ЭЛ ионов Er^{3+} при комнатной температуре.

В докладе представлены первые результаты исследования ЭЛ свойств диодных туннельно-пролетных структур типа $p^+/n^+/n\text{-Si:Er}$, выращенных методом СМЛЭ на подложках p-Si:B с ориентацией (100) и удельным сопротивлением 10 Ом·см. Толщина слоя $p^+\text{-Si} \sim 0.1$ мкм, концентрация дырок в слое $\sim 5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, концентрация свободных носителей в слое $n^+\text{-Si}$ составляет $\sim 2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, толщина слоя варьируется от 0.01 до 0.1 мкм, толщина слоя n-Si:Er составляла ~ 0.5 мкм, концентрация носителей в нем $\sim 1 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

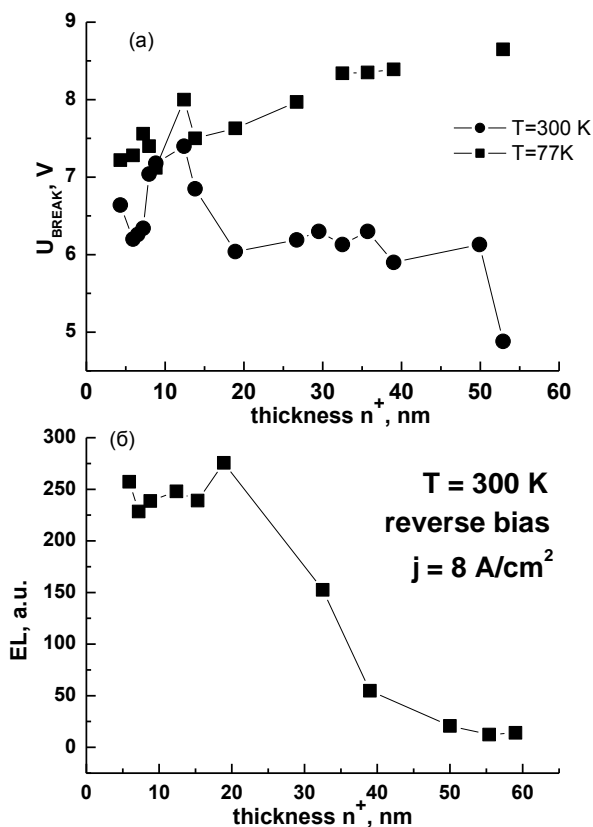


Рис.1 Зависимость механизма пробоя (а) и интенсивности ЭЛ ионов Er^{3+} (б) от толщины слоя n^+ .

Si:Er, что и вызывает трансформацию туннельного механизма пробоя в смешанный. Увеличение интенсивности ЭЛ ионов Er^{3+} , наблюдаемое при уменьшении толщины слоя n^+ -Si (рис.1б), мы связываем с расширением ОПЗ структуры в слаболегированный слой n-Si:Er.

С нашей точки зрения, разработка светоизлучающих диодных структур с расширенной ОПЗ типа $p^+/n^+/n$ -Si:Er позволит преодолеть основное ограничение диодных структур с ударным механизмом возбуждения ионов Er^{3+} , связанное с малой шириной ОПЗ, и, тем самым, заметно увеличить интенсивность ЭЛ ионов Er^{3+} в диапазоне 1.54 мкм при комнатной температуре.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 04-02-17120 и 04-02-08240-офи-а) и INTAS (грант 03-51-6486).

[1] G.Franzo, S.Coffa, F.Priolo, C.Spinella. *J. Appl. Phys.*, **81**, 2784, (1997).

[2] В.Б. Шмагин, Д.Ю. Ремизов, С.В. Оболенский, Д.И. Крыжков, М.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник, *Физика Твёрдого Тела*, **47**, 120 (2005).

На рис.1 показано, как изменение толщины слоя n^+ -Si влияет на механизм пробоя и ЭЛ свойства структуры $p^+/n^+/n$ -Si:Er. Из сравнения напряжений пробоя при температурах $T=300$ К и $T=77$ К видно, что уменьшение толщины слоя n^+ -Si приводит к трансформации туннельного механизма пробоя ($U_{break}^{300} < U_{break}^{77}$) в смешанный ($U_{break}^{300} \approx U_{break}^{77}$). Мы объясняем это постепенным проникновением электрического поля в слаболегированный слой n-Si:Er, где поле спадает достаточно медленно. С уменьшением толщины слоя n^+ глубина проникновения электрического поля в слой n-Si:Er увеличивается, и, соответственно, нарастает интенсивность процессов лавинного размножения носителей в слое n-

ОКТРОНЫ ДЛЯ СПЕКТРАЛЬНО-АНАЛИТИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

С.П.Варфоломеев, И.В.Заводько

Открытое Акционерное Общество Научно-исследовательский институт «ГИРИКОНД», Россия, 194223, Санкт-Петербург, ул. Курчатова, 10.

E-mail: 21@giricond.spb.ru

В ОАО «НИИ «ГИРИКОНД» разрабатываются и изготавливаются малогабаритные оптоэлектронные приборы – фоторезисторы, фотоэлементы, фотолюминесцентные излучатели, которые являются основными функциональными элементами октронов.

Октроны – оптоэлектронные полупроводниковые приборы, в которых оптическая связь между излучателем и приемником осуществляется по открытому оптическому каналу. Конструкция октрона позволяет по изменению оптических параметров открытого канала фиксировать появление посторонних предметов или определять наличие газообразной компоненты.

При рациональном подборе фотоприемника и излучателя, а также некотором усложнении электронной схемы и адекватной проработке оптической части конструкции октрона возможна идентификация этой компоненты и определение ее концентрации. Этой компонентой может оказаться метан, пропан, бутан, пары ацетона, фторсодержащих соединений, окислы углерода. Все перечисленные выше химические соединения и многие другие имеют характерные полосы поглощения в спектральном диапазоне от 2 мкм до 5,2 мкм.

В ОАО «НИИ «Гириконд» разработана технология тонкопленочных поликристаллических структур на основе материалов группы А4В6 и твердых растворов А4В6-А2В6, которая позволила реализовать в спектральном диапазоне 2 – 5,2 мкм эффекты фотопроводимости, фотогальванический эффект, эффект фотолюминесценции и электролюминесценции. Базовыми материалами являются селенид свинца, легированный примесями пятой группы [1] и твердые растворы селенида свинца и селенида кадмия [2].

Легирование элементами пятой группы позволяет получать материалы с проводимостью близкой к собственной и реализовать эффект фотопроводимости, а введение селенида кадмия в селенид свинца позволяет направленно изменять ширину запрещенной зоны материалов в пределах от 0,2 eV до 0,6 eV, что дает возможность управлять спектральными характеристиками приборов. Селенид свинца относится к группе «прямозонных» полупроводников и если, предпринять меры по подавлению возможных рекомбинационных каналов по механизму Шокли – Рида, Оже рекомбинации и рекомбинации на поверхности, как это и осуществлено в представленной технологии, то основным рекомбинационным процессом остается межзонная излучательная рекомбинация.

В этом случае обеспечиваются оптимальные условия для реализации эффекта фотолюминесценции и электролюминесценции, и получаются

структуры с высокой подвижностью носителей тока – до $100 \text{ см}^2/\text{В сек}$ и достаточно большой для поликристаллов диффузионной длиной - до 30 мкм. Концентрация носителей при этом может меняться от собственной до 10^{18} см^{-3} с n и p типами проводимости. Одновременно на таких элементах отработаны методы получения омических контактов [3]. Все это позволяет создавать барьерные структуры, на которых реализуется фотогальванический эффект.

Совокупность перечисленных выше технологических особенностей делает возможным в зависимости от задаваемых оптических, фотоэлектрических и эксплуатационных требований к октрону изготавливать различные модификации фотоприемников и излучателей.

В качестве приемников излучения в октронах применяются фоторезисторы и полупроводниковые фотоэлементы. В качестве излучателей в октроне целесообразно использовать фотолюминесцентные полупроводниковые излучатели, в которых в качестве коротковолнового излучателя применен излучающий диод на основе арсенида галлия, а длинноволновое излучение генерируется в полупроводниковом слое селенида свинца или твердого раствора селенида свинца и кадмия.

Спектральные диапазоны фотоприемников и излучателей должны формироваться в виде узких селективных полос. Это качество приборов обеспечивается введением в их конструкцию интерференционных фильтров.

При использовании описанных выше модификаций фотоэлементов и фотолюминесцентных излучателей положительные отличительные признаки этих компонентов транслируются на октроны, в которых они применяются.

Предложенные октроны в настоящее время не имеют отечественных и мировых аналогов [4].

- [1] Дийков Л.К., Олеск А.О, Андреев Ю.В., «Материал для изготовления фотоприемников излучения», А.С. № 52171, приоритет от 21.07.69.
- [2] Дийков Л.К., Олеск А.О., Андреев Ю.В., «Материал для изготовления фоточувствительного слоя», А.С.№67405, приоритет 02.09 1971.
- [3] Медведев Ф.К., Дийков Л.К., Олеск А.О., «Метод формирования омического контакта», А.С., приоритет от 08.10.88.
- [4] Горбунов Н.И., Варфоломеев С.П., Дийков Л.К., Марахонов В.М., Медведев Ф.К., «Фотолюминесцентный излучатель, полупроводниковый фотоэлемент и октрон на их основе», патент № 37571, приоритет 05.02.2004.

МНОГОЭЛЕКТРОННЫЕ МУЛЬТИПЛЕТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В СПЕКТРАХ Co^{3+} В КРИСТАЛЛАХ.

А. В. Ефремов, А. В. Ларин, А. Е. Никифоров, С. Э. Попов.
Уральский государственный университет, 620083, Екатеринбург,
пр. Ленина 51,
E-mail: basis@hotmail.ru

Ион Co^{3+} имеет электронную конфигурацию d^6 и в кристаллах конкуренцию влияния кристаллического поля и эффектов взаимодействия электронов незаполненных оболочек, что приводит к изменению основного состояния в зависимости от внешних условий (температуры, гидростатического давления). Например, LaCoO_3 является диамагнитным полупроводником при низких температурах, а при 100°K переходит в магнитную моноклинную фазу. Различные сценарии фазового перехода зависят от взаимного расположения низкоспинового $^1A_1(t_2^6)$, высокоспинового $^5T_2(t_2^4e^2)$ и промежуточного $^3T_1(t_2^5e)$.

В данной работе исследован энергетический спектр кластера $[\text{CoO}_6]$ в полуэмпирической модели [1], учитывающей редукцию кулоновских и обменных взаимодействий электронов незаполненных оболочек при учете эффектов гибридизации d -функций магнитного иона и s , p -функций лигандов.

Получены диаграммы нижних уровней энергии Co^{3+} в кристалле в зависимости от величины кристаллического поля (Δ) и факторов редукции (λ_t , λ_e). Поведение уровней отличается от поведения, описываемого диаграммой Танабе-Сугано.

В приближении многоконфигурационного хартри-фоковского подхода проведены неэмпирические расчеты кластера $[\text{CoO}_6]$ в окружении 310 ионов, моделирующих кристалл, с использованием комплекса GAMESS [2]. Результаты неэмпирических расчетов сравнены с полуэмпирической схемой.

Работа выполнена при финансовой поддержке CRDF (REC-005), РФФИ 04-02-16204, 04-02-96078, и Министерства образования UR.01.01.435.

[1] A. Fazio, M. J. Caldas, Alex Zunger, Physical Review, **30**, 3430 (1984).

[2] <http://www.msg.ameslab.gov/GAMESS/GAMESS.html>

СВЕРХТОНКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ЯДРЕ ИОНА ЛАНТАНА В СОЕДИНЕНИИ LaMnO_3

П.А.Агзамова, Ю.В. Лескова, А.Е. Никифоров, Л.Э. Гончарь, С.Э. Попов
*Уральский государственный университет им. А.М. Горького,
620083, Екатеринбург, пр. Ленина 51,
E-mail: polina.agzamova@usu.ru*

Интерес к исследованию манганитов – магнитных оксидных материалов на основе марганца – не уменьшается с течением времени. Это связано с многогранностью физики этих соединений: в одном типе соединений наблюдается связь разнообразных свойств металлов и полупроводников, ионных и ковалентных кристаллов, систем с орбитальным и зарядовым упорядочениями. Более того, в манганитах возможно образование нескольких типов неоднородных состояний: решеточные и магнитные поляроны, капельные и страйповые структуры и т.д.

Одним из методов исследования локальной структуры, позволяющим охарактеризовать тип кристаллической и магнитной структуры, реализуемой в кристалле, является ядерный магнитный резонанс (ЯМР). ЯМР, наблюдаемый на немагнитных ионах лантана, позволяет сделать заключение о характеристиках магнитной структуры в целом. Для объяснения спектров ЯМР [1,2,3] необходимо построить модель, позволяющую описать связь между локальной структурой и резонансным спектром.

В качестве модельного объекта исследования рассматривалось родительское соединение LaMnO_3 . В работе построена модель сверхтонкого взаимодействия спина ядра лантана с магнитными моментами ближайших ионов марганца. Константа сверхтонкого взаимодействия содержит два вклада связанных с поляризацией s- и p-электронных оболочек лантана. Показано что орбитальная структура кристалла влияет на величину константы сверхтонкого взаимодействия связанной с поляризацией p-оболочки лантана. В работе исследовалось поведение параметров сверхтонкого взаимодействия при различных значениях амплитуды и ориентации внешнего магнитного поля.

Исследования проводились для поликристалла, как при нулевом магнитном поле, так и во внешнем магнитном поле. Показано, что наличие локального магнитного поля, обусловленного сверхтонким взаимодействием с ближайшими ионами марганца, приводит к видоизменению спектра кристалла с температурой: при низких температурах в модели поликристаллического образца получается линия асимметричной формы, при повышении температуры происходит сужение линии. Кроме того, показано, что температурная зависимость целиком определяется поведением магнитных подрешеток.

Исследовалась температурная зависимость спектра монокристалла помещенного во внешнее магнитное поле при различных ориентациях по-

следного. Показано, что поведение спектра зависит от направления приложенного внешнего поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке CRDF (REC-005), РФФИ 04-02-16204, 04-02-96078, и Министерства образования UR.01.01.435.

[1] G.Allodi, R.De Renzi, G.Guidi et al., Phys. Rev. B., 56, 6036 (1997).

[2] К.Н.Михалев, и др. ФММ., 93, 32 (2002).

[3] К.Н.Михалев, С.А. Лекомцев и др Письма в ЖЭТФ, **72**, 599 (2000).

ПОДАВЛЕНИЕ ВОЛНЫ ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ В СОЕДИНЕНИИ $Cr_xTi_{1-x}Se_2$

Титов А.Н.^{1,2}, Меренцов А.И.^{1,2,3}, Неверов В.Н.¹

¹⁾ *Институт физики металлов УрО РАН, 620219, Екатеринбург,
ул.С.Ковалевской, 18.*

²⁾ *Уральский государственный университет им. А.М.Горького, 620083,
Екатеринбург, пр. Ленина, 51.*

³⁾ *Институт металлургии УрО РАН, 620016, г. Екатеринбург,
ул. Амундсена, 101.*

Синтезированы твёрдые растворы замещения с общей формулой для сравнения их свойств со свойствами интеркалатных соединений и для выявления андерсоновского вклада в локализацию носителей заряда, обнаруженную в интеркалатных соединениях M_xTiSe_2 (M - переходный металл) [1,2].

Газотранспортным методом выращены монокристаллы, пригодные для измерений проводимости. Определено, что химический состав кристаллов отличается от состава исходной навески.

Проведённые структурные исследования говорят о том, что составы с $x < 0.25$ являются неупорядоченными твёрдыми растворами с незначительной зависимостью параметров от состава. Значительное уменьшение параметра c и уменьшение параметра a для состава с $x = 0.25$ говорит о начавшейся интеркаляции.

Исследование температурной зависимости удельного сопротивления монокристаллов в направлении, параллельном оси c , проводилось в интервале температур 4.2 - 300 К. Характер зависимостей говорит об исчезновении фазового перехода в состояние с волной зарядовой плотности, характерного для чистого $TiSe_2$ [3], для состава с $x = 0.044$, что значительно ниже, чем в случае замещения другими металлами ($x_c = 0.1$ для ванадия [3] и $x_c = 0.07$ для тантала [4]).

Тот факт, что температурная зависимость сопротивления полностью описывается в рамках предположений о полупроводниковой природе локализации носителей заряда и демонстрирует отсутствие признаков андерсоновской локализации несмотря на разупорядоченность в подрешётке примеси в рассмотренном интервале концентраций, говорит об отсутствии андерсоновской локализации и в интеркалатных соединениях.

Работа выполнена при поддержке Гранта Президента РФ по поддержке научных школ.

[1] Titov A., Titova S., Neumann M. et al, Mol. Cryst. Liq. Cryst., **311**, 161 (1998).

[2] Pleschov V.G., Baranov N.V., Titov A.N. et al., J.Alloys Comp., **320**, 13 (2001).

[3] Vaterlaus H.-P., Helvetica Physica Acta **57**, 336 (1984).

[4] Di Salvo F. J. and Waszczak J. V., Phys. Rev. B, **17**, 3801 (1978).

ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПЕДАНСА КЕРАМИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КЛАТРАТОВ $\text{Sn}_{24}\text{P}_{19,3}\text{I}_x\text{Br}_{8-x}$ ($0 \leq x \leq 8$) В НИЗКОЧАСТОТНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ.

Л.И. Рябова, А.В. Шевельков, А.В. Якимчук, Ю.В. Заикина
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119992, Москва.

Клатраты представляют собой класс супрамолекулярных соединений с трехмерной каркасной структурой, в полостях которой заключены изолированные атомы, не образующие ковалентных связей с каркасом. Основное перспективное применение клатратов связано с созданием новых термоэлектрических материалов. Среди многообразных клатратных структур имеются соединения, которые по характеру температурной зависимости сопротивления относят к полупроводникам, в частности, $\text{Sn}_{24}\text{P}_{19,3}\text{I}_x\text{Br}_{8-x}$ классифицирован как узкозонный полупроводник [1]. Однако проводимость керамических образцов, которыми являются клатраты, может определяться не только характером энергетического спектра, но и наличием межзеренных границ. Исследование полного импеданса позволяет получить дополнительную информацию о механизмах проводимости в керамике.

Согласно квантово-химическим расчетам зонную структуру данных клатратов определяет фосфоро-оловянный каркас. Вариация соотношения атомов галогенов, заполняющих полости каркаса и деформирующих его, приводит к изменению зонной структуры. Синтез образцов проведен отжигом смеси соответствующих компонент с последующим ее прессованием. Состав определен методом рентгенофазового анализа. Температурные зависимости сопротивления имеют активационный характер во всем исследованном диапазоне $4.2 \text{ K} \leq T \leq 300 \text{ K}$ (рис.1).

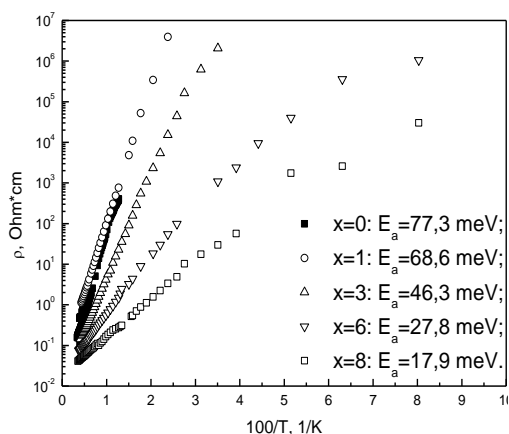


Рис.1. Зависимости удельного сопротивления от обратной температуры. $4,2 \text{ K} < T < 300 \text{ K}$.

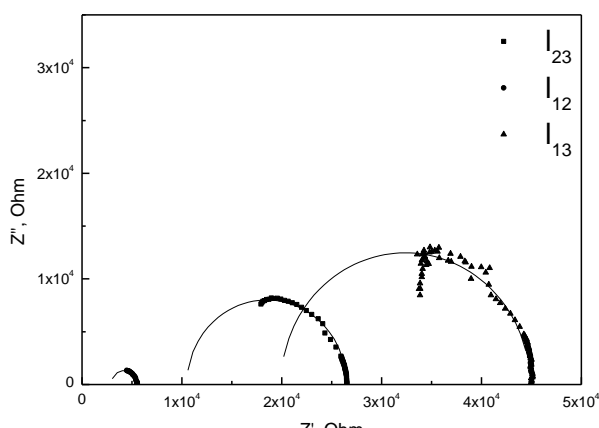


Рис.2. Импеданс-спектр образца $\text{Sn}_{24}\text{P}_{19,3}\text{I}_1\text{Br}_7$ $T = 77 \text{ K}$. Кривые отвечают разным контактными конфигурациям.

Рассчитанные значения энергий активации лежат в интервале от 17,9 мэВ до 68,7 мэВ. Импеданс-спектры в области частот от 20 Гц до 1 МГц, измеренные при $T = 77\text{ К}$ и $T = 300\text{ К}$ для разных контактных конфигураций, анализировались с использованием графоаналитического метода (рис.2). Установлено, что эквивалентная схема, аппроксимирующая поведение образцов в переменных электрических полях, включает низкочастотный $R_n C_n$ -контур и соединенное с ним последовательно активное сопротивление R_0 (или контур, емкость которого существенно ниже C_n). Важно, что значения R_0 и R_n близки по величине во всем температурном диапазоне и при изменении контактных расстояний меняются пропорционально, а рост емкости C_n при уменьшении расстояния между контактами оказывается существенно нелинейным. Таким образом, образец не является плоским конденсатором, в нем обнаруживается распределенная емкость. Полученные результаты анализируются с учетом реальной микроструктуры клатратов и возможного вклада заряженных междолинных границ.

[1] К.А.Ковнир, А.В.Шевельков, Успехи химии, **73**, 9 (2004).

НОВЫЕ СЛОЖНЫЕ ХАЛЬКОГЕНИДЫ СЕРЕБРА: ВЛИЯНИЕ СОСТАВА НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

О.А.Шабашова, О.Л.Хейфец, А.Н.Бабушкин, Н.В.Мельникова
Уральский госуниверситет, 620083, Екатеринбург, пр.Ленина, 51

Одной из важных задач физики и химии твердого тела является получение и изучение новых полупроводниковых соединений, определяемое потребностями современной техники.

В Лаборатории Физики экстремальных воздействий на вещество УрГУ были синтезированы новые халькогениды $\text{AgGeBS}_{3x}\text{Se}_{3(1-x)}$ ($\text{B}=\text{As}, \text{Sb}$; $x=0.1-0.9$) и исследованы их электрические свойства при температурах 78-400К и давлениях 10-45ГПа. Был проведен анализ влияния состава образцов на их электрические свойства.

В результате исследований обнаружено, что соединения с сурьмой с $x=0.4-0.7$ являются ионными проводниками с областью температур начала ионного переноса 270К-340К. Рост доли селена в $\text{AgGeSb}_{3x}\text{Se}_{3(1-x)}$ приводит к росту доли ионного переноса. В образце с $x=0.3$ наблюдается сегнетоэлектрический фазовый переход, а в образце с $x=0.7$ при $T=420\text{К}$ пироэлектрический фазовый переход. Из исследований под воздействием высоких давлений было обнаружено, что в $\text{AgGeBS}_{1.2}\text{Se}_{1.8}$ существует необратимый фазовый переход в области давлений 23-25 ГПа, в $\text{AgGeBS}_{1.5}\text{Se}_{1.5}$ обнаружен фазовый переход при 39-41ГПа и, возможно, существует переход в области давлений 27-29ГПа, в $\text{AgGeBS}_{2.1}\text{Se}_{0.9}$ и в $\text{AgGeBS}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$ фазовых переходов нет.

Соединения $\text{AgGeAsS}_{3x}\text{Se}_{3(1-x)}$ имеют серый цвет и металлический блеск. Все исследованные соединения являются ионными проводниками с областью температур начала ионного переноса 150К-310К. Доля ионного переноса сильно зависит от соотношения доли серы и селена. На температурных зависимостях электропроводности σ и диэлектрической проницаемости ϵ для соединений с $x=0.2, 0.3, 0.7-0.9$ обнаружены фазовые переходы, связанные либо с изменением структуры образца либо с перестройкой в электронной подсистеме.

Была проведена рентгеноструктурная аттестация образцов. Обнаружено, что соединения являются квазиаморфными. Для всех материалов на рентгенограммах видно несколько размытых максимумов. Интенсивность максимумов зависит от доли серы (селена) в материале. Проведен анализ связи вида рентгенограммы (ширина максимумов, углы рассеяния и интенсивность максимумов) со свойствами образцов.

Исследования выполнены при частичной финансовой поддержке CRDF (Ek-005-X1), гранта CRDF и Министерства Образования РФ (BRHE, Post Doctoral Fellowship, award EK-005-X1, annex 7, No Y1-05-09).

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $(\text{PbSe})_{1-x}(\text{AgAsSe}_2)_x$ ПРИ 78К-400К

О.А.Шабашова, О.Л.Хейфец, Н.В.Мельникова

Уральский госуниверситет, 620083, Екатеринбург, пр.Ленина, 51

Развитие современной криоэлектроники требует создания новых полупроводниковых материалов с низкими температурами начала как электронного, так и ионного переноса электрического заряда. Многокомпонентные халькогениды серебра и меди известны как перспективные материалы для научных и прикладных целей, обладают разнообразными физическими свойствами. Некоторые из них имеют низкие температуры начала ионного переноса [1-2]. Поиски новых соединений для криогенной микроэлектроники являются интересной и актуальной для физики полупроводников и физики твердого тела задачей.

Работа посвящена синтезу и исследованию электрических свойств системы $(\text{PbSe})_{1-x}(\text{AgAsSe}_2)_x$. Соединение AgPbAsSe_3 является сегнетоэлектриком с очень большой величиной диэлектрической проницаемости (55000). В связи с этим, была синтезирована вышеуказанная группа соединений с целью проверки влияния состава на диэлектрические свойства материала.

Материалы были синтезированы с помощью ампульного синтеза. Все полученные образцы имеют серый цвет и металлический блеск. Исследование электрических свойств синтезированных соединений проводилось методом импедансной спектроскопии. Доля ионной проводимости определялась из измерений с использованием несимметричной ячейки Вагнера.

По предварительным данным, исследованные материалы обладают сегнетоэлектрическими свойствами в области температур 78-350К. Область возникновения сегнетоэлектрического перехода зависит от доли PbSe в составе. Для обнаружения связи свойств материала с его структурой требуются дополнительные исследования.

Исследования выполнены при частичной финансовой поддержке CRDF (Ек-005-Х1), гранта CRDF и Министерства Образования РФ (BRHE, Post Doctoral Fellowship, award ЕК-005-Х1, annex 7, No Y1-05-09).

- [1] E.R.Baranova, V.L.Kobelev, N.V.Melnikova, V.B. Zlokazov, L.Ya. Kobelev, M.V.Perfiliev, *Solid State Ionics*, **124**, 255 (1999)
- [2] E.R.Baranova, V.L.Kobelev, O.L.Kobeleva et al, *Solid State Ionics*, **146**, 415 (2002)

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СУЛЬФИДА КАДМИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ МЕТОДОМ ИМПЕДАНСНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ.

Ю.А. Кандрина, А.Н. Бабушкин

Уральский государственный университет, Екатеринбург, пр. Ленина 51

При высоких давлениях вещества претерпевают структурные превращения, радикально изменяются их электронные структуры. Превращения протекают сложным образом со значительными термическими и барическими гистерезисами. Применение методов импедансной спектроскопии может дать новую информацию о динамике превращений при высоких давлениях. Анализ годографов импеданса дает возможность получить данные о вкладах в полное сопротивление составляющих системы – объема, поверхности, межфазных границ, разных фаз и т.п.

Для генерации давлений использовали камеры высокого давления (КВД) с алмазными наковальнями типа “закругленный конус - плоскость”, изготовленными из синтетических поликристаллических алмазов “карбонадо”.

Цель работы – применение метода импедансной спектроскопии для исследования электрофизических свойств сульфида кадмия при давлениях 20-50 ГПа.

Были построены и исследованы графики годографов импеданса при разных давлениях. Годографы представляют собой дуги, отсекающие высокочастотной частью некоторое сопротивление. Центры окружностей дуг сдвинуты вниз. Из годографов импеданса видно, что с увеличением давления сопротивление уменьшается. Радиусы дуг годографов с ростом давления уменьшаются, при снижении давления радиусы дуг годографов увеличиваются.

При росте давления реальная часть импеданса CdS при разных значениях частот (от 100 кГц до 10 кГц) уменьшается, с особенностями при давлениях 30-35 ГПа, и увеличивается при снижении давления. С увеличением давления тангенс угла диэлектрических потерь образца при разных значениях частот возрастает. При снижении давления тангенс увеличивается при высоких частотах, при частотах 16-10 кГц практически не изменяется, при 10-0,5 кГц уменьшается.

Из измерений на постоянном токе известно, что при давлениях 29-31 ГПа в CdS происходит перестройка электронной структуры, являющаяся причиной существования максимума сопротивления. Можно заключить, что наши измерения CdS на переменном токе коррелируют с измерениями на постоянном токе.

Работа выполнена при частичной поддержке фонда CRDF, грант Ек-005-00-Х1 в рамках Уральского НОЦ “Перспективные материалы”.

АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В LaMnO_3 .

А.А. Можегоров, Л.Э. Гончарь, А.Е. Никифоров
*Уральский государственный университет им. А.М. Горького,
620083, г. Екатеринбург, пр. Ленина 51*

В последние годы наблюдается повышенный интерес к изучению таких соединений, как манганиты La и Ca и растворов на их основе, в которых обнаружен эффект колоссального магнитосопротивления (КМС). Причина этого интереса – наличие в одном типе соединений богатого разнообразия свойств металлов и полупроводников, ионных и ковалентных кристаллов, систем с ферромагнитным, антиферромагнитным, орбитальным и зарядовым упорядочениями, систем с промежуточной валентностью и неупорядоченных сред и систем, могущих претерпевать фазовое расслоение, изотропных и квазидвумерных систем. Однако, понимание некоторых свойств соединений этого типа, таких как: сильное взаимодействие носителей с решеточными и спиновыми возбуждениями, изменение транспортных свойств под воздействием внешних факторов (полей, температуры) и др. до сих пор не может быть признано удовлетворительным. В связи с этим представляется важным надежно установить, каковы свойства исходных соединений – LaMnO_3 и CaMnO_3 .

Данная работа выполнена с целью изучения магнитно-резонансных свойств манганита лантана. Аналитическое изучение родственных по структуре соединений – ортоферритов – было предложено довольно давно [1]. Однако, несмотря на схожесть их магнитной структуры с магнитной структурой манганитов, качественного аналитического описания антиферромагнитного резонанса (АФМР) в последних не находится. Восполнить этот пробел и призвано данное исследование. В работе рассмотрена значимость различных вкладов в магнитную свободную энергию (орбитально-зависимое обменное взаимодействие, одноионная анизотропия, антисимметричный изотропный обмен) и их влияние на поведение резонансных частот АФМР. Один из результатов работы – сравнение различных подходов решения задачи об АФМР в неколлинеарном («скошенном») антиферромагнетике.

Температурные зависимости намагниченности и резонансных частот в этом соединении ранее исследовались, в основном, экспериментально [2-4]. В нашей работе, на основе описанного ранее подхода [5], построены температурные зависимости намагниченности и частот магнитного резонанса в модели среднего поля. Эти зависимости, с учетом завышения температуры Нееля в модели, хорошо описывают экспериментальные данные [2-4], объясняя наличие расщепления частот АФМР без внешнего магнитного поля, а также исчезновение этого расщепления вблизи температуры Нееля [4].

При включении внешнего магнитного поля особенный интерес в чистых манганитах представляет направление вдоль оси x (в обозначениях $Pnma$), поскольку в этом направлении происходит спин-флоп переход [3, 5, 6]. При увеличении температуры происходит уменьшение среднего поля, действующего на упорядоченные магнитные моменты, поэтому ожидается слабое уменьшение критического поля спин-флоп перехода. При увеличении внешнего магнитного поля, в свою очередь уменьшается и температура Нееля. На основании расчета построены фазовые диаграмма H - T для чистого манганита при направлении поля вдоль основных кристаллографических осей (a , b , c). Некоторые точки этих диаграмм находятся в экспериментальных работах [6].

Данная работа является этапом исследования всего ряда растворов на основе манганитов лантана и кальция. Эти растворы при некоторых концентрациях демонстрируют полупроводниковые свойства.

Работа поддержана грантами CRDF REC-005, РФФИ № 04-02-96078 и РФФИ № 04-02-16204, грантом "Университеты России" ур.01.01.435.

- [1] Herrmann G. F., Phys. Rev., **133**, A1334 (1964).
- [2] Moussa F., Hennion M., Rodriguez-Carvajal J., Moudden H., Pinsard L., Revcolevschi A., Phys. Rev. B, **54**, 15149 (1996).
- [3] Endoh Y., Hirota K. J., Phys. Soc. Jap., **66**, 2264 (1997).
- [4] Ivanov V. Yu., Travkin V. D., Mukhin A. A. et al., J. Appl. Phys., **83**, 7180 (1998).
- [5] Гончарь Л. Э., Никифоров А. Е., Попов С. Э., ЖЭТФ, **118**, 1411 (2000).
- [6] Mihaly L., Talbayev D., Kiss L. F., Zhou J., Feher T. and Janossy A., Phys. Rev B, **69**, 024414 (2004).

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ НА ЭНЕРГИЮ АКТИВАЦИИ ПОЛЯРОННОЙ ПРЫЖКОВОЙ ПРОВОДИМОСТИ В ПАРАМАГНИТНОЙ ФАЗЕ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО МАНГАНИТА $\text{Eu}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$.

Э.А. Нейфельд¹⁾, В.Е. Архипов¹⁾, Н.А. Угрюмова¹⁾, А.В. Королев¹⁾,
Я.М. Муковский²⁾.

¹⁾Институт физики металлов, 620219, Екатеринбург,
ул. С.Ковалевской, 18.

²⁾Московский институт стали и сплавов.

Исследования температурных зависимостей электропроводности $\rho(T)$ и термоэдс манганитов показывают, что в парамагнитной диэлектрической фазе перенос заряда в них осуществляется прыжками адиабатических поляронов малого радиуса по локализованным состояниям [1]. Экспериментальные зависимости $\rho(T)$ анализируются в рамках двух моделей: (1) прыжки поляронов по ближайшим соседям с независимой от температуры энергией активации ($\rho \sim T^* \exp(\epsilon_p/kT)$) и (2) прыжки с переменной длиной ($\rho \sim \exp(T_0/T)^p$) (VRH – проводимость), где $p = 1/2$ при наличии кулоновской щели в плотности состояний и $p = 1/4$ - при ее отсутствии. Выбор в пользу той или иной модели делается на основании линейной подгонки экспериментальных зависимостей $\rho(T)$ в координатах $\ln(\rho/T)$, T^{-1} или $\ln \rho$, T^p . Точность такого анализа тем выше, чем больше температурный интервал, в котором наблюдается экспоненциальный рост электрического сопротивления образца при понижении температуры.

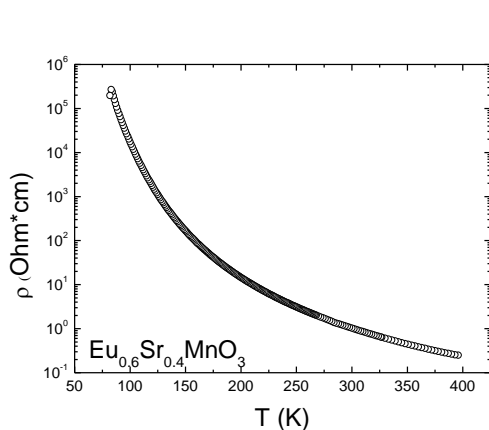


Рис.1

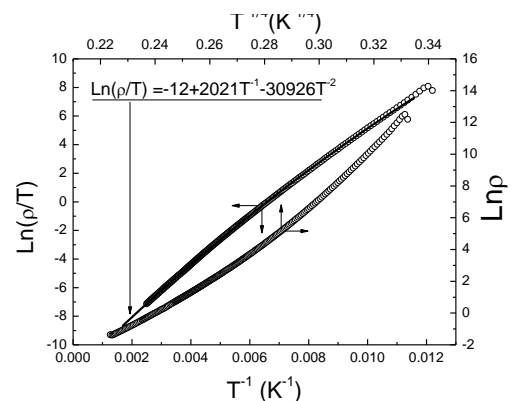


Рис.2

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования монокристаллического манганита $\text{Eu}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$. Температура Кюри, определенная по магнитополевой зависимости температуры максимума магнитной восприимчивости [2], равна 80.1К. На рис.1 показана температурная зависимость $\rho(T)$ в интервале 400 – 80К (ниже ~80К измерения прерваны из-за слишком высокого сопротивления

образца). При понижении температуры примерно в 4 раза сопротивление образца монотонно возрастает более чем на 6 порядков. На рис.2 показаны зависимости $\ln(\rho/T)$ от T^{-1} $\ln\rho$ от $T^{-1/4}$. Видно, что линейная аппроксимация любой из этих зависимостей будет достаточно грубым приближением. То же самое можно сказать и о зависимости $\ln\rho(T^{-1/2})$. Следовательно, в чистом виде ни один из перечисленных выше механизмов переноса заряда не реализуется. Однако зависимость $\ln(\rho/T)$ от T^{-1} очень хорошо описывается квадратным полиномом (сплошная линия на рис.2). Это означает, что локальная энергия активации $[\varepsilon_p = d(\ln(\rho/T))/d(T^{-1})]$ будет иметь вид: $\varepsilon_p = \varepsilon_0 - a/T$. Полученная для исследуемого образца зависимость $\varepsilon_p = [174 - 5319/T(\text{K})]$ meV показана на рис.3. Там же пунктиром приведено значение ε_p , которое

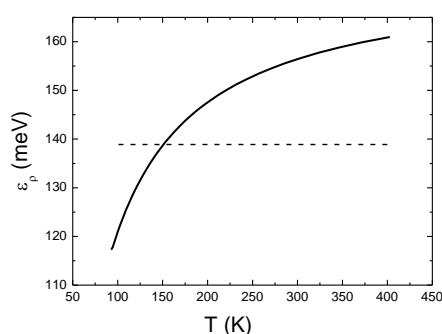


Рис.3

получается при линейной аппроксимации. Энергия активации прыжковой проводимости в манганитах определяется наряду с кулоновскими и решеточными еще и магнитными взаимодействиями. Линейная от обратной температуры зависимость энергии активации позволяет предположить, что природа этой зависимости аналогична природе температурной зависимости магнитной восприимчивости. Качественно объяснить поведение $\varepsilon_p(T)$ в парамагнитной фазе манганитов можно в рамках модели, предложенной Л.П.Горьковым [3], в которой фазовое расслоение представляется как динамическое состояние. Электрическая проводимость возникает в ферромагнитно коррелированных флуктуациях в результате двойного обмена. Степень магнитного упорядочения во флуктуациях, а, значит, и магнитная составляющая энергии активации прыжковой проводимости, зависят от отношения энергии взаимодействия магнитных моментов ионов Mn и тепловой энергии kT . Этим объясняется аналогия в температурных зависимостях энергии активации прыжковой проводимости и магнитной восприимчивости, величина которой определяется отношением энергии взаимодействия магнитных моментов со слабым внешним магнитным полем и тепловой энергией.

Литература.

- [1] M.D.Salamon, M.Jaime, Rev. Mod. Phys., **73**, 583 (2001); A.P.Ramirez, J. Phys. Condens. Matter, **9**, 8171 (1997).
- [2] А.В.Королев, М.И.Куркин, Е.В.Розенфельд, ФТТ, **45**, 1414,(2003).
- [3] Л.П.Горьков, УФН **168**, 665 (1998); L.P.Gor'kov, V.Z.Kresin, Pis'ma v ZhETF, **67**, 934 (1998); Л.П.Горьков, А.В.Сокол, Письма в ЖЭТФ, **46**, 333 (1987)

АНОМАЛИЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ СЕЛЕНИДА РТУТИ, ОБУСЛОВЛЕННАЯ РЕЗОНАНСНЫМ РАССЕЯНИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ НА ПРИМЕСЯХ ЖЕЛЕЗА

А.Т. Лончаков¹⁾, В.И. Окулов¹⁾, С.Ю. Паранчич²⁾

¹⁾Институт физики металлов, 620041, Екатеринбург,
ул. С.Ковалевской, 18.

²⁾Черновицкий национальный университет, Украина, 58012, Черновцы,
ул. Коцюбинского, 2.

В настоящем сообщении изложены результаты экспериментальных исследований и интерпретация полученных данных по температурным зависимостям электронной теплопроводности кристаллов селенида ртути с примесями железа малой концентрации. В работе определена электронная часть теплопроводности $k_e(T)$ с помощью методики, использующей данные по электропроводности и определение

числа Лоренца по данным измерений термоэдс в сильном магнитном поле [1]. Полученные температурные зависимости величины $k_e(T)$ при нескольких значениях концентрации примесей железа приведены на рис.1. Наблюдаемые низкотемпературные аномалии объясняются влиянием резонансного рассеяния электронов на примесях железа, имеющих донорный энергетический уровень в полосе проводимости кристалла селенида ртути.

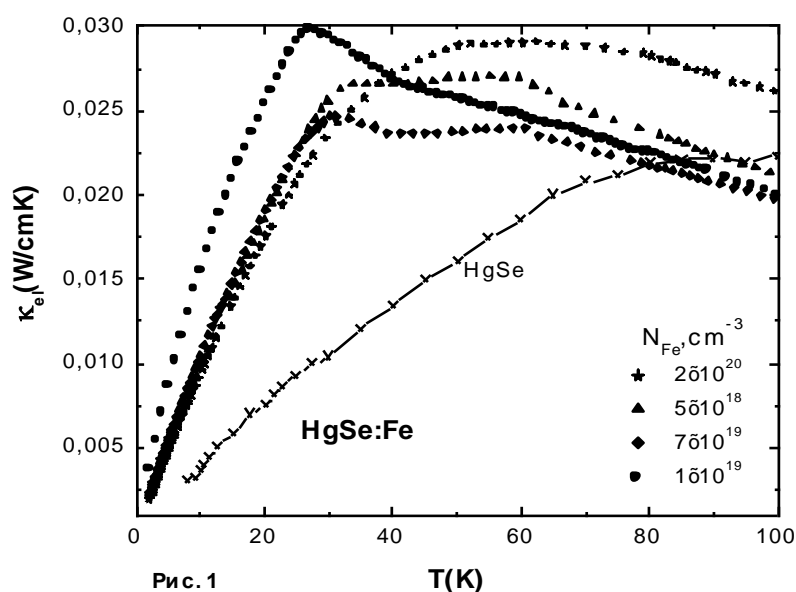
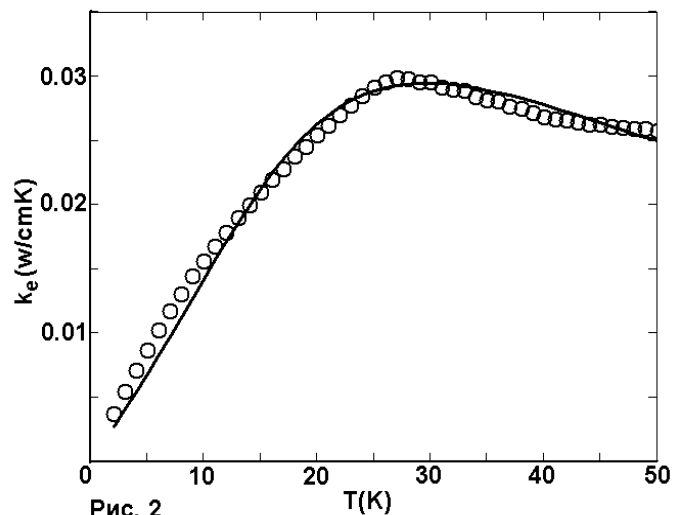


Рис. 1

и определение числа Лоренца по данным измерений термоэдс в сильном магнитном поле [1]. Полученные температурные зависимости величины $k_e(T)$ при нескольких значениях концентрации примесей железа приведены на рис.1. Наблюдаемые низкотемпературные аномалии объясняются влиянием резонансного рассеяния электронов на примесях железа, имеющих донорный энергетический уровень в полосе проводимости кристалла селенида ртути. Теоретическая интерпретация связанных с этим аномалий проводимости обоснована и изложена в работах [2, 3]. Развита в [3] теория использована нами для описания температурной зависимости электронной теплопроводности. Применительно к кристаллу с концентрацией примесей 10^{19} см^{-3} полученная формула для $k_e(T)$ имеет вид:

$$k_e(T) = aT \int_{-\infty}^{T_0/T} dx \frac{x^2}{(2 \cosh \frac{x}{2})^2} \cdot \frac{1}{1 + b(1 - \frac{T}{T_0}x)^2}$$

Эта формула, описывающая поведение теплопроводности донорных электронов при низких температурах T , содержит параметр a , определяющий коэффициент в линейной зависимости в пределе малых T , и параметры $b \approx 1$ и $T_0 \approx 100$ K, зависящие от концентрации примесей и характеризующие степень близости энергии Ферми к энергии резонансного уровня. Положение низко-температурной аномалии в основном определяется температурой T_0 , пропорциональной величине энергетического масштаба изменения Δ_{sm} нерезонансной фазы рассеяния электронов. Результат подгонки кривой, описываемой приведенной формулой, к экспериментальной зависимости, показан на рис.2. Полученные значения параметров согласованы с найденными ранее при подгонке концентрационных и температурных зависимостей электропроводности. Ярко выраженный характер примесных аномалий температурных зависимостей теплопроводности впервые позволил с достаточной точностью найти параметр $\Delta_{sm} \approx 30$ meV и другие параметры резонансного интервала энергий.



Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 03-02-16246.

- [1] В.И. Окулов, Л.Д. Сабирзянова и др., ФНТ, **30**, 441 (2004).
- [2] В.И. Окулов, ФНТ, **30**, 1194 (2004).

Cr 3d TRANSITION METAL IMPURITY IN $Zn_{1-x}Cr_xSe$ AND $Zn_{1-x}Cr_xS$ ALLOYS

T. P. Surkova¹, V. R. Galakhov¹, M. Godlewski², T. Schmitt^{3,4}

¹*Institute of Metal Physics RAS, Ural Division,*

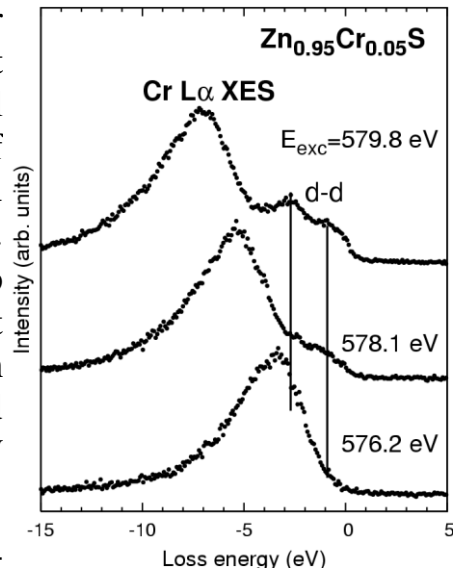
S. Kovalevskaya Str.18, 620041 Yekaterinburg GSP-170, Russia

²*Institute of Physics PAS, Al.Lotnikow 32/46, 02-668 Warsaw, Poland*

³*Department of Synchrotron Radiation Research, Institute of Physics,
Lund University, Sölvegatan 14, S-223 62 Lund, Sweden*

⁴*Department of Materials Physics, Royal Institute of Technology,
Electrum 229, SE-16440 Kista, Stockholm, Sweden*

Doping of wide-gap II-VI semimagnetic semiconductors (ZnS, ZnSe, CdTe, etc.) with 3d elements changes the optical properties of these compounds and gives rise to magnetic effects depending on the energetic position of the 3d ion states and their interaction with the host bands. Resonant photoemission spectroscopy is a powerful method to investigate the contribution of transition metal 3d states to the valence band electronic structure of doped semiconductors. Using Co L α X-ray emission spectra and Co 2p X-ray photoelectron spectra, we have found that Co ions in ZnS:Co are in a Co²⁺ configuration and that the Co 3d impurity states are localized above the top of the valence band by 1.0 ± 0.2 eV [1].



Here, we report metal-impurity metal 2p X-ray absorption and L X-ray resonance emission spectra of $Zn_{0.95}Cr_{0.05}S$, $Zn_{0.95}Co_{0.05}Se$, and $Zn_{0.95}V_{0.05}Se$. Figure shows resonance inelastic scattering spectra near the Cr 2p edge for $Zn_{0.95}Cr_{0.05}S$. One can observe loss features characteristic of d-d excitations. The X-ray results are compared with our optical data [2].

This work was partly supported by the RFBR (Grants No 05-02-16438, 04-02-96096, 06-02-16733).

[1] V.R. Galakhov, T.P. Surkova, M.V. Yablonskikh, A.V. Sokolov, E.Z. Kurmaev, L. Gridneva, S. Bartkowski, M. Neumann, J. Nordgren, and S.A. Lopez-Rivera, Phys. Rev. B, **68**, 033404 (2004).

[2] M. Godlewski, M. Surma, V.Yu. Ivanov, and T.P. Surkova, Fizika Nizkikh Temperatur, **30**, 1187 (2004).

СПЕКТР И ВЕКТОРЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ ФОНОНОВ В КУБИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ В МОДЕЛИ АНИЗОТРОПНОГО КОНТИНУУМА.

И.Г. Кулеев, И.И. Кулеев.

*Институт физики металлов УрО РАН 620219, Екатеринбург,
ул. С. Ковалевской, 18.*

Рассмотрен спектр и вектора поляризации фононов в кубических кристаллах в модели анизотропного континуума. Показано, что в соответствии со знаком параметра $\Delta C = c_{12} + 2c_{44} - c_{11}$ (где c_{ij} – упругие модули второго порядка) все кубические кристаллы могут быть разделены на два типа: кристаллы с положительной $\Delta C > 0$ и отрицательной $\Delta C < 0$ анизотропией упругих модулей второго порядка. К первому типу относятся кристаллы Ge, Si, алмаза, InSb, GaSb и т.д.. Ко второму типу ($\Delta C < 0$) относятся кристаллы KCl, NaCl, и т.д.. Вид спектра колебательных ветвей для кристаллов первого и второго типа качественно отличается (см. рис.1). Для кристаллов I типа ($\Delta C > 0$) в направлениях [100] скорость продольных фононов минимальна, а поперечных фононов максимальна тогда, как в направлениях [111] скорость продольных фононов максимальна, а поперечных фононов минимальна в направлениях [110]. Для кристаллов II типа (KCl, NaCl) ситуация обратная (см. рис.1).

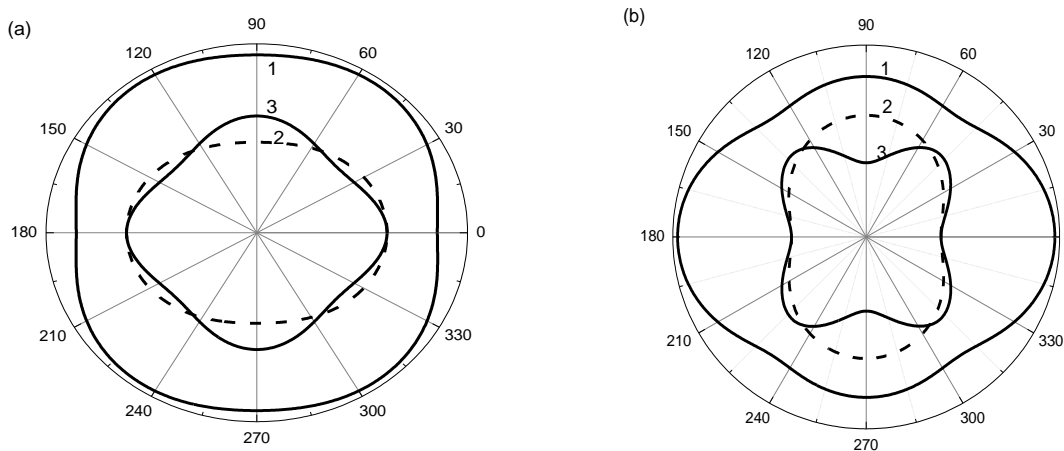


Рис.1 Угловая зависимость спектра фононов в кристаллах Ge (а) и KCl (б) для волнового вектора, лежащего в диагональной плоскости: кривые 1 для продольных фононов, кривые 2 и 3 для первой и второй поперечных мод.

Что касается векторов поляризации фононов, то для произвольного направления, несовпадающего ни с одним из симметричных направлений, в кубических кристаллах распространяются продольно-поперечные или поперечно-продольные колебания. Причем вклад поперечной составляющей в продольные колебания в кубических кристаллах и первого, и второго типа мал, и им можно пренебречь. Оценки показывают, что

произведение вектора поляризации на единичный вектор фонона $\mathbf{n} = \mathbf{q}/q$, равное $(\mathbf{e}^L \mathbf{n}) = 1 - \delta_L$ мало отличается от единицы. Величина $\delta_L < 0.02$ для кристаллов типа Ge, Si, алмаза, GaSb и $\delta_L < 0.03$ для кристаллов типа KCl. Ситуация с векторами поляризации поперечно-продольных колебаний в общем случае более сложная, и продольная составляющая для поперечных мод может быть значительной. В литературе [1-3] этот вопрос относится к слабо изученным.

В работе проанализированы угловые зависимости векторов поляризации для двух наиболее актуальных случаев, когда волновой вектор фонона лежит в плоскости грани куба или в диагональной плоскости. Показано, что для первого случая мода с вектором поляризации, перпендикулярным плоскости грани куба, является чисто поперечной, и спектр фононов для нее является изотропным. Вторая поперечная мода с вектором поляризации, расположенным в плоскости грани куба, является смешанной поперечно-продольной модой. Продольная составляющая этой моды достигает 15.5% для кристаллов Ge и 24% для KCl. Более интересные результаты дает анализ спектра и векторов поляризации для диагонального плоскости. Проведенный анализ показал, что моды с вектором поляризации перпендикулярным диагональной плоскости является чисто поперечной, не смотря на то, что спектр фононов для нее является существенно анизотропным (колебательные ветви 2 на рис. 1). Этот результат оказался неожиданным, поскольку согласно общепринятым представлениям [1-3] анизотропия спектра поперечных колебательных мод должна приводить к отклонению от взаимной перпендикулярности волнового вектора фонона и вектора поляризации. Вторая поперечная мода (колебательные ветви 3 на рис. 1), с вектором поляризации в диагональной плоскости является смешанной поперечно-продольной модой, причем максимальное значение продольной компоненты для этой моды достигает 16.5% для кристаллов Ge и 27% для кристалла KCl. Итак, нами показано, что при классификации поперечных мод необходимо учитывать их поляризацию, а принятое в большинстве работ [3] разделение поперечных мод на быстрые и медленные моды не является физически корректным.

Таким образом, при расчете частот релаксации фононов в кубических кристаллах для направлений, отличающихся от симметричных, необходимо учитывать продольную составляющую поперечно-продольных мод. Полученные результаты будут использованы при расчетах поглощения ультразвука и фононного транспорта в кубических кристаллах.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №05-02-16912, гранта Президента РФ № НШ 1380.2003.2, а также «Фонда содействия отечественной науки».

[1] В. Truel, С. Elbaum, В. В. Chick, Ultrasonic methods in sold state physics, Academic press, New York and London (1969).

[2] В. Л. Гуревич, Кинетика фононных систем, Наука, М. (1980).

[3] Дж. Такер, В. Рэмpton, Гиперзвук в физике твердого тела, Мир, М. (1975)

ИЗОЛЯТОР НА ОСНОВЕ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В.Ф.Гантмахер

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка Моск.обл.

В аморфных пленках InO_x в некотором интервале значений x магнитное поле может привести к переходу сверхпроводник-изолятор. Сопротивление пленки при температуре 0.3 К в магнитном поле, разрушившем сверхпроводимость, на два и более порядка превышает сопротивление в нормальном состоянии при температуре выше сверхпроводящего перехода. Однако, дальнейший рост магнитного поля, от 5 Т до 15 Т, возвращает сопротивление почти до изначального металлического уровня [1]. Таким образом, при низкой температуре по мере роста магнитного поля последовательно реализуются два фазовых перехода, сначала из сверхпроводника в изолятор, а затем из изолятора в нормальный металл. Сверхпроводящее спаривание способствует локализации электронов в том случае, когда в случайном потенциале есть минимумы, способные локализовать два электрона сразу. Именно такие сравнительно глубокие минимумы возникают в аморфных пленках InO_x : недостаток в каком-то месте атома кислорода ($x < 1,5$) означает, что два валентных электрона с соседних атомов In не связаны в ковалентных связях и становятся делокализованными, оставляя в этом месте заряд $+2e$. Локализация двух электронов происходит уже не в ковалентных связях, а в случайном потенциале. Такая локализация парами дает дополнительный выигрыш энергии (эффект четности [2]). Этот выигрыш пропадает в сильном магнитном поле, когда спины обоих электронов становятся параллельными. Поэтому сильное поле восстанавливает состояние нормального металла.

То же самое можно сказать и пользуясь языком сверхпроводящих флуктуаций. В грязном пределе, при низких температурах в поле, больше критического, флуктуационно возникающие пары не приводят к появлению сверхпроводящего тока. Но сопровождающее их появление уменьшение плотности состояний на ферми-уровне приводит к уменьшению проводимости [3]. Когда поле намного превышает критическое, вероятность рождения флуктуационных пар падает и проводимость возвращается к исходным значениям.

- [1] V.F. Gantmakher, M.V. Golubkov, V.T. Dolgoplov, G.E. Tsydynzhapov, and A.A. Shashkin, Письма в ЖЭТФ, **68**, 337 (1998); **71**, 231 (2000); **71**, 693 (2000) .
- [2] K.A. Matveev and A.I. Larkin, Phys. Rev. Lett., **78**, 3749 (1997) .
- [3] V.M. Galitski and A.I. Larkin, Phys. Rev. B, **63**, 174506 (2001) .

ПСЕВДОЩЕЛЬ В СИЛЬНО КОРРЕЛИРОВАННЫХ МЕТАЛЛАХ: ВВЕДЕНИЕ МАСШТАБА ДЛИНЫ В DMFT

М.В. Садовский

*Институт электрофизики УрО РАН, 620016, Екатеринбург,
ул. Амундсена, 106*

Рассматривается обобщение теории динамического среднего поля (DMFT), включающее в уравнения DMFT характерный масштаб длины ξ через зависящую от импульса обменно-энергетическую часть Σ_k вызванную нелокальными поправками от флуктуаций ближнего порядка антиферромагнитного (AFM) или CDW-типа [1,2].

При достаточно высоких температурах эти флуктуации можно рассматривать как "замороженное" гауссово случайное поле с конечной корреляционной длиной, задача о движении электрона в котором допускает практически точное решение, полученное полным суммированием соответствующего диаграммного ряда. Результаты этого решения для Σ_k используются в самосогласованной схеме расчетов DMFT+ Σ_k .

В рамках такого подхода проведено рассмотрение слабо легированной двумерной модели Хаббарда. Рассмотрены случаи сильно коррелированного металла ($U \sim W$) и легированного моттовского диэлектрика ($U \gg W$), где U – параметр хаббардовского отталкивания, а W – ширина зоны проводимости. Для широкого набора параметров модели (исходного спектра квазичастиц) проведены расчеты спектральной плотности и плотности состояний [2].

Расчеты профилей интенсивности спектральной плотности функции Грина на уровне Ферми [1] демонстрируют качественную картину "разрушения" поверхности Ферми в окрестности "горячих точек" и формирования "дуг Ферми", что находится в соответствии с ARPES экспериментами на высокотемпературных сверхпроводниках.

- [1] Кучинский Э.З., Некрасов И.А., Садовский М.В. Письма ЖЭТФ, **82**, 217 (2005).
- [2] Sadovskii M.V., Nekrasov I.A., Kuchinskii E.Z., Pruschke Th., Anisimov V.I. Phys. Rev. **B72**, 155105 (2005).

CHARGE STATES OF STRONGLY CORRELATED 3d OXIDES: FROM TYPICAL INSULATOR TO UNCONVENTIONAL ELECTRON-HOLE BOSE LIQUID

A.S. Moskvin

Ural State University, 620083, Ekaterinburg, Russia

We develop a model approach to describe charge fluctuations and different charge phases in strongly correlated 3d oxides. As a generic model system one considers that of centers each with three possible valence states $M^{0,\pm}$ described in frames of $S=1$ pseudo-spin (isospin) formalism by an effective anisotropic non-Heisenberg Hamiltonian which includes two types of single particle correlated hopping and the two-particle hopping. We show that the coherent states provide the optimal way both to a correct mean-field approximation and respective continuous models to describe the pseudo-spin system. Simple uniform mean-field phases include an insulating monovalent M^0 -phase, mixed-valence binary (disproportionated) M^\pm -phase, and mixed-valence ternary (“under-disproportionated”) $M^{0,\pm}$ -phase. We consider two first phases in more details focusing on the problem of electron/hole states and different types of excitons in M^0 -phase and formation of electron-hole Bose liquid in M^\pm -phase. Pseudo-spin formalism provides a useful framework for revealing and describing different topological charge fluctuations, in particular, like domain walls or bubble domains in antiferromagnets. All the insulating systems such as M^0 -phase may be subdivided to two classes: stable and unstable ones with regard to the formation of self-trapped charge transfer (CT) excitons. The latter systems appear to be unstable with regard to the formation of CT exciton clusters, or droplets of the electron-hole Bose liquid. Our consideration is focused mainly on a number of issues seemingly being of primary importance for the various strongly correlated oxides such as cuprates, manganites, bismuthates, and other systems with CT instability and/or mixed valence. These includes two types of single particle correlated hopping and the two-particle hopping, CT excitons, electron-lattice polarization effects which are shown to be crucial for the stabilization of either phase, topological charge fluctuations, nucleation of droplets of the electron-hole Bose liquid and phase separation effect. We emphasize an important role of self-trapped CT excitons in typical Mott-Hubbard insulators as candidate "relaxed excited states" to struggle for stability with ground state and natural nucleation centers for unconventional electron-hole Bose liquid which phase state includes the superfluid one. The model approach suggested is believed to provide a conceptual framework for an in-depth understanding of physics of strongly correlated oxides and other systems with charge transfer excitonic instability and/or mixed valence. We shortly discuss an unconventional scenario of the essential physics of cuprates and manganites that implies their instability with regard to the self-trapping of charge transfer excitons and the formation of electron-hole Bose liquid.

Author acknowledges the support by CRDF Grant No. REC-005, RFBR Grant No. 04-02-96077.

ЭЛЕКТРОННАЯ САМООРГАНИЗАЦИЯ И ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОКСИДОВ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

А. Н. Лавров

*Институт неорганической химии СО РАН,
Новосибирск-630090, пр. Лаврентьева, 3.*

Благодаря открытию высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) в купратах и колоссального магнетосопротивления в манганатах, оксиды переходных металлов уже 20 лет являются одним из наиболее интенсивно изучаемых объектов в физике твердого тела. Эти соединения, однако, оказались чрезвычайно сложными для понимания, несмотря на кажущуюся простоту их основного структурного элемента, – металл-кислородных MO_2 плоскостей. В результате сильных электронных корреляций, их электронные системы становятся неустойчивыми по отношению к различным видам зарядового, орбитального и спинового упорядочения. Одним из возможных типов электронной самоорганизации является наноскопическое разделение фаз [1], при котором образуются домены моттовского диэлектрика с целым числом электронов на элементарную ячейку, а избыточные электроны или дырки выталкиваются и концентрируются на границах доменов (Рис. 1). Такое неоднородное электронное состояние может являться причиной как сверхпроводимости с высокими значениями T_c в купратах, так и колоссального магнетосопротивления в манганатах. Однозначно подтвердить или опровергнуть эту гипотезу крайне сложно, – пространственные и временные флуктуации делают электронные неоднородности практически невидимыми для прямых методов исследования. Тем не менее, косвенную информацию о возникновении спиновых и зарядовых сверхструктур можно получать из макроскопических магнитных и транспортных свойств. Проявлениями электронной самоорганизации могут быть спонтанно возникающие анизотропии сопротивления и магнитной восприимчивости [2], нелинейная проводимость и явления, сходные со свойствами спиновых стекол и суперпарамагнетиков.

Работа поддерживается РФФИ (грант 05-02-16973).

[1] Э. Л. Нагаев, Физика магнитных полупроводников, Наука (1979).

[2] Y. Ando, K. Segawa, S. Komiyama, and A. N. Lavrov, Phys. Rev. Lett., **88**, 137005 (2002).

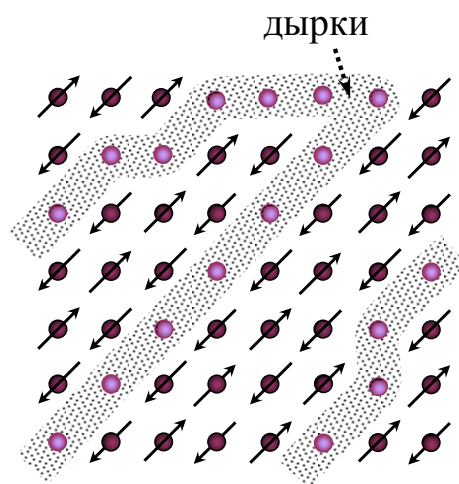


Рис.1. Пример возможной электронной самоорганизации в CuO_2 плоскостях купратных ВТСП.

**SELF-ORGANIZING PROCESSES AMID HOLE STATES IN CUPRATES
AND PECULIARITIES OF THEIR MANIFESTATIONS IN
YBa₂Cu₃O_{6+δ}**

A.V. Mitin¹⁾, V.F. Shamray²⁾, and A.S. Gordeev²⁾

¹⁾*P.L. Kapitza Institute for Physical Problems, RAS, Kosygin Str. 2, 119334,
Moscow.*

²⁾*A.A. Baikov Institute of Metallurgy and Material Science, RAS, Leninski
Prosp. 49, 119991, Moscow.*

The physics of segregation processes among hole states and their striped self-organizing in CuO₂ layers of cuprates are at the center of current debates dealing with the puzzling electronic properties in the pseudogap region of the $T-\bar{n}_p$ diagram (T is the temperature and \bar{n}_p is the averaged hole concentration per cell of CuO₂ layers). Such a structurization of holes has to reduce their “zero-point kinetic energy” and to promote their pairing with a scale of $T \sim 1000$ K [1, 2], as it can be deduced from the temperature behavior of resistivity (paraconductivity) [1, 3].

In the talk we will consider the change of spectral and other electronic characteristics of cuprates in correlations with ordering processes amid the hole community whose evolution with rise of \bar{n}_p implies emergence of bosonic stripes at hierarchic levels of energy scale. The considerable attention will be given to regularities in the specific manifestation of ordering hole states and basal oxygen in YBa₂Cu₃O_{6+δ}.

Starting concepts of the developed scenario are based on structure analysis of stoichiometric cuprates with $\bar{n}_p \rightarrow 0$. The earlier calculations [4] have shown that the positions (projection) of Cu²⁺ cations at center of CuO₄ plaquettes do not correspond to the minimum of crystal energy. It implies nonequivalency (*dimerization*) of Cu-O bonds in CuO₂ layers. Except dimerization, the coherent displacement ($\delta r \approx 7$ pm) of cations with respect to the oxygen sublattice leads to a fragmentation of CuO₂ layers into domains (distinguished by a direction of vector δr) and to violation of rotational symmetry. These both factors promote occurrence of extended coherent states (strings). The eigenvalues of their zero modes $\bar{\omega}_o$ define a binding energy of electronic states $E_{B\sigma}^* = \hbar \bar{\omega}_o = \hbar^2/2m_e \check{r}_o^2 \approx 2.06$ eV, where m_e is the electron rest mass, and $2\check{r}_o = 272$ pm is the oxygen sublattice parameter [4]. The essential contribution to formation of strings stems from exchange interaction reaching maximum for antibonding molecular $2p(\sigma^*)$ orbitals. In this case the correlated $2p$ -like electronic states in strings of the oxygen sublattice form antisymmetric combinations of $2p(\sigma^*)$ orbitals, belonging to the top of a valence band, whereas its bottom is occupied by symmetric combinations of binding $2p(\sigma)$ orbitals with $E_{B\sigma} \approx 3\hbar \bar{\omega}_o$.

Occurrence of electron vacancies in $2p$ shells generates excitations with quantized hole orbitals (rhombons [4]) which hierarchy is determined by rank η (an analog of the principal quantum number n in atoms). As follows from calculations, the CuO₂ layers with $\bar{n}_p \leq 0.05$ should be predominantly occupied by the second-rank rhombons with a binding energy distributed around $E_{B\eta}' = \hbar \omega_o / 2\eta \approx 0.5$ eV, as

is consistent with a hump in electronic spectra and a behavior of resistance at $T > 1200$ K [5]. The subsequent growth of \bar{n}_p is accompanied by arranging rhombons along Cu-O bonds and pairing collectivized holes on delocalized orbitals representing, per se, a flat spring wound as zigzag within stripes of discrete width $w_\eta = \eta a$, where a is the mean distance between Cu^{2+} cations. The condensate of paired holes squeezed within narrowest bosonic stripes (BS) has to be characterized by both the highest phase stiffness and the maximal temperature $T_{c\eta}^* = C_\eta^* D_\eta^* \hbar \bar{\omega}_o / [2k_B(2\eta^2 + \eta)]$ of its stability, where factor $C_\eta^* \leq 1$ takes into account the compatibility of given BS with the potential extra relief created by dopant ions. The factor D_η^* depends on the optimal doping level to realize given BS. For $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ it can be approximated by formula $D_\eta^* = 1 - (1 - \delta/\delta_\eta)^2$. To achieve the maximal $T_{c\eta}^* \approx 1200$ K in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$, the space between BS of second-rank needs to be filled by fermion-like rhombons of $\eta = 2$ that yields $\delta_\eta = 1/8 + 6/8^2 \approx 0.22$ as was verified by experimental data [5]. Indeed, the performed measurements showed the striking drops in resistivity $\rho(T)$ and in thermopower $S(T)$ below $T_{c\eta}^*$ under cooling samples with $\delta < 1/4$ [5]. It was found that the obtained data as well as the results of other authors are consistent with the predicted five-level T - δ diagram for $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ [6].

The BS and surrounding fermionic hole orbitals are identified with the peak and hump in the so-called “peak-dip-hump structure” of cuprate electronic spectra. At that, the bosonic states are located at $E_{B\eta}'' = \hbar \bar{\omega}_o / 8\eta$, while the fermionic excitations are distributed around $E_{B\eta}' = 4E_{B\eta}''$. The value of $E_{B\eta}''$ assigns the modulus of complex gap $|\Delta_{s\eta}|$ for the hole superconducting order in stripes with given rank η . The most uniform superconducting state takes place at $\delta = 0.95$, when dynamically ordered segments of sixth-rank BS with a size $6a \times 48b$ (in the optimal case $b = 1.015a$) occupy CuO_2 layers. Quantum broadening of momentum across stripes $\varepsilon_q = \hbar^2/m_e(\eta a)^2 \approx 14$ meV leads to anisotropic magnitudes of $|\Delta_{s\eta}|_b = E_{B\eta}'' = \hbar \bar{\omega}_o / 8\eta \approx 43$ meV and $|\Delta_{s\eta}|_a \approx 29$ meV along and perpendicularly to $\{\text{CuO}_3\}_n$ chains, respectively, as was found for $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.993}$ [7]. Besides, extended diagonal strings with loosely-coupled pairs imitate a suppression of $|\Delta_{s\eta}|$ along O-O bonds.

In summary, the obtained results may help to explain a controversial nature of pseudogap manifestations and their relation to the superconducting ordering in cuprates. Moreover, the further theoretical and experimental studies in this direction may offer perspectives for novel engineering solutions in microelectronics.

This work was supported by the RFBR Grant No. 05-08-50074 and by the Program “Strongly Correlated Electrons” of RAS under the Project No. 3.5.

- [1] V.J. Emery and S.A. Kivelson, *Physica C*, **235-240**, 189 (1994).
- [2] V.J. Emery and S.A. Kivelson, *J. Low Temp. Phys.*, **117**, 189 (1999).
- [3] A.V. Mitin, G.M. Kuz'micheva et al., *JETP*, **80**, 1075 (1995).
- [4] A.V. Mitin, Proc. of the XIV Ural Int. Winter School on the Physics of Semiconductors, (Ekaterinburg, 18-22 Febr. 2002), L10.
- [5] A.V. Mitin, *Bulletin of the RAS. Physics*, **69**, 660 (2005).
- [6] A.V. Mitin, Proc. of the 24th Int. Conf. on Low Temp. Phys. (to be published).
- [7] D.H. Lu, D.L. Feng, N.P. Armitage, *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 4370 (2001).

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ПЛУТОНИЯ: ПРОБЛЕМЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ

А.В. Мирмельштейн

*РФЯЦ-ВНИИТФ им. акад. Е.И. Забабахина, 456770, Снежинск,
Челябинская обл., ул.Васильева, 13.*

Недавнее открытие сверхпроводимости в соединениях на основе плутония, а также значительные успехи, достигнутые в расчетах электронной структуры актинидов из первых принципов, стимулировали возросший интерес к теоретическим и экспериментальным исследованиям удивительных свойств металлического плутония, его сплавов и соединений. Центральной проблемой является то, что $5f$ -электроны плутония балансируют на грани между локализованным и блуждающим поведением, а теория пока не умеет описывать такие пограничные состояния. С экспериментальной точки зрения центральной проблемой является наличие или отсутствие магнитного момента на атомах плутония, или магнитных флуктуаций Кондовского типа.

Эта лекция представляет собой обзор недавних экспериментальных результатов, полученных с помощью таких методик, как магнитная восприимчивость, теплоемкость, рентгеновская абсорбционная спектроскопия (XAS) и спектроскопия электронных энергетических потерь (EELS), неупругое рассеяние нейтронов. Хотя в основном эти результаты рассматриваются как свидетельства в пользу отсутствия магнитных моментов на плутонии при низких температурах, как α -, так и в δ -фазе, ситуация не выглядит однозначной. Во-первых, недавние XAS и EELS эксперименты, выполненные сотрудниками Ливерморской лаборатории, показывают, что заселенность n $5f$ -орбитали в Pu близка к значению $n = 5$, в согласии с расчетами электронной структуры, предсказывающими магнитное основное состояние α - и δ -Pu, а также корректно воспроизводящими последовательность возникновения всех 6 аллотропных фаз Pu. Во-вторых, оказывается, что магнитные моменты все же обнаруживаются в плутонии вследствие повреждений, индуцированных самооблучением. Кроме того, критический анализ данных, на основе которых делается вывод об отсутствии магнитных моментов на плутонии, показывает, что ситуация неоднозначна и с экспериментальной точки зрения.

В заключение, дается краткий обзор новейших теоретических результатов, полученных в рамках подхода, основанного на динамической теории среднего поля (DMFT). Однако и здесь ситуация весьма противоречива. В частности, этот подход не дает возможности выяснить физическую природу описываемых явлений. Таким образом, фундаментальная физика плутония продолжает оставаться чрезвычайно интересной областью исследований как для теоретиков, так и для экспериментаторов.

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ СОЕДИНЕНИЙ С СИЛЬНЫМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ КОРРЕЛЯЦИЯМИ: ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ РАДИАЦИОННОГО РАЗУПОРЯДОЧЕНИЯ

А. Е. Карькин, Б. Н. Гощицкий
*Институт физики металлов, 620219, Екатеринбург,
ул. С. Ковалевской, 18.*

Интерес к сильно коррелированным системам, у которых характерная энергия кулоновского взаимодействия порядка ширины зоны, исключительно возрос после открытия в конце прошлого века двух новых классов материалов: высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) и систем с тяжелыми фермионами (ТФ). Наиболее удивительное свойство этих двух систем – это сверхпроводимость (СП) с необычным (не фононным) механизмом спаривания и необычной симметрией параметра порядка (возможно, триплетной) [1]. Общим для ВТСП и ТФ систем является тот факт, что СП возникает вблизи т. н. квантовой критической точки, разделяющей, как правило, АФМ и парамагнитные области на фазовой диаграмме $T - x$, где в качестве внешнего параметра x может быть концентрация легирующего элемента, давление или другой подходящий параметр, изменение которого приводит к подавлению АФМ упорядочения [2]. Зависимость T_c от x имеет вид кривой с максимумом, СП исчезает при движении в сторону парамагнитной области, так что есть все основания предполагать тесную связь электронов проводимости с локализованными магнитными моментами, которая обуславливает нефононный механизм СП в рассматриваемых соединениях. Отличительная особенность нормального состояния этих систем – это не-Ферми-жидкостное (НФЖ) поведение, наблюдаемое в окрестности существования СП [2].

В работе обсуждается роль атомного порядка в формировании этих уникальных электронных состояний, ответственных за возникновение необычной СП и НФЖ поведения, в ВТСП, ТФ и других системах с сильными электронными корреляциями. В частности, показано, каким образом трансформируются электронные состояния при атомном разупорядочении и какую качественно новую информацию можно получить, исследуя свойства разупорядоченных соединений. Экспериментальное исследование влияния облучения высокоэнергетическими частицами позволяет, исследуя поведение различных физических свойств при индуцированном облучением атомном разупорядочении, изучить свойства исходной, т. е. упорядоченной, системы как дополнение к обычным методам экспериментальных исследований, которые по тем или иным причинам не всегда могут давать достаточно полное представление о тех сложных и многообразных квантовых состояниях, которые присутствуют в соединениях с сильными электронными корреляциями.

Рассмотрены примеры экспериментального исследования методом радиационного разупорядочения нескольких классов упорядоченных соединений. Это ВТСП системы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, $(\text{Nd-Ce})_2\text{CuO}_4$ и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ и их аппроксиманты $\text{K}_{0.3}\text{WO}_3$ и $\text{Ca}_{2-x}\text{Sr}_x\text{RuO}_4$. ТФ системы представлены антиферромагнитными соединениями CeCu_2Ge_2 , CePd_2Ge_2 и CePd_2Si_2 , СП соединениями $\text{PrOs}_4\text{Sb}_{12}$ и $\text{LaRu}_4\text{Sb}_{12}$, а также системами с Ферми-жидкостным (ФЖ) поведением CeCu_6 и НФЖ поведением CeNi_2Ge_2 и CeCu_2Si_2 . Для сравнения обсуждается поведение нескольких более простых систем: немагнитных сверхпроводников MgB_2 и MgCNi_3 , а также систем с относительно низкой концентрацией носителей заряда $n = (10^{17} - 10^{19}) \text{ см}^{-3}$ на примере $\text{In}_x\text{Bi}_{2-x}\text{Te}_3$, Te , PbSe , HgSe , графита, а также соединения с икосаэдрической структурой (i)- AlPdRe .

Основной результат проведенных исследований состоит в том, что в ВТСП и ТФ системах эффекты разупорядочения качественно отличаются от того, что наблюдается для систем с относительно низкой концентрацией носителей заряда и «обычных» сверхпроводников MgB_2 и MgCNi_3 . В случае соединений MgB_2 и MgCNi_3 из-за размытия особенностей в плотности электронных состояний вблизи уровня Ферми радиационные эффекты приводят к уменьшению T_c , но ее величина остается конечной. В системах с относительно низкой концентрацией носителей заряда становятся более существенными эффекты, связанные с возникновением радиационных дефектов, несущих эффективный заряд, образованием примесных уровней (зон) и, соответственно, сдвигу уровня Ферми. Напротив, в соединениях ВТСП и ТФ типа электронные состояния, ответственные за механизм СП, оказываются чрезвычайно чувствительными к нарушениям кристаллического порядка, так что СП состояния полностью подавляются при относительно небольшом разупорядочении. В этих системах воздействие атомного разупорядочения сводится к разрушению элементарных возбуждений, образующихся при взаимодействии электронов проводимости с магнитоактивными атомами (Ce и Cu в ТФ и ВТСП системах, соответственно), которые ответственны за возникновение сверхпроводимости и других уникальных свойств в этих соединениях. Этот процесс в первом приближении может быть описан как уменьшение «концентрации» носителей этих элементарных возбуждений с их полным «исчезновением» в пределе большого беспорядка. Вызванный разупорядочением распад когерентной электронной системы на две более слабо взаимодействующие подсистемы – это общий для ВТСП и ТФ систем радиационный эффект. Однако, если в ВТСП системах это локализованные магнитные моменты и локализованные электроны (происходит переход металл-диэлектрик), то в ТФ системах – локализованные магнитные моменты и «обычные» (с относительно низкой эффективной массой) электроны проводимости.

[1] Ю. А. Изюмов, УФН, **161**, 1 (1991).

[2] G. R. Stewart, Rev. of Mod. Phys, **73**, 797 (2001).

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНОГО СОСТОЯНИЯ f ЭЛЕКТРОНОВ В СТАБИЛИЗИРОВАННОЙ δ -ФАЗЕ СПЛАВА $\text{Pu}_{0.95}\text{Ga}_{0.05}$

С.В. Верховский¹⁾, В.Е. Архипов¹⁾, Ю.Н. Зуев²⁾, Ю.В. Пискунов¹⁾,
К.Н. Михалев¹⁾, А.В. Королев¹⁾, И.Л. Святков²⁾, А.В. Погудин¹⁾,
В.В. Оглобличев¹⁾, А.Л. Бузлуков¹⁾

¹⁾Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, ул. С.
Ковалевской, 18

²⁾ВНИИТФ, Снежинск, Россия

Богатая фазовая диаграмма плутония [1] с шестью последовательными полиморфными превращениями, уникальные транспортные и магнитные свойства обусловлены, во многом, изменением степени локализации $5f$ электронов в различных структурных состояниях Pu. На настоящий момент широко обсуждается вопрос об основном состоянии $5f$ электронной системы в δ -Pu и сплавах стабилизированной δ -фазы (ГПУ структура)

В докладе на основе данных ЯМР ^{69}Ga и статической магнитной восприимчивости (Рис.1) обсуждается температурная зависимость спиновой восприимчивости сплава $\text{Pu}_{0.95}\text{Ga}_{0.05}$, относящегося к области стабилизированной δ -фазы системы Pu-Ga. Спектры ЯМР ^{69}Ga в интервале температур (10 – 650) К и статическая магнитная восприимчивость (χ) в интервале $T = (20 - 350)$ К были измерены на образцах сплава, приготовленных в виде пластин толщиной ~ 200 мкм. Сдвиг линии ЯМР (сдвиг Найта K) непереходного металла - галлия определяется локальными магнитными полями, возникающими на ядре ЯМР зонда за счет спиновой поляризации, переданной с электронных f оболочек соседних атомов актинида [2]. Таким образом, изменение Найтовского сдвига линии ЯМР $K(\text{Ga})$ отражает развитие с температурой вкладов различной природы в локальную спиновую восприимчивость $\chi_{s,\text{loc}}$.

В области $T > T^* = 235$ К зависящая от температуры магнитная часть сдвига $K(T)$ линии ЯМР Ga повторяет ход $\chi(T)$, следуя зависимости закона Кюри-Вейсса: $K(T) \sim (T + \theta)^{-1}$ с $\theta = 280(40)$ К. В области температур ниже 200 К подобие температурных зависимостей $K(T)$ и $\chi(T)$ нарушается. Аналогичное различие в поведении $K(T) \sim \chi_{s,\text{loc}}$ и макроскопической величины - χ в низкотемпературной области наблюдается во многих соединениях с тяжелыми фермионами.

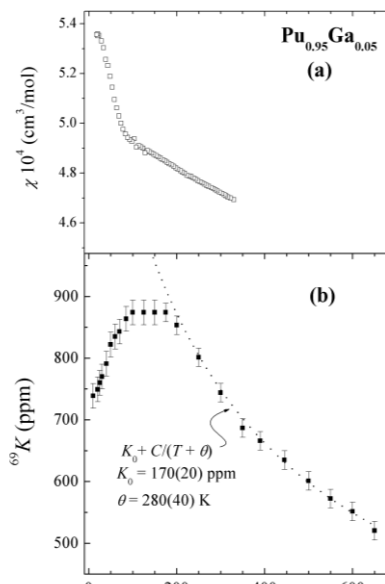


Рис.1. Температурные зависимости (а) χ - магнитной восприимчивости, (б) ^{69}K - сдвига линии ЯМР ^{69}Ga в $\text{Pu}_{0.95}\text{Ga}_{0.05}$

Совместный анализ данных статической магнитной восприимчивости и сдвига Найта ^{69}Ga , полученных в широкой области температур существования стабилизированной δ -фазы позволил установить особенности магнитного состояния системы f электронов в сплаве $\text{Pu}_{0.95}\text{Ga}_{0.05}$ [3].

- В области температур выше $T^* = 235(40)$ К поведение спиновой восприимчивости является типичным для некогерентного режима спиновых флуктуаций локализованных f электронов в концентрированных немагнитных Кондо системах.

- Оценка спинового вклада f электронов $\chi_{s,5f}$ в статическую магнитную восприимчивость: $\chi_{s,5f} \sim 0,08(1)\chi_s$ - соответствует крайне малой величине эффективного спинового магнитного момента f электронной оболочки атома Pu в сплаве: $\mu_{\text{eff},5f}(g_e=2) = 0.15(5) \mu_B/\text{ат. Pu}$. Из полученной оценки $\chi_{s,5f}$ следует, что в области высоких температур доминирующий вклад в χ обусловлен орбитальным состоянием f электронов. Аномально малая величина оценки $\mu_{\text{eff},5f}$ позволяет предположить, что конфигурация f оболочки Pu в δ -фазе близка к атомноподобной f^6 ($S = 0; L=0$) [4].

- Поведение $K(T)$ и $\chi(T)$ в сплаве при $30 < T < T^*$, может быть удовлетворительно описано в рамках двух-жидкостной модели [5], развитой для Кондо-решеток, в области формирования когерентного состояния тяжелой Ферми жидкости. С понижением температуры вклад ТФ компоненты в сдвиг (рис.2) возрастает по абсолютной величине с тенденцией выхода на плато $K_{\text{cf}} \sim -800$ ppm ниже 30 К, возможно, свидетельствуя о завершении формирования когерентной ТФ компоненты с участием f электронов. Однако, окончательный вывод о поведении K_{cf} в области низких температур зависит от понимания причин дополнительного роста однородного вклада $\chi_{\text{ff}}(q=0)$ локальной (некогерентной) спиновой компоненты f электронов.

окончательный вывод о поведении K_{cf} в области низких температур зависит от понимания причин дополнительного роста однородного вклада $\chi_{\text{ff}}(q=0)$ локальной (некогерентной) спиновой компоненты f электронов.

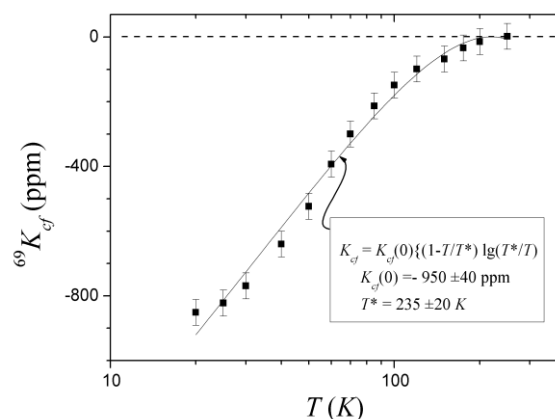


Рис.2. Т- зависимость ТФ-компоненты сдвига Найта, $K_{\text{cf}}(T)$, в $\text{Pu}_{0.95}\text{Ga}_{0.05}$.

[1] S.S.Hecker, L.F. Timofeeva, Los Alamos Sci., **26**, 244 (2000).

[2] Yu. Piskunov et al., Phys. Rev. B, **71**, 174410 (2005).

[3] С.В. Верховский и др., Письма в ЖЭТФ, **82**, 158 (2005).

[4] A.O. Shorikov et al., cond-mat/0412724.

[5] N.J. Curro, J. Schmalian, D. Pines, Phys. Rev. B, **70**, 235117 (2004).

КВАЗИДВУМЕРНЫЕ ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА СЛОИСТЫХ СИСТЕМ $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ И $\text{Ca}_{2-x}\text{Sr}_x\text{RuO}_4$.

Т.Б.Чарикова¹⁾, А.И.Пономарев¹⁾, Н.Г.Шелушина¹⁾,
Г.И.Харус¹⁾, А.А. Иванов²⁾.

¹⁾ИФМ УрО РАН, Екатеринбург

²⁾Московский инженерно-физический институт, Москва

Представлены результаты исследования температурных зависимостей ($1.5\text{K} \leq T \leq 300\text{K}$) сопротивления в плоскости $\rho_{ab}(T)$ и в перпендикулярном направлении $\rho_c(T)$ монокристаллических пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ ($x=0.12; 0.15; 0.17; 0.20$) с ориентациями (001) и (110) [1] и объемных многокристаллов $\text{Ca}_{2-x}\text{Sr}_x\text{RuO}_4$ с $x= 2.0; 1.5; 0.7; 0.5; 0.2$ [2]. Установлено, что механизм проводимости коренным образом различается в ab -плоскости и c -направлении: проводимость является металлической ($d\rho_{ab}/dT > 0$) в ab -плоскости и неметаллической ($d\rho_c/dT < 0$) в c -направлении в стехиометрически отожженном ($\delta = 0$) $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ и легированном кальцием $\text{Ca}_{2-x}\text{Sr}_x\text{RuO}_4$. В модели естественной сверхрешетки неметаллическое поведение $\rho_c(T)$ мы связываем с некогерентным туннелированием носителей заряда в c -направлении. В работе найдено, что увеличение содержания нестехиометрического кислорода (δ) и содержания церия в Nd-системе и увеличение содержания кальция в $\text{Ca}_{2-x}\text{Sr}_x\text{RuO}_4$ ведет к уменьшению коэффициента анизотропии сопротивления ρ_c/ρ_{ab} . Такое изменение коэффициента анизотропии свидетельствует о переходе от квазидвумерной к трехмерной проводимости. Эти слоистые квазидвумерные системы являются андерсоновскими проводниками с сильно-анизотропной длиной локализации ($R_{loc}^{ab} \gg R_{loc}^c$) [3,4]. Таким образом, в обеих системах мы наблюдали индуцированный беспорядком переход Андерсона металл-диэлектрик, подтвержденный теоретическими оценками.

Сравнение результатов исследования транспортных свойств систем $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ и $\text{Ca}_{2-x}\text{Sr}_x\text{RuO}_4$ в направлении CuO - и RuO -плоскостей и в перпендикулярном направлении позволяет продемонстрировать квазидвумерный характер процессов переноса заряда в проводниках андерсоновского типа с сильно-анизотропной длиной локализации.

- [1] А.А. Иванов, С.Г. Галкин, А.В.Кузнецов и др., *Physica C*, **180**, 69 (1991).
- [2] Y. Maeno, H. Hashimoto, K.Yoshida et al., *Nature*, **372**, 532 (1994).
- [3] G. Kotliar, E. Abrahams, A.E. Ruckenstein et al., *Europhysics Letters*, **15** (6), 655 (1991).
- [4] M.V. Sadovskii, "High-Tc Superconductors" in "Superconductivity and Localization", Singapore, World Scientific Publishing Co.Pte.Ltd., 2000, pp.192-223.

СПИНОДАЛЬНЫЙ РАСПАД ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ И ЯВЛЕНИЕ ВОЗВРАТА В НЕСТЕХИОМЕТРИЧЕСКОМ СОЕДИНЕНИИ $Y(Eu)Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$

Е.И. Кузнецова, Ю.В. Блинова, С.В. Сударева, Т.П. Криницина,
И.Б. Бобылев, Е.П. Романов

Институт физики металлов УрО РАН, 620219, г. Екатеринбург,

ул. С.Ковалевской, 18

Согласно теории [1], нестехиометрическое соединение $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($\delta \geq 0,2$) испытывает спинодальный распад (расслоение на две фазы, богатую кислородом и бедную) в районе $\sim 200^\circ\text{C}$. В работе [2] были выполнены исследования распада этого соединения (керамика) в зависимости от содержания кислорода в интервале температур $100-400^\circ\text{C}$ и построена экспериментальная диаграмма состояний. Установлено, что система распадается при температурах $100-330^\circ\text{C}$. Наблюдение распада после отжига при 100°C позволяет предположить, что нестехиометрическое соединение $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ может быть подвержено естественному спинодальному распаду при комнатной температуре. В настоящей работе представлены экспериментальные доказательства существования такого распада, а также данные, свидетельствующие о существовании в этой системе явления возврата, характерного для металлических сплавов.

Исследование выполнено на монокристаллах $Y(Eu)Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ с $\delta \approx 0,2; 0,4$ которые были приготовлены методом, описанным в [3]. Были изучены следующие структурные состояния монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$: исходное состояние + 10 лет естественного старения; исходное состояние + отжиг 200°C , 100 ч + 10 лет естественного старения; исходное состояние + отжиг 300°C , 25 ч + 10 лет естественного старения; исходное состояние + 10 лет естественного старения + нагрев до 500°C \rightarrow охлаждение до 380°C , выдержка 24 ч в кислороде; исходное состояние + отжиг 200°C , 100 ч; исходное состояние + отжиг 300°C , 50 ч; исходное состояние + отжиг 200°C , 100 ч + 300°C , 50 ч. Монокристалл $EuBa_2Cu_3O_{6,8}$ исследовался после обработок: исходное состояние + отжиг 200°C , 65 ч; исходное состояние + 300°C , 10 ч; исходное состояние + отжиг 200°C , 65 ч + 300°C , 10 ч. Методы исследования: оптическая микроскопия в поляризованном свете и просвечивающая электронная микроскопия.

Показано, что в соединении $YBa_2Cu_3O_{6,8}$, ранее испытывавшем распад при 200 и 300°C , во время вылеживания при комнатной температуре имеет место естественное старение, в результате чего реализуется более поздняя стадия распада.

Монокристалл $YBa_2Cu_3O_{6,6}$ обладает большей структурной нестабильностью, поэтому даже без предварительного низкотемпературного отжига в монокристалле происходит распад в

результате вылеживания при комнатной температуре в течение 10 лет. В работе была сделана попытка восстановить исходную структуру распавшегося в результате естественного старения монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,6}$ и насытить его кислородом до $y=7$. Для этого использовалась традиционная термическая обработка для достижения кислородного индекса ~ 7 . Ожидалось получение однофазного (орто-фаза) состояния с крупной двойниковой структурой. Однако восстановление монокристалла не произошло, а распад только углубился; причем структурное состояние, возникшее после «восстановительной» термообработки, никогда ранее не наблюдалось (нарушение порядка в расположении катионов, появление дефектов упаковки и фазы, обогащенной медью). Мы объясняем этот результат на основе представлений о неполном возврате: во время естественного старения в монокристалле выделились частицы, оказавшиеся способными к росту при последующем высокотемпературном отжиге.

В системе 123 также обнаружено явление полного возврата. В монокристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,8}$, имеющем в исходном состоянии крупнодвойниковую структуру, в результате независимых отжигов при 200 и 300°C происходит спинодальный распад на две фазы, который сопровождается исчезновением двойников и появлением ламельной и модулированной структур. В результате же двойного диффузионного отжига 200°C, 100ч + 300°C, 50ч вновь возникает крупнодвойниковая структура, такая же, как в исходном состоянии. Это связано с тем, что мелкие частицы обогащенной кислородом орто-фазы, выделившиеся в матрице во время отжига при 200°C, оказались неспособны к росту при высокой температуре. В ходе последующего высокотемпературного отжига при 300°C эти частицы полностью растворились, при этом матрица обогатилась кислородом (вновь стала орторомбической), и восстановилась двойниковая структура.

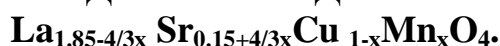
Аналогичные результаты по возврату были получены на монокристалле $\text{EuBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,8}$. Двойниковая структура, присущая исходному состоянию, по данным оптической микроскопии, исчезла в результате отжига 200°C, 65ч; образец испытал спинодальный распад с образованием очень мелких частиц богатой кислородом орто-фазы (в оптическом микроскопе не выявляются). В результате отжига 300°C, 10ч произошло выделение большого количества крупных частиц (в оптическом микроскопе наблюдался характерный контраст в виде четырех лепестков, обусловленный полями упругих напряжений вокруг частиц). После двойного диффузионного отжига 200°C, 65ч + 300°C, 10ч восстановилась исходная двойниковая структура.

[1] A.G. Khachaturyan, J.W. Morris., Phys. Rev. Lett., **59**, 2776 (1987).

[2] И.Б. Бобылев, Н.А. Зюзева, С.В. Сударева и др. ФММ, в печати.

[3] Е.И. Кузнецова, Т.П. Криницина, С.В. Сударева, И.Б. Бобылев, Е.П. Романов, ФММ, **81**, 113 (1996).

ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КЕРАМИК ДВОЙНОГО ДОПИРОВАНИЯ



А.В. Ткач¹, А.И. Пономарев¹, Т.Б. Чарикова¹, А.О. Ташлыков¹,
В.Л. Кожевников²

¹Институт физики металлов УрО РАН, 620219, Екатеринбург, Россия

²Институт химии твердого тела УрО РАН, 620129, Екатеринбург, Россия

С целью выяснения влияния магнитной примеси на свойства CuO_2 плоскостей в ВТСП-системах, исследовались керамические образцы LSCO с замещением ионов меди на ионы марганца: $\text{La}_{1.85-4/3x} \text{Sr}_{0.15+4/3x} \text{Cu}_{1-x} \text{Mn}_x \text{O}_4$ с $x = 0.02; 0.04; 0.06$ и 0.08 . Согласно [1], все указанные составы двойного допирования соответствуют оптимальной концентрации носителей.

Экспериментально установлено, что характер температурной зависимости $\rho(T)$ существенно различается в двух температурных областях: (а) для $T < 15$ К во всех образцах выполняется соотношение $\rho(T) \propto \exp(T/T_0)^{-0.4}$; (б) при $T > 40$ К наблюдается зависимость $\rho(T) - \{\rho_0 + \alpha T\} \propto \exp(T/T_0)^{-0.1}$ и происходит смена знака производной $d\rho/dT$, которую в данном случае вряд ли можно рассматривать как переход металл-диэлектрик. Температура и ширина перехода от зависимости (б) к режиму (а), в пределах точности оценок, не меняются с ростом x . Температура начала перехода составляет 36-38 К и практически совпадает с температурой сверхпроводящего превращения T_c для оптимально допированного «классического» LSCO. Температура завершения перехода составляет 17-18 К. Таким образом, концентрация ионов марганца слабо влияет на характеристики перехода.

Температурные зависимости намагниченности, снятые в поле 100 э, демонстрируют появление диамагнитного отклика в области $T < T_c$. При $T > 40$ К во всех образцах наблюдается парамагнитная восприимчивость Кюри-Вейсса с отрицательной $\theta \approx -5$ К, слабо зависящей от x . Поэтому вблизи 5 К следует ожидать установления магнитного порядка (возможно, антиферромагнитного). В области температур 8-10 К действительно наблюдаются характерные для магнитного упорядочения особенности (пики) магнитной восприимчивости. В образцах с $x = 0.06$ и 0.08 появляется и дополнительный вклад в намагниченность, интерпретируемый как проявление ферромагнетизма с температурами Кюри ≈ 340 К и ≈ 360 К, соответственно. Таким образом, в исследованных керамиках, по-видимому, сосуществуют «гранулярная» сверхпроводимость и две магнитные подсистемы с разными типами магнитного упорядочения.

[1] H. Wu, Sh. Tan, W. Wang, Y. Zhang, Phys.Rev. B **71**, 144520 (2005).

АНИЗОТРОПНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ И НЕОБЫЧНЫЙ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ СПИН-ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННЫЙ ПЕРЕХОД В $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$

А.С. Москвин, Ю.Д. Панов

*Уральский государственный университет им. А.М. Горького
620083 Екатеринбург, пр-т Ленина 51*

К числу особенностей зарядовой динамики в купратах относится анизотропия магнитосопротивления (МС) в CuO_2 -плоскостях, обнаруженная в $\text{TmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ ($x = 0.30$) [1], $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ ($x = 0.30, 0.32$) [2], $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ ($x = 0.25$) [3], $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ [4]. При магнитном поле параллельном ab -плоскости, внутрислоистое МС в этих системах проявляет угловую анизотропию с явной температурной зависимостью: $\Delta\rho_{ab}/\rho_{ab} \propto \cos 2\phi/T$, где ϕ – угол между внешним полем и направлением тока, а также аномальное низкополевое и низкотемпературное поведение.

В работах [5] была развита микроскопическая модель анизотропии внутрислоистого МС в дырочно-допированных купратах. В рамках этой модели предполагается, что основной вклад в анизотропию МС вносит термоактивированный перенос дырок по $\text{O}2p_{x,y}$ состояниям CuO_2 плоскости. Большая вероятность заселения допированной дыркой чисто кислородного состояния обусловлена псевдовырождением в основном состоянии двухдырочной конфигурации в CuO_4 кластере термов $^1A_{1g}$ и $^{1,3}E_u$ с конфигурациями b_{1g}^2 и $b_{1g}e_u$, соответственно. Магнитное поле приводит к спин-индуцированной поляризации орбитальных $e_u x, y$ состояний двухдырочного триплетного 3E_u терма, описываемой эффективным гамильтонианом:

$$H_{y\delta\delta} = a \cos 2\varphi \sigma_z + b \sin 2\varphi \sigma_x,$$

где a и b – константы спиновой анизотропии, σ_i – матрицы Паули, угол φ определяет направление эффективного магнитного поля – суммы обменного и внешнего полей: $\mathbf{H} = \mathbf{h}_{ex}(\mathbf{h}) + \mathbf{h}$. Численные оценки констант спиновой анизотропии показывают, что $b \ll a \approx 0.1$ К.

В отсутствии магнитного поля дырочный транспорт по e_u состояниям изотропен, и в простейшем приближении сильной связи описывается моделью независимых $e_u x$ - и $e_u y$ -зон. Магнитное поле приводит смешиванию $e_u x$ - и $e_u y$ -зон и зависимости перенормированной эффективной массы от направления полного магнитного поля. В результате, для внутрислоистой проводимости $\sigma(\theta)$, измеряемой под углом θ к $[100]$, получено выражение:

$$\frac{\sigma(\theta)}{\sigma_{ab}(T)} = \cosh \frac{\Delta(\varphi)}{kT} - \cos 2\theta \frac{a \cos 2\varphi}{\Delta(\varphi)} \sinh \frac{\Delta(\varphi)}{kT}, \quad (1)$$

где $\Delta(\varphi) = \sqrt{a^2 \cos^2 2\varphi + b^2 \sin^2 2\varphi}$, $\sigma_{ab}(T)$ – изотропная в плоскости функция активационного типа. Первое слагаемое в (1) дает вклад в

анизотропию МС с четырехкратной симметрией по ϕ и сильной температурной зависимостью (типа $1/T^2$ при $kT \gg a$). Второе слагаемое с двукратной симметрией по ϕ и температурной зависимостью типа $1/T$ при $kT \gg a$ доминирует при высоких температурах и приводит к наблюдаемой температурной и угловой зависимости для анизотропной части внутривекторного МС в дырочно-допированных купратах: $\Delta\rho_{ab}/\rho_{ab} \propto \cos 2\phi/T$. Оценка величины параметра спиновой анизотропии в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ дает $|a| \approx 0.1$ К [5].

В отличие от ранее исследованных систем с дырочным допированием [1-4], анизотропия МС в номинально электронно-допированном $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ имеет четырехкратную симметрию ($\sim \cos 4\phi$) [6].

Исследования магнитных свойств $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ показывают, что магнитная структура в них формируется трехплоскостными Nd-Cu-Nd подсистемами А и В, энергия связи которых записывается в виде эффективного псевдо-дипольного взаимодействия [7]: $E_{AB} = -Q \sin(\varphi_A + \varphi_B)$, где $\varphi_{A,B}$ – углы ориентации в ab-плоскости медных антиферромагнитных векторов подсистем А и В. В зависимости от знака Q , E_{AB} минимальна при $\varphi_A + \varphi_B = \pm\pi/2$. Такая связь углов φ_A и φ_B , в предположении, что внешнее поле меньше наименьшего поля спин-флоп перехода, приводит к компенсации в (1) двукратного слагаемого, порождая тем самым четырехкратную симметрию анизотропного МС с резкой температурной зависимостью.

Другой яркой особенностью является аномальная температурная и полевая зависимость эффекта. При увеличении магнитного поля происходит перестройка характера анизотропии, сопровождающаяся значительным уменьшением величины анизотропии в области промежуточных полей, и разворотом розетки МС на 45 градусов. Аналогичный разворот происходит и при повышении температуры от 1.4 до 4.2 К в поле 4.5 Т. Низкотемпературная трансформация угловой зависимости магнитосопротивления при возрастании внешнего магнитного поля свидетельствует, в частности, об изменении характера спин-переориентационного перехода в CuO_2 плоскости при различных направлениях поля.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 04-02-96077.

- [1] Е. Б. Амитин и др. Письма в ЖЭТФ, **70**, 350 (1999).
- [2] Y. Ando, A. N. Lavrov, K. Segawa, Phys. Rev. Lett., **83**, 2813 (1999).
- [3] E. Cimpoiasu *et al.* Phys. Rev., **B65**, 144505 (2002).
- [4] Y. Ando, A. N. Lavrov, S. Komiya, Phys. Rev. Lett., **90**, 247003-1 (2003).

ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ И МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ Na_xCoO_2

А.О. Ташлыков,¹ Т.Б. Чарикова,¹ А.И. Пономарев,¹ В.Л. Кожевников²

¹Институт физики металлов УрО РАН, 620219, Екатеринбург, Россия

²Институт химии твердого тела УрО РАН, 620129, Екатеринбург, Россия

На серии поликристаллических образцов Na_xCoO_2 с различным содержанием натрия $x = 0.57, 0.63, 0.65, 0.7$ и 0.72 проведены измерения сопротивления и магнитной восприимчивости в диапазоне температур от 4.2 до 300 К. Установлено, что образец с содержанием натрия $x = 0.57$ имеет диэлектрическую температурную зависимость сопротивления, что может быть связано с зарядовым упорядочением натрия в сверхрешетку. Остальные образцы имеют металлический ход температурной зависимости сопротивления. Ход температурных зависимостей магнитной восприимчивости хорошо описываются законом Кюри-Вейсса, а отрицательная величина вычисленной парамагнитной температуры Кюри-Вейсса говорит о сильном антиферромагнитном взаимодействии ионов кобальта.

Негидратированный кобальтит Na_xCoO_2 имеет слоистую структуру, состоящую из слоев CoO_2 разделенных изолирующим слоем ионов Na^+ , выполняющим функцию резервуара электрических зарядов. Недопированный CoO_2 является моттовским изолятором. Металлическое поведение проявляется при допировании натрием, при этом Co^{4+} со спином $S = 1/2$, который возникает вследствие сильного кристаллического поля [1], становится Co^{3+} ионом со спином $S = 0$.

В зависимости от содержания натрия в Na_xCoO_2 , система превращается из парамагнитного металла при $x = 0.3$ в зарядо-упорядоченный изолятор при $x = 0.5$, далее при $x = 0.7$ переходит в Кюри-Вейссовский металл и при $x > 0.75$ становится системой с магнитным упорядочением [2].

В данной работе приведены результаты исследований сопротивления и магнитной восприимчивости серии образцов с различной степенью легирования натрием $x = 0.57, 0.63, 0.65, 0.7, 0.72$, полученных методом твердофазного синтеза на воздухе.

На рис. 1 представлены температурные зависимости сопротивления $\rho(T)$ для указанной серии образцов Na_xCoO_2 в интервале температур 4.2 - 300 К.

Температурные зависимости сопротивления для всех образцов, кроме образца с содержанием натрия $x = 0.57$ имеют металлический ход ($d\rho/dT > 0$), при этом сопротивление образцов возрастает с увеличением содержания натрия в образце, за исключением образца с содержанием натрия $x=0.72$. Температурные зависимости сопротивления для состава с $x = 0.63$ в диапазоне температур (77 ÷ 260) К и для состава с $x = 0.65$ при $T =$ (

140 ÷ 230) К имеют линейную зависимость $\rho(T)$, что говорит о не Ферми-жидкостном поведении.

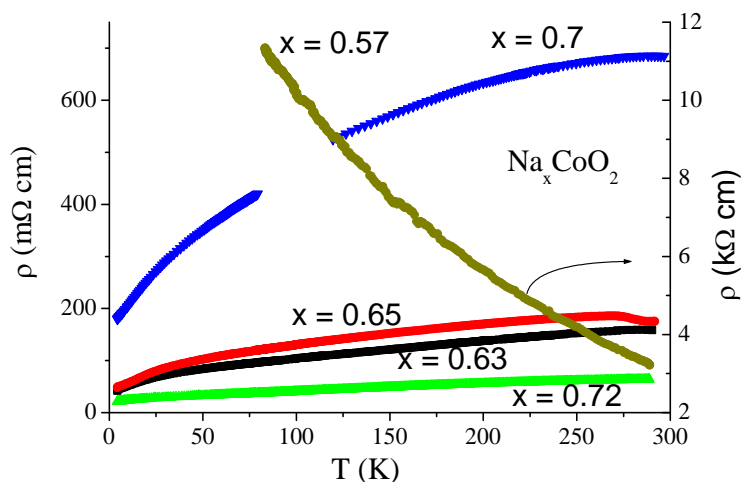


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления $\rho(T)$ для серии образцов Na_xCoO_2 в интервале температур 4.2 - 300 К.

образец с содержанием натрия $x = 0.57$ близок к составу $\text{Na}_{0.5}\text{CoO}_2$, в котором ионы натрия образуют сверхрешетку с размером ячейки $\sqrt{3} a \times 2 a$, где a – параметр решетки [3]. При упорядочении натрия в такую структуру затрачивается наименьшая энергия (зарядо-упорядоченный диэлектрик).

Измерения температурной зависимости магнитной восприимчивости показали, что для всех образцов наблюдается рост магнитной восприимчивости с понижением температуры. При $T < (15 \div 20)$ К восприимчивость резко возрастает, что может быть связано с наличием неконтролируемых магнитных примесей в образцах.

Для составов с $x=0.70$, 0.65 и 0.57 графическим способом была вычислена парамагнитная температура Кюри-Вейсса, которая составила -270 К, -340 К и -620 К соответственно. Для этих образцов наблюдается увеличение абсолютной величины температуры Кюри-Вейсса с уменьшением содержания натрия в системе Na_xCoO_2 . Большая отрицательная величина θ говорит о сильном антиферромагнитном взаимодействии ионов кобальта.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ - Урал № 04-02-96084.

[1] G. Baskaran, cond-mat/**0303649** (2003).

[2] M.L. Foo, Y. Wang, S. Watauche et al., Phys. Rev. Lett., **92**, 247001 (2004).

[3] P. Zhang, R. Capaz, M. Cohen et al., cond-mat/**0502072** (2005).

Образец $\text{Na}_{0.57}\text{CoO}_2$ имеет величину сопротивления на несколько порядков выше, чем у остальных образцов. При этом температурная зависимость сопротивления этого образца имеет диэлектрический ход ($d\rho/dT < 0$) во всем температурном диапазоне. Такое поведение можно объяснить тем, что

Указатель докладчиков

Докладчик	Номер в программе	Страница
Demarina Nataliya	L30	82
Fowler Daivid	L6	42
Godlewski Marek	L11	51
Gornyi Igor	L13	54
Grinberg Marek	T6	149
Grützmacher Detlev	L24	74
Groshev Andrei	L48	111
Gudkov Vladimir	T10	156
Harrison Paul	L29	81
Heremans Joseph P.	L33	89
Horváth Zs. J.	L9, L45	48, 108
Kikoin Konstantin	L10	50
Кнап Wojciech M.	L28	90
Majewski Jacek A.	T1	142
Minkov Grigory	L27	79
Mitin Alexander	S5	188
Moskvin Alexander	S3	186
Patane Amalia	L25	76
Patrakov Alexander	L43	105
Pődör Balint	L32	86
Robouch Benjamin	T5	14
Shelushinina Nina G.	L44	106
Story Tomasz	T3	145
Studenikin Sergei	L3, L46	37, 109
Surkova Tatiyana	T26	181
Аверкиев Никита Сеогеевич	L5	40
Агзамова Полина Александровна	T17	167
Антонова Ирина Вениаминовна	L58	128
Арапов Юрий Григорьевич	L64	138
Аронзон Борис Аронович	L26	77
Арсеев Петр Иварович	L16	58
Артамкин Алексей Игоревич	T12	159
Блинова Юлия Викторовна	S11	196
Блошкин Алексей Александрович	L42	103
Буряков Тимофей Игоревич	L55	123
Верховский Станислав Владиславович	S9	192
Волков Владимир Александрович	L2	36
Гантмахер Всеволод Феликсович	S1	184

Германенко Александр Викторович	L54	122
Гребенников Владимир Иосифович	L38	95
Демидов Евгений Сергеевич	T4	146
Демиховский Валерий Яковлевич	L22	70
Дмитриев Александр Петрович	L7	43
Долгополов Валерий Тимофеевич	L21	68
Дричко Ирина Львовна	L23	72
Ефремов Андрей Викторович	T17	166
Заводько Ирина Владимировна	L62, T15	135, 164
Зайцев-Зотов Сергей Владимирович	L15	56
Игошев Петр Алексеевич	L49	113
Каган Мирон Соломонович	L37, L53	94, 120
Кандрина Юлия	T22	174
Карькин Александр Евгеньевич	S8	191
Качоровский Валентин Юрьевич	L8	45
Квон Зе Дон	L17	60
Князев Дмитрий Александрович	L20	66
Кожанов Александр Евгеньевич	L61	134
Комиссарова Татьяна Александровна	L50	115
Корионов Илья Валерьянович	T13	160
Кулеев Игорь Гайнитдинович	T27	182
Кульбачинский Владимир Анатольевич	T7	151
Лавров Александр Николаевич	S4	187
Латыпов Ярослав Маратович.	L47	110
Лашкарёв Георгий Вадимович	T2	143
Лончаков Александр Трофимович	T25	179
Ляпилин Игорь Иванович	L4	39
Меренцов Александр Ильич	T18	169
Метелева Ю.В.	L65	139
Мирмельштейн Алексей Владиславович	S6	190
Михеев Виктор Михайлович	L66	140
Можегоров Алексей Анатольевич	T23	174
Нарыгина Ольга Викторовна	L51	117
Неверов Владимир Николаевич	L63	137
Некрасов Игорь Александрович	S7	
Окулов Всеволод Игоревич	T9	155
Орлов Лев Константинович	L35	92
Панов Юрий Д.	S13	199
Парфеньев Роберт Васильевич	L18	62
Песчанский Валентин Григорьевич	L52	118
Пудалов Владимир Моисеевич	L1, L14	35, 55
Пудонин Федор Алексеевич	L31	84
Раданцев Виктор Федорович	L59	130
Ремизов Дмитрий Юрьевич	T14	162
Рябчиков Юрий Витальевич	L40, L41	99, 101

Савина Ольга Васильевна	L57	127
Садовский Михаил Виссарионович	S2	185
Сибельдин Николай Николаевич	L12	52
Соколов Виктор Иванович	T11	158
Солин Николай Иванович	L60	132
Стафеев Виталий Иванович	L34	90
Ташлыков Алексей Олегович	S14	201
Тихомирова Галина Владимировна	L39	97
Ткач Александр Владимирович	S12	198
Ткачев Евгений Николаевич	L56	125
Угрюмова Наталья Андреевна	T24	177
Хохлов Дмитрий Ремович	T8	153
Чарикова Татьяна Борисовна	S10	195
Шабашова О.А.	T20, T21	172, 173
Шаповал Сергей Юрьевич	L36	
Якимчук Александра Викторовна	T19	170
Якунин Михаил Викторович	L19	64

Авторский указатель сборника тезисов

- Аверкиев Н.С. 40
Агзамова П.А. 167
Алтухов И.В. 120
Аникеева О.Б. 123, 125
Антонова И.В. 128
Арапов Ю.Г. 64, 137, 138
Аронзон Б.А. 77
Арсеев П.И. 58
Артакин А.И. 159
Архипов В.Е. 177, 193
Бабушкин А.Н. 97, 117, 160, 172, 174
Белогорохов А.И. 115
Белогорохов И.А. 99
Березовец В.А. 62
Блинова Ю.В. 196
Блошкин А.А. 103
Бобылев И.Б. 196
Бузлуков А.Л. 193
Бурбаев Т.М. 115
Буряков Т.И. 123
Варфоломеев С.П. 164
Вихрова О.В. 151
Верховский С.В. 193
Войлов Д.Н. 139
Волков В.А. 36
Волков Я.Ю. 117
Володин В.А. 103
Воронцов А.С. 99
Ганжина Т.В. 159
Гантмахер В.Ф. 184
Германенко А.В. 122
Гончарь Л.Э. 167, 175
Горный И.В. 122
Гощицкий Б.Н. 191
Гребенников В.И. 95
Гришин С.В. 110
Груздев Н.Б. 158
Гудина С.В. 137, 138
Гуляев М.Б. 128
Гурин П.В. 77, 151
Давыдов А.Б. 77, 151
Кузнецов В.Л. 125
Данилов Ю.А. 77, 146, 151
Двуреченский А.В. 103
Демидов Е.С. 146
Демиховский В.Я. 70
Дмитриев А.П. 43
Долгополов В.Т. 68
Дормидонтов А.С. 66
Дричко И.Л. 72
Дружнов Д.М. 146
Дубинин С.Ф. 158
Дьяконов А.М. 72
Ефремов А. В. 166
Заводько И.В. 135, 164
Заикина Ю.В. 170
Зайцев-Зотов С.В. 56
Звонков Б.Н. 64, 77, 138
Зуев Ю.Н. 193
Иванов А.А. 195
Игошев П.А. 113
Ирхин В.Ю. 113
Каган М.С. 94, 120
Кандрина Ю.А. 174
Карпина В.А. 142
Карпов А.А. 135
Карькин А. Е. 191
Катанин А.А. 113
Качоровский В.Ю. 45
Кашкаров П.К. 99, 101
Квон З.Д. 60
Кислякова А.Ю. 40
Князев Д.А. 66
Кожанов А.Е. 134, 153
Кожевников В.Л. 198, 201
Колодзей Дж. 120
Комиссарова Т.А. 115
Корионов И.В. 160
Корионова И.Г. 160
Королев А.В. 177, 193
Котосонов А.С. 123
Красильник З.Ф. 162
Креницина Т.П. 196
Окотруб А.В. 123

Кузнецов В.П. 162
 Кузнецова Е.И. 196
 Кулеев И.Г. 182
 Кулеев И.И. 182
 Кульбачинский В.А. 77, 151
 Лавров А.Н. 187
 Ларин А.В. 166
 Ларионова В.А. 122
 Латыпов Я.М. 110
 Лашкарев Г.В. 142
 Лебедев Э.А. 101
 Лескова Ю.В. 167
 Лесников В.В. 146
 Лончаков А.Т. 92, 158, 179
 Ляпилин И.И. 39
 Маслова Н.С. 58
 Матросов Н.Н. 115
 Мельникова Н.В. 172, 173
 Меренцов А.И. 169
 Метелева Ю.В. 139
 Миньков Г.М. 122
 Мирмельштейн А.В. 190
 Михайлова Н.П. 62
 Михалев К.Н. 193
 Михеев В.М. 140
 Можегоров А.А. 175
 Моисеев К.Д. 62
 Монахов А.М. 40
 Москвин А.С. 199
 Муковский Я.М. 177
 Нарыгина О.В. 117
 Наумов С.В. 132
 Неверов В.Н. 64, 137, 138, 169
 Нейфельд Э.А. 177
 Ненашев А.В. 103
 Нижанковский В.И. 62
 Никифоров А.Е. 166, 167, 175
 Никифоров А.И. 103
 Никорич А.В. 153
 Новиков Г.Ф. 139
 Образцова Е.Д. 117
 Оглобличев В.В. 193
 Солин Н.И. 132
 Стафеев В.И. 90
 Сударева С.В. 196
 Окулов В.И. 155, 179
 Омеляновский О.Е. 66
 Орлов Л.К. 92
 Орлов М.Л. 92
 Осминкина Л.А. 99
 Памятных Е.А. 155
 Панов Ю.Д. 199
 Папроцкий С.К. 120
 Паранчич С.Ю. 179
 Парфеньев Р.В. 62
 Пархоменко В.Д. 158
 Патраков А.Е. 39
 Песчанский В.Г. 118
 Пискунов Ю.В. 193
 Погудин А.В. 193
 Подгорных С.М. 64, 138, 158
 Подольский В.В. 77, 146
 Пономарев А.И. 195, 198, 201
 Попов С.Э. 166, 167
 Пудалов В.М. 35, 55, 66
 Пудонин Ф.А. 84
 Раданцев В.Ф. 130
 Радченко М.В. 142
 Ремизов Д.Ю. 162
 Романенко А.И. 123, 125
 Романов Е.П. 196
 Рут О.Э. 122
 Рыльков В.В. 77
 Рябова Л.И. 115, 134, 153, 159, 170
 Рябчиков Ю.В. 99, 101
 Савина О.В. 127
 Садовский М.В. 185
 Сапожников М.В. 146
 Святлов И.Л. 193
 Сибельдин Н.Н. 52
 Синис В.П. 120
 Сичковский В.И. 142
 Скориков М.Л. 52
 Слынько Е.И. 159
 Слынько В.Е. 159
 Смирнов И.Ю. 72
 Соколов В.И. 158
 Хасан Р.А.А. 118
 Хейфец О.Л. 172, 173
 Хорват Ж.Й. 92

Суханов И.В. 127
 Сучков А.И. 146
 Тарасов П.М. 151
 Тахтамиров Э.Е. 36
 Ташлыков А.О. 198, 201
 Теплоухов С.Г. 158
 Тимошенко В.Ю. 99, 101
 Титов А.Н. 169
 Тихомирова Г.В. 97
 Ткач А.В. 198
 Ткачев Е.Н. 125
 Торопов А.И. 72
 Трефилова А.Н. 160
 Угрюмова Н.А. 177
 Ускова Е.А. 64, 138
 Усольцева А.Н. 125
 Устинов В.В. 132
 Форш П.А. 101
 Харус Г.И. 64, 137, 138, 195
 Хохлов Д.Р. 115, 134, 153, 159
 Цветков В.А. 52
 Чарикова Т.Б. 195, 198, 201
 Чернов И.А. 139
 Чесноков С.Н. 153
 Шабашова О.А. 172, 173
 Шевельков А.В. 170
 Шелушинина Н.Г. 64, 137, 138, 195
 Шерстнев В.В. 40
 Шмагин В.Б. 162
 Шумина Ю.Н. 160
 Юданов Н.Ф. 123
 Якимов А.И. 103
 Якимчук А.В. 170
 Яковлев Ю.П. 40, 62
 Якунин М.В. 64, 138
 Яновицкая З.Ш. 128
 Яссиевич И.Н. 120

Airey R. 76
 Allison G. 76
 Anderson T. 115
 Arapov Yu.G. 106
 Balázs J. 48
 Burattini E. 148
 Byszewski M. 37
 Cebulski J. 148
 Cestelli Guidi M. 148
 Coleridge P.T. 109
 Czigány Zs. 48
 Demarina N.V. 82
 Dziawa P. 159
 Evans C.A. 81
 Eaves L. 42, 76
 Fowler D. 42, 76
 Fromhold T.M. 42
 Galakhov V.R. 181
 Germanenko A. 79
 Godlewski M. 51, 181
 Goldstein Y. 128
 Gordeev A.S. 188
 Kikoin K.A. 50
 Kim T.W. 115
 Kisiel A. 148
 Knap W. 80
 Krier A. 40
 Kryliouk O. 115
 Kuznetsov O.A. 106
 Lin Y.S. 149
 Liu R.S. 149
 Lojkowski W. 160
 Lonchakov A.T. 156
 Lyapilin I.I. 105
 Majewski Jacek A. 143
 Mangum J. 115
 Marcelli A. 148
 Maude D.K. 37
 McTavish J. 81
 Milanović V. 81
 Minkov Grigory 79
 Mirlin A.D. 54
 Mitin A.V. 188
 Mori N. 42

Gornyi I.V.	54	Moskvin A.S.	186
Grinberg M.	149	Neverov V.N.	106
Groshev A.G.	111	Novokshonov S.G.	111
Grützmacher Detlev	74	Opalinska A.	160
Gryk W.	149	Patanè A.	76
Gudkov V.V.	156	Patrakov A.E.	105
Guolin Yu.	109	Piccinini M.	148
Harrison P.	81	Pödör B.	48, 86
Harus G.I.	106	Polit J.	148
Heremans J.P.	89	Polyakov D.G.	54
Hopkinson M.	76	Ponomarenko L.	106
Horváth Zs. J.	48, 108	Poole P.J.	109
Ignatov A.	42, 76	Potemski M.	37
Ikonić Z.	81	Robouch B.V.	148
Indjin D.	81	Rut O.	79
Jдрrendahl K.	48	Sachrajda A.	37
Jedrzejewaki J.	128	Savić I.	81
Jovanović V.D.	81	Schmitt T.	181
Kamenev B.V.	101	Shamray V.F.	188
Karskanov I.V.	106	Shelushinina N.G.	106
Kelsall R. W.	81	Sheregii E.M.	148
Sherstobitov A.	79	de Visser A.	106
Sokolov V.I.	156	Vukmirović N.	81
Spasov S.	76	Wasilewski Z.R.	37
Story T.	145, 159	Yakunin M.V.	106
Studenikin S.A.	37, 108	Yatsunenko S.	51
Surkova T.P.	181	Zhevstovskikh I.V.	156
Tsybeskov L.	101	Zvonkov B.	79
Turos-Matysiak R.	149		

Электронные адреса участников школы

Fowler Daivid Fowler	daivid.fowler@nottingham.ac.uk
Godlewski Marek	godlew@ifpan.edu.pl
Grinberg Marek	fizmgr@univ.gda.pl
Grützmacher Detlev Andreas	detlev.gruetzmacher@psi.ch
Harrison Paul	p.harrison@leeds.ac.uk
Heremans Joseph P	Heremans.1@osu.edu
Horváth Zs. J.	horvzsj@mfa.kfki.hu
Кнап Wojciech Maciej	knap@univ-montp2.fr
Majewski Jacek Adam	Jacek.Majewski@fuw.edu.pl
Patane Amalia	amalia.patane@nottingham.ac.uk
Robouch Benjamin	robouch@lnf.infn.it
Story Tomasz	Story@ifpan.edu.ru
Studenikin Sergei A.	sergei.studenikin@nrc.ca
Абросимов Александр Викторович	vladimir.chernyshev@usu.ru
Аверкиев Никита Сеогеевич	averkiev@les.ioffe.ru
Агзамова Полина Александровна	polina.agzamova@usu.ru
Альшанский Глеб Алекеевич	alshansk@imp.uran.ru
Антонова Ирина Вениаминовна	antonova@isp.nsc.ru
Арапов Юрий Григорьевич	arapov@imp.uran.ru
Аронзон Борис Аронович	aronzon@imp.kiae.ru
Арсеев Петр Иварович	ars@lpi.ru
Артамкин Алексей Игоревич	artamkin@mig.phys.msu.ru
Блинова Юлия Викторовна	jml1@imp.uran.ru
Блошкин Алексей Александрович	bloshkin@mail.ru
Буряков Тимофей Игоревич	factorial@gorodok.net
Верховский Станислав В.	verkhovskii@imp.uran.ru
Волков Владимир Александрович	VoVA@cplire.ru
Гантмахер Всеволод Феликсович	gantm@issp.ac.ru
Германенко Александр Викторович	Alexander.Germanenko@usu.ru
Гинс Мария Александровна	mag2106@yandex.ru
Говоркова Татьяна Евгеньевна	Govorkova@imp.uran.ru
Горный Игорь Викторович	gornyi@tkmlx13.tkm.uni-karlsruhe.de
Горшков Алексей Павлович	GorshkovAP@rambler.ru
Гребенников Владимир Иосифович	greben@imp.uran.ru
Гришин Сергей Владимирович	postmaster@gipo.kazan.ru
Грошев Андрей Геннадьевич	andrei@otf.pti.udm.ru
Гудина Светлана Викторовна	svpopova@imp.uran.ru
Гудков Владимир Васильевич	gudkov@imp.uran.ru
Гусейнов Давуд Вадимович	guseinov@phys.unn.ru
Делимова Любовь Александровна	ladel@mail.ioffe.ru
Демарина Наталья	demarina@rf.unn.ru

Демидов Евгений Сергеевич	demidov@phys.unn.ru
Демиховский Валерий Яковлевич	demi@phys.unn.ru
Дмитриев Александр Петрович	dmitriev.vip1@mail.ioffe.ru
Долгополов Валерий Тимофеевич	dolgop@issp.ac.ru
Дричко Ирина Львовна	irina.l.drichko@mail.ioffe.ru
Ефремов Андрей Викторович	basis@hotmail.ru
Заводько Ирина Владимировна	21@giricond.spb.ru
Зайцев-Зотов Сергей Владимирович	serzz@cplire.ru
Игошев Петр Алексеевич	i-petr@yandex.ru
Каган Мирон Соломонович	kagan@cplire.ru
Кандрина Юлия	yulia_kandrina@mail.ru
Карсканов Иван Валерьевич	karskanov@mail.ru
Карькин Александр Евгеньевич	karkin@uraltc.ru
Качоровский Валентин Юрьевич	kachor.vip1@mail.ioffe.ru
Квон Зе Дон	kvon@thermo.isp.nsc.ru
Кикоин Константин Абрамович	kikoin@bgu.ac.il
Князев Дмитрий Александрович	knyazev@mail1.lebedev.ru
Кожанов Александр Евгеньевич	kozhanov@mig.phys.msu.ru
Комиссарова Татьяна Александровна	komissarova@mig.phys.msu.ru
Корионов Илья Валерьянович	korionov-2002@yandex.ru
Кулеев Игорь Гайнитдинович	kuleev@imp.uran.ru
Кульбачинский Владимир Анатольевич	kulb@mig.phys.msu.ru
Кунцевич Александр Юрьевич	alexkun@mail1.lebedev.ru
Лавров Александр Николаевич	lavrov@che.nsk.su
Латыпов Ярослав Маратович.	jlatypov@yandex.ru
Лашкарёв Георгий Вадимович	gvl35@ipms.kiev.ua
Лончаков Александр Трофимович	lonchakov@imp.uran.ru
Ляпилин Игорь Иванович	lyapilin@imp.uran.ru
Меренцов Александр Ильич	Alex_fisik@mail.ru
Миньков Григорий Максович	grigori.minkov@usu.ru
Мирмельштейн Алексей Владиславович	mirmelstein@mail.ru
Митин Александр Васильевич	mitin@kapitza.ras.ru
Михеев Виктор Михайлович	mikheev@imp.uran.ru
Можегоров Алексей Анатольевич	a_mozhegorov@mail.ru
Молдавская Любовь Давидовна	lmd@ipm.sci-nnov.ru
Москвин Александр Сергеевич	alexandr.moskvin@usu.ru
Нарыгина Ольга Викторовна	olga.narygina@mail.ru
Неверов Владимир Николаевич	neverov@imp.uran.ru
Некрасов Игорь Александрович	nekrasov@iep.uran.ru
Новокшионов Сергей Георгиевич	nov@imp.uran.ru

Окулов Всеволод Игоревич	okulov@imp.uran.ru
Орлов Лев Константинович	orlov@ipm.sci-nnov.ru
Панов Юрий Д.	Yuri.Panov@usu.ru
Парфеньев Роберт Васильевич	r.parfeniev@mail.ioffe.ru
Патраков Александр Евгеньевич	patrakov@ums.usu.ru
Песчанский Валентин Григорьевич	vpeschansky@ilt.kharkov.ua
Пономарев Анатолий Иванович	ponomarev@imp.uran.ru
Пудалов Владимир Моисеевич	pudalov@mail1.lebedev.ru
Пудонин Федор Алексеевич	pudonin@sci.lebedev.ru
Раданцев Виктор Федорович	victor.radantsev@usu.ru
Ремизов Дмитрий Юрьевич	remizov@ipm.sci-nnov.ru
Рябчиков Юрий Витальевич	yuri_r@vega.phys.msu.ru
Савина Ольга Васильевна	savina_olga@rambler.ru
Садовский Михаил Виссарионович	sadovski@iep.uran.ru
Сибельдин Николай Николаевич	sibeldin@mail1.lebedev.ru
Соколов Виктор Иванович	visokolov@imp.uran.ru
Солин Николай Иванович	solin@imp.uran.ru
Стафеев Виталий Иванович	root@orion.extech.ru
Степина Наталья Петровна	stepina@isp.nsc.ru
Суркова Татьяна Петровна	surkova@imp.uran.ru
Тихомирова Галина Владимировна	Galina.Tikhomirova@usu.ru
Ткач Александр Владимирович	ildan@imp.uran.ru
Ткачев Евгений Николаевич	b@ngs.ru
Угрюмова Наталья Андреевна	neifeld@imp.uran.ru
Харус Герман Иосифович	harus@imp.uran.ru
Хохлов Дмитрий Ремович	khokhlov@mig.phys.msu.ru
Чарикова Татьяна Борисовна	charikova@imp.uran.ru
Чернышов Владимир Артурович	vladimir.chernyshev@usu.ru
Шелушинина Нина Геннадьевна	shel@imp.uran.ru
Шерстобитов Андрей Александрович	and.sh@newmail.ru
Якимчук Александра Викторовна	yakimchuk_alex@mail.ru
Якунин Михаил Викторович	yakunin@imp.uran.ru

Ответственный за выпуск В.И. Окулов

Отпечатано на ризографе ИФМ УрО РАН тираж 120
Объем 4,2 печ.л. формат 60x84 1/16 зак. 11
620044 г.Екатеринбург ГСП 170, ул. С.Ковалевской, 18