

Российская Академия Наук
Научный совет РАН по физике полупроводников
Научный совет РАН по физике конденсированного состояния
Уральское отделение РАН
Институт физики металлов УрО РАН
Уральский Государственный Университет им. А.М. Горького
Новоуральский государственный технологический институт

XVIII Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников

Электронные свойства низкоразмерных систем

Структура и свойства полупроводников
с примесями переходных элементов

Новые электронные явления и материалы

15 февраля — 20 февраля 2010 г.

Екатеринбург — Новоуральск

ПРОГРАММА И ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Екатеринбург 2010

Russian Academy of Sciences
Scientific Council RAS on Physics of the semiconductors
Ural Division of the Russian Academy of Sciences
Institute of Metal Physics of UD RAS
Ural State University

XVIII Ural International Winter School on the Physics of Semiconductors

Electronic properties of low dimensional systems

Structure and properties of the semiconductors
with impurities of transition elements

New Electronic phenomena and materials

February 15 to 20, 2010

Ekaterinburg — Novouralsk

PROGRAM AND ABSTRACT BOOK

Ekaterinburg 2010

Организационный и программный комитеты
 XVIII Уральской международной зимней школы
 по физике полупроводников
 15–20 февраля 2010 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
А.А. Шерстобитов	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. Шелушинина (ученый секретарь)	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Н.С. Аверкиев	ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург
Б.А. Аронзон	РНЦ "Курчатовский институт Москва
И.А. Волков	ИРЭ РАН, Москва
М. Годлевский	Институт физики ПАН, Варшава, Польша
В.Я. Демиховский	ННГУ, Нижний Новгород
В.Т. Долгополов	ИФТТ РАН, Черногоровка
И.Л. Дричко	ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург
М.С. Каган	ИРЭ РАН, Москва
З.Д. Квон	ИФП СО РАН, Новосибирск
К.А. Кикоин	Университет Бен Гурион, Израиль
З.Ф. Красильник	ИФМ РАН, Нижний Новгород
Г.В. Лашкарёв	ИПМ НАНУ, Киев, Украина
А.Т. Лончаков	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Г.М. Миньков	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Е.А. Памятных	УрГУ, Екатеринбург
В.В. Робуш	Лаборатория Фраскати, Италия
Н.Н. Сибельдин	ФИАН им. П.Н. Лебедева, Москва
Д.Р. Хохлов	МГУ, Москва
Г.И. Харус	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург

Финансовая поддержка школы:

Российский фонд фундаментальных исследований
 Институт физики металлов УрО РАН
 Фонд некоммерческих программ «Династия»

Organizing Committee

V.I. Okulov (Chairman)	IMP UD RAS
Yu.G. Arapov (Vice-Chairman)	IMP UD RAS
S.G. Novokshonov (Secretary)	IMP UD RAS
G.A. Alshanskii	IMP UD RAS
A.V. Germanenko	USU
V.L. Konstantinov	IMP UD RAS
V.N. Neverov	IMP UD RAS
T.E. Govorkova	IMP UD RAS
I.V. Zhevstovskikh	IMP UD RAS
T.P. Surkova	IMP UD RAS
T.B. Charikova	IMP UD RAS
A.A. Sherstobitov	IMP UD RAS

Program Committee

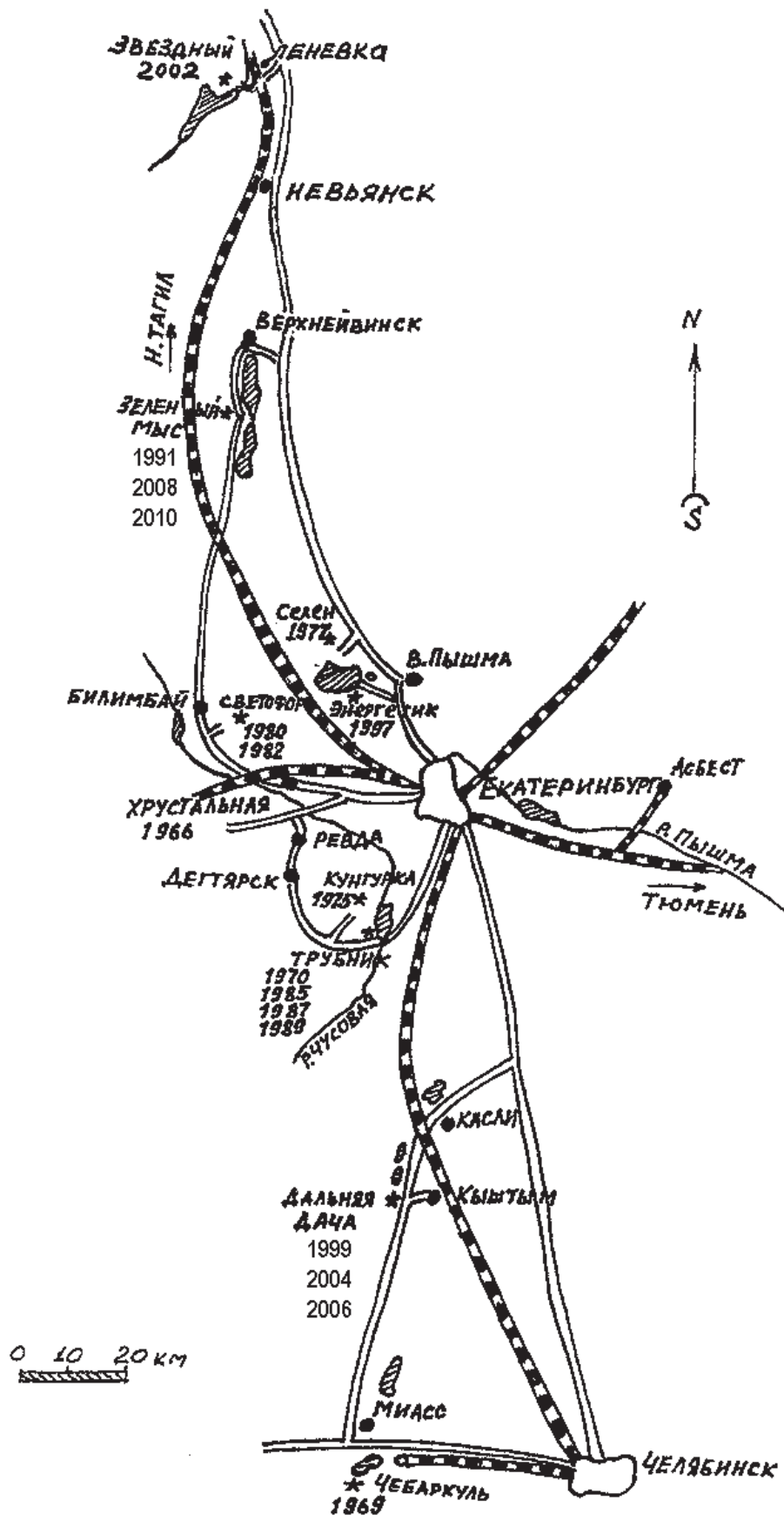
R.V. Parfenév (Chairman)	A.F. Ioffe PTI RAS
M.V. Sadovskii (Chairman)	IEP UD RAS
M.V. Yakunin (Chairman)	IMP UD RAS
N.G. Shelushinina (Secretary)	IMP UD.RAS
B.A. Aronzon	RSC KIAE
N.S. Averkiev	A.F. Ioffe PTI RAS
V.Ya. Demikhovskii	NNSU
V.T. Dolgopolov	ISSP RAS
I.L. Drichko	A.F. Ioffe PTI RAS
M. Godlewski	IP PAS, Warsaw, Poland
M.S. Kagan	IRE RAS
G.I. Kharus	IMP UD RAS
D.R. Khokhlov	MSU
K.A. Kikoin	Ben-Gurion University of the Negev, Israel
Z.F. Krasilnik	IMP RAS
Z.D. Kvon	IPS SD RAS
G.V. Lashkaryov	IPM NASU, Ukraine
A.T. Lonchakov	IMP UD RAS
G.M. Minkov	USU
E.A. Pamyatnykh	INFN-Laboratori Nazionali di Frascati, Italy
B.V. Robouch	P.N. Lebedev PI RAS
N.N. Sibeldin	IRE RAS
V.A. Volkov	

Sponsored by:

Russian Foundation for Basic Research
 Institute of Metal Physics, Ural Division of the RAS
 Dynasty foundation of non-profit programs

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, сан. "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, сан. "Дальняя дача", Кыштым, Челябинская область
16. 27 февраля – 4 марта 2006 года, сан. "Дальняя дача", Кыштым, Челябинская область
17. 18 – 23 февраля 2008 года, сан. "Зелёный мыс", Новоуральск, Свердловская область
18. 15 – 20 февраля 2010 года, сан. "Зелёный мыс", Новоуральск, Свердловская область



Информация для участников школы

Школа проводится в санатории "Зелёный мыс", расположенном в окрестностях г. Новоуральска Свердловской области. Место расположения санатория относится к лесному району Среднего Урала.

Распорядок дня в санатории:

Завтрак 8:45 – 9:30

Обед 14:00 – 15:00

Ужин 19:30 – 20:00

В перерывах заседаний будет подаваться чай и кофе.

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

Расписание работы школы:

15.02.10 понедельник	16.02.10 вторник	17.02.10 среда	18.02.10 четверг	19.02.08 пятница
Прибытие из Екатеринбурга к 17:00 Регистрация, поселение. 18:00 открытие школы в большом зале 19:30 товарищеский ужин	Большой зал 9:30–13:50 Доклады NM-01, NM-02, T-01, L-01, L-02, NM-03 16:00–19:30 Доклады T-02, L-03, L-04 – L-06,	Большой зал 9:30–13:50 Доклады L-07 – L-10, NM-04, L-11, L-12, L-13, Малый зал 9:30–13:50 Доклады T-03, NM-05, T-04, NM-06, NM-07, T-05, T-06, T-07 Стенд. сессия 17:30–19:30 Доклады L-23 – L-43 T-12 – T-18 NM-20 – NM-44	Большой зал 9:30–13:50 Доклады NM-08 – NM-10, L-14 – L-17, 16:00–17:30 Доклады NM-11, L-18, L-19 Банкет 20:00	Большой зал 9:30–13:50 Доклады T-08 – T-10, L-20, NM-14 – NM-17, Малый зал 9:30–13:50 Доклады NM-12, L-21, L-22, NM-13, Большой зал 16:00–17:30 Доклады NM-18, NM-19, T-11

На устных заседаниях докладчикам для демонстраций будут предоставлены мультимедийные проекторы. На стендовой сессии предоставляются металлические стенды с магнитами, на которых можно разместить плакат формата А0 в поперечном и продольном направлениях.

Отъезд участников школы в Екатеринбург будет проводиться в субботу 20 февраля до 12:00.

Information for participants

The School will be held in the sanatorium "Zelenyi Mys" ("The Green Cape") located in the outskirts of Novouralsk city, Sverdlovskaya obl. (region). This place is within the forest area of Middle Ural region.

The daily routine in the sanatorium is as follows:

Breakfast 8:45 – 9:30

Dinner 14:00 – 15:00

Supper 19:30 – 20:00

Coffee and tea will be served during the session breaks.

The School participants may use the services offered by the sanatorium including medical care, hire of skis etc.

The School program:

15.02.10 Monday	16.02.10 Tuesday	17.02.10 Wednesday	18.02.10 Thursday	19.02.08 Friday
Arrival from Ekaterinburg κ 17:00 Registration, taking up the rooms 18:00 School opening at the Big hall 19:30 Friendly supper	Big Hall 9:30–13:50 Lectures NM-01, NM-02, T-01, L-01, L-02, NM-03 16:00–19:30 Lectures T-02, L-03, L-04 – L-06,	Big hall 9:30–13:50 Oral Session L-07 – L-10, NM-04, L-11, L-12, L-13, Small hall 9:30–13:50 Oral Session T-03, NM-05, T-04, NM-06, NM-07, T-05, T-06, T-07 Poster Session 17:30–19:30 Reports L-23 – L-43 T-12 – T-18 NM-20 – NM-44	Big hall 9:30–13:50 lectures NM-08 – NM-10, L-14 – L-17, 16:00–17:30 Oral Session NM-11, L-18, L-19 Banquet 20:00	Big hall 9:30–13:50 Oral Session T-08 – T-10, L-20, NM-14 – NM-17, Small hall 9:30–13:50 Oral Session NM-12, L-21, L-22, NM-13, Big hall 16:00–17:30 Oral Session NM-18, NM-19, T-11

Multimedia projectors will be provided for oral presentations. Metallic stands with magnets will be provided for the poster session of the size suitable to put posters of A0 format either vertically or horizontally.

Departure of the participants to Ekaterinburg will be on Saturday, February 20, before 12:00.

ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ — PROGRAM

Вторник 16 февраля 2010 г.

Пленарное заседание	Большой зал	09:30–13:50
----------------------------	--------------------	--------------------

Председатель	И.В. Кукушкин	09:30–11:30
NM-01 В.Б. Тимофеев	пленарный доклад	09:30–10:10
	Бозе–Эйнштейновская конденсация диполярных экситонов	
NM-02 В.Ф. Гантмахер	пленарный доклад	10:10–10:50
	Переходы сверхпроводник–изолятор как пример квантовых фазовых переходов	
T-01 Н.С. Аверкиев	пленарный доклад	10:50–11:30
	Новые эффекты, возникающие в структурах GaAs:Mn	

Перерыв 20 мин

Председатель	В.Б. Тимофеев	11:50–13:50
L-01 И.В. Кукушкин	пленарный доклад	11:50–12:30
	Композитные Фермионы и Дробный Квантовый Эффект Холла	
L-02 В.Т. Долгополов	пленарный доклад	12:30–13:10
	О некоторых экспериментальных методах и трюках	
NM-03 G.V. Lashkarev	пленарный доклад	13:10–13:50
	Zinc Oxide as Semiconductor Material of Nonrealized Possibilities	

Tuesday, February 16, 2010 Year

Plenary Lectures	Conference Hall	09:30–13:50
-------------------------	------------------------	--------------------

Chairman	I.V. Kukushkin	09:30–11:30
NM-01 V.B. Timofeev	plenary talk	09:30–10:10
	Bose-Einstein Condensation of Dipolar Excitons	
NM-02 V.F. Gantmakher	plenary talk	10:10–10:50
	The superconductor-insulator transition as a typical example of the quantum phase transition	
T-01 N.S. Averkiev	plenary talk	10:50–11:30
	New effects arising in GaAs:Mn structures	

Coffee-Break 20 minutes

Chairman	V.B. Timofeev	11:50–13:50
L-01 I.V. Kukushkin	plenary talk	11:50–12:30
	Composite Fermions and Fractional Quantum Hall Effect	
L-02 V.T. Dolgoplov	plenary talk	12:30–13:10
	Some experimental methods and tricks	
NM-03 G.V. Lashkarev	plenary talk	13:10–13:50
	Zinc Oxide as Semiconductor Material of Nonrealized Possibilities	

Вторник 16 февраля 2010 г.

Вечернее заседание	Большой зал	16:00–19:20
---------------------------	--------------------	--------------------

Председатель	Д.Р. Хохлов	16:00–18:00
T-02 Р.В. Парфеньев	приглашенный доклад	16:00–16:30
	Роль магнитных состояний δ -слоя Mn в спин-зависимой туннельной проводимости через гетерограницу $\langle \text{Mn} \rangle \text{GaInSbAs}/p\text{-InAs}$ в квантующих магнитных полях	
L-03 И.Л. Дричко	приглашенный доклад	16:30–17:00
	Магнетосопротивление и акустоэлектронные эффекты в наклонном магнитном поле в структурах $p\text{-Si}/\text{SiGe}/\text{Si}$ с анизотропным g -фактором	
L-04 Э.В. Девятов	приглашенный доклад	17:00–17:30
	Экспериментальная реализация квантового интерферометра при помощи сонаправленных краевых состояний в режиме квантового эффекта Холла	
L-05 В.С. Храпай		17:30–18:00
	Термодинамические измерения в дробном квантовом эффекте Холла и модель композитных фермионов	

Перерыв 20 мин

Председатель	И.В. Горный	18:20–19:20
L-06 И.С. Бурмистров	приглашенный доклад	18:20–18:50
	Переход металл-изолятор в двумерной неупорядоченной электронной жидкости: роль спиновых и долинных степеней свободы	
Круглый стол: Перспективы физики 2D систем		18:50–19:20

Tuesday, February 16, 2010 Year

Evening Oral Session	Conference Hall	16:00–19:20
-----------------------------	------------------------	--------------------

Chairman	D.R. Khokhlov	16:00–18:00
T-02 R.V. Parfeniev	invited talk	16:00–16:30
	Influence of Mn δ -layer magnetic states on the spin-dependent tunnelling conductivity through the GaInAsSb<Mn>/ <i>p</i> -InAs<Mn> heterostructure in quantised magnetic fields	
L-03 I.L. Drichko	invited talk	16:30–17:00
	Magnetoresistance and acoustoelectronic effects in tilted magnetic field in <i>p</i> -Si/SiGe/Si with anisotropic <i>g</i> -factor	
L-04 E.V. Deviatov	invited talk	17:00–17:30
	Experimental realization of a quantum interferometer by co-propagating edge states in the quantum Hall effect regime	
L-05 V.S. Khrapai		17:30–18:00
	Thermodynamic measurements in Fractional Quantum Hall effect and a Composite-Fermions approach	

Coffee Break 20 minutes

Chairman	I.V. Gornyi	18:20–19:20
L-06 I.S. Burmistrov	invited talk	18:20–18:50
	Metal-insulator transition in twodimensional disordered electron liquid: spin-valley interplay	
Round-Table Conference: Outlook for 2D-systems Physics		18:50–19:20

Среда 17 февраля 2010 г.

Утреннее заседание	Большой зал	09:30–13:50
---------------------------	--------------------	--------------------

Председатель	В.А. Волков	09:30–11:30
L-07 М.А. Zudov	приглашенный доклад	09:30–10:00
	Role of e-e interactions in magnetoresistance oscillations in very high Landau levels of quantum Hall systems	
L-08 И.А. Дмитриев	приглашенный доклад	10:00–10:30
	Неравновесные магнетоосцилляции транспортных коэффициентов двумерного электронного газа	
L-09 S.A. Studenikin	приглашенный доклад	10:30–11:00
	Non-linear transport in high mobility structures in quantizing magnetic fields	
L-10 А.А. Быков	приглашенный доклад	11:00–11:30
	Нелинейный транспорт в GaAs квантовых ямах при больших факторах заполнения	

Перерыв 20 мин

Председатель	Р.В. Парфеньев	11:50–13:50
NM-04 В.А. Кульбачинский	приглашенный доклад	11:50–12:20
	Сверхпроводимость и спектроскопия гетерофуллеридов щелочных, щелочно-земельных и переходных металлов	
L-11 С.В. Зайцев-Зотов	приглашенный доклад	12:20–12:50
	Проводимость и энергетические состояния цепочечных структур	
L-12 А.Ю. Кунцевич		12:50–13:20
	Термодинамическая спиновая намагниченность 2D электронной системы	
L-13 А.А. Васильченко		13:20–13:50
	Стабильность квантового холловского состояния в двойной квантовой точке	

Wednesday, February 17, 2010 Year

Morning Oral Session	Conference Hall	09:30–13:50
-----------------------------	------------------------	--------------------

Chairman	V.A. Volkov	09:30–11:30
L-07 M.A. Zudov	invited talk	09:30–10:00
	Role of e-e interactions in magnetoresistance oscillations in very high Landau levels of quantum Hall systems	
L-08 I.A. Dmitriev	invited talk	10:00–10:30
	Nonequilibrium magnetooscillations of transport coefficients in a 2D electron gas	
L-09 S.A. Studenikin	invited talk	10:30–11:00
	Non-linear transport in high mobility structures in quantizing magnetic fields	
L-10 A.A. Bykov	invited talk	11:00–11:30
	Nonlinear transport in GaAs quantum wells at large filling factors	

Coffee Break 20 minutes

Chairman	R.V. Parfeniev	11:50–13:50
NM-04 V.A. Kulbachinskii	invited talk	11:50–12:20
	Superconductivity and spectroscopy heterofullerides of alkali, alkali-earth and transition metals	
L-11 S.V. Zaitsev-Zotov	invited talk	12:20–12:50
	Conduction and energy states of atomic chain structures	
L-12 A.Yu. Kuntsevich		12:50–13:20
	Thermodynamic spin magnetization of a two-dimensional electron system	
L-13 A.A. Vasilchenko		13:20–13:50
	Stability of the quantum Hall state in a double quantum dot	

Среда 17 февраля 2010 г.

Утреннее заседание		Малый зал	09:30–13:50
Председатель	М. Godlevski		09:30–11:30
T-03 B.V. Robouch	приглашенный доклад		09:30–10:00
	Elemental structure parameters of ternary $(CC')_mI_{m'}$ alloys from EXAFS data – formal and practical limits		
NM-05 A. Polimeni	приглашенный доклад		10:00–10:30
	Hydrogen-mediated nanostructuring of dilute nitride semiconductors		
T-04 A. Suchocki	приглашенный доклад		10:30–11:00
	High pressure spectroscopy of ytterbium doped InP		
NM-06 V.V. Kabanov	приглашенный доклад		11:00–11:30
	Magnetic quantum oscillations in doped antiferromagnetic semiconductors		

Перерыв 20 мин

Председатель	Б.А. Аронзон		11:50–13:50
NM-07 Т.А. Комиссарова			11:50–12:20
	Электронные свойства нанокompозитного материала InN:In		
T-05 Е.П. Скипетров	приглашенный доклад		12:20–12:50
	Электронная структура и магнитные свойства разбавленных магнитных полупроводников на основе теллурида свинца с примесью хрома		
T-06 В.В. Гудков	приглашенный доклад		12:50–13:20
	Определение потенциального барьера, линейной вибронной константы и деформационного потенциала в кристалле ZnSe:Fe ²⁺ в ультразвуковом эксперименте		
T-07 А.Ю. Моллаев			13:20–13:50
	Комплексные исследования кинетических и магнитных свойств ферромагнитного полупроводника $Cd_{1-x}Mn_xGeAs_2$ при высоком давлении		

Wednesday, February 17, 2010 Year

Morning Oral Session		Small Conference Hall	09:30–13:50
Chairman	M.Godlevski		09:30–11:30
T-03 B.V. Robouch	invited talk		09:30–10:00
	Elemental structure parameters of ternary $(CC')_mI_{m'}$ alloys from EXAFS data – formal and practical limits		
NM-05 A. Polimeni	invited talk		10:00–10:30
	Hydrogen-mediated nanostructuring of dilute nitride semiconductors		
T-04 A. Suchocki	invited talk		10:30–11:00
	High pressure spectroscopy of ytterbium doped InP		
NM-06 V.V. Kabanov	invited talk		11:00–11:30
	Magnetic quantum oscillations in doped antiferromagnetic semiconductors		

Coffee Break 20 minutes

Chairman	B.A. Aronzon		11:50–13:50
NM-07 T.A. Komissarova			11:50–12:20
	Electronic properties of InN:In nanocomposite material		
T-05 E.P. Skipetrov	invited talk		12:20–12:50
	Electronic structure and magnetic properties of the chromium doped lead telluride-based diluted magnetic semiconductors		
T-06 V.V. Gudkov	invited talk		12:50–13:20
	Evaluation of the potential barrier, linear vibronic constant and deformation potential in ZnSe:Fe ²⁺ crystal in an ultrasonic experiment		
T-07 A.Yu. Mollaev			13:20–13:50
	Complex investigation of kinetic and magnetic properties for high temperature ferromagnetic semiconductor Cd _{1-x} Mn _x GeAs ₂ at high pressure		

Среда 17 февраля 2010 г.

Стендовая сессия	17:30–19:30
Председатель	А.В. Германенко

L-23 А.А. Блошкин	Двухчастичные дырочные состояния в напряженных вертикально-связанных квантовых точках Ge/Si
L-24 А.Н. Семенов	Особенности роста и исследование гетероструктур на основе InSb (объемные слои, квантовые ямы и точки)
L-25 И.А. Кокурин	Особенности акустоэлектрического эффекта в квази-одномерных системах со спин-орбитальным взаимодействием
L-26 А.В. Тележников	Зонный спектр мультислойных сверхрешеток со спин-орбитальным взаимодействием
L-27 А.В. Волков	Динамика волновых пакетов в двумерном электронном газе со спин-орбитальным взаимодействием, находящемся в электрическом поле
L-28 Д.А. Козлов	Квазиклассический и квантовый транспорт в двумерном электронном газе с решеткой антиточек с периодом 80 нм и 180 нм
L-29 Т.В. Костюченко	Электрон-электронное рассеяние в двумерных баллистических микроконтактах в магнитном поле
L-30 С.В. Мутилин	Проводящие оболочки с InAs квантовой ямой
L-31 Г.И. Харус	Магнитотранспорт в гетероструктурах p-Ge/GeSi вблизи перехода металл–диэлектрик
L-32 Л.А. Моргун	Диффузионная квантовая поправка к проводимости от электрон-электронного взаимодействия в двумерных кремниевых системах
L-33 Ю.Г. Арапов	Переход "металл"-диэлектрик в квазидвумерном электронном газе в n-InGaAs/GaAs с двойными квантовыми ямами
L-34 М.В. Якунин	Особенности осцилляций магнитосопротивления в симметричной и асимметричной квантовых ямах n-HgTe/CdHgTe с инвертированным зонным спектром
L-35 В.М. Михеев	Подвижность двумерных электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов в тонких легированных слоях

Среда 17 февраля 2010 г.

L-36 А.А. Васильченко	Спиновая поляризация электронов в двойной квантовой яме при факторе заполнения $\nu = 2$
L-37 В.Н. Неверов	Зависимость щели в спектре двойной квантовой ямы InGaAs/GaAs от параметров инфракрасной подсветки
L-38 И.И. Антонова	Резонансное туннелирование носителей через уровни размерного квантования в структурах Si/SiGe/Si с одиночной квантовой ямой
L-39 В.Г. Криштоп	Наблюдение поляронных состояний в резонансно-туннельных диодах методом магнитотуннельной спектроскопии
L-40 И.В. Солдатов	Разогрев двумерного дырочного газа в структурах с квантовой ямой на основе GaAs
L-41 А.А. Шерстобитов	Экспериментальное исследование пространственного распределения электронного газа в сильнонеупорядоченных двумерных системах
L-42 Л.Ю. Щурова	Вычисление профиля концентраций носителей заряда в широкой квантовой яме в электрических и магнитных полях
L-43 С.Г. Новокшенов	Осцилляции Шубникова–де Гааза кинетических коэффициентов 2D электронной системы Рашбы
T-12 Е.П. Скипетров	Перестройка электронной структуры $Pb_{1-x-y}Sn_xV_yTe$ при изменении состава сплава и под давлением
T-13 И.А. Прудаев	Арсенид галлия, легированный хромом и железом, в качестве материала для быстродействующих переключателей
T-14 Т.П. Федорова	Вычисление теплоемкостей кристаллов с решеткой флюорита
T-15 А.Т. Лончаков	О природе низкотемпературных аномалий поглощения ультразвука и динамических модулей упругости в кубических кристаллах A^2B^6 с примесями 3d-переходных металлов

Среда 17 февраля 2010 г.

T-17 А.Ю. Моллаев	Влияние высокого давления на магнитную восприимчивость и магнитосопротивление высокотемпературного ферромагнитного полупроводника $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{GeP}_2$
T-18 Т.П. Суркова	Электронная структура и магнетизм пленок и твердых растворов на основе полупроводников ZnO и Cu_2O , легированных примесями $3d$ переходных металлов (Mn , Co) В зависимости от условий синтеза
NM-20 Л.К. Орлов	Гетерокомпозиции 3C-SiC/SiGeC/Si : физические свойства, перспективы применений
NM-21 Н.А. Байдакова	Особенности фотолюминесценции структур с самоформирующимися наноструктурами Ge(Si)/s-Si
NM-22 М.С. Каган	Процессы генерации и захвата дырок для мелких акцепторов в Ge в греющем электрическом поле при одноосном сжатии
NM-23 О.Е. Терещенко	Спин-детектор на основе магнитных барьеров Шоттки
NM-24 Ю.А. Альгаер	Исследование автоэмиссионных свойств углеродных наноматериалов
NM-25 П.В. Середин	Диагностика низкотемпературных эпитаксиальных гетероструктур $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/GaAs}(100)$
NM-26 А.А. Лямкина	Исследование начальной стадии роста и механизмов зародышеобразования и релаксации на поверхности (001) GaAs методом дифракции быстрых электронов
NM-27 А.В. Галеева	Структура и транспортные свойства сложных оксидов $\text{Sr}_{0.75-x}\text{Ca}_x\text{Y}_{0.25}\text{Co}_{0.25}\text{Mn}_{0.75}\text{O}_{3-\delta}$ ($0 \leq x \leq 0.6$)
NM-28 Е.В. Тихонов	Электронная структура молекул фталоцианина эрбия (метод функционала плотности)
NM-29 В.Ф. Раданцев	Гигантское магнитосопротивление в Pb-pHgCdTe барьерах
NM-30 A.S. Moskvin	Optical response in rare-earth perovskite manganites: interplay of p-d and d-d charge transfer transitions
NM-31 К.А. Окулова	Проявления рассеяния носителей тока на магнитных примесях в кинетических свойствах псевдоцелевого полупроводника $\text{Fe}_{1.9}\text{V}_{1.1}\text{Al}$

Среда 17 февраля 2010 г.

NM-32 Д.С. Петухов	Эффект Холла в электронном сверхпроводнике $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с разной степенью беспорядка
NM-33 О.Е. Сочинская	Изменение типа спаривания в электронном сверхпроводнике $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ в зависимости от уровня легирования церием
NM-34 Н.Г. Шелушинина	Наномасштаб длины когерентности в электронном сверхпроводнике $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$
NM-35 И.В. Заводько	Фотоприемное устройство на основе кремниевого оптоэлектронного координато-чувствительного линейного фотоприемника
NM-36 С.Б. Бойко	Влияние энергетического распределения носителей заряда в поликристаллических пленках селенида свинца
NM-37 Л.А. Сайпулаева	Оценка T_c спонтанной поляризации в ионных кристаллах
NM-38 Л.А. Сайпулаева	Барические зависимости кинетических коэффициентов некоторых бинарных полупроводников при высоком давлении
NM-39 И.С. Устинова	Барические и температурные зависимости электрических свойств новой фазы высокого давления $\text{Er}_{0.73}\text{Cu}_3\text{V}_4\text{O}_{12}$
NM-40 О.Л. Хейфец	Электрические свойства ионных полупроводников в системе Cu-Ag-Ge-As-Se при высоких давлениях
NM-41 О.Л. Хейфец	Электрические свойства сульфидов серебра при температурах 78 ÷ 400 К и давлениях до 42 ГПа
NM-42 Ю.А. Кандрина	Электрофизические свойства ZnSe. Применение метода импедансной диэлектрической спектроскопии при высоких давлениях
NM-43 Г.В. Тихомирова	Фазовые превращения в углеродных материалах при высоких давлениях, проявляющиеся в проводимости
NM-44 Н.Н. Шабурова	Тематическое индексирование информации по физике полупроводников с помощью тезаурусаклассификационных рубрик

Wednesday, February 17, 2010 Year

Poster Session	17:30–19:30
Chairman	A.V. Germanenko

L-23 A.A. Bloshkin	Two-hole states in strained Ge/Si vertically-coupled quantum dots
L-24 A.N. Semenov	Molecular beam epitaxy growth and studies of InSb-based heterostructures (bulk layers, quantum wells and dots)
L-25 I.A. Kokurin	Features of acoustoelectric effect in quasi-one-dimensional systems with spin-orbit interaction
L-26 A.B. Тележников	Зонный спектр мультислойных сверхрешеток со спин-орбитальным взаимодействием
L-27 A.V. Volkov	Wave packet dynamics in a two-dimensional electron gas with spin orbit coupling at the presence of electric field
L-28 D.A. Kozlov	Semiclassical and quantum transport in the 2D electron gas in an antidot lattice with period 80 nm and 180 nm
L-29 T.V. Kostyuchenko	Electron-electron interaction in two-dimensional ballistic microcontact in magnetic field
L-30 S.V. Mutilin	Conducting shells with InAs quantum well
L-31 G.I. Kharus	Magnetotransport in <i>p</i> -Ge/GeSi heterostructures in a vicinity of metal-insulator transition
L-32 L.A. Morgun	Diffusion Quantum Correction to Conductivity from e-e Interaction in Si-MOSFET
L-33 Yu.G. Arapov	"Metal"-insulator transition in quasi-two-dimensional electron gas in a <i>n</i> -InGaAs/GaAs with double quantum wells
L-34 M.V. Yakunin	Specificity of magnetoresistance oscillations in symmetric and asymmetric <i>n</i> -HgTe/CdHgTe quantum wells with inverted band structure
L-35 V.M. Mikheev	Mobility of Two-Dimensional Electrons upon Scatterling by a Correlated Distribution of Impurity Ions in the Thin Doped Layers
L-36 A.A. Vasilchenko	Spin polarization of electrons in double quantum well at filling factor $\nu = 2$
L-37 V.N. Neverov	Dependence of energy gap on infrared illumination in InGaAs/GaAs double quantum well

Wednesday, February 17, 2010 Year

L-38 I.I. Antonova	Resonance tunneling in structures Si/SiGe/Si with a single quantum well
L-39 V.G. Krishtop	Polaron states in resonant-tunneling diodes observed by magnetotunneling spectroscopy
L-40 I.V. Soldatov	Hot holes in GaAs/InGaAs/GaAs quantum well
L-41 A.A. Sherstobitov	Experimental investigations of electron gas distribution in disordered two dimensional systems
L-42 L.Yu. Shchurova	Calculation of profile of charge carrier concentration in a wide potential well in electric and magnetic fields
L-43 S.G. Novokshonov	The Shubnikov–de Haase oscillations of kinetic coefficients of 2D Rashba electron system
T-12 E.P. Skipetrov	Rearrangement of electronic structure of $\text{Pb}_{1-x-y}\text{Sn}_x\text{V}_y\text{Te}$ under variation of alloy composition and under pressure
T-13 I.A. Prudaev	Gallium arsenide doped by chromium and iron as material for fast-acting switch
T-14 T.P. Fedorova	Calculation of the heat capacities of crystals with fluorite structure
T-15 A.T. Lonchakov	Study of the temperature anomalies nature of ultrasonic attenuation and dynamic elastic moduli in cubic II-VI compounds doped with 3d-transition metals
T-17 A.Yu. Mollaev	Influence of high pressure on magnetic susceptibility and magnetoresistance of high temperature ferromagnetic semiconductor $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{GeP}_2$
T-18 T.P. Surkova	Electronic structure and magnetism of films and solid solutions based on ZnO and Cu_2O semiconductors: influence of synthesis conditions
NM-20 L.K. Orlov	3C-SiC/SiGeC/Si heterocompositions: physical properties, application prospects
NM-21 N.A. Baydakova	Photoluminescence features of Ge(Si)/s-Si self-assembled nanoislands Особенности

Wednesday, February 17, 2010 Year

NM-22 M.S. Kagan	Hole generation and capture processes for shallow acceptors in Ge in heating electric fields at uniaxial compression
NM-23 O.E. Tereshchenko	Spin-detector based on magnetic Schottky barriers
NM-24 J.A. Algaer	Investigation of autoemission properties of carbon nanomaterials
NM-25 P.V. Seredin	large Diagnostics of low temperature epitaxial $Al_xGa_{1-x}As/GaAs(100)$ heterostructures
NM-26 A.A. Lyamkina	The investigation of growth initial stage and nucleation and relaxation mechanisms on (001)GaAs surface by RHEED method
NM-27 A.V. Galeeva	Structure and Transport Properties of the Complex Oxides $Sr_{0.75-x}Ca_xY_{0.25}Co_{0.25}Mn_{0.75}O_{3-\delta}$ ($0 \leq x \leq 0.6$)
NM-28 E.V. Tikhonov	Electronic structure of Erbium Phthalocyanine (Density Functional Theory)
NM-29 V.F. Radantsev	Giant magnetoresistance in Pb- <i>p</i> HgCdTe barriers
NM-30 A.S. Moskvin	Optical response in rare-earth perovskite manganites: interplay of p-d and d-d charge transfer transitions
NM-31 K.A. Okulova	Manifestation of current carrier scattering by the magnetic impurities in kinetic properties of $Fe_{1.9}V_{1.1}Al$ pseudogap semiconductor
NM-32 D.S. Petukhov	Hall effect states in electron doped superconductor $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ with different nonstoichiometric disorder
NM-33 O.E. Sochinskaya	Change of types of the pairing in electron doped superconductor $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ with different cerium content
NM-34 N.G. Shelushinina	Nanoscale of coherence length in electron doped superconductor $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$
NM-35 I.V. Zavodko	Photosensitive device based on silicon optoelectronic coordinate sensitive linear photodetector
NM-36 S.B. Boiko	Action of energy distribution of carriers of a charge in polycrystalline films

Wednesday, February 17, 2010 Year

NM-37 L.A. Saypulaeva	Estimation T_c for spontaneous polarization for ion crystals
NM-38 L.A. Saypulaeva	Baric dependencies of kinetic coefficients for some binary semiconductors at high pressure
NM-39 I.S. Ustinova	Baric and temperature dependences of the electrical properties of new high-pressure phase $\text{Er}_{0.73}\text{Cu}_3\text{V}_4\text{O}_{12}$
NM-40 O.L. Kheifets	Electrical properties of ionic semiconductors in system Cu-Ag-Ge-As-Se at high pressure
NM-41 O.L. Kheifets	Electrical properties of sulphides of silver at temperatures $78 \div 400$ K and pressure up to 42 GPa
NM-42 Yu.A. Kandrina	Electrical Properties of ZnSe. An Impedance Spectroscopy Study at High Pressures
NM-43 G.V. Tikhomirova	Phase transformations in carbon materials at high pressures, found from conductivity
NM-44 N.N. Shaburova	Subject indexing of semiconductor physics information using a thesaurus of classification headings

Четверг 18 февраля 2010 г.

Пленарное заседание	Большой зал	09:30–11:30
----------------------------	--------------------	--------------------

Председатель	В.Ф. Гантмахер	
NM-08 M.V. Sadovskii	пленарный доклад	09:30–10:10
	Multiple Bands — a Key to High-Temperature Superconductivity in Iron Arsenides?	
NM-09 Д.Р. Хохлов	пленарный доклад	10:10–10:50
	Высококочувствительные приемники терагерцового излучения	
NM-10 M. Godlewski	пленарный доклад	10:50–11:30
	Zinc Oxide for photovoltaic and optoelectronic applications	

Перерыв 20 мин

Утреннее заседание	Большой зал	11:50–13:50
Председатель	Н.С. Аверкиев	
L-14 В.А. Волков	приглашенный доклад	11:50–12:20
	Размерное квантование дираковских 2D фермионов	
L-15 I.V. Gornyi	приглашенный доклад	12:20–12:50
	Topologically protected metallic state of 2D Dirac fermions: graphene and topological insulators	
L-16 V.Yu. Kachorovskii	приглашенный доклад	12:50–13:20
	Aharonov-Bohm conductance through a single-channel quantum ring: novel type of interaction-induced oscillations	
L-17 D.G. Polyakov	приглашенный доклад	12:50–13:20
	Kinetic theory of nonequilibrium Luttinger liquids	

Thursday, February 18, 2010 Year

Plenary Lectures		Conference Hall	09:30–11:30
Chairman	V.F. Gantmakher		
NM-08 M.V. Sadovskii	plenary talk		09:30–10:10
	Multiple Bands — a Key to High-Temperature Superconductivity in Iron Arsenides?		
NM-09 D.R. Khokhlov	plenary talk		10:10–10:50
	High-performance detectors of terahertz radiation		
NM-10 M. Godlewski	plenary talk		10:50–11:30
	Zinc Oxide for photovoltaic and optoelectronic applications		

Coffee-Break 20 minutes

Morning Oral Session		Conference Hall	11:50–13:50
Председатель	Н.С. Аверкиев		
L-14 V.A. Volkov	invited talk		11:50–12:20
	Size quantization of 2D Dirac fermions		
L-15 I.V. Gornyi	invited talk		12:20–12:50
	Topologically protected metallic state of 2D Dirac fermions: graphene and topological insulators		
L-16 V.Yu. Kachorovskii	invited talk		12:50–13:20
	Aharonov-Bohm conductance through a single-channel quantum ring: novel type of interaction-induced oscillations		
L-17 D.G. Polyakov	invited talk		12:50–13:20
	Kinetic theory of nonequilibrium Luttinger liquids		

Четверг 18 февраля 2010 г.

Вечернее заседание	Большой зал	16:00–17:30
---------------------------	--------------------	--------------------

Председатель	В.Т. Долгополов	
NM-11 С.А. Дворецкий	приглашенный доклад	16:00–16:30
	Контроль и рост HgTe квантовых ям	
L-18 З.Д. Квон	приглашенный доклад	16:30–17:00
	Двумерный полуметалл и топологический изолятор в HgTe квантовых ямах	
L-19 М.В. Якунин	приглашенный доклад	17:00–17:30
	Спиновые расщепления в инвертированном зонном спектре квантовой ямы n -HgTe/CdHgTe	

Thursday, February 18, 2010 Year

Evening Oral Session	Conference Hall	16:00–17:30
-----------------------------	------------------------	--------------------

Chairman	V.T. Dolgoplov	
NM-11 S.A. Dvoretzky	invited talk	16:00–16:30
	Control and growth of HgTe quantum wells	
L-18 Z.D. Kvon	invited talk	16:30–17:00
	Two-dimensional semimetal and topological insulator in HgTe quantum wells	
L-19 M.V. Yakunin	invited talk	17:00–17:30
	Spin splittings in the inverted band spectrum of the n -HgTe/CdHgTe quantum well	

Пятница 19 февраля 2010 г.

Утреннее заседание		Большой зал	09:30–13:50
Председатель	G.V. Lashkarev		09:30–11:30
T-08 M. Sawicki	приглашенный доклад		09:30–10:00
	Experimental probing of the interplay between ferromagnetism and localization in (Ga, Mn)As		
T-09 Б.А. Аронзон	приглашенный доклад		10:00–10:30
	Механизмы ферромагнитного упорядочения и аномальный эффект Холла в 2D структурах GaAs/InGaAs/GaAs с δ -слоем Mn		
T-10 В.И. Соколов			10:30–11:00
	Оптические спектры $Zn_{1-x}Mn_xO$ и состояния типа Жанга–Райса		
L-20 И.В. Рожанский			11:00–11:30
	Взаимодействие акустических солитонов с локализованными носителями заряда в полупроводниках		

Перерыв 20 мин

Председатель	В.А. Кульбачинский		11:50–13:50
NM-14 A.S. Moskvina	приглашенный доклад		11:50–12:20
	Electron structure of hole centers in CuO_2 planes of cuprates		
NM-15 Т.Б. Чарикова	приглашенный доклад		12:20–12:50
	Сопротивление и эффект Холла в смешанном и нормальном состояниях в электронном сверхпроводнике $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$		
NM-16 А.Н. Лавров	приглашенный доклад		12:50–13:20
	Особенности электронного транспорта в допированных моттовских изоляторах		
NM-17 A.V. Mitin	приглашенный доклад		13:20–13:50
	Pseudogap indications of gossamer superconductivity well above room temperature		

Friday, February 19, 2010 Year

Morning Oral Session	Conference Hall	09:30–13:50
Chairman	G.V. Lashkarev	09:30–11:30
T-08 M. Sawicki	invited talk	09:30–10:00
	Experimental probing of the interplay between ferromagnetism and localization in (Ga, Mn)As	
T-09 B.A. Aronzon	invited talk	10:00–10:30
	Nature of ferromagnetic ordering and anomalous Hall effect in 2D structures GaAs/InGaAs/GaAs with Mn delta layer	
T-10 V.I. Sokolov		10:30–11:00
	Optical spectra of $Zn_{1-x}Mn_xO$ and Zhang-Rice like states	
L-20 I.V. Rozhansky		11:00–11:30
	Interaction of acoustic solitons with localized charge carriers in semiconductors	

Coffee-Break 20 minutes

Chairman	V.A. Kulbachinskii	11:50–13:50
NM-14 A.S. Moskvina	invited talk	11:50–12:20
	Electron structure of hole centers in CuO_2 planes of cuprates	
NM-15 T.B. Charikova	invited talk	12:20–12:50
	Resistivity and Hall effect in mixed and normal states in electron doped superconductor $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$	
NM-16 A.N. Lavrov	invited talk	12:50–13:20
	Peculiarities of electron transport in doped Mott insulators	
NM-17 A.V. Mitin	invited talk	13:20–13:50
	Pseudogap indications of gossamer superconductivity well above room temperature	

Пятница 19 февраля 2010 г.

Утреннее заседание		Малый зал	09:30–13:50
Председатель	М.В. Якунин		09:30–11:30
NM-12 С.В. Иванов	приглашенный доклад		09:30–10:00
	Молекулярно-пучковая эпитаксия с плазменной активацией, свойства и оптоэлектронные применения наногетероструктур нитридов III группы		
L-21 И.И. Засавицкий	приглашенный доклад		10:00–10:30
	Квантовые каскадные лазеры для ИК области спектра		
L-22 В.Л. Альперович			10:30–11:00
	Электронные состояния на реконструированных поверхностях полупроводников A^3B^5 с адсорбатами		
NM-13 Ю.Г. Садофьев	приглашенный доклад		11:00–11:30
	Фотолюминесценция и структура зон напряженных квантовых ям GaAsSb/GaAs		

Friday, February 19, 2010 Year

Morning Oral Session	Snall Conference Hall	09:30–13:50
Chairman	M.V. Yakunin	09:30–11:30
NM-12 S.V. Ivanov	invited talk	09:30–10:00
	Plasma-assisted molecular-beam epitaxy, properties, and applications of III-Nitride nanoheterostructures	
L-21 И.И. Засавицкий	invited talk	10:00–10:30
	Quantum cascade lasers for the IR spectrum region	
L-22 В.Л. Альперович		10:30–11:00
	Electronic states on reconstructed III-V semiconductor surfaces with adsorbates	
NM-13 Ю.Г. Садофьев	invited talk	11:00–11:30
	Photoluminescence and the band structure of strained GaAsSb/GaAs quantum wells	

Пятница 19 февраля 2010 г.

Вечернее заседание		Большой зал	16:00–18:00
Председатель	В.И. Окулов		
NM-18 М.Р. Трунин	приглашенный доклад		16:00–16:30
	Микроволновая проводимость новых сверхпроводников		
T-18 В.В. Рыльков			16:30–17:00
	Аномальный эффект Холла и высокотемпературный ферромагнетизм в $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x \approx 0.35$) пленках		
NM-19 И.Г. Кулеев			17:00–17:30
	Влияние затухания фононных состояний на анизотропию поглощения продольного ультразвука в кубических кристаллах		
T-11 В.И. Окулов	приглашенный доклад		17:30–18:00
	Наблюдение и интерпретация максимума теплоемкости электронов в гибридизированных состояниях на примесях переходных элементов		

Friday, February 19, 2010 Year

Evening Oral Session	Conference Hall	16:00–18:00
Chairman	V.I. Okulov	
NM-18 M.R. Trunin	invited talk	16:00–16:30
	Microwave conductivity of novel superconductors	
T-16 V.V. Rylkov		16:30–17:00
	Anomalous Hall effect and room temperature ferromagnetism in $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x \approx 0.35$) films	
NM-19 I.G. Kuleyev		17:00–17:30
	The Effect of the Decay of Phonon States on the Longitudinal Ultrasound Absorption Anisotropy in Cubic Crystals	
T-11 V.I. Okulov	invited talk	17:30–18:00
	Observation and interpretation of maximum of electron specific heat in hybridized states at transition element impurities	

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

ABSTRACTS

Содержание

Электронные свойства низкоразмерных систем Electronic Properties of Low-Dimensional Systems 59

- L-01 Композитные фермионы и дробный квантовый эффект Холла
И.В. Кукушкин
Composite Fermions and Fractional Quantum Hall Effect
I.V. Kukushkin 59
- L-02 О некоторых экспериментальных методах и трюках
В.Т. Долгополов
Some experimental methods and tricks
V.T. Dolgoplov 60
- L-03 Магнетосопротивление и акустоэлектронные эффекты в наклонном магнитном поле в структурах p -Si/SiGe/Si с анизотропным g -фактором
И.Л. Дричко, И.Ю. Смирнов, А.В. Суслов, О.А. Миронов, D.R. Leadley
Magnetoresistance and acoustoelectronic effects in tilted magnetic field in p -Si/SiGe/Si with anisotropic g -factor
I.L. Drichko, I.Yu. Smirnov, A.V. Suslov, O.A. Mironov, D.R. Leadley 61
- L-04 Экспериментальная реализация квантового интерферометра при помощи со-направленных краевых состояний в режиме квантового эффекта Холла
Э.В. Девятов

	Experimental realization of a quantum interferometer by co-propagating edge states in the quantum Hall effect regime <i>E.V. Deviatov</i>	64
L-05	Термодинамические измерения в дробном квантовом эффекте Холла и модель композитных фермионов <i>М.Г. Прокудина, В.С. Храпай</i> Thermodynamic measurements in Fractional Quantum Hall effect and a Composite-Fermions approach <i>M.G. Prokudina, V.S. Khrapai</i>	66
L-06	Переход металл-изолятор в двумерной неупорядоченной электронной жидкости: роль спиновых и долинных степеней свободы <i>И.С. Бурмистров</i> Metal-insulator transition in twodimensional disordered electron liquid: spin-valley interplay <i>I.S. Burmistrov</i>	68
L-07	Role of e-e interactions in magnetoresistance oscillations in very high Landau levels of quantum Hall systems <i>М.А. Зудов</i>	70
L-08	Неравновесные магнетоосцилляции транспортных коэффициентов двумерного электронного газа <i>И.А. Дмитриев</i> Nonequilibrium magnetooscillations of transport coefficients in a 2D electron gas <i>I.A. Dmitriev</i>	73
L-09	Non-linear transport in high mobility structures in quantizing magnetic fields <i>S.A. Studenikin, G. Granger, A. Kam, A. Sachrajda, P. Poole</i>	75
L-10	Нелинейный транспорт в GaAs квантовых ямах при больших факторах заполнения <i>А.А. Быков</i> Nonlinear transport in GaAs quantum wells at large filling factors <i>А.А. Bykov</i>	77

L-11	Проводимость и энергетические состояния цепочечных структур С.В. Зайцев-Зотов Conduction and energy states of atomic chain structures S.V. Zaitsev-Zotov	78
L-12	Термодинамическая спиновая намагниченность двумерной электронной системы А.Ю. Кунцевич, М. Резников, Н. Тенех, В.М. Пудалов Thermodynamic spin magnetization of a two-dimensional electron system A.Yu. Kuntsevich, M. Reznikov, N. Teneh, V.M. Pudalov	80
L-13	Стабильность квантового холловского состояния в двойной квантовой точке А.А. Васильченко Stability of the quantum Hall state in a double quantum dot A.A. Vasilchenko	82
L-14	Размерное квантование дираковских 2D фермионов В.А. Волков, В.В. Еналдиев, И.В. Загороднев Size quantization of 2D Dirac fermions V.A. Volkov, V.V. Enaldiev, I.V. Zagorodnev	84
L-15	Topologically protected metallic state of 2D Dirac fermions: graphene and topological insulators I.V. Gornyi	86
L-16	Aharonov-Bohm conductance through a single-channel quantum ring: novel type of interaction-induced oscillations А.Р. Дмитриев, И.В. Горный, В.Ю. Качоровский, Д.Г. Полиakov	87
L-17	Kinetic theory of nonequilibrium Luttinger liquids Д.А. Вагретс, И.В. Горный, Д.Г. Полиakov	89
L-18	Двумерный полуметалл и топологический изолятор в HgTe квантовых ямах З.Д. Квон Two-dimensional semimetal and topological insulator in HgTe quantum wells Z.D. Kvon	90

- L-19 Спиновые расщепления в инвертированном зонном спектре квантовой ямы n -HgTe/CdHgTe
М.В. Якунин, С.М. Подгорных, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов
 Spin splittings in the inverted band spectrum of the n -HgTe/CdHgTe quantum well
M.V. Yakunin, S.M. Podgornykh, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov 92
- L-20 Взаимодействие акустических солитонов с локализованными носителями заряда в полупроводниках
И.В. Рожанский, М.Б. Лифшиц, С.А. Тарасенко, Н.С. Аверкиев
 Interaction of acoustic solitons with localized charge carriers in semiconductors
I.V. Rozhansky, M.B. Lifshits, S.A. Tarasenko, N.S. Averkiev 94
- L-21 Квантовые каскадные лазеры для ИК области спектра
И.И. Засавицкий
 Quantum cascade lasers for the IR spectrum region
I.I. Zasavitskiy 96
- L-22 Электронные состояния на реконструированных поверхностях полупроводников A^3B^5 с адсорбатами
 А.Г. Журавлев, И.О. Ахундов, К.В. Торопецкий, О.Е. Терещенко, Г.Э. Шайблер, А.С. Ярошевич, **В.Л. Альперович**
 Electronic states on reconstructed III-V semiconductor surfaces with adsorbates
 A.G. Zhuravlev, I.O. Akhundov, K.V. Toropetsky, O.E. Tereshchenko, H.E. Scheibler, A.S. Jaroshevich, **V.L. Alperovich** 98
- L-23 Двухчастичные дырочные состояния в напряженных вертикально-связанных квантовых точках Ge/Si
А.А. Блошкин, А.И. Якимов, А.В. Двуреченский
 Two-hole states in strained Ge/Si vertically-coupled quantum dots
A.A. Bloskin, A.I. Yakimov, A.V. Dvurechenskii 100

- L-24 Особенности роста и исследование гетероструктур на основе InSb (объемные слои, квантовые ямы и точки)
А.Н. Семенов, Б.Я. Мельцер, В.А. Соловьев, Я.В. Терентьев, Т.А. Комиссарова, Д.А. Кириленко, А.А. Ситникова
А.М. Надточий, С.В. Иванов
 Molecular beam epitaxy growth and studies of InSb-based heterostructures (bulk layers, quantum wells and dots)
A.N. Semenov, B.Ya. Meltser, V.A. Solov'ev, Ya.V. Terent'ev, T.A. Komissarova, D.A. Kirilenko, A.A. Sitnikova, A.M. Nadtochii, S.V. Ivanov 102
- L-25 Особенности акустоэлектрического эффекта в квазиодномерных системах со спин-орбитальным взаимодействием
И.А. Кокурин, В.А. Маргулис
 Features of acoustoelectric effect in quasi-one-dimensional systems with spin-orbit interaction
I.A. Kokurin, V.A. Margulis 104
- L-26 Зонный спектр мультислойных сверхрешеток со спин-орбитальным взаимодействием
В.Я. Демиховский, А.В. Тележников
 Energy bands of multilayer superlattices with spin-orbit coupling
V.Ya. Demikhovskii, A.V. Telezhnikov 106
- L-27 Динамика волновых пакетов в двумерном электронном газе со спин-орбитальным взаимодействием, находящемся в электрическом поле
В.Я. Демиховский, А.В. Волков
 Wave packet dynamics in a two-dimensional electron gas with spin orbit coupling at the presence of electric field
V.Ya. Demikhovskii, A.V. Volkov 108
- L-28 Квазиклассический и квантовый транспорт в двумерном электронном газе с решеткой антиточек с периодом 80 нм и 180 нм
Д.А. Козлов, З.Д. Квон, А.Е. Плотников, А.В. Латышев
 Semiclassical and quantum transport in the 2D electron gas in an antidot lattice with period 80 nm and 180 nm.
D.A. Kozlov, Z.D. Kvon, A.E. Plotnikov, A.V. Latyshev . . . 110

- L-29 Электрон-электронное рассеяние в двумерных баллистических микроконтактах в магнитном поле
К.Э. Нагаев, Т.В. Костюченко
 Electron-electron interaction in two-dimensional ballistic microcontact in magnetic field
К.Е. Nagaev, T.V. Kostyuchenko 112
- L-30 Проводящие оболочки с InAs квантовой ямой
С.В. Мутилин, Ю.С. Юкечева, А.Б. Воробьёв, М.А. Пулято, В.Я. Принц
 Conducting shells with InAs quantum well
S.V. Mutilin, Yu.S. Yukecheva, A.B. Vorob'ev, M.A. Putyato, V.Ya. Prinz 114
- L-31 Магнитотранспорт в гетероструктурах p-Ge/GeSi вблизи перехода металл-диэлектрик
Ю.Г. Арапов, В.Н. Неверов, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушинина
 Magnetotransport in p-Ge/GeSi heterostructures in a vicinity of metal-insulator transition
Yu.G. Arapov, V.N. Neverov, G.I. Kharus, N.G. Shelushinina 116
- L-32 Диффузионная квантовая поправка к проводимости от электрон-электронного взаимодействия в двумерных кремниевых системах
Л.А. Моргун, А.Ю. Кунцевич, В.М. Пудалов
 Diffusion Quantum Correction to Conductivity from e-e Interaction in Si-MOSFET
L.A. Morgun, A.Yu. Kuntsevich, V.M. Pudalov 118
- L-33 Переход "металл"-диэлектрик в квазидвумерном электронном газе в *n*-InGaAs/GaAs с двойными квантовыми ямами
Ю.Г. Арапов, С.В. Гудина, В.Н. Неверов, Н.Г. Шелушинина, Г.И. Харус, М.В. Якунин
 "Metal"-insulator transition in quasi-two-dimensional electron gas in a *n*-InGaAs/GaAs with double quantum wells
Yu.G. Arapov, S.V. Gudina, G.I. Harus, V.N. Neverov, N.G. Shelushinina, M.V. Yakunin 120

- L-34 Особенности осцилляций магнитосопротивления в симметричной и асимметричной квантовых ямах n -HgTe/CdHgTe с инвертированным зонным спектром
М.В. Якунин, С.М. Подгорных, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов
 Specificity of magnetoresistance oscillations in symmetric and asymmetric n -HgTe/CdHgTe quantum wells with inverted band structure
M.V. Yakunin, S.M. Podgornyykh, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov 122
- L-35 Подвижность двумерных электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов в тонких легированных слоях
В.М. Михеев
 Mobility of Two-Dimensional Electrons upon Scatterling by a Correlated Distribution of Impurity Ions in the Thin Doped Layers
V.M. Mikheev 124
- L-36 Спиновая поляризация электронов в двойной квантовой яме при факторе заполнения $\nu = 2$
А.В. Бунякин, А.А. Васильченко
 Spin polarization of electrons in double quantum well at filling factor $\nu = 2$
A.V. Bunyakin, A.A. Vasilchenko 125
- L-37 Зависимость щели в спектре двойной квантовой ямы InGaAs/GaAs от параметров инфракрасной подсветки
Ю.Г. Арапов, В.Н. Неверов, Н.Г. Шелушина, Г.И. Харус, М.В. Якунин
 Dependence of energy gap on infrared illumination in InGaAs/GaAs double quantum well
Yu.G. Arapov, V.N. Neverov, N.G. Shelushinina, G.I. Kharus, M.V. Yakunin 127

- L-38 Резонансное туннелирование носителей через уровни размерного квантования в структурах Si/SiGe/Si с одиночной квантовой ямой
И.В. Антонова, Е.П. Неустроев, С.А. Смагулова, М.С. Каган, П.С. Алексеев, S.K. Ray, J. Kolodzey
 Resonance tunneling in structures Si/SiGe/Si with a single quantum well
I.V. Antonova, E.P. Neustroev, S.A. Smagulova, M.S. Kagan, P.S. Alekseev, S.K. Ray, J. Kolodzey 129
- L-39 Наблюдение поляронных состояний в резонансно-туннельных диодах методом магнитотуннельной спектроскопии
В.Г. Попов, В.Г. Криштоп, О.Н. Макаровский, М. Henini
 Polaron states in resonant-tunneling diodes observed by magnetotunneling spectroscopy
V.G. Popov, V.G. Krishtop, O.N. Makarovskii, M. Henini 131
- L-40 Разогрев двумерного дырочного газа в структурах с квантовой ямой на основе GaAs
И.В. Солдатов, А.В. Германенко, Г.М. Миньков, О.Э. Рут, А.А. Шерстобитов
 Hot holes in GaAs/InGaAs/GaAs quantum well
I.V. Soldatov, A.V. Germanenko, G.M. Minkov, O.E. Rut, A.A. Sherstobitov 133
- L-41 Экспериментальное исследование пространственного распределения электронного газа в сильнонеупорядоченных двумерных системах
А.А. Шерстобитов, Г.М. Миньков, А.В. Германенко, О.Э. Рут, И.В. Солдатов, Б.Н. Звонков
 Experimental investigations of of electron gas distribution in disordered two dimensional systems
A.A. Sherstobitov, G.M. Minkov, A.V. Germanenko, O.E. Rut, I.V. Soldatov, B.N. Zvonkov 135
- L-42 Вычисление профиля концентраций носителей заряда в широкой квантовой яме в электрических и магнитных полях
Л.Ю. Щурова

Calculation of profile of charge carrier concentration in a wide potential well in electric and magnetic fields L.Yu. Shchurova	137
L-43 Осцилляции Шубникова–де Гааза кинетических коэффициентов 2D электронной системы Рашбы С.Г. НОВОКШОНОВ The Shubnikov–de Haase oscillations of kinetic coefficients of 2D Rashba electron system S.G. Novokshonov	139

Структура и свойства полупроводников

с примесями переходных элементов

Structure and Properties of the Semiconductors with Impurities of Transition Elements

143

T-01 Новые эффекты, возникающие в структурах GaAs:Mn Н.С. Аверкиев, В.Ф. Салега, К. Плуг New effects arising in GaAs:Mn structures N.S. Averkiev, N.F. Sapega, K. Ploog	143
T-02 Роль магнитных состояний дельта-слоя Mn в спин-зависимой туннельной проводимости через гетерограницу II типа <Mn>GaInSbAs/ <i>p</i> -InAs в квантующих магнитных полях Р.В. Парфеньев, Н.С. Аверкиев, В.А. Березовец, К.Д. Моисеев, М.П. Михайлова, В.И. Нижанковский, И.В. Рожанский Influence of Mn δ -layer magnetic states on the spin-dependent tunnelling conductivity through the type II GaInAsSb<Mn>/ <i>p</i> -InAs<Mn> heterostructure in quantised magnetic fields R. V. Parfeniev, N.S. Averkiev, V.A. Berezovets, K.D. Moiseev, M.P. Mikhailova, V.I. Nizhankovskii, I.V. Rozhanskii	145
T-03 Elemental structure parameters of ternary (CC') _{<i>m</i>} I _{<i>m'</i>} alloys from EXAFS data — formal and practical limits B.V. Robouch, A. Marcelli, A. Kisiel	147
T-04 High pressure spectroscopy of ytterbium doped InP A. Kaminska, A. Kozanecki, A. Suchocki	149

- Т-05 Электронная структура и магнитные свойства разбавленных магнитных полупроводников на основе теллурида свинца с примесью хрома
Е.П. Скипетров, Н.А. Пичугин
 Electronic structure and magnetic properties of the chromium doped lead telluride-based diluted magnetic semiconductors
Е.Р. Skipetrov, N.A. Pichugin 150
- Т-06 Определение потенциального барьера, линейной вибронной константы и деформационного потенциала в кристалле ZnSe:Fe²⁺ в ультразвуковом эксперименте
В.В. Гудков, И.В. Жевстовских, В.Т. Суриков
 Evaluation of the potential barrier, linear vibronic constant and deformation potential in ZnSe:Fe²⁺ crystal in an ultrasonic experiment
V.V. Gudkov, I.V. Zhevstovskikh, V.T. Surikov 152
- Т-07 Комплексные исследования кинетических и магнитных свойств высокотемпературного ферромагнитного полупроводника Cd_{1-x}Mn_xGeAs₂ при высоком давлении
А.Ю. Моллаев, И.К. Камилов, Р.К. Арсланов, С.Ф. Маренкин, У.З. Залибеков, Т.Р. Арсланов
 Complex investigation of kinetic and magnetic properties for high temperature ferromagnetic semiconductor Cd_{1-x}Mn_xGeAs₂ at high pressure
A.Yu. Mollaev, I.K. Kamilov, R.K. Arslanov, S.F. Marenkin, U.Z. Zalibekov, T.R. Arslanov 154
- Т-08 Experimental probing of the interplay between ferromagnetism and localization in (Ga, Mn)As
М. Sawicki 156
- Т-09 Механизмы ферромагнитного упорядочения и аномальный эффект Холла в 2D структурах GaAs/InGaAs/GaAs с дельта-слоем Mn
Б.А. Аронзон
 Nature of ferromagnetic ordering and anomalous Hall effect in 2D structures GaAs/InGaAs/GaAs with Mn delta layer
B. Aronzon 157

- T-10 Оптические спектры $Zn_{1-x}Mn_xO$ и состояния типа Жанга-Райса
В.И. Соколов, А.Е. Ермаков, М.А. Уймин, А.А. Мысик, Н.Б. Груздев, В.А. Пустоваров
 Optical spectra of $Zn(1-x)Mn(x)O$ and Zhang-Rice like states
V.I. Sokolov, A.Ye. Yermakov, M.A. Uimin, A.A. Mysik, N.B. Gruzdev, V.A. Pustovarov 159
- T-11 Наблюдение и интерпретация максимума теплоёмкости электронов в гибридизированных состояниях на примесях переходного элемента
 А.Т. Лончаков, Т.Е. Говоркова, **В.И. Окулов**, К.А. Окулова, Л.Д. Паранчич, С.Ю. Паранчич, С.М. Подгорных
 Observaton and interpretation of maximum of electron specific heat in hybridized states at transition element impurities
 A.T. Lonchakov, T.E. Govorkova, **V.I. Okulov**, K.A. Okulova, L.D. Paranchuch, S.Yu. Paranchich, S.M. Podgornykh 161
- T-12 Перестройка электронной структуры $Pb_{1-x-y}Sn_xV_yTe$ при изменении состава сплава и под давлением
Е.П. Скипетров, А.Н. Голованов, Б.Б. Ковалев, Е.И. Слынько, В.Е. Слынько
 Rearrangement of electronic structure of $Pb_{1-x-y}Sn_xV_yTe$ under variation of alloy composition and under pressure
E.P. Skipetrov, A.N. Golovanov, B.B. Kovalev, E.I. Slynko, V.E. Slynko 164
- T-13 Арсенид галлия, легированный хромом и железом, в качестве материала для быстродействующих переключателей
И.А. Прудаев, С.С. Хлудков, М.С. Скакунов, О.П. Толбанов
 Gallium arsenide doped by chromium and iron as material for fast-acting switch
I.A. Prudaev, S.S. Khludkov, M.S. Skakunov, O.P. Tolbanov 166
- T-14 Вычисление теплоемкостей кристаллов с решеткой флюорита
Т.П. Федорова, А.С. Поплавной

- Calculation of the heat capacities of crystals with fluorite structure
T.P. Fedorova, A.C. Poplavnoy 168
- T-15 О природе низкотемпературных аномалий поглощения ультразвука и динамических модулей упругости в кубических кристаллах A^2B^6 с примесями $3d$ -переходных металлов
A.T. Лончаков,
 Study of the temperature anomalies nature of ultrasonic attenuation and dynamic elastic moduli in cubic II-VI compounds doped with $3d$ -transition metals
A.T. Lonchakov 171
- T-16 Аномальный эффект Холла и высокотемпературный ферромагнетизм в $Si_{1-x}Mn_x$ ($x \approx 0.35$) пленках
В.В. Рыльков, Б.А. Аронзон, С.Н. Николаев, В.В. Тугушев, Е.С. Демидов, А.С. Левчук, В.П. Лесников, В.В. Подольский
 Anomalous Hall effect and room temperature ferromagnetism in $Si_{1-x}Mn_x$ ($x \approx 0.35$) films
V.V. Rylkov, B.A. Aronzon, S.N. Nikolaev, V.V. Tugushev, E.S. Demidov, A.S. Levchuk, V.P. Lesnikov, V.V. Podolskii . . . 173
- T-17 Влияние высокого давления на магнитную восприимчивость и магнитосопротивление высокотемпературного ферромагнитного полупроводника $Cd_{1-x}Mn_xGeP_2$
А.Ю. Моллаев, И.К. Камилов, Р.К. Арсланов, С.Ф. Маренкин, У.З. Залибеков, Т.Р. Арсланов, А.А. Абдуллаев
 Influence of high pressure on magnetic susceptibility and magnetoresistance of high temperature ferromagnetic semiconductor $Cd_{1-x}Mn_xGeP_2$
A.Yu. Mollaev, I.K. Kamilov, R.K. Arslanov, S.F. Marenkin, U.Z. Zalibekov, T.R. Arslanov, A.A. Abdullaev 175
- T-18 Электронная структура и магнетизм пленок и твердых растворов на основе полупроводников ZnO и Cu_2O , легированных примесями $3d$ переходных металлов (Mn, Co) в зависимости от условий синтеза
Э.З. Курмаев, В.Р. Галахов, Т.П. Суркова

Electronic structure and magnetism of films and solid solutions based on ZnO and Cu₂O semiconductors: influence of synthesis conditions

E.Z. Kurmaev, V.R. Galakhov, T.P. Surkova 177

Новые электронные явления и материалы

New Electronic Phenomena and Materials 181

NM-01 Бозе-Эйнштейновская конденсация дипольных экситонов

В.Б. Тимофеев

Bose-Einstein Condensation of Dipolar Excitons

V.B. Timofeev 181

NM-02 Переходы сверхпроводник-изолятор как пример квантовых фазовых переходов

В.Ф. Гантмахер

The superconductor-insulator transition as a typical example of the quantum phase transition

V.F. Gantmakher 184

NM-03 Zinc Oxide as Semiconductor Material of Nonrealized Possibilities

G.V. Lashkarev, V.I. Karpyna, V.D. Khranovskyy, A.I. Ievtushenko, I.I. Shteplyuk, P.V. Demydyuk, V.I. Lazorenko, L.I. Petrosyan, I.I. Poznyak 186

NM-04 Сверхпроводимость и спектроскопия гетерофуллеридов щелочных, щелочно-земельных и переходных металлов

В.А. Кульбачинский, Б.М. Булычев, В.Г. Кытин, Р.А. Лунин

L-00 Superconductivity and spectroscopy heterofullerides of alkali, alkali-earth and transition metals

V.A. Kulbachinskii, B.M. Bulychev, V.G. Kytin, R.A. Lunin 188

NM-05 Hydrogen-mediated nanostructuring of dilute nitride semiconductors

Antonio Polimeni, Rinaldo Trotta, Mario Capizzi 191

NM-06 Magnetic quantum oscillations in doped antiferromagnetic semiconductors

V.V. Kabanov, A.S. Alexandrov 193

NM-07	Электронные свойства нанокompозитного материала InN:In <i>Т.А. Комиссарова, М.А. Шахов, А.М. Мизеров, В.Н. Жмерик, Р.В. Парфеньев, С.В. Иванов</i> Electronic properties of InN:In nanocomposite material <i>Т.А. Komissarova, М.А. Shakhov, А.М. Mizerov, V.N. Jmerik, R.V. Parfeniev, S.V. Ivanov</i>	195
NM-08	Multiple Bands — a Key to High-Temperature Superconductivity in Iron Arsenides? <i>М.В. Sadovskii</i>	196
NM-09	Высокочувствительные приемники терагерцового излучения <i>Д.Р. Хохлов</i> High-performance detectors of terahertz radiation <i>D.R. Khokhlov</i>	197
NM-10	Zinc Oxide for photovoltaic and optoelectronic applications <i>М. Godlewski, E. Guziewicz, G. Luka, T. Krajewski, К. Koralko</i>	199
NM-11	Контроль и рост HgTe квантовых ям <i>Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, В.А. Швец, З.Д. Квон, Е.Б. Ольшанецкий, С.Н. Данилов, С.Д. Ганичев</i> Control and growth of HgTe quantum wells <i>N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, V.A. Shvets, Z.D. Kvon, E.B. Olshanetsky, S.N. Danilov, S.D. Ganichev</i>	200
NM-12	Молекулярно-пучковая эпитаксия с плазменной активацией, свойства и оптоэлектронные применения наногетероструктур нитридов III группы <i>С.В. Иванов, В.Н. Жмерик, Е.В. Луценко</i> Plasma-assisted molecular-beam epitaxy, properties, and applications of III-Nitride nanoheterostructures <i>S.V. Ivanov, V.N. Jmerik, E.V. Lutsenko</i>	203
NM-13	Фотолюминесценция и структура зон напряженных квантовых ям GaAsSb/GaAs <i>Ю.Г. Садофьев</i> Photoluminescence and the band structure of strained GaAsSb/GaAs quantum wells <i>Yu.G. Sadofyev</i>	205

- NM-14 Электронная структура дырочных центров в CuO_2 плоскостях купратов
А.С. Москвин, Ю.Д. Панов
 Electron structure of hole centers in CuO_2 planes of cuprates
A.S. Moskvina, Yu.D. Panov 207
- NM-15 Сопротивление и эффект Холла в смешанном и нормальном состояниях в электронном сверхпроводнике $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$
Т.Б. Чарикова, Н.Г. Шелушина, Г.И. Харус, В.Н. Неверов, Д.С. Петухов, О.Е. Сочинская, А.А. Иванов
 Resistivity and Hall effect in mixed and normal states in electron doped superconductor $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$
T.B. Charikova, N.G. Shelushinina, G.I. Harus, V.N. Neverov, D.S. Petukhov, O.E. Sochinskaya, A.A. Ivanov 209
- NM-16 Особенности электронного транспорта в допированных моттовских изоляторах
А.Н. Лавров
 Peculiarities of electron transport in doped Mott insulators
A.N. Lavrov 211
- NM-17 Pseudogap indications of gossamer superconductivity well above room temperature
А.В. Митин 214
- NM-18 Микроволновая проводимость новых сверхпроводников
М.Р. Трунин
 Microwave conductivity of novel superconductors
M.R. Trunin 217
- NM-19 Влияние затухания фононных состояний на анизотропию поглощения продольного ультразвука в кубических кристаллах
И.Г. Кулеев, И.И. Кулеев
 The Effect of the Decay of Phonon States on the Longitudinal Ultrasound Absorption Anisotropy in Cubic Crystals
I.G. Kuleyev, I.I. Kuleyev 219
- NM-20 Гетерокомпозиции 3C-SiC/SiGeC/Si : физические свойства, перспективы применений
Л.К. Орлов, О.П. Подъячева, М.Н. Дроздов

	3C-SiC/SiGeC/Si heterocompositions: physical properties, application prospects	
	<i>L.K. Orlov, O.P. Pod'yacheva, M.N. Drozdov</i>	221
NM-21	Особенности фотолюминесценции структур с самоформирующимися наноостровками Ge(Si)/s-Si	
	<i>Н.А. Байдакова, А.В. Новиков, М.В. Степихова, М.В. Шалеев</i>	
	Photoluminescence features of Ge(Si)/s-Si self-assembled nanoislands	
	<i>N.A. Baydakova, A.V. Novikov, M.V. Stepikhova, M.V. Shaleev</i>	223
NM-22	Процессы генерации и захвата дырок для мелких акцепторов в Ge в греющем электрическом поле при одноосном сжатии	
	<i>М.С. Каган, И.В. Алтухов, С.К. Папроцкий, В.П. Синис</i>	
	Hole generation and capture processes for shallow acceptors in Ge in heating electric fields at uniaxial compression	
	<i>M.S. Kagan, I.V. Altukhov, S.K. Paprotskiy, V.P. Sinis</i>	225
NM-23	Спин-детектор на основе магнитных барьеров Шоттки	
	<i>О.Е. Терещенко, А.И. Торопов, Д.Д. Дмитриев, Т.С. Шамирзаев, А.М. Гилинский, G. Lampel, Y. Lassailly, D. Paget, J. Peretti</i>	
	Spin-detector based on magnetic Schottky barriers	
	<i>О.Е. Tereshchenko, A.I. Toropov, D.V. Dmitriev, T.S. Shamirzaev, A.M. Gilinsky, G. Lampel, Y. Lassailly, D. Paget, J. Peretti</i>	227
NM-24	Исследование автоэмиссионных свойств углеродных наноматериалов	
	<i>Ю.А. Альгаер, А.В. Гусельников, А.В. Окотруб</i>	
	Investigation of autoemission properties of carbon nanomaterials	
	<i>J.A. Algaer, A.V. Guselnikov., A.V. Okotrub</i>	229
NM-25	Диагностика низкотемпературных эпитаксиальных гетероструктур $Al_xGa_{1-x}As/GaAs(100)$	
	<i>П.В. Середин, Э.П. Домашевская, А.В. Глотов, И.Н. Арсентьев, Д.А. Винокуров, И.С. Тарасов</i>	

- Diagnostics of low temperature epitaxial $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}(100)$ heterostructures
P.V. Seredin, E.P. Domashevskaya, A.V. Glotov, I.N. Arsenyev, D.A. Vinokurov, I.S. Tarasov 231
- NM-26 Исследование начальной стадии роста и механизмов зародышеобразования и релаксации на поверхности (001) GaAs методом дифракции быстрых электронов
А.А. Лямкина, Ю.Г. Галицын, Д.В. Дмитриев, С.П. Мощенко, А.И. Торопов
 The investigation of growth initial stage and nucleation and relaxation mechanisms on (001)GaAs surface by RHEED method
A.A. Lyamkina, Yu.G. Galitsyn, D.V. Dmitriev, S.P. Moshchenko, A.I. Toropov 233
- NM-27 Структура и транспортные свойства сложных оксидов $\text{Sr}_{0.75-x}\text{Ca}_x\text{Y}_{0.25}\text{Co}_{0.25}\text{Mn}_{0.75}\text{O}_{3-\delta}$ ($0 \leq x \leq 0.6$)
А.В. Галеева, Ф.С. Напольский, С.Я. Истомин, Д.Р. Хохлов
 Structure and Transport Properties of the Complex Oxides $\text{Sr}_{0.75-x}\text{Ca}_x\text{Y}_{0.25}\text{Co}_{0.25}\text{Mn}_{0.75}\text{O}_{3-\delta}$ ($0 \leq x \leq 0.6$)
A.V. Galeeva, Ph.S. Napolsky, S.Ya. Istomin, D.R. Khokhlov 235
- NM-28 Электронная структура молекул фталоцианина эрбия (метод функционала плотности)
Е.В. Тихонов, И.А. Белогорохов, Д.Р. Хохлов, Л.Г. Томилова
 Electronic structure of Erbium Phthalocyanine (Density Functional Theory)
E.V. Tikhonov, I.A. Belogorokhov, D.R. Khokhlov, L.G. Tomilova 237
- NM-29 Гигантское магнитосопротивление в Pb-pHgCdTe барьерах
В.Ф. Раданцев, В.В. Завьялов, А.М. Яфясов
 Giant magnetoresistance in Pb-pHgCdTe barriers
V.F. Radantsev, V.V. Zav'ialov, A.M. Yafyasov 238
- NM-30 Optical response in rare-earth perovskite manganites: interplay of p-d and d-d charge transfer transitions
А.С. Москвин, А.А. Мажнев, Л.В. Номерованная, Н.Н. Лошкарева, А.М. Балбашов 240

- NM-31 Проявления рассеяния носителей тока на магнитных примесях в кинетических свойствах псевдощелевого полупроводника $\text{Fe}_{1.9}\text{V}_{1.1}\text{Al}$
В.В. Марченков, В.И. Окулов, К.А. Окулова, Х.В. Вебер
 Manifestation of current carrier scattering by the magnetic impurities in kinetic properties of $\text{Fe}_{1.9}\text{V}_{1.1}\text{Al}$ pseudogap semiconductor
V.V. Marchenkov, V.I. Okulov, K.A. Okulova, H.W. Weber . 242
- NM-32 Эффект Холла в электронном сверхпроводнике $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с разной степенью беспорядка
Д.С. Петухов, Т.Б. Чарикова, Н.Г. Шелушина, Г.И. Харус, В.В. Неверов, А.А. Иванов
 Hall effect states in electron doped superconductor $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ with different nonstoichiometric disorder
D.S. Petukhov, T.B. Charikova, N.G. Shelushinina, G.I. Harus, V.N. Neverov, A.A. Ivanov 244
- NM-33 Изменение типа спаривания в электронном сверхпроводнике $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ в зависимости от уровня легирования церием
О.Е. Сочинская, Т.Б. Чарикова, Н.Г. Шелушина, Г.И. Харус, В.Н. Неверов, А.А. Иванов
 Change of types of the paring in electron doped superconductor $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ with different cerium content
О.Е. Sochinskaya, T.B. Charikova, N.G. Shelushinina, G.I. Harus, V.N. Neverov, A.A. Ivanov 246
- NM-34 Наномасштаб длины когерентности в электронном сверхпроводнике $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$
Н.Г. Шелушина, Т.Б. Чарикова, Г.И. Харус, А.А. Иванов
 Nanoscale of coherence length in electron doped superconductor $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$
N.G. Shelushinina, T.B. Charikova, G.I. Harus, A.A. Ivanov 248
- NM-35 Фотоприемное устройство на основе кремниевого оптоэлектронного координато-чувствительного линейного фотоприемника
И.В. Заводько, А.А. Карпов

- Photosensitive device based on silicon optoelectronic coordinate sensitive linear photodetector
I.V. Zavodko, A.A. Karpov 250
- NM-36 Влияние энергетического распределения носителей заряда в поликристаллических пленках селенида свинца
С.Б. Бойко, И.И. Заводько
 Action of energy distribution of carriers of a charge in polycrystalline films
S.B. Boiko, I.V. Zavodko 252
- NM-37 Оценка T_c спонтанной поляризации в ионных кристаллах
А.М. Агаларов, И.К. Камиров, С.Н. Каллаев, А.Ю. Моллаев, Л.А. Сайпулаева, А.Г. Алибеков, Н.В. Мельникова
 Estimation T_c for spontaneous polarization for ion crystals
A.M. Agalarov, I.K. Kamilov, S.N. Kallaev, A.Yu. Mollaev, L.A. Saypulaeva, A.G. Alibekov, N.V. Melnikova 254
- NM-38, Барические зависимости кинетических коэффициентов некоторых бинарных полупроводников при высоком давлении
А.Ю. Моллаев, Л.А. Сайпулаева, А.Г. Алибеков, Р.Г. Джамамедов, Г.С. Ахмедов
 Baric dependencies of kinetic coefficients for some binary semiconductors at high pressure
A.Yu. Mollaev, L.A. Saypulaeva, A.G. Alibekov, R.G. Djatamedov, G.S. Akmedov 256
- NM-39 Барические и температурные зависимости электрических свойств новой фазы высокого давления **$\text{Er}_{0.73}\text{Cu}_3\text{V}_4\text{O}_{12}$**
Н.И. Кадырова, Н.В. Мельникова, И.С. Устинова, Ю.Г. Зайнулин, А.Н. Бабушкин
 Baric and temperature dependences of the electrical properties of new high-pressure phase **$\text{Er}_{0.73}\text{Cu}_3\text{V}_4\text{O}_{12}$**
N.I. Kadyrova, N.V. Melnikova, I.S. Ustinova, Yu.G. Zaynulin, A.N. Babushkin 258
- NM-40 Электрические свойства ионных полупроводников в системе Cu-Ag-Ge-As-Se при высоких давлениях
О.Л. Хейфец, Н.В. Мельникова, А.Л. Филиппов, Л.Л. Нугаева, А.Н. Бабушкин

	Electrical properties of ionic semiconductors in system Cu-Ag-Ge-As-Se at high pressure	
	<i>O.L. Kheifets, N.V. Melnikova, A.L. Filippov, L.N. Nugaeva, A.N. Babushkin</i>	259
NM-41	Электрические свойства сульфидов серебра при температурах 78 ÷ 400 К и давлениях до 42 ГПа	
	<i>О.Л. Хейфец, Н.В. Мельникова, Э.Ф. Шакиров, А.Н. Бабушкин, К.С. Пинигина, Е.А. Турутина</i>	
	Electrical properties of sulphides of silver at temperatures 78 ÷ 400 K and pressure up to 42 GPa	
	<i>O.L. Kheifets, N.V. Melnikova, E.F. Shakirov, A.N. Babushkin, K.S. Pinigina, E.A. Turutina</i>	260
NM-42	Электрофизические свойства ZnSe. Применение метода импедансной диэлектрической спектроскопии при высоких давлениях	
	<i>Ю.А. Кандрина, А.Н. Бабушкин</i>	
	Electrical Properties of ZnSe. An Impedance Spectroscopy Study at High Pressures	
	<i>Yu.A. Kandrina, A.N. Babushkin</i>	262
NM-43	Фазовые превращения в углеродных материалах при высоких давлениях, проявляющиеся в проводимости	
	<i>Г.В. Тихомирова, Я.Ю. Волкова</i>	
	Phase transformations in carbon materials at high pressures, found from conductivity	
	<i>G.V. Tikhomirova, Y.Y. Volkova</i>	263
NM-44	Тематическое индексирование информации по физике полупроводников с помощью тезауруса классификационных рубрик	
	<i>В.Н. Белоозеров, Н.Н. Шабурова</i>	
	Subject indexing of semiconductor physics information using a thesaurus of classification headings	
	<i>V.N. Beloozerov, N.N. Shaburova</i>	265
	Авторский указатель	267

L

Электронные свойства
низкоразмерных систем

Electronic Properties of
Low-Dimensional Systems

Композитные Фермионы и Дробный Квантовый Эффект Холла

И.В. Кукушкин

*Институт Физики Твердого тела Российской Академии Наук, 142432
Черноголовка, Московская область*

Представлены исследования транспортных, оптических и микроволновых свойств системы сильно взаимодействующих двумерных электронов в структурах GaAs/AlGaAs в перпендикулярном магнитном поле при сверхнизких температурах. Изучены новые коллективные электронные состояния, возникающие в режиме дробного квантового эффекта Холла. Исследованы свойства новых частиц — композитных фермионов, состоящих из электрона и двух квантов потока магнитного поля. Обнаружен циклотронный резонанс на композитных частицах и измерены дисперсии коллективных возбуждений во всех когерентных состояниях системы двумерных электронов. Впервые измерена дисперсия щелевых возбуждений в режиме дробного квантового эффекта Холла и обнаружены ротонные минимумы. Для разных дробных состояний лафлиновской жидкости измерены ротонные щели, а также ротонные массы. Для измерения дисперсии возбуждений при больших импульсах нами был разработан метод комбинированного акусто-микроволнового резонанса, с помощью которого исследована также дисперсия композитных фермионов вблизи полуцелого фактора заполнения. Установлено, что при дробных факторах заполнения наблюдается резонансное увеличение циклотронной энергии композитных частиц, которое сопровождается значительным уменьшением ширины резонанса. Обнаруженные осцилляции указывает на значительные корреляции между Композитными Фермионами, взаимодействие между которыми считалось слабым. Показано, что осцилляции в дисперсии Композитных Фермионов исчезают при повышении температуры от 50 мК до 400 мК, а также при отклонении фактора заполнения от лафлиновского значения. Подробное описание полученных экспериментальных результатов можно найти в работе [1].

- [1] I.V. Kukushkin, J.H. Smet, V.W. Scarola, V. Umansky, K. von Klitzing, "Dispersion of the Excitations of Fractional Quantum Hall States" *Science*, **324**, 1044 (2009).

О некоторых экспериментальных методах и трюках

В.Т. Долгополов

ИФТТ РАН, Черноголовка, Московская обл., 142432, Институтская, 2

В докладе обсуждаются различные экспериментальные методы и приемы, использованные автором и его коллегами при исследовании двумерных электронных систем. В основном они применялись (и пригодны) при работе в достаточно низких температурах, хотя некоторые методы могут быть использованы даже при комнатной температуре.

Первым обсуждается метод бесконтактного измерения проводимости с помощью техники емкостной связи. Он становится нетривиальным в структурах с затвором. Рассматриваются возможности измерения проводимости в присутствии магнитного поля, и локального измерения проводимости. Подробно применение метода емкостной связи в квантующем магнитном поле демонстрируется на двумерных системах со шнуром холловского тока.

Следующим рассматриваемым методом является метод прямого измерения холловской проводимости. Он тесно связан с возможностью экспериментальной реализации мысленного опыта Лафлина и исследованием переноса заряда под уровнем Ферми.

Как при появлении шнура холловского тока, так и при переносе конечного заряда под уровнем Ферми существенным является тот факт, что плато квантового эффекта Холла имеет конечную ширину даже в идеальной, без примесей, электронной системе. Экспериментальной проверке последнего утверждения посвящена следующая часть доклада.

В следующей части доклада обсуждается вопрос об измерении изменений химического потенциала при модуляции различных внешних параметров. В частности, об измерении скачков химического потенциала при целочисленных и дробных заполнениях, измерении магнитного момента двумерного электронного газа и прямом измерении фактора Ланде.

Последняя часть доклада имеет дело с проблемой «хвоста» плотности состояний за счет локализованных электронов и методом обнаружения такого «хвоста».

Магнетосопротивление и акустоэлектронные эффекты в наклонном магнитном поле в структурах p -Si/SiGe/Si с анизотропным g -фактором

И.Л. Дричко¹, И.Ю. Смирнов¹, А.В. Суслов², О.А. Миронов³,
D.R. Leadley⁴

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая 26

² National High Magnetic Field Laboratory, Tallahassee, Florida 32310, USA

³ Warwick SEMINANO R&D Centre, Coventry CV4 7EZ, UK

⁴ Department of Physics, University of Warwick, Coventry CV4 7AL, UK

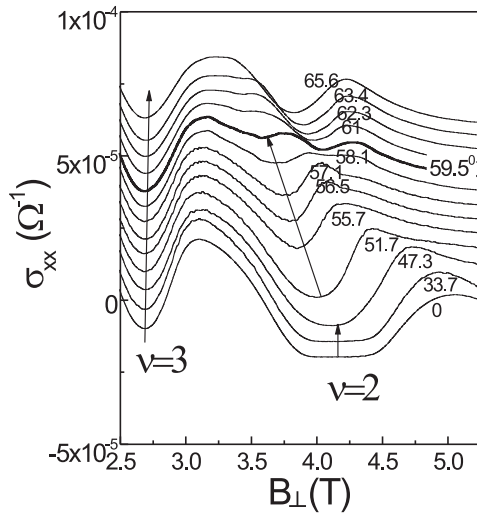


Рис. 1: Зависимость σ_{xx} от B_{\perp} для разных углов наклона магнитного поля.

В структурах p -Si/SiGe/Si был обнаружен [1] и обсуждался во многих работах т.н. "возвратный" переход М-Д в наклонном магнитном поле при числе заполнения $\nu = 3/2$ [2]. Возникновение этой аномалии автор работы [2] связывал с наличием плавных длинномасштабных флуктуаций потенциала с амплитудой, сравнимой с энергией Ферми. Однако в работах [3-4] эти аномалии в магнетосопротивлении объяснялись пересечением уровней Ландау с разным направлением спинов $0\uparrow$ и $1\downarrow$ при изменении напряженности магнитного поля. Однако, в силу того, что в этом материале наблюдается сильная анизотропия g -фактора и большое спиновое расщепление в магнитном поле, перпендикулярном плоскости квантовой ямы, точка $\nu = 3/2$, как нам кажется, не имеет физического смысла. С нашей точки зрения необходимо изучать аномалию в проводимости при $\nu = 2$. С этой целью магнетосопротивление ρ_{xx} и ρ_{xy} , а также акустоэлектронные эффекты были измерены в наклонном магнитном поле до 18 Тл, при $(0.3 \div 2)$ К.

Наиболее подробно исследовался образец с концентрацией $p = 1.99 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $7 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{Вс}$ с целочисленным квантовым эффектом Холла. Действительно, зависимость ρ_{xx} от перпендикулярной составляющей магнитного поля B_{\perp} для разных углов наклона магнитного поля θ вблизи $B_{\perp} = 5.2 \text{ Тл}$ ($\nu = 3/2$) демонстрирует аномалию, о

В структурах p -Si/SiGe/Si был обнаружен [1] и обсуждался во многих работах т.н. "возвратный" переход М-Д в наклонном магнитном поле при числе заполнения $\nu = 3/2$ [2]. Возникновение этой аномалии автор работы [2] связывал с наличием плавных длинномасштабных флуктуаций потенциала с амплитудой, сравнимой с энергией Ферми. Однако в работах [3-4] эти аномалии в магнетосопротивлении объяснялись пересечением уровней Ландау с разным направлением спинов $0\uparrow$ и $1\downarrow$ при изменении напряженности магнитного поля. Однако, в силу того, что в этом материале наблюдается сильная анизотропия g -фактора и большое спиновое расщепление в магнитном поле, перпендикулярном плоскости квантовой ямы, точка $\nu = 3/2$, как нам кажется, не имеет физического смысла. С нашей точки зрения необходимо изучать аномалию в проводимости при $\nu = 2$. С этой целью магнетосопротивление ρ_{xx} и ρ_{xy} , а также акустоэлектронные эффекты были измерены в наклонном магнитном поле до 18 Тл, при $(0.3 \div 2)$ К.

которой упоминалось ранее: ρ_{xx} возрастает более, чем в пять раз при увеличении угла θ от 0° до 70° . Однако при $\nu = 3/2$ на зависимости $\sigma_{xx}(\theta) = \rho_{xx}(\theta)/[\rho_{xx}^2(\theta) + \rho_{xy}^2(\theta)]$ не наблюдается аномалии (σ_{xx} меняется на 30% при изменении угла наклона θ от 0° до 75°). Кроме того, если положение минимумов σ_{xx} по магнитному полю для $\nu = 1, 3$ и 5 не зависит от угла наклона, то для $\nu = 2$ при $\theta > 50^\circ$ минимумы начинают сдвигаться в сторону более низких магнитных полей. Когда угол наклона достигает величины $\sim 59.5^\circ$, на кривой возникают две осцилляции: прежняя, которая смещалась при возрастании θ и оказалась при $B = 3.6$ Тл, и "новая", которая возникла при $B \sim 4$ Тл. При дальнейшем увеличении θ минимумы "новых" осцилляций снова смещаются в сторону низких магнитных полей и растут по амплитуде при том, что прежние осцилляции исчезают. Имеется область углов $\theta = (59.5 \div 61)^\circ$, в которой оба типа осцилляций сосуществуют. На рис. 1 представлены зависимости σ_{xx} от B_\perp для разных углов θ , сдвинутые с шагом $5 \cdot 10^{-6} \text{ Ом}^{-1}$ относительно кривой с $\theta = 55.7^\circ$ (для наглядности). Из экспериментальных данных двумя способами была определена зависимость g -фактора от угла наклона магнитного поля θ : зависимостей $\sigma_{xx}(\theta)$ при $\nu = 3$ и $\sigma_{xx}(B)$ при разных θ . Оказалось, что она отличается от зависимости $g^* = \sqrt{g_\perp^2 \cos^2 \theta + g_\parallel^2 \sin^2 \theta}$, принятой в случае анизотропного g -фактора. Было показано, что g^* -фактор уменьшается с увеличением угла θ быстрее, чем предполагает приведенная здесь зависимость. Для объяснения наблюдаемой нами аномалии воспользуемся идеей, которая предполагает изменение относительного положения уровней Ландау $0 \uparrow$ и $1 \downarrow$ из-за зависимости g -фактора от угла наклона магнитного поля θ . Если использовать полученную в эксперименте величину энергии активации, определенную из зависимости $\sigma_{xx} \propto \exp(-\Delta/2kT) = 0.28 \text{ мэВ}$ при $\theta = 0^\circ$ и $B_\perp = 4.15 \text{ Тл}$ ($\nu = 2$), то можно оценить $g^* = 5.3$ при $\theta = 0^\circ$.

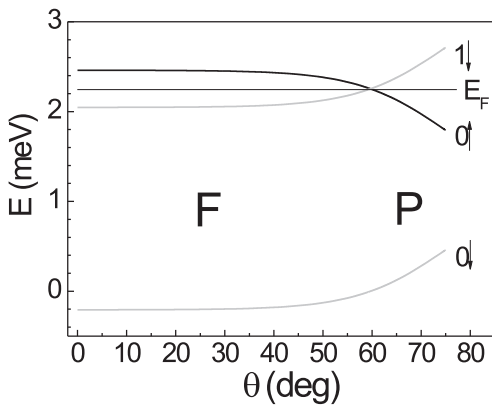


Рис. 2: Зависимость относительного расположения уровней Ландау от θ .

Причем можно показать, что пересечение уровней $0 \uparrow$ и $1 \downarrow$ при изменении угла θ может происходить только, если уровень $0 \uparrow$ лежит выше по энергии, чем уровень $1 \downarrow$ уже при $\theta = 0^\circ$. Если воспользоваться зависимостью g^* от угла θ из эксперимента и $g^* = 5.3$ при $\theta = 0^\circ$, то можно рассчитать относительное положение уровней $0 \uparrow$ и $1 \downarrow$ в зависимости от угла θ . На рис. 2 представлены результаты этих расчетов. Видно, что вплоть до $\theta = 60^\circ$ в системе наблюдается ферромагнитное упорядочение, т.к. под уровнем Ферми находятся два

заполненных уровня Ландау с одним направлением спина. При $\theta \approx 60^\circ$ уровни пересекаются и при $\theta > 60^\circ$ изменяют свое относительное положение, разрушая ферромагнитный порядок. Имеется некоторый интервал от 59.5° до 61° , где оба состояния сосуществуют. Т.о. осуществляется переход ферромагнетик-парамагнетик. Акустоэлектронные эффекты подтверждают сделанные выводы. Поддержка: РФФИ 080200852, Президиум РАН, программа ОФН РАН "Спинтроника", NSF DMR-0084173.

- [1] P.T. Coleridge, *et al.*, Sol. St. Com., **102**, 755 (1997).
- [2] S.I. Dorozhkin, *et al.*, JETP Lett., **62**, 534 (1995).
- [3] M.R. Sakr, *et al.*, Phys. Rev. B, **64**, 161308 (2001).
- [4] P.T. Coleridge, Sol. St. Com., **127**, 777 (2003).

Экспериментальная реализация квантового интерферометра при помощи со-направленных краевых состояний в режиме квантового эффекта Холла

Э.В. Девятов

ИФТТ РАН, Черноголовка, Московская обл., 142432, Институтская 2

В последнее время значительный интерес вызывают интерференционные эффекты в транспортных экспериментах в двумерных электронных системах [1,2]. Различные интерференционные схемы реализуются при помощи краевых состояний [3], возникающих на краю образца в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ). До сих пор для реализации интерференционного эксперимента использовались краевые состояния, встречно направленные в области квантового точечного контакта. При этом в интерферометре типа Маха–Цендера [1] оказалось невозможным исследовать интерференцию в режиме дробного КЭХ, в то время как в интерферометре типа Фабри–Перо [2] условия интерференции принципиально неотличимы от условий внесения заряда в квантовую точку. В докладе предполагается дать обзор состояния исследований в этой области.

В данной работе реализован квантовый интерферометр нового типа при помощи со-направленных краевых состояний в режиме КЭХ [4]. Со-направленность краевых состояний позволила разделить условия зарядки активной области интерферометра и условия интерференции, с одной стороны, и наблюдать интерференцию при дробных факторах заполнения с другой.

Кроме того, интерференция в со-направленной геометрии является новой физической задачей, что особенно важно в режиме дробного КЭХ, где краевой транспорт описывается моделью хиральной Латтинжеровской жидкости [5]. Ситуация еще более осложняется наличием полосок сжимаемой и несжимаемой электронной жидкости на краю образца в режиме КЭХ [6,7]. Для режима дробного КЭХ возникает вопрос о том, как наличие сжимаемых полосок, образованных нормальными электронами, влияет на сохранение фазовой когерентности.

Использованная экспериментальная геометрия позволила наблюдать [4] интерференционные эффекты в транспорте поперек отдельной несжимаемой полосы с целочисленным или дробным локальным фактором заполнения $g = 3, 1, 4/3, 2/3$ при высоких разбалансах, превышающих спектральные щели. С другой стороны, не получено убедительных доказательств существования интерференции в транспорте через простейшую

дробь $g = 1/3$. Анализ экспериментальных данных показывает, что даже в режиме дробного КЭХ интерференция определяется нормальными электронами, а изменение периода интерференционных осцилляций — изменением эффективной площади интерферометра в силу изменения экранировки в режиме КЭХ.

- [1] Y. Ji, Y. Chung, *et al.*, Nature (London) **422**, 415 (2003).
- [2] F.E. Camino, W. Zhou, and V.J. Goldman, Phys. Rev. B, **72**, 075342 (2005); Phys. Rev. B, **72**, 155313 (2005).
- [3] M. Buttiker, Phys. Rev. B, **38**, 9375 (1988).
- [4] E.V. Deviatov, *et al.*, Phys. Rev. B, **79**, 125312 (2009).
- [5] Xiao-Gang Wen, Phys. Rev. B, **41**, 12838 (1990).
- [6] D.B. Chklovskii, B.I. Shklovskii, and L.I. Glazman, Phys. Rev. B, **46**, 4026 (1992).
- [7] C.d.C. Chamon and X.G. Wen, Phys. Rev. B, **49**, 8227 (1994).

Термодинамические измерения в дробном квантовом эффекте Холла и модель композитных фермионов

М.Г. Прокудина^{1,2}, В.С. Храпай¹

¹ *Институт физики твердого тела РАН, 142432, Черноголовка, ул. Институтская, 2*

² *Московский физико-технический институт (гос. университет), 141700, Долгопрудный, Институтский пер., 9*

Считается, что квантование Холловского сопротивления чистых двумерных систем при дробных заполнениях (ν) уровней Ландау [1] нельзя объяснить в одночастичном приближении. Существует два основных подхода к учету взаимодействия между частицами в магнитном поле: вариационный метод Лафлина [2] и модель композитных фермионов [3]. В обоих случаях взаимодействие приводит к снятию вырождения уровня Ландау и открытию энергетической щели для заряженных возбуждений при определенных дробных факторах заполнения. Несмотря на качественное согласие с моделями, существуют серьезные проблемы с объяснением величин энергетических щелей измеряемых в эксперименте. Более того, и сами результаты измерений, проведенных разными методами и на образцах различного качества также плохо согласуются между собой. Хотя эти противоречия принято приписывать проявлению беспорядка в двумерной системе, до сих пор попытки их устранения были безуспешными.

Недавно нами с соавторами была проведена серия измерений термодинамической плотности состояний электронов в двумерных системах высокого качества [4]. В этих работах был предложен новый метод учета длиннопериодного беспорядка и впервые извлечена близкая к корневой (ожидаемой в теории) функциональная зависимость скачка химпотенциала электронов при $\nu = 1/3$ и $2/5$ от величины магнитного поля. Было также обнаружено, что температурная зависимость скачка химпотенциала усиливается с ростом магнитного поля и/или знаменателя дроби.

В докладе будут представлены результаты анализа температурной зависимости скачка и термодинамической плотности состояний в рамках двухуровневого приближения к модели композитных фермионов [5]. Будет показано, что с учетом беспорядка эксперимент количественно согласуется с моделью как в окрестности дробных $\nu = 1/3$ и $2/5$, так и в сжимаемой области между ними. Интересно, что это согласие наблюдается несмотря на остающееся расхождение с теорией в части абсолютных значений скачков. При этом, температурная зависимость оказывается значительно сильнее,

чем в случае целочисленного эффекта Холла и, по сути, является свидетельством в пользу существования «дробных» возбуждений [1] в спектре взаимодействующей двумерной системы.

- [1] D.C. Tsui, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **48**, 1559 (1982).
- [2] R.B. Laughlin, Phys. Rev. Lett., **50**, 1395 (1983).
- [3] V. S. Khrapai, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **99**, 086802 (2007); Phys. Rev. Lett., **100**, 196805 (2007).
- [4] М.Г. Прокудина, В.С. Храпай, Письма в ЖЭТФ, **89**, 670 (2009).

Переход металл-изолятор в двумерной неупорядоченной электронной жидкости: роль спиновых и долинных степеней свободы

И.С. Бурмистров^{1,2}

¹ Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау, Россия 142432, г. Черноголовка, прос. акад. Семенова, 1а

² Кафедра теоретической физики, Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный 141700, Россия

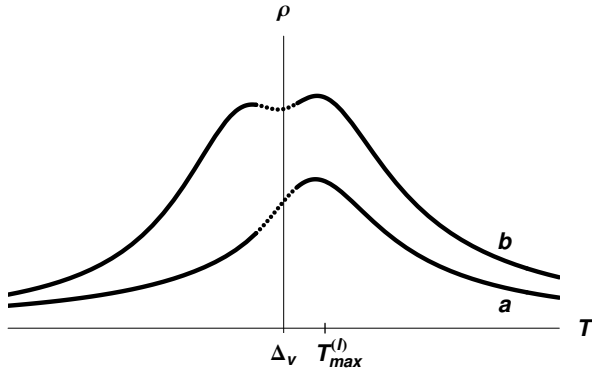


Рис. 1: Температурная зависимость сопротивления $\rho = 1/\sigma$ при наличии долинного расщепления. Варианты а) и б) реализуются в зависимости от значений электронной концентрации и подвижности.

новая и долинная восприимчивости [1,2]. В предположении большой величины проводимости системы σ (в единицах e^2/h) по сравнению с единицей выведены уравнения ренорм-группы (РГ), которые описывают зависимость проводимости, спинового (γ_s), долинного (γ_v) g -факторов и теплоемкости (z) при $T = 0$ от размера L двумерной системы. Оказывается, что вид этих уравнений зависит от соотношений между величиной спинового (Δ_s), долинного (Δ_v) расщеплений, обратного времени упругого рассеяния из долины в долину ($1/\tau_v$) и энергией Таулесса D/L^2 , где D – коэффициент диффузии. Например, в случае $\tau_v^{-1} \ll \Delta_s \ll D/L^2 \ll \Delta_v$, уравнения ренорм-группы имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{xx}}{d\xi} &= -\frac{2}{\pi} [2 + 1 + 6f(\gamma_s) + f(\gamma_v)], & \frac{d\gamma_s}{d\xi} &= \frac{1 + \gamma_s}{\pi\sigma_{xx}} (1 + 2\gamma_s - \gamma_v), \\ \frac{d\gamma_v}{d\xi} &= \frac{1 + \gamma_v}{\pi\sigma_{xx}} (1 - 6\gamma_s - \gamma_v), & \frac{d \ln z}{d\xi} &= -\frac{1}{\pi\sigma_{xx}} [1 - 6\gamma_s - \gamma_v], \end{aligned} \quad (1)$$

Двумерные электронные системы на основе Si МОП транзистора и в широких n-AlAs квантовых ямах позволяют экспериментально исследовать роль спиновых и долинных степеней свободы на переход металл-изолятор в двумерной неупорядоченной электронной жидкости. Нами рассмотрено влияние спинового, долинного расщеплений и упругого времени рассеяния из долины в долину на такие физические наблюдаемые двумерной неупорядоченной электронной жидкости как сопротивление, спи-

где $f(x) = 1 - (1 + x^{-1}) \ln(1 + x)$ и $\xi = \ln L/l$ (l - длина свободного пробега). Существенной особенностью этих уравнений РГ оказывается генерация двух *независимых* параметров γ_s и γ_v , даже если на меньших масштабах $D/L^2 \gg \Delta_v$ оба g -фактора, спиновый и долинный, совпадали. На основе уравнений (1) качественно объяснена немонотонная зависимость сопротивления от температуры, измеренная в присутствии магнитного поля параллельного двумерному слою [3]. В случае наличия только спинового (зеemannовского) или только долинного расщепления предсказано существование немонотонной температурной зависимости сопротивления с двумя максимумами (см. Рис.). Полученные результаты находятся в качественном согласии с экспериментальными данными [4,5].

Другой интересный случай реализуется при $\Delta_s = 0$. В металлической области ($\sigma \gg 1$) нами вычислена температурная зависимость проводимости с учетом конечных Δ_v и τ_v при наличии слабого перпендикулярного магнитного поля:

$$\begin{aligned} \sigma(T) &= \sigma(1/\tau) - \frac{1}{\pi} [1 + 15f(\gamma)] \ln \frac{1}{T\tau} + \delta\sigma(T), \\ \delta\sigma(T) &= \frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{\omega} \frac{\partial}{\partial\omega} \left(\omega \coth \frac{\omega}{2T} \right) \sum_{\mu=x,y,z} \left[f(\gamma) - f \left(\frac{\gamma\omega\tau_v}{\omega\tau_v + i\phi_\mu} \right) \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь τ - упругое время рассеяния, $\gamma = \gamma_v = \gamma_s$, а ϕ_μ - корни уравнения

$$2\phi(\phi - 1)^2 + \frac{(1 + \gamma)^2 \Delta_v^2 \tau_v^2}{4} (2\phi - 1) = 0. \quad (3)$$

Уравнения (2)-(3) показывают, что при понижении температуры происходит переход от 15 к 7, а потом к 3 триплетам. Однако, характерные температуры, при которых происходят эти кроссоверы, определяются не соотношениями $T \sim (1 + \gamma)\Delta_v$ и $T \sim \tau_v^{-1}$ как можно было бы думать, а соотношениями $T \sim |\phi_x|/2\tau_v$, и $T \sim \phi_z/2\tau_v$, где $\phi_x = \phi_y^*$ - это комплексные корни ур. (3). Например, при $(1 + \gamma)\Delta_v\tau_v \ll 1$, переход от 15 к 7 триплетам происходит при характерной температуре $T \sim 1/2\tau_v$, а от 7 к 3 триплетам при температуре $T \sim (1 + \gamma)^2 \Delta_v^2 \tau_v / 16 \ll \Delta_v$.

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-00247-а и 09-02-12206-офи-м.

- [1] И.С. Бурмистров, Н.М. Щелкачев, Письма в ЖЭТФ **84**, 775 (2006).
- [2] I.S. Burmistrov, N.M. Chtchelkatchev, Phys. Rev. B **77**, 195319 (2008).
- [3] D. Simonian *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 2304 (1997).
- [4] O.Gunawan *et al.*, Nature Phys. **3**, 388 (2007).
- [5] D.A.Knyazev *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 046405 (2008).

Role of e–e interactions in magnetoresistance oscillations in very high Landau levels of quantum Hall systems

M.A. Zudov

School of Physics and Astronomy, University of Minnesota, Minneapolis, MN 55455, USA

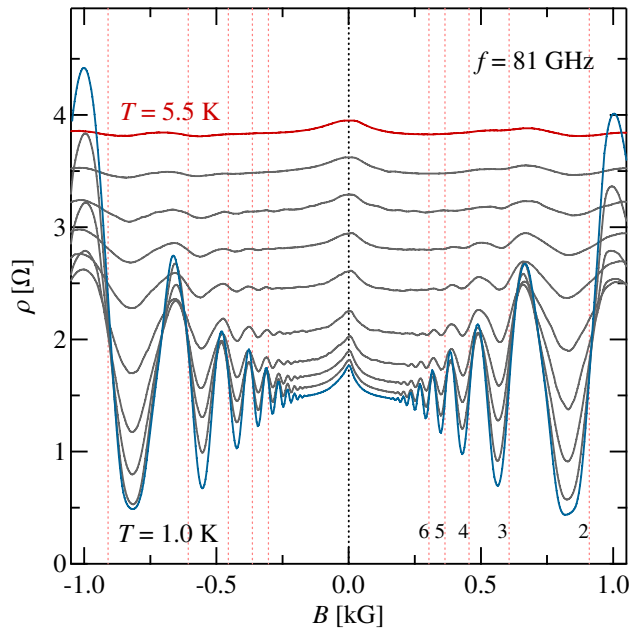


Рис. 1: . Magnetoresistivity $\rho(B)$ under irradiation of microwaves of frequency $f = 81$ GHz measured at T from 1.0 K to 5.5 K, in 0.5 K steps. Integers mark the harmonics of the cyclotron resonance.

When a clean 2D electron system is subject to a weak magnetic field and microwave radiation, the resistance will oscillate dramatically [1], depending on the ratio of microwave and cyclotron frequencies, $\epsilon_{ac} = \omega/\omega_c$. Remarkably, at the minima of these microwave-induced resistance oscillations (MIRO) the resistance can virtually vanish forming exotic zero-resistance states [2, 3].

MIRO were discussed in terms of the “displacement” model [4], which is based on the impurity scattering, and the “inelastic” model [5], stepping from the oscillatory electron distribution function. The correction to the resistivity due to either mechanism can be written as [5]:

$$\delta\rho \propto -\epsilon_{ac}\bar{\tau}\delta^2 \sin(2\pi\epsilon_{ac}), \quad (1)$$

where $\delta = e^{-\pi/\omega_c\tau_q}$ is the Dingle factor. In the “displacement” model $\bar{\tau} = 3\tau_q^{im}$ (impurity quantum lifetime) and in the “inelastic” model $\bar{\tau} = \tau_{in} \propto T^{-2}$ (inelastic time). One can favor the “inelastic” mechanism over the “displacement” because for typical experimental and sample parameters, $\tau_{in} \gg \tau_q^{im}$, and because it can naturally explain the high temperature decay of MIRO.

In our recent experiments [6] we have found that MIRO decay exponentially with temperature, as $\exp(-\alpha T^2)$, where α scales with the inverse magnetic field. This observation indicates that the temperature dependence originates *primarily* from the modification of τ_q entering the square of the Dingle factor. We attribute this modification to the electron-electron interaction effects.

Fig. 1 shows magnetoresistivity $\rho(B)$ acquired for $f = 81$ GHz and T , from 1.0 K to 5.5 K in 0.5 K increments. The low-temperature data reveal well developed MIRO extending up to the tenth order. With increasing T , MIRO weaken and eventually disappear at higher temperatures. This disappearance is not due to the thermal smearing of the Fermi surface, known to govern the temperature dependence of the Shubnikov-de Haas oscillations.

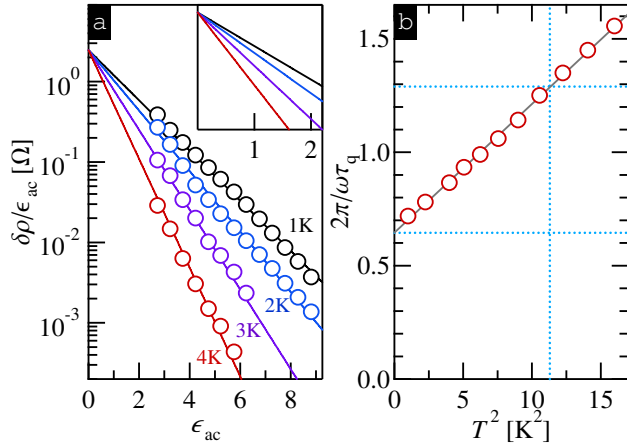


Рис. 2: . (a) “Dingle” plots for $T = 1, 2, 3, 4$ K. (b) Temperature dependence of the extracted scattering rate.

the slope, $-2\pi/\omega\tau_q$, monotonically grows with T by absolute value, marking the increase of the quantum scattering rate. Second, all data sets can be fitted to converge to a single point at $\epsilon_{ac} = 0$, indicating that the pre-factor in Eq. (1) is essentially temperature independent. Fig. 2 (b) shows quadratic temperature dependence of $1/\tau_q$ over the whole temperature range, signaling important contribution from electron-electron scattering, $1/\tau_q^{ee} \propto T^2$. We note that such a scenario was considered a few years ago [7].

This talk will further discuss relative contributions from both mechanisms, roles of electron-phonon scattering and short-range disorder, as well as more recent studies [8] of the temperature evolution of phonon- [9] and Hall field-induced resistance oscillations [10]. Taken together, our finding suggest that sensitivity to electron-electron interactions is a generic property of magnetoresistance oscillations appearing in the second order of the Dingle factor. This is in contrast to Shubnikov oscillations where the Dingle factor does not contain the $1/\tau_q^{ee} \propto T^2$ term [11].

- [1] Zudov *et al*, PRB **64**, 201311(R) (2001).
- [2] Mani *et al*, Nature **420**, 646 (2002).
- [3] Zudov *et al*, PRL **90**, 046807 (2003).
- [4] Vavilov and Aleiner, PRB **69**, 035303 (2004).
- [5] Dmitriev *et al*, PRB **71**, 115316 (2005).
- [6] Hatke *et al*, PRL **102**, 066804 (2009).

We analyze the temperature dependence by constructing Dingle plots and obtaining the quantum lifetimes τ_q . Using the data presented in Fig. 1 we extract the normalized MIRO amplitude, $\delta\rho/\epsilon_{ac}$, which, regardless of the model, is expected to scale with $\delta^2 = \exp(-2\pi\epsilon_{ac}/\omega\tau_q)$. The results for $T = 1, 2, 3, 4$ K are presented in Fig. 2 (a) as a function of ϵ_{ac} . Having observed exponential dependences over about two orders of magnitude in all data sets we make two important observations. First,

- [7] Ryzhii, Chaplik, and Suris, JETP Lett. 80, 363 (2004).
- [8] Hatke *et al*, PRL **102**, 086808 (2009); PRB **79**, 161308(R) (2009).
- [9] Zudov *et al*, PRL **86**, 3614 (2001).
- [10] Yang *et al*, PRL **89**, 076801 (2002).
- [11] Martin *et al*, PRB **68** 241309(R) (2003).

Неравновесные магнетоосцилляции транспортных коэффициентов двумерного электронного газа

Иван Дмитриев^{1,2}

¹ *Institute of Nanotechnology, Karlsruhe Institute of Technology, 76021 Karlsruhe*

² *Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе, 194021 Санкт-Петербург*

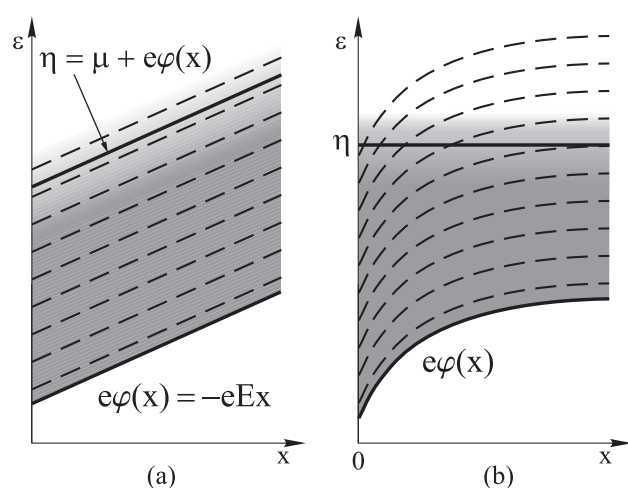


Рис. 1: Положение дна зоны проводимости $e\varphi(x)$, электрохимического потенциала $\eta(x)$ (жирные линии), и уровней Ландау (пунктирные линии) в случае однородного электрического поля (а) и неоднородного электрического поля вблизи контакта (б).

Доклад посвящен неравновесной кинетике двумерного электронного газа на высоких уровнях Ландау в условиях микроволнового облучения и/или сильного (в том числе неоднородного) электрического поля. Будет представлена теория (основанная на решении квантового кинетического уравнения в присутствии плавного и короткодействующего потенциала примесей, а также электрон-электронного и электрон-фононного взаимодействия), позволяющая в рамках единого подхода описать различные типы равновесных и неравновесных магнетоосцилляций, наблюдаемых в эксперименте. Помимо Шубниковских осцилляций, сюда относятся осцилляции магнетосопротивления, индуцированные сильным постоянным током, микроволновым облучением, и резонансным взаимодействием с тепловыми фононами, а также квантовые осцилляции коэффициента поглощения микроволн и сжимаемости электронного газа. Также будет представлена теория фотогальванических явлений в неоднородном электронном газе. Будет показано, что фотоэдс в таких неравновесных системах возникает вследствие нарушения соотношения Энштейна между проводимостью и коэффициентом диффузии.

Более подробно будут обсуждаться осцилляции магнетосопротивления под микроволновым облучением в структурах с беспорядком, включающим как короткомасштабные, так и длинномасштабные рассеиватели. Будет показано, что фотоотклик в решающей степени зависит от удельного

веса короткомасштабной компоненты потенциала беспорядка. В зависимости от деталей потенциала беспорядка, теория дает возможность выделить диапазон температур, в котором в фотоотклике доминирует один либо другой из описанных ранее механизмов магнетоосцилляций фотопроводимости. При высоких температурах квантовые поправки к проводимости экспоненциально подавлены электрон-электронным взаимодействием [1].

В недавнем эксперименте [2] на двумерных структурах с сильно асимметричной конфигурацией контактов были обнаружены магнетоосцилляции фототока и фотонапряжения, индуцированные микроволновым излучением в отсутствие приложенного постоянного напряжения. Нами показано [3], что в облученном образце квантование Ландау приводит к нарушению соотношения Эйнштейна между проводимостью и коэффициентом диффузии. При наличии встроенного электрического поля в образце (как на рис. 1b), микроволновое освещение приводит к фотогальваническому сигналу, который осциллирует с периодом, определяемым отношением частоты микроволн и циклотронной частоты, как это наблюдалось в эксперименте [2].

Также будут кратко затронуты магнетоосцилляции [4], наблюдаемые в поглощении микроволнового излучения двумерным электронным газом [5], а также нелинейный электронный транспорт на фонах на высоких уровнях Ландау (в условиях геометрических и спектральных резонансов в дозвуковой и сверхзвуковой областях)[6].

- [1] I.A. Dmitriev, M. Khodas, A.D. Mirlin, D.G. Polyakov, and M.G. Vavilov, Phys. Rev. B, **80**, 165327 (2009).
- [2] S.I. Dorozhkin, I.V. Pechenezhskiy, L.N. Pfeiffer, K.W. West, V. Umansky, K. von Klitzing, and J.H. Smet, Phys. Rev. Lett., **102**, 036602 (2009).
- [3] I.A. Dmitriev, S.I. Dorozhkin, and A.D. Mirlin, Phys. Rev. B, **80**, 125418 (2009).
- [4] I.A. Dmitriev, A.D. Mirlin, and D.G. Polyakov, Phys. Rev. Lett., **91**, 226802 (2003).
- [5] O.M. Fedorych, M. Potemski, S.A. Studenikin, J.A. Gupta, Z.R. Wasilewski, and I.A. Dmitriev, in preparation.
- [6] I.A. Dmitriev, R. Gellmann, and M.G. Vavilov, in preparation.

Non-linear transport in high mobility InGaAs structures in quantized magnetic fields

S.A. Studenikin, G. Granger, A. Kam, A. Sachrajda, and P. Poole

Institute for Microstructural Sciences, NRC, Ottawa, Canada K1A0R6

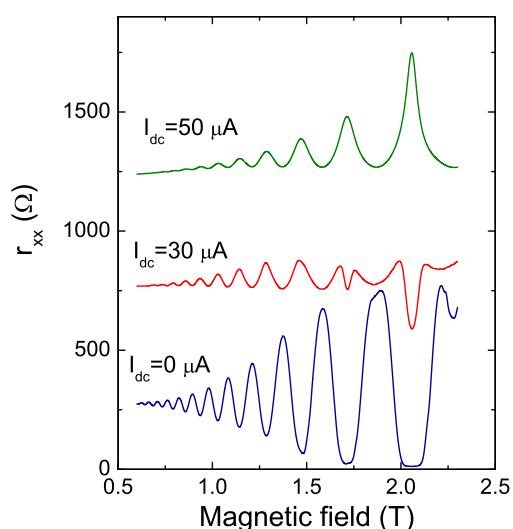


Рис. 1: Magnetic field dependence of differential resistance $r_{xx} = dV_{xx}/dI$ for different magnitudes of dc driving current I_{dc} .

Non-linear transport phenomena in high mobility 2DEG structures attract considerable current interest. The interest was ignited by the observation of microwave-induced resistance oscillations (MIROs) and zero resistance states in very high mobility samples of GaAs/AlGaAs [1,2]. These studies led to other interesting experiments, in particular, strong non-linear effects driven by dc current such as the effect of zero differential resistance and current instabilities [3]. Theoretically, it was shown that both microwave and dc driven non-linear phenomena have the same origin stemming from non-equilibrium distribution function and Landau quantization [4].

So far, the above mentioned non-linear phenomena have been studied only in high mobility 2DEGs in GaAs/AlGaAs structures. In this work we study non-linear differential resistance in quantizing magnetic fields in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ quantum well structures grown by chemical beam epitaxy. For dc transport measurements a $100\ \mu\text{m}$ wide Hall bar was prepared by standard optical lithography and wet etching. After illumination with a red LED, the 2D electron gas attained the following concentration and mobility: $5.3 \times 10^{11}\ \text{cm}^{-2}$ and $190,000\ \text{cm}^2/\text{Vs}$, correspondingly. A sum of dc and small modulating ac current was fed through one of the current contacts, and the ac voltage proportional to differential resistance, $r_{xx} = dV_{xx}/dI$, was measured between potential contacts by standard lock-in technique. Figure 1 shows three r_{xx} traces at different magnitudes of the dc current. Traces for $I_{dc}=30$ and $50\ \mu\text{A}$ are shifted vertically for clarity. All curves coincide at zero magnetic field. Regular Shubnikov-de Haas (SdH) oscillations are observed for $I_{dc}=0$.

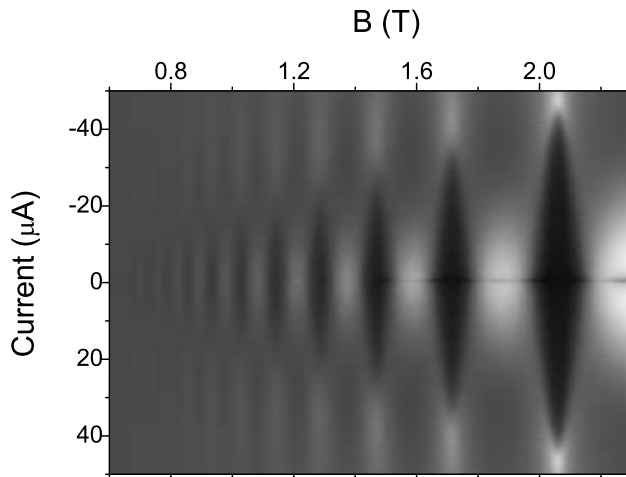


Рис. 2: Grey-scale plot of the differential resistance *vs.* *dc* current and magnetic field *B*.

behavior of r_{xx} is observed originating from either magneto-phonon resonances on acoustic phonons emitted by the 2DEG with the wave vector $k_q = 2k_F$, or Hall-effect driven resonance transitions between Landau levels [5]. In high density GaAs structures zero differential resistance and non-linear variation of r_{xx} are reported due to so-called spectral diffusion effect leading to an oscillating distribution function [3].

Figure 2 presents a grey-scale plot of the differential resistance as a function of normal magnetic field and *dc* current. Diamond-shape features are clearly observed at the SdH minima. At high *dc* currents the minima invert to maxima that is also seen in Fig. 1. Quantitative theory of the observed phenomenon in Fig.2 is not available for careful comparison. Our measurements on Hall bars of different widths show that the observed effect is governed by the energy attained by electrons in Hall field over the electron mean free path and the cyclotron energy.

We also observe spin effects which are manifested as a sharp dark line at $I_{dc}=0$ in Fig. 2 and spin "diamonds" at higher magnetic fields (not shown). We will present a detailed discussion of the observed phenomena as a function of electron concentration and mobility varied by illumination.

S.A.S. would like to thank P. Coleridge, Ch. Dharma-Wardana, and S. Vitkalov for their interest in these experiments and helpful discussions.

- [1] R.G. Mani *et al.*, Nature **420**, 646 (2002).
- [2] M.A. Zudov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 046807 (2003).
- [3] Zhang Jing Qiao *et al.*, Phys. Rev. B **80**, 045310 (2009).
- [4] I.A. Dmitriev *et al.*, Phys. Rev. B **71**, 115316 (2005).
- [5] W. Zhang *et al.*, Phys. Rev. B **75**, 041304 (2007).

Under non-zero *dc* current, SdH oscillations are strongly distorted and at $I_{dc}=50 \mu A$ fully change phase. It is evident that such behavior cannot be described by simple heating within the effective electron temperature approximation. Apparently, a non-equilibrium distribution function is important to describe this phenomenon. Note that different effects are observed in similar experiments on high mobility GaAs/AlGaAs samples [3,5]. In very high mobility samples an oscillatory

behavior of r_{xx} is observed originating from either magneto-phonon resonances on acoustic phonons emitted by the 2DEG with the wave vector $k_q = 2k_F$, or Hall-effect driven resonance transitions between Landau levels [5]. In high density GaAs structures zero differential resistance and non-linear variation of r_{xx} are reported due to so-called spectral diffusion effect leading to an oscillating distribution function [3].

Figure 2 presents a grey-scale plot of the differential resistance as a function of normal magnetic field and *dc* current. Diamond-shape features are clearly observed at the SdH minima. At high *dc* currents the minima invert to maxima that is also seen in Fig. 1. Quantitative theory of the observed phenomenon in Fig.2 is not available for careful comparison. Our measurements on Hall bars of different widths show that the observed effect is governed by the energy attained by electrons in Hall field over the electron mean free path and the cyclotron energy.

We also observe spin effects which are manifested as a sharp dark line at $I_{dc}=0$ in Fig. 2 and spin "diamonds" at higher magnetic fields (not shown). We will present a detailed discussion of the observed phenomena as a function of electron concentration and mobility varied by illumination.

S.A.S. would like to thank P. Coleridge, Ch. Dharma-Wardana, and S. Vitkalov for their interest in these experiments and helpful discussions.

- [1] R.G. Mani *et al.*, Nature **420**, 646 (2002).
- [2] M.A. Zudov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 046807 (2003).
- [3] Zhang Jing Qiao *et al.*, Phys. Rev. B **80**, 045310 (2009).
- [4] I.A. Dmitriev *et al.*, Phys. Rev. B **71**, 115316 (2005).
- [5] W. Zhang *et al.*, Phys. Rev. B **75**, 041304 (2007).

Нелинейный транспорт в GaAs квантовых ямах при больших факторах заполнения

А.А. Быков

Институт физики полупроводников Сибирского отд. РАН, пр. Академика Лаврентьева 13, Новосибирск, 630090 Россия

Интерес к исследованию нелинейных свойств низкоразмерных электронных систем обусловлен, с одной стороны, их фундаментальной значимостью, а с другой — возможным практическим применением в нанoeлектронике. В последнее десятилетие в GaAs/AlGaAs гетероструктурах с ультравысокой электронной подвижностью и низкой концентрацией были открыты такие яркие нелинейные явления, как индуцированные микроволновым излучением гигантские осцилляции магнетосопротивления и туннелирование Зинера между уровнями Ландау при больших факторах заполнения [1,2]. Многие аспекты этих явлений остаются до сих пор дискуссионными и требуют дальнейшего изучения, а также расширения круга электронных систем в которых они проявляются.

В докладе представлены результаты экспериментальных исследований нелинейных явлений, возникающих в селективно-легированных GaAs квантовых ямах с высокой электронной плотностью и средней подвижностью в скрещенных электрическом и магнитном полях. Показано, что в изучаемых системах при больших факторах заполнения под действием постоянного электрического поля возникает отрицательное магнетосопротивление [3], а также состояние с нулевым дифференциальным сопротивлением [4]. Обнаружено, что в GaAs квантовых ямах с двумя заполненными уровнями размерного квантования под действием микроволнового излучения возникают осцилляции магнетосопротивления с двумя периодами [5], а под действием постоянного электрического поля происходит инверсия магнетомежподзонных осцилляций [6]. Полученные экспериментальные результаты анализируются в терминах неравновесной функции распределения электронов по энергии [7,8]

- [1] M.A. Zudov, *et al.*, Phys. Rev. B, **64**, 201311(R) (2001).
- [2] C.L. Yang, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **89**, 076801 (2002).
- [3] A.A. Bykov, *et al.*, JETP Lett., **81**, 406 (2005).
- [4] A.A. Bykov, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **99**, 116801 (2007).
- [5] A.A. Bykov, *et al.*, JETP Lett., **87**, 477 (2008).
- [6] A.A. Bykov, JETP Lett., **88**, 64 (2008).
- [7] S.I. Dorozhkin, JETP Lett., **77**, 577 (2003).
- [8] I.A. Dmitriev *et al.*, Phys. Rev. B, **71**, 115316 (2005).

Проводимость и энергетические состояния цепочечных структур

С.В. Зайцев-Зотов

¹ *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
125009 Москва, Моховая 11, стр. 7*

На протяжении многих лет полимеры и квазиодномерные проводники с волнами зарядовой и спиновой плотности оставались единственными материалами имевшими цепочечную структуру, и, следовательно, обладавшими близким к одномерному энергетическим спектром электронов. В последнее десятилетие появился и начал активно изучаться новый класс материалов с квазиодномерным электронным спектром. Это поверхностные цепочечные атомные структуры. Такие структуры можно создавать на поверхности полупроводников, и они являются двумерными объектами, т.е. занимают промежуточное положение между трехмерными квазиодномерными проводниками и «одномерными» полимерами. В настоящем докладе рассмотрены основные свойства перечисленных выше цепочечных структур.

Основные свойства квазиодномерных проводников хорошо изучены. Наиболее интересными являются эффекты, обусловленные возникновением в этих материалах коллективного состояния — волны зарядовой [1] или спиновой плотности [2]. Существование коллективного состояния приводит к появлению низкочастотной проницаемости до величин порядка 10^9 . При приложении электрического поля больше порогового E_T (типичные значения $E_T \sim 0.01 \div 1$ В/см) волны плотности могут скользить вдоль кристалла, перенося электрический ток. По существующим представлениям, в качестве носителей тока могут выступать также и коллективные возбуждения волны плотности — амплитудные или зарядовые солитоны, однако надежных доказательств их существования до сих пор не получено.

Что касается энергетической структуры квазиодномерных проводников, то она пока еще сравнительно мало изучена. Исследование спектров фотопроводимости [3] показало, что край фундаментального поглощения в квазиодномерных проводниках может быть сравнительно резким, что является признаком малости одномерных флуктуаций. Также были обнаружены состояния внутри и на краю запрещенной зоны. Более того, оказалось, что по крайней мере некоторые из этих состояний зависят от электрического поля, что указывает на их связь с волной зарядовой плотности. Пиков, которые можно было бы приписать солитонным состояниям, в оптических спектрах и спектрах фотопроводимости квазиодномерных проводников до настоящего времени обнаружить не удалось.

При уменьшении поперечных размеров квазиодномерных проводников происходит постепенный переход к одномерному поведению, проявляющийся в появлении степенных зависимостей проводимости от температуры и электрического поля [4], ожидающихся для одномерных систем с примесями [5].

Коллективный механизм проводимости, аналогичный скольжению волны плотности, неизвестен для полимеров. В полиацетилене наблюдается простейший случай спин-зарядового разделения, присущий одномерным системам: носителями заряда являются солитоны — топологические возбуждения, переносящие заряд, но имеющие нулевой спин [6]. Переходы между электронными состояниями, обусловленными наличием солитонов, видны в оптических спектрах. Проводимость одиночных полимерных цепочек описывается различными зависимостями, от прыжковой до степенной [7].

В поверхностных цепочных структурах наблюдается фазовый переход, сопровождающийся резким падением проводимости при охлаждении и связываемый с образованием волны зарядовой плотности [8]. В таких структурах обнаружено спин-зарядовое разделение [9] и солитоны [10].

Наряду с упорядоченными атомными цепочками, на поверхности полупроводников можно создавать и одиночные цепочки и исследовать их свойства. В отличие от полимерных цепочек, такие цепочки обладают дальним порядком. На краях таких одиночных цепочек возникают краевые состояния [11], а при протекании через них электрического тока можно ожидать генерацию высокочастотных колебаний [12].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 09-02-12192-офи-м и 10-02-01079-а).

- [1] G. Grüner, Rev. Mod. Phys., **60**, 1129 (1988).
- [2] G. Grüner, Rev. Mod. Phys., **66**, 1 (1994).
- [3] В.Ф. Насретдинова, С.В. Зайцев-Зотов, Письма в ЖЭТФ, **89**, 607 (2009)
- [4] С.В. Зайцев-Зотов, Письма в ЖЭТФ, **80**, 503 (2004).
- [5] C. L. Kane and Matthew P. A. Fisher, Phys. Rev. Lett. **68**, 1220 (1992).
- [6] A.J. Heeger *et al.*, Rev. Mod. Phys., **60**, 781 (1988).
- [7] A.N. Aleshin, Adv. Mat., **18**, 17 (2005).
- [8] T. Tanikawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 016801 (2004).
- [9] P. Segovia *et al.*, Nature, **402**, 504 (1999).
- [10] H. Morikawa, I. Matsuda, Sh. Hasegawa, Phys. Rev. B **70**, 085412 (2004)
- [11] J.N. Crain and D.T. Pierce, Science, **307**, 703 (2005).
- [12] S.N. Artemenko, S.V. Remizov, D.S. Shapiro, Письма ЖЭТФ, **87**, 792 (2008).

Термодинамическая спиновая намагниченность двумерной электронной системы

А.Ю. Кунцевич¹, М. Резников², Н. Тенех², В.М. Пудалов¹

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр. 53

² Department of Physics and Solid State Institute, Technion, 3200, Haifa, Israel

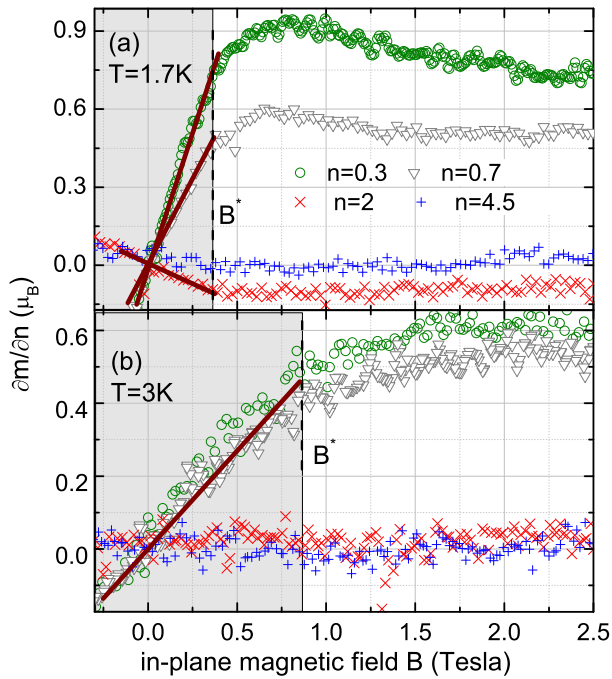


Рис. 1: Примеры измеряемых кривых при различных температурах (а - 1.5 К; б - 3 К). Электронные плотности в единицах 10^{11} см^{-2} обозначены цветом на рисунке а).

имчивость χ , подобно тому как это делалось в работах [1,2]. В отличие от [1,2] высокие температуры и, как следствие, низкоомные контакты позволили проводить измерения начиная с концентраций $n = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, то есть из диэлектрической области. Это, в свою очередь позволило проинтегрировать $\partial\mu/\partial B_{||}$ от $n = 0$. Были получены следующие результаты:

1. χ не зависит от $B_{||}$, в полях, меньших $B^* \propto T$, B^* в пределах точности измерений не зависит от концентрации электронов (см. Рис. 1).

В работе сообщается об измерениях термодинамической спиновой восприимчивости χ двумерной системы в чистых (100) Si-МДП структурах (пиковая подвижность $(2 \div 3) \text{ м}^2/\text{Вс}$ при температуре 4.2 К) при температурах $1.7 \div 13 \text{ К}$ в магнитных полях $0 \div 4 \text{ Тесла}$. Метод измерения заключается в следующем: при постоянном напряжении затвор — 2D газ, модуляция внешнего параметра (в нашем случае это магнитное поле параллельное 2D плоскости) ведет к перезарядке затвора. Ток перезарядки можно выразить через соотношения Максвелла $\partial\mu/\partial B_{||} = -\partial M_{||}/\partial n$. Примеры экспериментальных данных показаны на рис. 1. Интегрируя $\partial M_{||}/\partial n$ по концентрации n , можно определить полный момент $M_{||}$ и воспри-

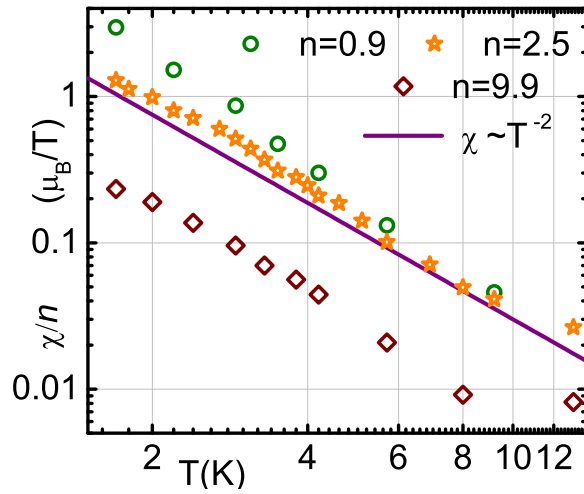


Рис. 2: Температурные зависимости восприимчивости на один электрон при различных концентрациях. Электронные плотности в единицах 10^{11} см^{-2} обозначены цветом. Линия — зависимость $\chi \propto 1/T^2$, приведённая для сравнения.

результатом существования в системе локализованных состояний, которые не проявляются в транспорте на временах порядка пс, но проявляются в термодинамике. Более подробно результаты описаны в работе [5].

2. χ в нулевом поле в 40 раз превышает паулиевскую восприимчивость при самых низких температурах (1.5 К) и спадает с температурой как $\propto T^{-\alpha}$ (где $\alpha = 2.2 \div 2.6$), в том числе и при больших плотностях (см Рис. 2).

3. При низких температурах в полях $B_{\parallel} > 2 \text{ Т}$, измеренная восприимчивость согласуется с результатами предыдущих транспортных и термодинамических измерений [1-4].

Полученная полевая и температурная зависимости восприимчивости не согласуются с фермижидкостными представлениями о 2D системе, что является, по видимому,

- [1] O. Prus, *et al.*, Phys. Rev. B, **67**, 205407 (2003).
- [2] A.A. Shashkin, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **96**, 036403 (2006)
- [3] V.M. Pudalov, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **88**, 196404 (2002).
- [4] A.A. Shashkin, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **87**, 86801 (2001).
- [5] N. Tenen, *et al.*, arxiv:0910.5724 (2009).

Стабильность квантового холловского состояния в двойной квантовой точке

А.А. Васильченко

*Кубанский государственный технологический университет, 350072,
Краснодар, ул. Московская, 2*

Используется теория функционала плотности для изучения электронных свойств двух вертикально-связанных двумерных квантовых точек в перпендикулярном магнитном поле.

Для двух *одинаковых* квантовых точек полная энергия двумерных электронов запишется в следующем виде (используется атомная система единиц)

$$E = T + 2 \int V(r)n(r) d\mathbf{r} + \int [2\mathcal{E}_x(n) + V_c(r, 0) + V_c(r, d)]n(r) d\mathbf{r} - \sum_m \int [2\mathcal{E}_x(n_m) + V_{c,m}(r, 0) + V_{c,m}(r, d)]n_m(r) d\mathbf{r} + \Delta N_a, \quad (1)$$

где T — кинетическая энергия невзаимодействующих электронов в магнитном поле B , которое задается векторным потенциалом $\mathbf{A} = B(-y/2, x/2, 0)$, Δ — величина туннельной щели, N_a — число электронов в подзоне антисимметричного состояния.

$$V_c(r, d) = 2 \int \frac{n(r') d\mathbf{r}'}{\sqrt{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2 + d^2}}, \quad V_{c,m}(r, d) = 2 \int \frac{n_m(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'}{\sqrt{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2 + d^2}},$$

d — расстояние между квантовыми точками.

В выражении (1) исключается самодействие электронов, а для учета многочастичных эффектов используется только обменная энергия, которая берется в приближении локальной плотности. Для спин-поляризованных электронов обменная энергия на один электрон имеет вид $\mathcal{E}_x(n) = \alpha n(r)$, где $\alpha = -\sqrt{2\pi}L$, L — магнитная длина.

Для магнитных полей, при которых занят только нижний спиновый уровень Ландау, из выражения (1) получаем уравнения Кона-Шэма

$$\left[-\frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{r^2}{4L^4} + \frac{m^2}{r^2} - \frac{m}{L^2} + V_{eff}(r) \right] \psi_m(r) = E_m \psi_m(r)$$

с эффективным одночастичным потенциалом:

$$V_{eff}(r) = V(r) + V_c(r, 0) + V_c(r, d) - V_{c,m}(r, 0) - V_{c,m}(r, d) + 2\alpha[n(r) - n_m(r)],$$

где $n_m(r) = |\psi_m(r)|^2/2$, $n(r) = \sum_{\text{occ } m} n_m(r)$, m — угловой момент электрона. Здесь в качестве внешнего потенциала $V(r)$ взят параболический удерживающий потенциал $V(r) = \omega_0^2 r^2/4$.

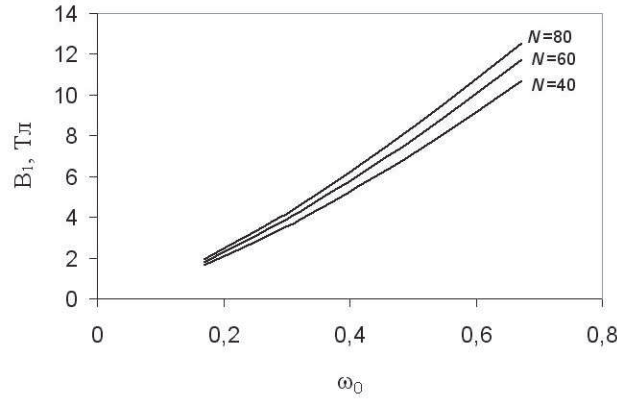


Рис. 1: Переход из состояния с конфигурацией электронов $(0, 1, \dots, N - 1)$ в состояние с конфигурацией $(1, 2, \dots, N)$ при $d = 1$.

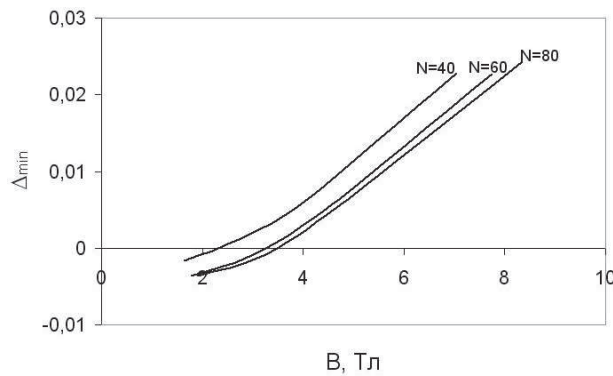


Рис. 2: Зависимость величины минимальной туннельной щели от магнитного поля ($d = 1$).

Система нелинейных уравнений Кона-Шэма для N двумерных электронов была решена численно. В случае одинаковых квантовых точек уравнение Шредингера решалось для электронов находящихся в одной квантовой точке.

В квантовом холловском состоянии (КХС) при $\nu = 1$ все электроны занимают только уровень энергии симметричного состояния и имеют минимальный полный угловой момент $M = N(N - 1)/2$, при этом все электроны в пространстве углового момента имеют конфигурацию $(0, 1, \dots, N - 1)$. Изучался переход из этого состояния в состояние с большим угловым моментом при больших величинах Δ (переход из КХС для сильно связанных квантовых точек). Кривые $B_1(\omega_0)$ на рис. 1 показывают структурный переход $(0, 1, \dots, N - 1) \rightarrow (1, 2, \dots, N)$, который близок к переходу из состояния с $\nu = 1$ в состояние с $\nu < 1$.

Результаты вычислений приведены на рис. 2. Видно, что при небольших магнитных полях (низких плотностях электронов) КХС является энергетически выгодным при любых значениях Δ . Отметим, что переход из КХС всегда происходит в состояние с $N_a = 1$, а при дальнейшем увеличении B значение N_a увеличивается. Подобное поведение системы в макроскопическом пределе приведет к возникновению холловского плато при низких плотностях электронов в структуре с нулевой туннельной щелью [1].

Далее вблизи кривой $B_1(\omega_0)$ (при $B < B_1$) находилась минимальная величина туннельной щели, при которой КХС с $\nu = 1$ является стабильным.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и администрации Краснодарского края (проекты № 09-02-96508 и № 09-02-96518)

[1] M. Kellogg *et al.*, Phys. Rev. Lett., **93**, 36801 (2004).

Размерное квантование дираковских 2D фермионов

В.А. Волков, В.В. Еналдиев, И.В. Загороднев

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, Моховая, 11, корп.7

В связи с открытием графена стали актуальными исследования 2D фермионов, обладающих в каком-то приближении ультрарелятивистским энергетическим спектром. Квантовая динамика таких безмассовых фермионов, часто называемых дираковскими, описывается уравнениями Вейля–Дирака или (в графене) их двухдолинным обобщением. Графен является полуметаллом, поэтому интенсивно обсуждаемые в последнее время перспективы его использования в наноэлектронике связаны с индуцированием запрещенной зоны в актуальных графеновых системах за счет латерального ограничения и связанного с ним размерного квантования квазиимпульса и энергии дираковских электронов. К примеру, наиболее обсуждаемой системой для создания полевого транзистора является графеновая нанополоса ("nanoribbon"). В докладе проанализированы особенности поведения дираковских фермионов разного типа в 2D системе, имеющей конечные латеральные размеры. Особое внимание уделено энергетическому спектру дираковских 2D электронов в образце, имеющем форму полуплоскости, полосы, квантовой точки и "квантовой антиточки".

Для описания размерного квантования необходимо знать поведение эффективной (огибающей) многокомпонентной волновой функции дираковского электрона вблизи латерального края образца. Найден общий класс краевых условий, которые описывают влияние непроницаемого края системы на огибающие функции. Эти условия отличаются от нулевых и накладывают линейную связь на компоненты спинора, составленного из огибающих функций. Проанализированы значения, количество и физический смысл краевых параметров, входящие в граничные условия. В пренебрежении междолинным взаимодействием эти условия резко упрощаются и зависят только от одного действительного параметра, но в общем случае количество параметров возрастает до трех. Сравняются два случая: истинный дираковский фермион и псевдодираковский электрон в графене. Результаты коррелируют лишь в пренебрежении междолинным рассеянием на краю графена. В общем виде найдено дисперсионное уравнение для определения спектра краевых состояний (состояний Тамма–Дирака) в полубесконечном образце графена с учетом междолинных процессов, проведен анализ ряда частных решений этого уравнения. Показано, что вблизи линейного края полубесконечной системы локализованы две ветви краевых состояний Тамма–Дирака, и найдена их дисперсия. В графеновой нанополосе с

неэквивалентными краями 1D размерные подзоны расщеплены по номеру долины из-за долин-орбитального взаимодействия. В антиточке, имеющей форму дыры в графене, краевые состояния квантуются и образуют серию дискретных квазистационарных состояний, нумеруемых орбитальным квантовым числом. В этом смысле антиточка является квантовой.

Topologically protected metallic state of 2D Dirac fermions: graphene and topological insulators

I.V. Gornyi

Institut für Nanotechnologie, Forschungszentrum Karlsruhe, 76021 Karlsruhe, Germany

I will review recent advances in the study of disordered Dirac fermions in graphene as well as in topological insulators with a strong spin-orbit interaction (HgTe/HgCdTe and BiSb). I will address the mechanisms responsible for the absence of localization in these systems which lead to the formation of topologically protected metallic states [1,2]. In particular, I will discuss a novel critical state [2] which is predicted to emerge in a 2D system due to the interplay of nontrivial topology and the Coulomb interaction between Dirac fermions.

- [1] P.M. Ostrovsky, I.V. Gornyi, and A.D. Mirlin, Phys. Rev. B, **74**, 235443 (2006); Phys. Rev. Lett., **98**, 256801 (2007); Euro. Phys. J.: Special Topics, **148**(1), 63 (2007); Phys. Rev. B, **77**, 195430 (2008).
- [2] P.M. Ostrovsky, I.V. Gornyi, and A.D. Mirlin, preprint LANL arXiv:0910.1338 (2009).

Aharonov-Bohm conductance through a single-channel quantum ring: novel type of interaction-induced oscillations

A.P. Dmitriev¹, I.V. Gornyi^{1,2}, V.Yu.Kachorovskii¹, D.G.Polyakov²

¹*A.F.Ioffe Physico-Technical Institute, 194021 St.Petersburg, Russia*

²*Institut für Nanotechnologie, Karlsruhe Institute of Technology, 76021 Karlsruhe, Germany*

A major focus of interest in nanophysics has been quantum interference effects on one hand and charge-quantization effects on the other, both of which become more prominent with decreasing dimensionality and size of the device. The prime device for specifically probing the interference of electrons is a quantum ring connected to the leads. The conductance of the ring $G(\Phi)$ exhibits the Aharonov-Bohm (AB) effect, i.e., changes periodically with the magnetic flux Φ threading the ring—with a period $\Phi_0 = hc/e$ —entirely due to the interference of electron trajectories winding around the hole.

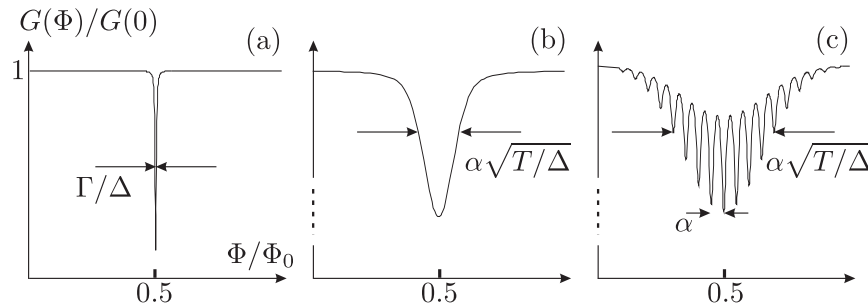


Рис. 1: Schematic evolution of $G(\Phi)$ with increasing interaction strength. (a) $\alpha \ll (\Gamma^2/\Delta T)^{1/2}$: a single deep antiresonance at half-integer flux through the ring; (b) $(\Gamma^2/\Delta T)^{1/2} \ll \alpha \ll \Gamma T/\Delta^2$: suppression of the antiresonance; (c) $\alpha \gg \Gamma T/\Delta^2$: breaking up of the antiresonance into “persistent-current blockade” oscillations.

In this talk we discuss the AB conductance of a *single-channel* ring weakly coupled by tunneling contacts to the leads. We demonstrate that the basic physics of this deceptively simple setup is essentially non-trivial due to electron-electron interaction.

Throughout the talk we focus on the high-temperature regime,

$$T \gg \Delta \gg \Gamma, \tag{1}$$

where Δ is the level spacing inside the ring, Γ is the tunneling rate. Our findings are summarized in Fig. 1. The evolution of $G(\Phi)$ with increasing interaction constant α is governed by two effects specific to the single-channel setup: (i) the destructive interference at $\Phi = \Phi_0/2$, inherited from the noninteracting problem

[1,2], and (ii) a peculiar type of interaction of electrons with the circular current inside the ring, which dramatically changes the *shape* of the interference pattern. The interplay of (i) and (ii) manifests itself already in an isolated ring. The interaction with the persistent current J (quantized due to charge quantization) leads to a shift $\delta\Phi_J \propto \alpha J$ of the effective flux acting on electrons. This results in the interference-induced blocking of the tunneling current through the ring for specific values of Φ determined by the quantized values of J . We call this phenomenon Persistent-Current Blockade (PCB). In a tunnel-coupled ring, the circular current J is no longer strictly conserved. Its dynamics ("zero-mode fluctuations") is responsible for both the peculiar shape of $G(\Phi)$ and the AB dephasing. The *novel* type of interaction-induced oscillations of $G(\Phi)$ that we predict (Fig. 1c)—with a distance between minima controlled by α —arises as a series of the PCB antiresonances, each of which corresponds to one of the quantized values of J . The PCB oscillations—in contrast to the Coulomb-blockade oscillations—survive thermal averaging at large T and are only suppressed by dephasing. We demonstrate that the dominant mechanism of dephasing in a single-channel ring is provided by thermal fluctuations of the circular current (which translates into fluctuations of $\delta\Phi_J$). Our main result for the dephasing rate is

$$\gamma_\varphi = 4\Gamma T/\Delta . \quad (2)$$

The dephasing is strongly affected by quantization of charge inside the ring: γ_φ is seen to vanish for $\Gamma \rightarrow 0$. Another remarkable feature of γ_φ is that it does not depend on the interaction strength. We stress that this zero-mode dephasing is qualitatively different from dephasing in the much better studied electronic Mach-Zehnder interferometer [3], where for nonchiral arms the dephasing rate is given by the single-particle decay rate in a homogeneous Luttinger liquid ($\sim \alpha^2 T$ for spinless electrons).

To summarize, we have demonstrated that e-e interactions lead to profound and unusual effects in transport through a single-channel quantum ring interferometer tunnel-coupled to the leads. We have shown that the AB conductance $G(\Phi)$ exhibits a series of sharp resonances broadened by dephasing, the distance between which is controlled by the interaction strength. We have calculated the main contribution to the dephasing rate, which is due to tunneling-induced fluctuations of the circular current inside the ring.

The work was supported by the DFG/CFN, the EUROHORCS/ESF EURYI Award, GIF Grant No. 965, the RFBR, Programs of the RAS, the Dynasty Foundation, and Rosnauka Grant 02.740.11.5072.

- [1] M. Büttiker, Y. Imry, and M.Ya. Azbel, Phys. Rev. A **30**, 1982 (1984).
- [2] Y. Gefen, Y. Imry, and M.Ya. Azbel, Phys. Rev. Lett. **52**, 139 (1984).
- [3] Y. Ji *et al.*, Nature **422**, 415 (2003).

Kinetic theory of nonequilibrium Luttinger liquids

D.A. Bagrets¹, I.V. Gornyi^{1,2}, D.G. Polyakov¹

¹*Institut für Nanotechnologie, Forschungszentrum Karlsruhe, 76021 Karlsruhe, Germany*

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

I will outline recent progress in our understanding of the nonequilibrium properties of strongly correlated single-channel quantum wires, with emphasis on the Luttinger liquid model. Typical examples of the systems to which our theory applies are semiconductor nanowires or carbon nanotubes driven out of equilibrium by a finite bias voltage.

In stark contrast to Fermi liquids in higher dimensions, a homogeneous Luttinger liquid is completely integrable—in terms of bosonic excitations—and as such exhibits no relaxation to equilibrium. Relaxation of an excited state in a Luttinger liquid is thus only possible in the presence of inhomogeneities.

We formulate a kinetic-theory framework [1] to study inhomogeneous Luttinger liquids. In particular, we derive kinetic equations for electron and plasmon distribution functions in the presence of impurities and calculate the equilibration rate γ_E . Remarkably, for not too low temperature and bias voltage, γ_E is given by the elastic backscattering rate γ : the ratio $\gamma_E/\gamma \sim 1$ is independent of the strength of electron-electron interaction, temperature, and bias.

[1] D.A. Bagrets, I.V. Gornyi, and D.G. Polyakov, Phys. Rev. B **80**, 113403 (2009).

Двумерный полуметалл и топологический изолятор в HgTe квантовых ямах

З.Д. Квон

ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13

В докладе обсуждаются свойства двух новых разновидностей двумерных электронных систем (ДЭС), обнаруженных недавно в квантовых ямах на основе теллурида ртути (HgTe) — двумерного полуметалла [1,2] и топологического изолятора [3,4]. Первая часть доклада посвящена двумерному полуметаллу (ДП). Он реализуется в квантовых ямах (КЯ), имеющих инверсный энергетический спектр и ограниченных поверхностями пониженной симметрии. На основе анализа энергетического спектра объемного теллурида ртути показывается, что существование ДП в таких ямах является следствием того, что энергетический спектр HgTe зависит принципиальным образом от направления волнового вектора \mathbf{k} : вдоль [100] не наблюдается никакого перекрытия зон, тогда как вдоль направлений типа [110] и [111] потолки валентной зоны лежат выше дна зоны проводимости, расположенного в центре зоны Бриллюэна (ЗБ). Это позволяет предположить, что в квантовых ямах с инверсной зонной структурой, выращенных в направлениях, отличных от [100] велика вероятность того, что размерное квантование, приводя к возникновению щели при $\mathbf{k} = 0$, не удалит перекрытия зон. В результате это должно привести к возникновению двумерного полуметалла, подобного классическим трехмерным полуметаллам, таких как Bi, Sb или графит, и, как следствие, к одновременному существованию двумерных электронов (ДЭ) и дырок (ДД). Эксперименты с HgTe КЯ толщиной $18 \div 21$ нм, имеющих поверхности (013) и (112) и энергетический спектр которых носит ярко выраженный инверсионный характер, подтверждают указанное предположение. Наиболее ярким и убедительным аргументом в пользу существования ДП в таких ямах является наблюдение не зависящего от температуры знакопеременного эффекта Холла, существующего как раз из-за одновременного вклада в формирование холловского сигнала электронов и дырок. Наряду со знакопеременным эффектом Холла возникает также большое положительное магнитосопротивление, при чем оба явления хорошо описываются классической моделью двух групп носителей заряда разных знаков. Это позволяет определить как концентрацию ДЭ и ДД, так и их подвижность. Для нелегированных КЯ с ориентацией (013) получаем: $N_s = (4 \div 6) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, а их подвижность $\mu_n = (4 \div 6) \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$; $P_s = (0.7 \div 1.5) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, подвижность $\mu_p = (5 \div 7) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{Вс}$; для таких же ям с (112) ориентацией: $N_s = (4 \div 6) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, а их подвижность $\mu_n = (4 \div 5) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{Вс}$; $P_s = (0.5 \div 1.0) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, подвижность $\mu_p = (5 \div 7) \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Затем

кратко излагается технология изготовления полевого транзистора на основе HgTe квантовых ям, позволяющего простым изменением затворного напряжения реализовать переход двумерный электронный металл – ДП – двумерный дырочный металл. Основной особенностью такой технологии является использование низких (всего около 100 °С) температур для выращивания подзатворного диэлектрика, состоящего из 100 нм слоя SiO₂ и 200 нм слоя SiN₃. Использование описанного транзистора позволило обнаружить целый ряд новых эффектов в процессах рассеяния в ДП: 1) скачок электронной подвижности при переходе электронный металл – ДП, возникающий в результате экранировки дырками примесного рассеяния электронов, 2) аномальный рост проводимости двумерного полуметалла с понижением температуры, обусловленный рассеянием двумерных электронов на более тяжелых двумерных дырках. Указанный рост является, по-видимому, первым прямым наблюдением существенного влияния межчастичного рассеяния на сопротивление металлов. Интересные свойства ДП наблюдаются в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ). В частности, в точке равенства концентраций ДЭ и ДД и вблизи нее обнаружено подавление эффектов локализации в ДП в сильном магнитном поле, вызванного принципиально иной структурой токовых состояний в двухкомпонентной двумерной электронной системе, чем в обычной однокомпонентной ДЭС. Наиболее интригующим результатом экспериментов с ДП в магнитном поле является поведение его емкостного отклика, указывающего на существование экситонного изолятора в точке равенства концентраций ДЭ и ДД и вблизи нее. Вторая часть доклада посвящена так называемому топологическому изолятору (ТИ). Этот термин появился недавно и под ним подразумевается разделение локализованных и делокализованных электронных состояний, возникающего при переходе от пространства большей размерности к пространству меньшей размерности в одной и той же системе конечных размеров. Фактически, для 3D системы это переход объем – поверхность, а для 2D системы это переход двумерный слой – край. С точки зрения вышесказанного классическим ТИ является ДЭС в режиме квантового Холла, когда в объеме все состояния локализованы, а перенос заряда идет по краевым токовым состояниям. Бум последних нескольких лет, связанный с ТИ, вызван возможностью реализовать его в отличие от КЭХ–ТИ, в отсутствие магнитного поля. Она экспериментально реализуется как раз в КЯ на основе HgTe, имеющих инверсную зонную структуру, но толщина которых близка к критической толщине КЯ ($d_c = 6.3$ нм для (100) КЯ), при которой происходит переход от прямой зонной структуры к инверсной. Дан критический анализ первых экспериментов, претендующих на наблюдение описанного ТИ.

- [1] З.Д. Квон *и др.*, Письма в ЖЭТФ, **87**, 588 (2008).
- [2] Е.Б. Ольшанецкий *и др.*, Письма в ЖЭТФ, **89**, 338 (2009).
- [3] M. Konig, *et al.*, Science, **318**, 766 (2007).
- [4] A. Roth, *et al.*, Science, **318**, 766 (2007).

Спиновые расщепления в инвертированном зонном спектре квантовой ямы n-HgTe/CdHgTe

М.В. Якунин¹, С.М. Подгорных¹, С.А. Дворецкий², Н.Н. Михайлов²

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

²Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13

Свойство твердого раствора $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ изменять вид энергетической структуры от инверсного через бесщелевое состояние к прямозонному при изменении молярного содержания CdTe приводит к уникальной зонной структуре квантовых ям в гетеросистеме $\text{HgTe}/\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Здесь инверсия зон происходит с ростом ширины ямы за счет размерного квантования, так что при ширине больше критической $d_w > d_c = 6.3$ нм край зоны проводимости формируется p -состояниями зоны Γ_8 , которая в традиционных полупроводниках есть валентная зона [1].

Мы представляем результаты исследований квантового магнитотранспорта в перпендикулярном и наклонных магнитных полях в квантовой яме $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{HgTe}/\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ шириной 20.3 нм, с обеих сторон легированной индием на расстоянии спейсеров примерно по 10 нм. В перпендикулярном магнитном поле спецификой полученной структуры квантового эффекта Холла (КЭХ) является то, что особенности с нечетными величинами фактора заполнения магнитных уровней ν выражены сильнее, чем для четных. Это означает, что спиновые щели в данном образце больше половины циклотронных, то есть больше щелей между ближайшими спиновыми подуровнями соседних уровней Ландау, и приводит к условию для эффективного g -фактора: $g^* > 42$ (использовалась полученная из циклотронного резонанса эффективная масса $m^*/m_0 = 0.024$ для плотности электронного газа в образце $1.5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ [2]). Сопоставляя величины поля, в котором начинаются осцилляции магнитосопротивления (МС), и поля, где начинаются их расщепления, получаем $|g^*| = 58$. Из активационного анализа температурных изменений МС в минимумах с нечетными ν получаем $|g^*| = 51$, а с четными $\nu - m^*/m_0 = 0.024$, близко к результатам [2]. В наклонных магнитных полях ярко проявляется эффект совпадения магнитных уровней. На месте минимума для $\nu = 2$ формируется острый пик, максимум которого лежит на том же луче, где находятся и максимумы на местах других четных минимумов (рис.1). Из угла наклона этого луча определена величина $|g^*| = 33$, которая меньше предыдущей. Еще меньшая величина $|g^*| = 8$ получается из активационного анализа зависимости МС от параллельной слоям компоненты поля $B_{||}$ при фиксированном

$\nu = 2$. Эти результаты указывает на гигантскую анизотропию g -фактора в зоне проводимости Γ_8 двумерного HgTe. Если представить g -фактор состоящим из двух компонент, перпендикулярной и параллельной слою, то получим $g_{\perp}/g_{\parallel} \approx 5$. При увеличении плотности электронного газа примерно на четверть, что достигается за счет эффекта остаточной фотопроводимости после ИК подсветки, максимумы совпадений смещаются в большие поля примерно вдоль тех же лучей.

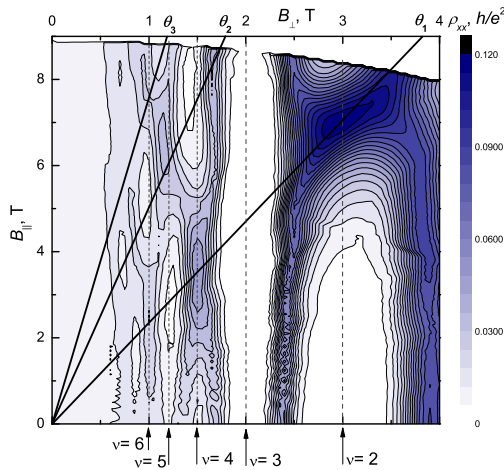


Рис. 1: Продольное МС как функция двух переменных: $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel})$.

исследований квантового магнитотранспорта в традиционных гетеросистемах p -типа, где валентная зона также является зоной Γ_8 , было найдено, что спиновые расщепления существенно слабее увеличиваются (либо не меняются вовсе) с наклоном поля [3].

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проекты 08-02-00222, 09-02-96518.

- [1] M. Konig, *et al.*, J. Phys. Soc. Japan, **77**, 031007 (2008).
- [2] Ze-Don Kvon, *et al.*, Physica E, **40**, 1885 (2008).
- [3] R.W. Martin, *et al.*, Phys. Rev. B, **42**, 9237 (1990); R.J. Warburton, *et al.*, Semicond. Sci. Technol, **6**, 359 (1991); N.A. Gorodilov, *et al.*, JETP Lett., **56**, 394 (1992).

Таким образом, экспериментальные результаты указывают на то, что модель совпадений в наклонных полях дает качественно адекватные результаты, однако имеют место существенные разногласия между величинами g -фактора, полученными из измерений в чисто перпендикулярном поле и при добавлении компоненты поля, параллельной слоям. Последнее, вероятно, связано со спецификой зоны проводимости в данной системе, обусловленной ее природой — тем, что это ветвь зоны Γ_8 , а не зона Γ_6 , как в традиционных полупроводниках. Действительно, из исследований

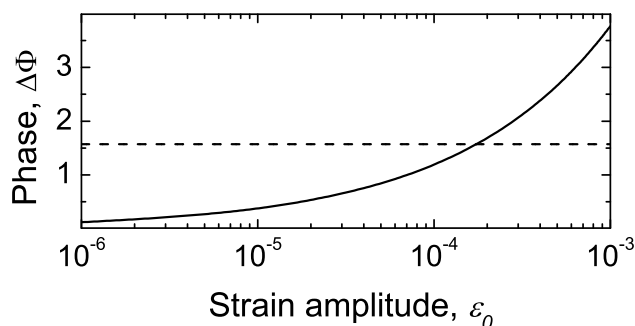
Взаимодействие акустических солитонов с локализованными носителями заряда в полупроводниках

И.В. Рожанский¹, М.Б. Лифшиц^{1,2}, С.А. Тарасенко¹, Н.С. Аверкиев¹

¹ Физико-Технический институт им. А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26

² Universite Montpellier II, Montpellier, CEDEX 5, France

Явления, обусловленные упругой деформацией, чрезвычайно эффективны при изучении фундаментальных свойств полупроводников и полупроводниковых наноструктур. Они несут информацию о симметрии системы, зонной структуре, величине спин-орбитального взаимодействия и т.д. В последнее десятилетие появилась возможность исследовать явления, связанные с упругой деформацией, на малом временном масштабе порядка пикосекунд. Такие эффекты изучаются с помощью уединенных акустических волн (акустических солитонов) [1,2].



В настоящей работе предложен новый механический способ переключения между вырожденными состояниями носителей заряда в полупроводнике. Мы показали, что акустический солитон эффективно взаимодействует с локализованной дыркой, при этом прохождение акустического импульса через область локализации приводит к переключению между состояниями дырок, характеризующимися различными проекциями углового момента. Эффект рассмотрен на примере тяжелой дырки, локализованной на мелкой примеси акцепторного типа в квантовой яме на основе кремния. В такой системе основной уровень тяжелых дырок двукратно вырожден (без учета спина). Микроскопически эффект переключения вызван расщеплением дырочных состояний под действием упругой деформации. Это расщепление вносит определенный фазовый сдвиг между расщепленными состояниями, поэтому конечное состояние, после действия деформационного возмущения отличается от начального. В частности, акустический солитон определенной амплитуды переключает состояния локализованных дырок с противоположными значениями проекции углового момента.

В настоящей работе предложен новый механический способ переключения между вырожденными состояниями носителей заряда в полупроводнике. Мы показали, что акустический солитон эффективно взаимодействует с локализованной дыркой, при этом прохождение акустического импульса через область локализации приводит к переключению между состояниями дырок, характеризующимися различными проекциями углового момента. Эффект рассмотрен на примере тяжелой дырки, локализованной на мелкой примеси акцепторного типа в квантовой яме на основе кремния. В такой системе основной уровень тяжелых дырок двукратно вырожден (без учета спина). Микроскопически эффект переключения вызван расщеплением дырочных состояний под действием упругой деформации. Это расщепление вносит определенный фазовый сдвиг между расщепленными состояниями, поэтому конечное состояние, после действия деформационного возмущения отличается от начального. В частности, акустический солитон определенной амплитуды переключает состояния локализованных дырок с противоположными значениями проекции углового момента.

Детальный микроскопический расчёт [3] позволяет установить зависимость величины фазового сдвига между вырожденными состояниями от амплитуды прошедшего солитона (приведена на рисунке). Полному переключению соответствует сдвиг, равный $\pi/2$. Видно, что амплитуда импульса деформации для такого переключения должна составлять порядка 10^{-4} , что является типичным значением для акустических солитонов, изучаемых экспериментально.

Переключение происходит между состояния с различными значениями углового момента, которые хорошо различимы. В частности, каждое из них эффективно взаимодействует только со светом циркулярной поляризации определенного знака. Поэтому, эффект переключения, исследованный в настоящей работе представляет не только фундаментальный интерес, но может рассматриваться с точки зрения возможного применения в области обработки и хранения информации.

- [1] H.-Y. Hao, H.J. Maris, Phys. Rev. B, **64**, 064302 (2001).
- [2] A.V. Scherbakov, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **99**, 057402 (2007).
- [3] I.V. Rozhansky, M.B. Lifshits, S.A. Tarasenko, N.S. Averkiev, Phys. Rev. B, **80**, 085314 (2009).

Квантовые каскадные лазеры для ИК области спектра

И.И. Засавицкий

Учреждение Российской Академии наук Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский проспект, 53

Дан обзор по квантовым каскадным лазерам (ККЛ), которые представляют собой выдающееся достижение в физике и технологии полупроводниковых лазеров. Данный успех обусловлен возможностью выращивания многослойных эпитаксиальных наногетероструктур и зонной инженерией электронных состояний. Такие лазеры были предложены в 1971 г. [1] и созданы в 1994 г. [2]. Классическая концепция ККЛ [3-5] включает в себя периодическое повторение (~ 30) активных областей и примыкающих к ним инжекторов. В активных областях генерируются фотоны, в то время как инжекторные области обеспечивают прохождение электронов сквозь структуру. Активная область ККЛ представляет собой гетероструктуру, состоящую обычно из трех квантовых ям шириной $2 \div 6$ нм. Глубина ям, определяемая разрывами зон, составляет от 0.3 до ~ 1.5 эВ, поэтому оптические переходы между квантоворазмерными уровнями приходятся на среднюю ИК область спектра. Накачка верхнего лазерного уровня осуществляется путем туннельной инжекции в электрическом поле, а опустошение нижнего лазерного уровня происходит благодаря резонансному рассеянию электрона с участием продольного оптического фона. Благодаря высокому уровню легирования $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ инжектор служит в качестве резервуара электронов и обеспечивает стабильность тока. Кроме того, инжектор предотвращает уход электронов с верхнего лазерного уровня.

Разработаны различные схемы активной области (диагональные и вертикальные переходы, межминизонные переходы, междузонные ККЛ, переходы "связанное состояние-континуум"). Популярной стала схема с двухфононным опустошением нижнего лазерного уровня. В перспективе рассматривается создание ККЛ на квантовых точках, что приведет к снижению порогового тока.

Поскольку ККЛ является униполярным прибором, то межподзональные переходы отличаются узкой, δ -образной линией усиления, и оже-рекомбинация в нем подавлена, что позволяет повысить рабочую температуру ККЛ.

Основным технологическим методом выращивания гетероструктур для ККЛ является метод МЛЭ. Однако в течение последних пяти лет стал активно применяться также метод металл-органической эпитаксии (MOVPE), при этом достигнутые характеристики лазеров уже сравнимы с характеристиками лазеров, получаемых методом МЛЭ. Так, например, был реализован непрерывный режим при температуре более 400 К, и при 300 К получена мощность излучения 204 мВт на длине волны 8,4 мкм. Данная технология может привести к существенному удешевлению ККЛ.

Длина волны излучения ККЛ в настоящее время охватывает широкую область спектра от 3 до 440 мкм, что достигается путем использования различных гетеропар (InAs/AlSb, GaInAs/AlInAs, GaAs/AlGaAs) и варьированием дизайна гетероструктур, а также благодаря использованию напряженных гетероструктур и применению сильного магнитного поля. С целью увеличения рабочего диапазона спектра ККЛ рассматриваются и другие гетеропары (GaN/AlGaN, II-VI, Si/Ge). Успешно ведутся работы в терагерцовой области спектра, где созданы ККЛ с длиной волны излучения от 67 до 440 мкм ($0.7 \div 4.5$ ТГц). При этом терагерцовые (~ 3 ТГц) ККЛ работают уже при температурах до 225 К в импульсном режиме и до 117 К в непрерывном режиме. Применительно к терагерцовой области спектра развиваются также методы нелинейной оптики на основе ККЛ.

Ширина линии излучения ККЛ меньше чем у других полупроводниковых лазеров, так как фактор α , отражающий вариации показателя преломления активной среды (флуктуации инверсии населенностей), из-за низкой размерности здесь мал ($\alpha = 0.5 \div 2$). В режиме свободной генерации на длине волны $\lambda = 8.5$ мкм получена ширина линии $\delta\nu = 12$ кГц ($4 \cdot 10^{-7}$ см $^{-1}$) [4]. Благодаря высокой рабочей температуре и высокой выходной мощности ККЛ весьма перспективны для различных практических приложений. Ими являются прежде всего молекулярная спектроскопия высокого разрешения, высокочувствительный спектральный газоанализ, медицина и др. Короткие времена релаксации электронов и времени жизни фотонов в резонаторе ($\sim 1 \div 3$ пс) позволяют генерировать короткие ($\tau = 89$ пс, $f = 100$ МГц) импульсы излучения, а также осуществлять высокочастотную модуляцию вплоть до 100 ГГц.

Типичный ККЛ содержит $500 \div 1000$ различных слоев в виде согласованной по постоянной решетки гетероструктуры. Слои при докритических толщинах могут быть и напряженными. Поэтому важна проблема срока службы таких приборов.

В ФИАНе созданы первые ККЛ для средней ИК области спектра ($\lambda \sim 8$ мкм). Гетероструктуры на основе гетеропары GaInAs/AlInAs выращивались на подложках InP методом МОС-гидридной эпитаксии. Активная область состояла из трех квантовых ям [6]. Лазеры работали в импульсном режиме при температуре от 77 до 250 К. Пороговая плотность тока возрастала от 3 кА/см 2 при 77 К до 6 кА/см 2 при 250 К. Мощность излучения в многомодовом режиме составляла около 45 мВт при 77 К.

- [1] Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис, ФТП, **5**, 797 (1971).
- [2] J. Faist, *et al.*, Science, **264**, 553 (1994).
- [3] C. Gmachl, *et al.*, Rep. Prog. Phys., **64**, 1533 (2001).
- [4] F. Capasso, *et al.*, IEEE J. Quantum Electron., **38**, 511 (2002).
- [5] J. Cockburn. In *Mid-Infrared Semiconductor Optoelectronics*, Spr. Ser. in Opt. Sci., Springer, Berlin, Heidelberg, 2006, vol. 118, p. 323.
- [6] C. Gmachl, *et al.*, Appl. Phys. Lett., **72**, 3130 (1998).

Электронные состояния на реконструированных поверхностях полупроводников A^3B^5 с адсорбатами

А.Г. Журавлев^{1,2}, И.О. Ахундов¹, К.В. Торопецкий^{1,2}, О.Е. Терещенко^{1,2},
Г.Э. Шайблер¹, А.С. Ярошевич¹, **В.Л. Альперович^{1,2}**

¹ *Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, Новосибирск, 630090, пр. ак. Лаврентьева, 13*

² *Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090, Пирогова 2*

Электронные состояния, локализованные на поверхности полупроводниковых кристаллов и приводящие к зарядке поверхности и формированию изгиба зон, представляют собой исторически первую электронную систему пониженной размерности в физике полупроводников. Состояния, индуцированные адатомами на поверхности полупроводниковых соединений A^3B^5 в условиях сверхвысокого вакуума, изучаются экспериментально и теоретически уже несколько десятилетий, однако ясная и убедительная картина формирования таких состояний не построена даже для систем, которые важны для применений и считаются модельными, таких как Cs/GaAs(001). Остаются открытыми вопросы о связи атомной структуры и электронных состояний границ раздела, о влиянии взаимодействия адатомов между собой и с подложкой на спектр одночастичных и коллективных электронных возбуждений, о стабильности поверхностных фаз с адсорбатами. Имеющиеся в литературе данные по эволюции изгиба зон при нанесении адсорбатов на поверхности полупроводников A^3B^5 недостаточно полны и не находят удовлетворительного теоретического объяснения даже на качественном уровне.

В докладе представлены недавние результаты по развитию методов приготовления атомно-гладких полярных поверхностей арсенида галлия и управления составом и сверхструктурными реконструкциями таких поверхностей, а также по исследованию их электронных свойств [1-4]. Найден новый способ получения поверхности GaAs(001) с упорядоченной системой атомно-гладких террас в равновесных условиях, когда отсутствует и рост, и сублимация [1]. Состав и атомная структура поверхности определялись методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии и дифракции медленных электронов, соответственно, а электронные свойства — методом спектроскопии фотоотражения (ФО). Показана возможность управления составом, атомными реконструкциями и электронными свойствами полярных граней полупроводников с помощью изовалентного замещения, а также адатом-индуцированного селективного удаления атомов элементов III и V групп при сравнительно низких ($T \leq 500^\circ\text{C}$) температурах. Обнаружено Cs-индуцированное понижение температуры перехода от

As-стабилизированной (2×4) к Ga-стабилизированной (4×2) поверхности GaAs(001) [2]. Показано, что селективное взаимодействие атомов йода и цезия с поверхностью GaAs(001) позволяет осуществлять обратимые низкотемпературные переходы между сверхструктурами (2×4) и (4×2), а также атомно-слоевое травление полупроводника с физически предельной, монослойной точностью [3].

Для детального измерения зависимостей изгиба зон φ_S от концентрации адсорбатов θ , нами предложена и реализована модификация спектроскопии фотоотражения, состоящая в измерении спектров одновременно с непрерывным нанесением цезия. В результате получался двумерный массив величины сигнала ФО как функции энергии фотонов и времени нанесения цезия, которое определяет величину покрытия. Спектр ФО, соответствующий любому заданному покрытию, определялся интерполяцией полученного массива. Данный метод позволил повысить точность измерения зависимости $\varphi_S(\theta)$ и в несколько раз сократить полное время эксперимента. Этот метод применим для спектроскопического исследования различных систем с параметрами, изменяющимися во времени. В частности, он позволяет изучать процессы релаксации поверхностного электрического поля и фотоэдс, происходящие после нанесения адсорбата.

В данной работе экспериментально исследована эволюция изгиба зон и фотоэдс при адсорбции сурьмы и цезия на As-стабилизированной, Ga-стабилизированной и Sb-стабилизированной поверхностях GaAs(001). Обнаружены качественные отличия зависимостей изгиба зон от концентрации сурьмы θ_{Sb} при адсорбции на As- и Ga-стабилизированных поверхностях GaAs(001). Установлено, что на As-стабилизированной и Sb-стабилизированной поверхностях зависимости изгиба зон от концентрации адатомов цезия имеют сходную форму, характерную для анион-терминированных поверхностей GaAs(001). Напротив, на Ga-стабилизированной поверхности эта зависимость имеет качественно иной вид и содержит "тонкую структуру" в виде нескольких максимумов и минимумов, обусловленных формированием квазидискретного спектра адатом-индуцированных поверхностных состояний в системе Cs/GaAs(001)-(4×2) [4]. Экспериментально изучена релаксация поверхностного поля и фотоэдс, наблюдавшаяся после нанесения цезия и обусловленная, по-видимому, процессами аккомодации адатомов на поверхности.

[1] V.L. Alperovich, *et al.*, Appl. Phys. Lett. **94**, 101908 (2009).

[2] O.E. Tereshchenko, *et al.*, Phys. Rev. B, **71**, 155315 (2005).

[3] O.E. Терещенко *и др.*, Письма ЖЭТФ, **87**, 41 (2008).

[4] А.Г. Журавлев, В.Л. Альперович, Письма ЖЭТФ, **88**, 702 (2008).

Двухчастичные дырочные состояния в напряженных вертикально-связанных квантовых точках Ge/Si

А. А. Блошкин, А.И. Якимов, А.В. Двуреченский

*Институт физики полупроводников имени Ржанова СО РАН, 630090
Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 18*

Квантовые точки (КТ) представляют собой предельный случай систем пониженной размерности, поскольку ограничение движения носителя заряда происходит в них во всех трех направлениях. Наличие дискретного энергетического спектра носителей заряда позволяет говорить о квантовых точках как об искусственных атомах. Примером другой системы нулевой размерности может служить пара туннельно-связанных КТ, которая позволяет расширить аналогию между искусственными и естественными атомами на искусственные и естественные молекулы. Одним из интересных явлений, обнаруженных в системе из двух вертикально-связанных квантовых точек, является существование антисвязывающего основного состояния дырки [1]. Данный эффект очень важен для физики конденсированного состояния, поскольку не имеет аналогов среди натуральных молекул. Существование антисвязывающего основного состояния в спектре одночастичных состояний должно приводить к существенной модификации спектра двух дырок по сравнению со спектром двух электронов [2].

Система из двух вертикально связанных квантовых точек моделировалась двумя пирамидами Ge, встроенными в матрицу Si. Размер основания пирамид варьировался от 10 до 20 нм, высота составляла 1/10 основания пирамиды. Каждая пирамидка располагалась на смачивающем слое Ge, толщиной 4 монослоя Ge. Расстояние между пирамидками варьировалось от 2 до 8 нм от смачивающего слоя до смачивающего слоя. Такая ситуация соответствует реальным структурам, получаемым в результате гетероэпитаксии германия на кремний. Распределение упругих деформаций вычислялось с помощью программного пакета Comsol Multiphysics в приближении сплошной среды в сочетании с методом конечных элементов. Моделирование дырочного спектра производилось в 6-зонном приближении. Эффекты связанные с деформациями были включены в рассмотрение с помощью гамильтониана Бира–Пикуса. Для того, чтобы показать, что основной вклад в особенности одно- и двухчастичного спектра дырок вносит взаимодействие между подзонами валентной зоны, мы провели моделирование спектра дырок в однозонном приближении, учитывая лишь подзону

тяжелых дырок. Многочастичная задача решалась методом конфигурационного взаимодействия, в котором многочастичная волновая функция раскладывается по детерминантам Слэйтера, построенных из одночастичных волновых функций.

Показано, что однозонное приближение для дырок хорошо воспроизводит основные закономерности спектра электронов, локализованных в квантовых точках[2]. Установлено, что как и для электронов, основное состояние двух дырок является спиновым синглетом, первое возбужденное спиновым триплетом, однако в данном случае роль спина играет полный угловой момент. Обнаружено, что асимметрия распределения деформаций в такой структуре и спин-орбитальное взаимодействие в валентной зоне приводят к появлению асимметрии как одночастичных, так и многочастичных дырочных состояний, даже если квантовые точки одинаковы по размеру и форме. Во-первых, расщепление между связывающей и антисвязывающей молекулярными орбиталями не является симметричным: Средняя энергия дырки уменьшается с уменьшением расстояния между квантовыми точками, что свидетельствует о наличии внутренней структурной асимметрии. Во-вторых, увеличение толщины слоя Si между квантовыми точками Ge приводит к пересечению энергетических уровней, соответствующих одночастичным состояниям различной симметрии. В результате, при большой дистанции между нанокластерами Ge основным состоянием становится антисвязывающая дырочная орбиталь. В-третьих, в точке пересечения (кроссинга) уровней одночастичных состояний обнаружен антикроссинг двухчастичных состояний синглета и триплета с нулевой энергетической щелью. Показано, что оба явления — кроссинг одночастичных состояний и антикроссинг многочастичных — являются следствием локализации дырок в противоположных квантовых точках, вызванной асимметрией распределения деформационных полей. Для низшего по энергии спинового синглета обнаружено явление, связанное с кулоновскими корреляциями в движении двух дырок и проявляющееся в локализации двухчастичной волновой функции дырок в противоположных квантовых точках при удалении точек друг от друга. Показано, что степень перепутывания квантовых состояний синглета в условиях проявления таких пространственных корреляций достигает 100 %.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 09-02-00050). А.А. Блошкин благодарит фонд "Династия".

- [1] A.I. Yakimov, A.A. Bloshkin, A.V. Dvurechenskii, Phys. Rev. B, **78**, 165310 (2008).
- [2] L. He, G. Bester, and A. Zunger, Phys. Rev. B, **72**, 195307 (2005).

Особенности роста и исследование гетероструктур на основе InSb (объемные слои, квантовые ямы и точки)

А.Н. Семенов, Б.Я. Мельцер, В.А. Соловьев, Я.В. Тереньтьев,
Т.А. Комиссарова, Д.А. Кириленко, А.А. Ситникова А.М. Надточий,
С.В. Иванов

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

Огромный интерес к исследованию гетероструктур на основе InSb, имеющего наименьшую ширину запрещенной зоны из всех III-V соединений, обусловлен перспективностью применения таких структур для как для целей создания оптоэлектронных приборов (инжекционных лазеров и детекторов излучения среднего ИК диапазона), так и приборов СВЧ микроэлектроники. Кроме того, наибольший среди полупроводников A^3B^5 g -фактор, присущий InSb, делает этот материал чрезвычайно интересным объектом для фундаментальных исследований спиновых расщеплений энергетических состояний в двумерном электронном газе, а также для изучения магнитотранспортных эффектов. Гетероструктуры с двумерным каналом InSb позволяют достичь рекордных значений подвижности электронов при комнатной температуре, что наряду с максимальной из всех A^3B^5 скоростью насыщения электронов в InSb, делает весьма привлекательной задачу создания сверхбыстродействующих СВЧ полевых транзисторов на их основе [1]. Гетероструктуры с квантовыми точками (КТ) InSb в матрице InAs, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ), демонстрируют чрезвычайно интенсивную фотолюминесценцию при комнатной температуре в спектральном диапазоне $3.9 \div 4.4$ мкм в зависимости от толщины вставок InSb [2]. Лишь только отсутствие комплиментарных пар материалов A^3B^5 , согласованных с InSb по периоду кристаллической решетки не позволяет создавать гетероструктуры с высоким структурным совершенством и ограничивает применение InSb в опто- и микроэлектронике.

В данной работе сообщается об особенностях формирования методом МПЭ и исследовании объемных слоев $Al_xIn_{1-x}Sb$, а также квантоворазмерных гетероструктур: с двумерным каналом в системе $AlInSb/InSb$ и с КТ InSb в матрице InAs.

Исследуемые структуры были выращены на установке МПЭ "RIBER 32P", оборудованной стандартными эффузионными ячейками за исключением мышьяка. В качестве источника мышьяка использовался крекинговый клапанный источник VAC-500, обеспечивающий в зависимости от температуры крекинговой зоны потока четырех-, двухатомных молекул или атомов мышьяка. Измерение электрофизических параметров отдельных слоев и гетероструктур проводилось с помощью эфкетка Холла при

температурах 300 и 77 К. Исследования особенностей роста проводились с использованием дифракции быстрых электронов на отражение (ДБОЭ), в том числе в режиме регистрации осцилляций интенсивности отраженного пучка. Исследования структурных и оптических свойств проводились методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), рентгеновской дифрактометрии и фотолюминесценции.

Определены условия, позволяющие формировать слои твердых растворов $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ и InSb с достаточно высоким структурным совершенством в условиях большого рассогласования периодов кристаллических решеток с подложками GaAs. Использование буферной структуры с переходными слоями AlSb , $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ и короткопериодной сверхрешеткой $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}/\text{InSb}$ позволило снизить плотность дефектов вблизи поверхности на 2 порядка, что подтверждается результатами ПЭМ. Установлены оптимальные температуры роста слоев InSb (390 °C) и $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ (420 °C) и соответствующие им отношения потоков элементов III и V групп. Исследована фазовая диаграмма поверхности InSb и установлены основные реконструкции, наблюдаемые на поверхности InSb . Лучшие, из достигнутых на сегодняшний день, электрофизические параметры слоев InSb при комнатной температуре составили $\mu = 40000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $n = 3.6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Исследована зависимость электрофизических свойств AlInSb от содержания алюминия. На основе полученных результатов были выращены структуры с двумерным каналом $\text{AlInSb}/\text{InSb}$, подвижность и концентрация носителей заряда в которых при комнатной температуре составили соответственно $20500 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ и $3.6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Эти значения сопоставимы с лучшими результатами, полученными в системе с двумерным электронным газом в КЯ AlSb/InAs [3].

Описаны особенности формирования КТ InSb в матрице InAs без принудительного осаждения InSb методом МПЭ. Исследована кинетика формирования КТ InSb и смачивающего слоя InAsSb и влияние температуры подложки, очередности включения потоков элементов и введения прерываний роста на свойства массива КТ InSb . Прерывание роста сразу после выдержки поверхности InAs под потоком сурьмы приводит к уменьшению номинальной толщины InSb и улучшает однородность массива КТ. Показано, что в случае осаждения КТ InSb/InAs субмонослойной толщины, роль смачивающего слоя выполняет сегрегационный слой InAsSb .

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 08-02-00222, 08-02-01272, 09-02-01500.

- [1] T. Ashley, *et al.*, Electron. Lett., **43**, 14 (2007).
- [2] А.Н. Семенов *и др.*, ФТП, **42**, 75 (2008).
- [3] B.R. Bennett, *et al.*, J. Vac. Sci. Technol. B, **22**, 688 (2004).

Особенности акустоэлектрического эффекта в квазиодномерных системах со спин-орбитальным взаимодействием

И.А. Кокурин, В.А. Маргулис

*Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева,
430005, Саранск, ул. Большевикская, 68*

Полупроводниковые структуры с двумерным электронным газом (ДЭГ), а также системы меньшей размерности (квантовые проволоки и точки), получаемые дополнительным ограничением ДЭГ, представляют большой интерес для современной спинтроники. Это связано, в первую очередь, с наличием в таких системах спин-орбитального взаимодействия (СОВ), которое дает возможность управлять спиновыми степенями свободы носителей с помощью электрического поля. В системах с ДЭГ одним из основных механизмов СОВ является СОВ Рашбы [1], описываемое гамильтонианом

$$H_{SO} = \frac{\alpha}{\hbar}(\sigma_x p_y - \sigma_y p_x), \quad (1)$$

где σ_i — матрицы Паули, $\mathbf{p} = (p_x, p_y)$ — оператор двумерного импульса, α — константа СОВ Рашбы.

Цель настоящей работы — теоретическое исследование акустоэлектрического (АЭ) эффекта в квазиодномерных электронных системах с СОВ Рашбы при баллистическом транспортном режиме. К числу таких систем следует отнести, в первую очередь, квантовые проволоки, получаемые электростатическим ограничением ДЭГ. В случае квантовых проволок с СОВ при нахождении спектра и собственных функций приходится пользоваться численными методами даже для простых моделей удерживающего потенциала [2-4], поэтому для установления общих закономерностей АЭ-эффекта воспользуемся явно решаемой моделью полой цилиндрической проволоки (нанотрубки). Такая модель [5] (ДЭГ с СОВ Рашбы на поверхности цилиндра) представляет и самостоятельный интерес, в частности, она применялась для описания электронных состояний в нанотрубках, получаемых сворачиванием напряженных гетероструктур на основе полупроводников $A^{III}B^V$ [6].

При низких температурах взаимодействие электронов с ультразвуком можно рассматривать непосредственно как поглощение (эмиссию) акустических фононов электронами системы. В данном приближении, подход для расчета наведенного потоком ультразвуковых акустических фононов постоянного электрического тока (АЭ-тока) был развит в работе [7] для системы бесспиновых электронов с простым квадратичным законом дисперсии.

Рассчитанный в [7] АЭ-ток отличен от нуля лишь при звуковых частотах выше пороговой

$$\omega_{th} = \frac{2mw^2}{\hbar}, \quad (2)$$

где m , w — эффективная масса электрона и скорость звука соответственно.

Нами предложено обобщение подхода [7] на случай более сложного спектра одномерных подзон, что имеет место в системах с СОВ. Показано, что в силу сложной структуры энергетического спектра, а также возможности индуцированных звуком межподзонных переходов, в системах с СОВ снимается вышеупомянутое ограничение на пороговую частоту звука. Это также возможно в силу того, что, при определенных частотах ультразвука $\omega_{\mathbf{q}}$, становятся возможными переходы из состояний (в состоянии), для которых знак скорости электрона $v = \partial E / \partial(\hbar k)$ противоположен знаку импульса $\hbar k$. Отметим, что указанное ограничение также может быть снято при наличии в системе дополнительного типа рассеяния [8].

Найденная зависимость АЭ-тока от химического потенциала электронного газа существенно отличается от гигантских осцилляций АЭ-тока, имеющих место в системе бесспиновых электронов [7]. Установлено, что наряду с зарядовым АЭ-током в системе возникают и спиновые токи. Как зарядовый, так и спиновые токи проявляют немонотонные зависимости с изменением частоты звука, константы СОВ (возможность ее изменения для планарных структур с ДЭГ была показана в [9]) и магнитного поля, приложенного вдоль оси нанотрубки. Управляя внешними параметрами можно добиться ситуации, когда в системе существуют только спиновые токи. Обсуждаются возможные приложения указанного эффекта.

Что касается постановки эксперимента по АЭ-эффекту с полупроводниковыми нанотрубками: здесь мы не видим принципиальных трудностей, поскольку подобного рода эксперимент был поставлен для близких по геометрии наноструктур — углеродных нанотрубок [10].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 08-02-01035).

- [1] Ю.А. Бычков, Э.И. Рашба, Письма ЖЭТФ, **39**, 66 (1984).
- [2] A.V. Moroz, C.H.W. Barnes, Phys. Rev. B, **60**, 14272 (1999).
- [3] J. Knobbe, Th. Schäpers, Phys. Rev. B, **71**, 035311 (2005).
- [4] C.A. Perroni *et al.*, J. Phys.: Condens. Matter, **19**, 186227 (2007).
- [5] Л.И. Магарилл *и др.*, Письма ЖЭТФ, **64**, 421 (1996).
- [6] V.Ya. Prinz, Physica E, **24**, 54 (2004).
- [7] V.L. Gurevich *et al.*, Phys. Rev. Lett., **77**, 3881 (1996).
- [8] V.L. Gurevich *et al.*, Phys. Rev. B, **58**, 13088 (1998).
- [9] J. Nitta *et al.*, Phys. Rev. Lett., **78**, 1335 (1997).
- [10] J. Ebbecke *et al.*, Phys. Rev. B, **70**, 233401 (2004).

Зонный спектр мультислойных сверхрешеток со спин-орбитальным взаимодействием

В.Я. Демиховский, А.В. Тележников

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
603950 г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

В последнее время наблюдается нарастающий интерес к изучению спиновых явлений в полупроводниковых гетероструктурах [1]. Расчёт квантовых состояний и изучение транспортных явлений таких систем представляет собой актуальную проблему твердотельной физики в связи с серьёзными перспективами их использования в задачах электроники.

В настоящей работе рассматриваются мультислойные гетероструктуры (сверхрешётки) со спин-орбитальным взаимодействием Дрессельхауза, моделируемые периодическими потенциалами различного вида. Ранее квантовые состояния и транспорт в латеральных сверхрешётках со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы рассматривались в [2].

Блоховские спиноры, зонные спектры и спиновые плотности энергетических уровней найдены для 3D-электронного газа со спин-орбитальным взаимодействием Дрессельхауза, помещённого в поле одномерной сверхрешётки. Спин-орбитальное взаимодействие описывается известным гамильтонианом Дрессельхауза [3], который в случае ориентации сверхрешётки вдоль оси z удобно записать в виде:

$$H_D = \gamma k_{\parallel} \left\{ \begin{aligned} & \begin{bmatrix} 0 & e^{i\varphi} \\ e^{-i\varphi} & 0 \end{bmatrix} \frac{\partial^2}{\partial z^2} - ik_{\parallel} \cos 2\varphi \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \frac{\partial}{\partial z} + \\ & + \frac{ik_{\parallel}^2 \sin 2\varphi}{2} \begin{bmatrix} 0 & e^{-i\varphi} \\ -e^{i\varphi} & 0 \end{bmatrix} \end{aligned} \right\}, \quad (1)$$

где γ — константа взаимодействия Дрессельхауза, $k_{\parallel}^2 = k_x^2 + k_y^2$, φ — полярный угол вектора \mathbf{k}_{\parallel} . Заметим, что гамильтониан (1) диагонализуется спинорами $\langle c + | = (1, b+)$, $\langle c - | = (1, b-)$, где

$$b_{\pm} = \frac{k_{\parallel} k_z \cos 2\varphi \mp \sqrt{(k_{\parallel}^2 + k_z^2) k_z^2 + k_{\parallel}^2 \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi (k_{\parallel}^2 - 8k_z^2)}}{\cos \varphi (k_z^2 - k_{\parallel}^2 \sin^2 \varphi) + i \sin \varphi (k_z^2 - k_{\parallel}^2 \cos^2 \varphi)}. \quad (2)$$

Для периодического потенциала, представленного на Рис. 1(а), граничные условия на границе ямы и барьера записываются в виде:

$$\begin{cases} u_{\pm}(a+0) - u_{\pm}(a-0) = 0, \\ \frac{1}{m_{\pm,2}} u'_{\pm}(a+0) - \frac{1}{m_{\pm,1}} u'_{\pm}(a-0) = i \frac{k_x^2}{\hbar^2} (\gamma_1 - \gamma_2) u_{\pm}(a). \end{cases} \quad (3)$$

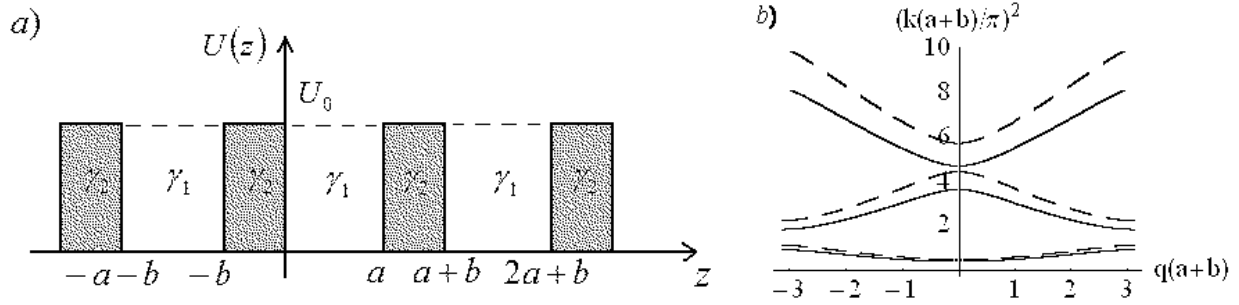


Рис. 1: Периодический потенциал (а) и зонный спектр гетероструктуры со спин-орбитальным взаимодействием Дрессельхауза (б). Сплошными линиями показаны ветви с поляризацией «-», пунктирными — «+».

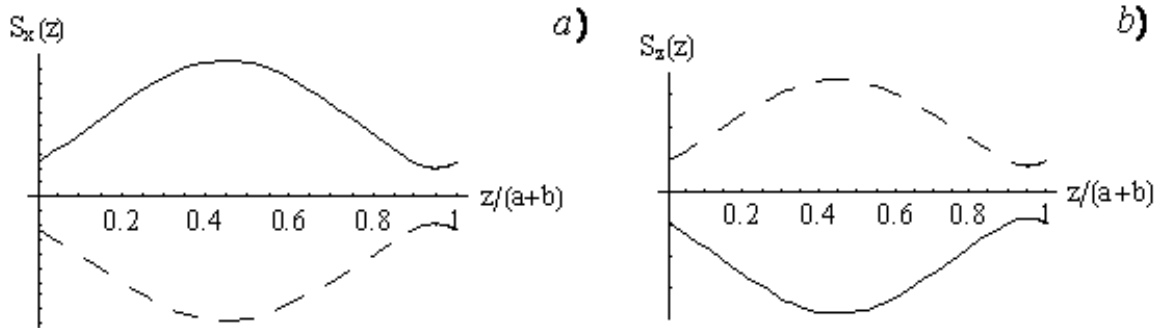


Рис. 2: Спиновые поляризации S_x (а) и S_z (б) в гетероструктуре со спин-орбитальным взаимодействием Дрессельхауза. Сплошными линиями показаны ветви с поляризацией «-», пунктирными — «+».

Здесь $u_{\pm}(z)$ — функции, удовлетворяющие условиям теоремы Блоха, а именно $u_{\pm}(z) = u_{\pm}(z - a - b) \exp[iK(a + b)]$, где K — квазиимпульс, $a + b$ — период сверхрешетки. Эффективные массы даются выражением $m_{\pm 1,2} = m_{1,2}^* / (1 \pm 2m_{1,2}^* \gamma_{1,2} k_{\parallel} / \hbar^2)$.

На Рис. 1(b) приведен результат расчёта зонного спектра для гетероструктуры с одинаковыми значениями $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$. На Рис. 2 представлены ненулевые спиновые поляризации S_x и S_z .

Спин-орбитальное взаимодействие, таким образом, должно сказаться на характере блоховских осцилляций в рассмотренных сверхрешетках, привести к изменению характеристик каскадных лазеров, излучающих в терагерцевом диапазоне и т.д.

- [1] I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys., **76** (2004).
- [2] V.Ya. Demikhovskii, D.V. Khomitsky, JETP Letters, **83**, 8 (2006).
- [3] G. Dresselhaus, Phys. Rev., **100**, 580 (1955).

Динамика волновых пакетов в двумерном электронном газе со спин-орбитальным взаимодействием, находящемся в электрическом поле

В.Я. Демиховский, А.В. Волков

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

Динамика волновых пакетов со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы, изучалась в работе [1]. В частности в этой работе аналитически и была рассчитана эволюция двумерных пакетов в свободном пространстве и в однородном магнитном поле. В настоящей работе изучается динамика волновых пакетов в потенциальных полях. Поскольку в такой задаче метод разложения по собственным функциям оператора Гамильтона не удобен, нами был развит численный метод, позволяющий рассматривать широкий класс задач, включая рассеяние волновых пакетов, туннелирование через потенциальные барьеры и движение в каналах.

Рассматривается временная эволюция двумерных волновых пакетов в системах с линейным по \mathbf{k} взаимодействием Рашбы [2], находящихся во внешнем потенциальном поле. Гамильтониан данной системы имеет вид:

$$H = H_0 + H_R + V(x, y) = \frac{\hat{p}^2}{2m^*} + \alpha(\hat{p}_y \hat{\sigma}_x - \hat{p}_x \hat{\sigma}_y) + V(x, y) \quad (1)$$

где m^* — эффективная масса электрона, α — константа спин-орбитального взаимодействия, $\boldsymbol{\sigma}$ — матрицы Паули.

В докладе будет показано, как разностная схема, предложенная в работе [2], может быть адаптирована для решения нестационарного уравнения Шредингера с гамильтонианом (1).

В качестве иллюстрации приведем пример расчета эволюции в однородном электрическом поле, направленном по оси y : $V(y) = eE_y y$ для начального состояния

$$\psi(\mathbf{r}, 0) = \frac{1}{d\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{r^2}{2d^2} - i\frac{p_{0x}x}{\hbar}\right) \cdot \left[\exp(i\pi/4) \right] \quad (2)$$

и параметров гамильтониана: $m^* = 0.05m_0$, $d = 10^{-5}$ см, $k_0 = 5 \cdot 10^{-5}$ см $^{-1}$, $\alpha = 11.2 \cdot 10^6$ см/с, $E = 25\hbar^2/4m^*d^3e$.

Начальное состояние (2) соответствует поляризации спина гауссова пакета в направлении [110]. При этом у компонента среднего импульса первоначального пакета равно нулю. Как следует из рисунка, первоначальный

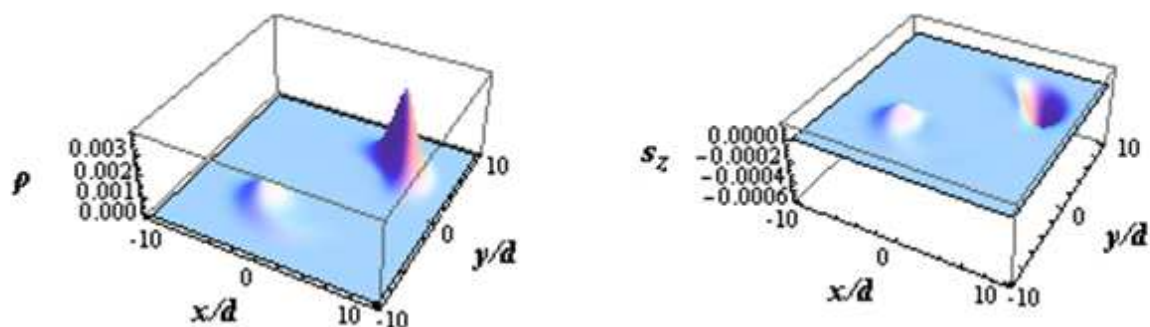


Рис. 1: Распределения полной плотности вероятности $\rho(x, y, t)$ и спиновой плотности s_z в момент времени $t = 5$ (в единицах $t = d/\alpha$) для волнового пакета с начальным состоянием (20) и $k_{0x}d = 2$, помещенного в однородное электрическое поле с напряженностью $E = 25\hbar^2/4m^*d^3e$, направленное по y .

гауссов пакет при $t > 0$ расщепляется на две различные по амплитуде части, которые с течением времени разбегаются в противоположных направлениях и расплываются. При этом расщепившиеся части волнового пакета имеют противоположные знаки компоненты s_z проекции спина. При изменении знака среднего значения p_{0x} первоначальный пакет перемещается в противоположном по x направлении. В результате как в спиновом эффекте Холла на левой границе средняя проекция s_z спина будет иметь положительное значение, а справа — отрицательное.

В докладе будет рассмотрена эволюция волновых пакетов, с различной начальной спиновой поляризацией, движущихся в каналах, туннелирующих через барьеры и рассеивающихся на локализованных потенциалах.

- [1] V.Ya. Demikhovskii *et al.*, Phys. Rev. B, **78**, 115401 (2008).
- [2] Ю.А. Бычков, Э.И. Рашба, Письма в ЖЭТФ, **39**, 66 (1984).
- [3] T. Itasca, Phys. Rev. E, **49**, 5 (1994).

Квазиклассический и квантовый транспорт в двумерном электронном газе с решеткой антиточек с периодом 80 нм и 180 нм

Д.А. Козлов¹, Э.Д. Квон^{1,2}, А.Е. Плотников¹, А.В. Латышев^{1,2}

¹ Институт физики полупроводников СО РАН, 630090 Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13

² Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2

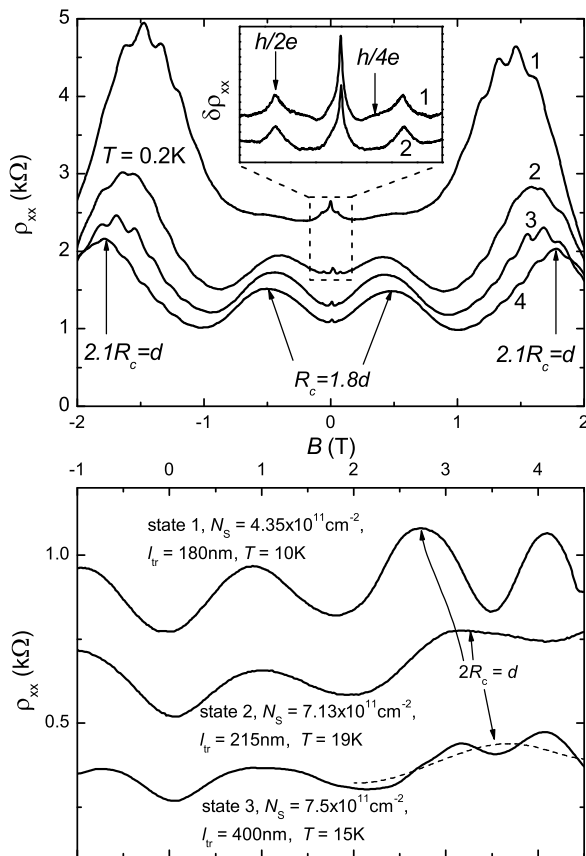


Рис. 1: Магнитосопротивление сверхрешетки антиточек с периодом 180 нм (вверху) и 80 нм (внизу). Цифрами указан номер состояния, каждое из последующих получено подсветкой различной интенсивности.

настоящей работы наименьший период решетки антиточек, полученный авторами [1], был 150 нм, то есть в два раза больше. Параметры исходного

Двумерный электронный газ (ДЭГ) со сверхрешеткой антиточек обладает целым рядом интереснейших свойств, обусловленных как классическим, так и квантовым хаосом. В данной работе впервые удалось исследовать транспортные свойства ДЭГ в решетке антиточек с резкой границей потенциала ДЭГ — антиточка, а также обладающей рекордно малым периодом.

Проведено экспериментальное исследование ДЭГ с решеткой антиточек с периодом 80 нм и 180 нм и диаметром антиточек 20 ÷ 40 нм. В качестве основы брался ДЭГ в гетеропереходе AlGaAs/GaAs, расположенном на расстоянии 25 нм от поверхности структуры. Малая глубина залегания ДЭГ позволила достичь резкости потенциала ДЭГ — антиточка, а также значительно уменьшить период решетки и радиус антиточек до размеров, сравнимых с дебройлевской длиной волны электрона. Следует также отметить, что до

ДЭГ, изменявшиеся при помощи межзонной подсветки, были следующими: концентрация электронов $N_s = (6.5 \div 8) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, подвижность $\mu = (2.6 \div 2.7) \times 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ с соответствующими длинами свободного пробега $l_{tr} = (3.4 \div 3.8) \text{ мкм}$, и фермиевской длиной волны $\lambda_F = 28 \div 38 \text{ нм}$.

Измерения магнитосопротивления для сверхрешетки с периодом 180 нм представлены на рис. 1 вверху. Хорошо видно, что образец демонстрирует два пика соизмеримости: основной, соответствующий условию $2.1 \times R_c = a$, и значительно меньший по величине, соответствующий условию $R_c = 1.8 \times a$. Наш результат согласуется гораздо лучше с моделью делокализованных "убегающих" траекторий, чем в предыдущих работах. В магнитосопротивлении также наблюдаются интерференционные особенности. Во-первых, эти особенности наблюдаются как в области слабых магнитных полей, так и в области основного соизмеримого пика. Это говорит о высоком качестве исследуемой решетки. Во-вторых, в данной работе удалось обнаружить сильную зависимость амплитуды осцилляций от магнитного поля в области соизмеримого пика, свидетельствующую о строгом разграничении траекторий вокруг антиточек и сталкивающихся с ними благодаря резкости граничного потенциала ДЭГ-антиточка.

Измерения магнитосопротивления для решетки с периодом 80 нм представлены на рис. 1 внизу. На полученных зависимостях также наблюдаются основные пики магнитосопротивления при выполнении условия $2 \times R_c = d$. При дальнейшем увеличении магнитного поля сразу после основной соизмеримой осцилляции возникает хорошо выраженный режим квантового эффекта Холла. Оставшийся пик в меньших магнитных полях не соответствует никакому условию соизмеримости и связан с эффектами немонотонного рассеяния. Также в данном образце были обнаружены аномальные осцилляции Шубникова-де Гааза. Во-первых, амплитуда этих осцилляций падала при переходе от 2-го к 3-му состоянию. Связано это, по-видимому, с исчезновением антиточек и возникновением на их местах областей с сильно пониженной концентрацией ДЭГ. Это предположение подтверждается расчетами транспортной длины свободного пробега, которая увеличивается почти в 2 раза при переходе от состояния 2 к состоянию 3. В результате происходит увеличение транспортного времени τ_{tr} с одновременным уменьшением квантового времени τ_q из-за увеличения вероятности рассеяния на малые углы в областях с пониженной концентрацией ДЭГ. Во-вторых, в третьем состоянии наблюдался плавный переход от нормальной периодичности в обратном магнитном поле $1/B$ к аномальной периодичности в прямом магнитном поле B в полях $B < 2 \text{ Т}$.

[1] A. Dorn, E. Bieri, T. Ihn et al., Phys. Rev. B, **71**, 035343 (2005).

Электрон-электронное рассеяние в двумерных баллистических микроконтактах в магнитном поле

К.Э. Нагаев, Т.В. Костюченко

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва, ул. Моховая, 11, корп. 7

В квазиклассическом приближении электрон-электронное рассеяние не влияет на проводимость макроскопически однородных проводников с параболическим спектром вследствие закона сохранения импульса. Однако оно будет давать поправку к проводимости в случае геометрической ограниченности системы или наличия в ней случайных неоднородностей.

Во втором случае поправка обусловлена квантовым эффектом — рассеянием электронов на фриделевских осцилляциях электронной плотности вблизи неоднородностей, и достаточно подробно исследована как для случая нулевого магнитного поля, так и для случая ненулевого поля [2,3]. Но эти теории не объясняют положительного магнетосопротивления в слабых магнитных полях, недавно наблюдавшегося в эксперименте Ренара и соавторов [1]. Они исследовали электрический транспорт в широких двумерных квантовых контактах в гетероструктурах GaAs с высокой подвижностью. В слабых магнитных полях было обнаружено положительное магнетосопротивление, возрастающее с увеличением температуры. В более сильных полях оно сменялось отрицательным магнетосопротивлением, так что на кривых $R(H)$ наблюдался зависящий от температуры максимум. Зависимость сопротивления от температуры заставила Ренара и соавторов предположить, что они имеют дело с электрон-электронным взаимодействием, однако его конкретный механизм, дающий количественное согласие с экспериментом, предложен не был.

Так как в эксперименте [1] размер контакта примерно в 50 раз меньше длины свободного пробега, то мы предполагаем, что положительное магнетосопротивление обусловлено не неоднородностями, а геометрической ограниченностью системы. В этом случае эффекты, возникающие из-за электрон-электронного взаимодействия, можно получить уже в квазиклассическом приближении [4]. В данной работе используется предложенная в [4] модель контакта для расчета вклада электрон-электронного рассеяния в магнетосопротивление двумерного баллистического контакта.

Предложено следующее объяснение эффекта. В геометрически ограниченных системах электрон-электронное взаимодействие дает отрицательную поправку к сопротивлению. В нулевом магнитном поле эта поправка оказывается существенно большей из-за резонансного вклада электронов, летящих через контакт точно навстречу друг другу. В ненулевом магнитном поле траектории электронов искривляются, и в точку столкновения ранее противоположно направленные электроны приходят под углом. Это

разрушает резонанс, и приводит к уменьшению величины поправки к сопротивлению с ростом магнитного поля, т.е. к положительному магнетосопротивлению в малых магнитных полях.

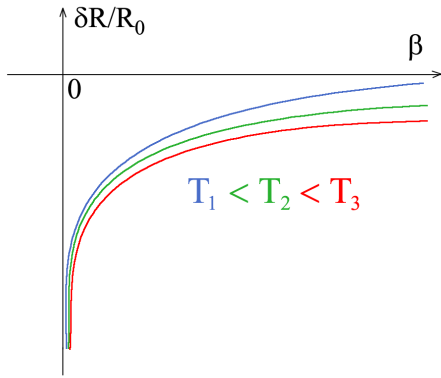


Рис. 1: Теоретическая зависимость поправки к сопротивлению от магнитного поля.

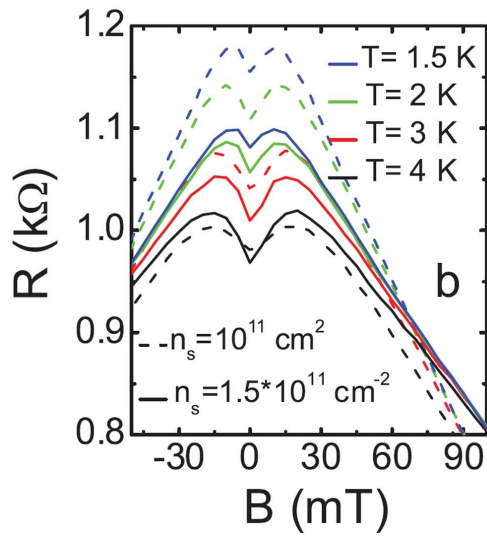


Рис. 2: Экспериментальные зависимости магнетосопротивления.

Вычисление дает следующие результаты, зависящие от безразмерного магнитного поля $h = aeH/mc\nu_F$: при относительно малых температурах ($T/\mathcal{E}_F \ll \sqrt{\hbar}$) — $\delta G/G_0 \sim (T^2/\sqrt{\hbar}) \ln(\mathcal{E}_F\sqrt{\hbar}/T)$; при относительно больших ($T/\mathcal{E}_F \gg \sqrt{\hbar}$) — $\delta G/G_0 \sim T \ln(T/\mathcal{E}_F\sqrt{\hbar})$. Здесь G_0 — проводимость Шарвина. Полученные теоретические зависимости поправки к сопротивлению при постоянной температуре изображены на рис. 1.

Полученная нами поправка обусловлена электрон-электронным взаимодействием, она приводит к положительному магнетосопротивлению в малых магнитных полях. В работе [5] вычислялось сопротивление контакта без учета электрон-электронного взаимодействия. Это сопротивление монотонно убывает с ростом магнитного поля, что обусловлено подавлением сопротивления в больших магнитных полях вследствие изменения геометрии траекторий электронов. Чтобы получить полное сопротивление контакта, сложим нашу поправку с сопротивлением [5] и получим зависимость $R(H)$, имеющую максимум. Оценка величины этого максимума дает нам возможность сравнить полученные результаты с экспериментом. Например, при температуре $T = 1.5$ К максимум находится в точке 10 мТ, что хорошо согласуется с экспериментом [1] (см. рис. 2).

[1] V.T. Renard, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **100**, 186801 (2008).
 [2] I.V. Gonyi, A.D. Mirlin, Phys. Rev. Lett., **90**, 076801 (2003); *ibid.* **69**, 045313 (2004).
 [3] T.A. Sedrakyan, M.E. Raikh, Phys. Rev. Lett., **100**, 106806 (2008).
 [4] K.E. Nagaev, O.S. Ayvazyan, Phys. Rev. Lett., **101**, 216807 (2008).
 [5] H. van Houten, C.W.J. Beenakker, *et al.*, Phys. Rev. B, **37**, 8534 (1988).

Проводящие оболочки с InAs квантовой ямой

С.В. Мутилин, Ю.С. Юкечева, А.Б. Воробьёв, М.А. Пулято, В.Я. Принц
*Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск,
пр. ак. Лаврентьева, 13*

Транспортные свойства планарных структур, содержащих двумерный электронный газ (ДЭГ), в однородном магнитном поле хорошо изучены [1]. Создание трехмерных элементов из двумерных гетероструктур [2] позволит наблюдать более широкий спектр квантовых свойств. Первые эксперименты по исследованию магнитотранспорта в микротрубках на основе GaAs свидетельствуют о необычных новых явлениях [3], связанных с кривизной исследуемого объекта. Исследование оболочек с InAs квантовой ямой привлекательно в силу ряда уникальных свойств этого материала, таких как малая эффективная масса электронов и обогащение на поверхности InAs [4]. Уникальная особенность InAs — аккумуляция заряда на поверхности — способствует получению ДЭГ в тонких пленках, что, в свою очередь, позволяет создавать трехмерные оболочки, содержащие ДЭГ, с большой кривизной. Отсутствие обедненных слоев на поверхности InAs дает возможность структурирования с заметно меньшими латеральными размерами, чем в GaAs.

Целью работы является формирование оболочек с InAs квантовой ямой и исследование магнитотранспорта в них. Для создания таких оболочек с контактами, пригодными для магнитотранспортных измерений была подобрана система материалов и высокоселективный травитель жертвенного слоя. Найдено покрытие пленки, предотвращающее механическое разрушение при сворачивании. Радиус кривизны полученных оболочек равен 10 мкм. При температуре жидкого гелия проведены магнитотранспортные измерения на плоских гетероструктурах и изогнутых оболочках. По полученным осцилляциям Шубникова–де Гааза сделан вывод о наличии ДЭГ в оболочках. Определены концентрации ДЭГ из периода осцилляций Шубникова–де Гааза, сделаны оценки подвижностей. Максимальная подвижность в плоских структурах равна $1.2 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, концентрация ДЭГ — 10^{12} см^{-2} . В оболочках наблюдался ДЭГ с концентрацией от $8.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до 10^{12} см^{-2} . Подвижность ДЭГ в оболочке с InAs квантовой ямой, удаленной от обеих поверхностей на расстояние 30 нм, равна $2.5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. В InAs квантовой яме, расположенной непосредственно у одной из поверхностей оболочки, подвижность ДЭГ составляет всего $200 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, что на два порядка меньше, чем в удаленной от обеих поверхностей квантовой яме. Основной причиной такого различия подвижностей в оболочках с квантовой

ямой InAs предположительно является рассеяние на заряженных центрах, связанных с поверхностными состояниями.

Показана возможность изменения радиуса кривизны уже сформированных оболочек InAs/AlSb/GaSb/SiO₂ сфокусированным электронным пучком по методу, изложенному в [5]. Удалось зарегистрировать изменение кривизны в таких объектах больше, чем в три раза. В оболочках после экспонирования также наблюдались осцилляции Шубникова–де Гааза с тем же периодом, что и в оболочках до экспонирования.

- [1] C.W.J. Beenaker, *et al.*, Sol. St. Phys., **44**, (1991).
- [2] V.Ya. Prinz, *et al.*, Physica E, **6**, 828 (2000).
- [3] A.B. Vorob'ev, *et al.*, Phys. Rev. B, **75**, 205309 (2007).
- [4] V. Heine, Phys. Rev. A, **138**, 1689 (1965).
- [5] Yu.S. Yukecheva, *et al.*, Semicond. Sci. Technol., **23**, 105007 (2008).

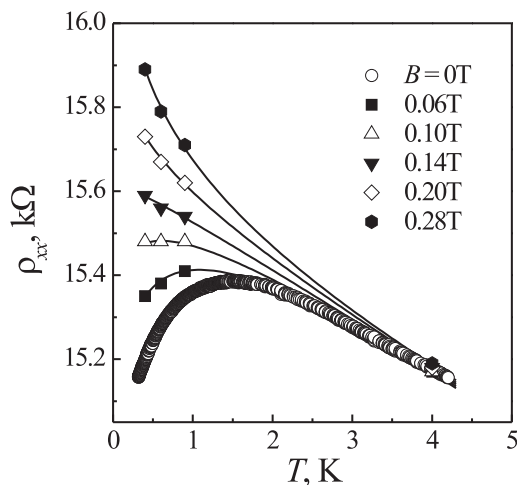
Магнитотранспорт в гетероструктурах $p\text{-Ge}/\text{GeSi}$ вблизи перехода металл–диэлектрик

Ю.Г. Арапов, В.Н. Неверов, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушина

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

Для двумерной (2D) дырочной системы с большой величиной g -фактора (гетероструктуры $p\text{-Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$, $g = 20$) проведено разделение квантовых интерференционных вкладов в проводимость от эффекта слабой локализации и от модифицированного беспорядком электрон-электронного (e-e) взаимодействия. При учете сильного зеемановского расщепления уровней энергии дырок выделены вклады синглетного ($S = 0$) и триплетного ($S = 1$) каналов в e-e квантовой поправке. Определен параметр фермижидкостного взаимодействия $|F_0^\sigma| = 0.6 \pm 0.1$.

Экспериментальные результаты и их обсуждение.



Одновременный учет беспорядка (эффектов локализации) и e-e взаимодействия в 2D-системе приводит к перенормировке параметра фермижидкостного взаимодействия F_0^σ , а именно, к монотонному росту величины $|F_0^\sigma|$ при понижении температуры [1]. Как показано в [2], такая перенормировка особенно существенна в области перехода металл-диэлектрик, определяемого условием $k_F l \approx 1$ (k_F — импульс Ферми, l — длина свободного пробега).

В исследованных нами гетероструктурах $p\text{-Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ с проводимостью $\sigma \approx e^2/h$ ($k_F l = 1.7$) в отсутствие магнитного поля наблюдается переход от диэлектрического ($d\rho/dT < 0$) к "металлическому" ($d\rho/dT > 0$) поведению сопротивления ρ при понижении температуры (см. рисунок).

Наблюдаемое немонотонное поведение $\rho(T)$ мы связываем с усилением роли "антилокализационного" триплетного канала в e-e квантовой поправке по мере понижения температуры. Увеличение вклада триплетного канала, в свою очередь, может быть обусловлено предсказанной в теории [1,3] перенормировкой параметра фермижидкостного взаимодействия F_0^σ .

В соответствии с ренорм-групповым анализом в сильном магнитном поле ($g\mu_B B/kT \gg 1$) [3] зеемановское расщепление уровней энергии дырок приводит к эффективному подавлению триплетного канала, что восстанавливает диэлектрическое поведение $\rho(T)$ вплоть до самых низких температур (см. рисунок).

Работа выполнена по плану РАН (тема № г.р. 01.2.006 13395), при частичной поддержке РФФИ (гранты № 08-02-00222, 09-02-96518, 10-02-00893).

- [1] A.M. Finkelstein, Z. Phys. B, **56**, 189 (1984).
- [2] A. Punnoose and A.M. Finkelstein, Phys. Rev. Lett., **88**, 016802 (2002).
- [3] I.S. Burmistrov, N.M. Chtchelkatchev, Письма в ЖЭТФ, **84**, 775 (2006).

Диффузионная квантовая поправка к проводимости от электрон-электронного взаимодействия в двумерных кремниевых системах

Л.А. Моргун^{1,2}, А.Ю. Кунцевич¹, В.М. Пудалов¹

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН), 119991 ГСП-1 Москва, Ленинский проспект, 53

² Московский физико-технический институт (Государственный университет), 141700, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский переулок, 9

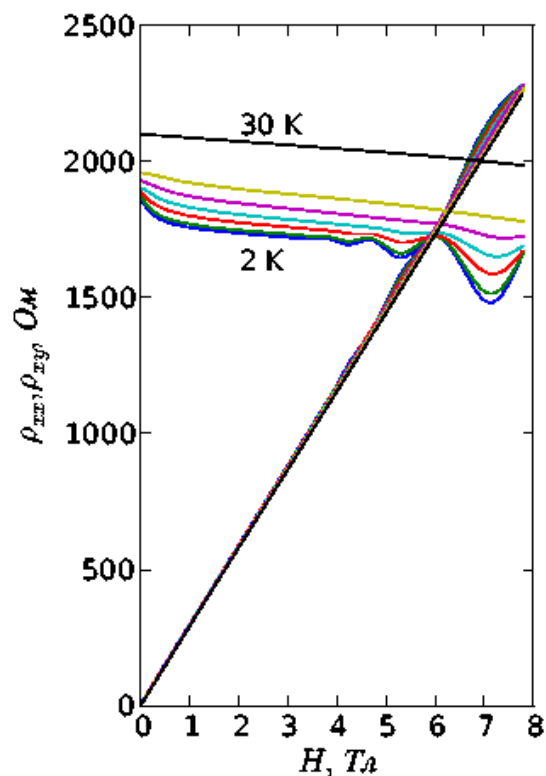


Рис. 1: Измеренные сопротивления в зависимости от магнитного поля

взаимодействия, что объясняет интерес к данной работе.

В данной работе были проведены измерения тензора магнитосопротивления 2D газа в Si МДП структурах (подвижность $\mu = 1000 \div 2000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$) при температурах от 2 до 30 К и концентрациях $(0.8 \div 2.8) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Пример данных показан на Рис. 1. Различные кривые соответствуют различным температурам. Концентрация электронов равна $n = 1.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Поправки к проводимости Друде двумерных систем, обусловленные электрон-электронным взаимодействием [1], исследуются уже давно. В работе [2] было показано, что поправка состоит из диффузионной ($T\tau < 1$) и баллистической ($T\tau > 1$) частей, при этом обе эти составляющие объясняются когерентным рассеянием электронов на фриделевских осцилляциях электронной плотности вблизи примесей. В ряде работ (в частности, в работе [3]) показано, что эти части можно разделить, анализируя тензор магнитосопротивления системы в перпендикулярном поле B_{\perp} . Предыдущие эксперименты, в которых таким способом выделялась квантовая поправка, проводились на 2D системах на основе GaAs. В 2D системах на основе (100)-Si имеется двукратное долинное вырождение, которое модифицирует поправки от e-e

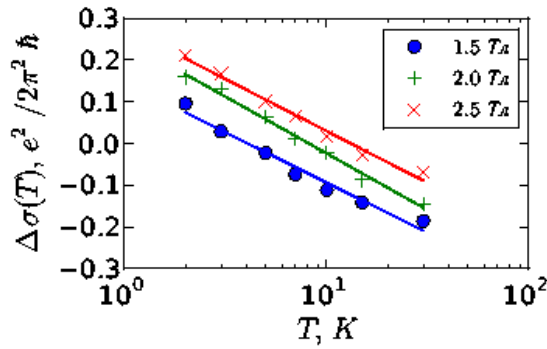


Рис. 2: Зависимость квантовой поправки от температуры.

шиванием двух долин из-за междолинных переходов, что качественно согласуется с теоретическими предсказаниями [5]. Для количественного согласия необходим учёт времени междолинного рассеяния.

При $T < 10$ К система находится в диффузионном режиме по е-е взаимодействию ($T\tau < 1$). Поправка, выделенная аналогично [3,4] показана на Рис. 2, она получается меньше, чем предсказывает теория [2] для системы с двумя независимыми долинами, но больше чем можно ожидать для однодолинной системы. По всей видимости, уменьшение поправки связано с переме-

- [1] B.L. Altshuler, A.G. Aronov, *Electron-Electron Interaction in Disordered Systems*, North-Holland, Amsterdam (1985).
- [2] G. Zala, B.N. Narozhny, and I.L. Aleiner, *Phys. Rev. B*, **64**, 214204 (2001); **65**, 020201 (2002).
- [3] G.M. Minkov *et al.*, *Phys. Rev. B*, **76**, 165314 (2007).
- [4] V.T. Renard *et al.*, *Phys. Rev. B*, **72**, 075313 (2005).
- [5] I.S. Burmistrov, N.M. Chtchelkatchev, *Phys. Rev. B*, **77**, 195319 (2008).

Переход "металл" -диэлектрик в квазидвумерном электронном газе в n-InGaAs/GaAs с двойными квантовыми ямами

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

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

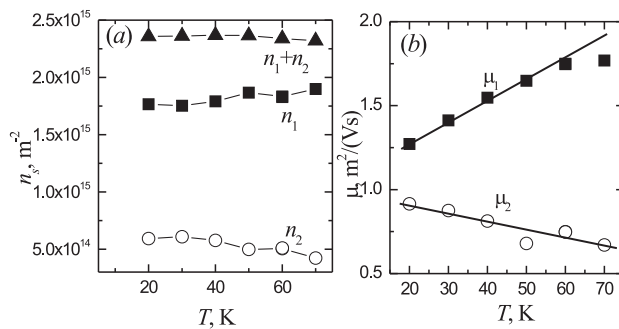


Рис. 1: Температурные зависимости концентраций и подвижностей в подзонах S- и AS- состояний.

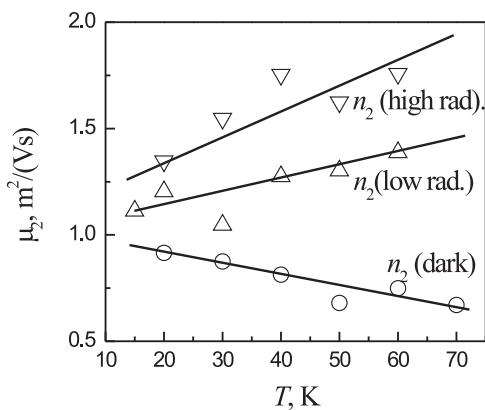


Рис. 2: Температурные зависимости подвижности в подзоне AS- состояний при различных уровнях освещения.

В сильно-связанных симметричных двойных квантовых ямах (СДКЯ) в балансе возникают симметричные (S) и антисимметричные (AS) состояния, образуя две подзоны с энергиями соответственно E_S и E_{AS} ($E_{AS} - E_S = \Delta_{SAS}$ — туннельная щель, определяемая параметрами барьера СДКЯ и разностью концентраций электронов в этих состояниях). В литературе в основном исследуются особенности, которые при этом возникают в режиме КЭХ. В слабых магнитных полях, как правило, ограничиваются анализом эффекта Холла и осцилляций Шубникова-де Гааза (ШГО) для определения параметров носителей заряда в подзонах S- и AS-состояний (n_i , μ_i , $\tau_{q,i}$ и т.д., $i = 1, 2$) [1]. Температурные зависимости концентраций и подвижностей носителей не исследуются, так как ШГО уже при $T \simeq 4.2$ К становятся слабыми и возникают трудности с разделением

вклада носителей заряда двух подзон в широком диапазоне температур.

С другой стороны, в одиночных квантовых ямах до сих пор интенсивно исследуются переходы "металл" -диэлектрик (ПМД) в нулевом магнитном поле [2]. Мы наблюдали аналогичный ПМД в подзоне AS-состояний (смену знака производной $d\mu_2(T)/dT$) с ростом концентрации в структурах n-InGaAs/GaAs с СДКЯ. При этом проводимость в подзоне S-состояний имела диэлектрический характер (рис. 1b) во всем диапазоне ($T = 20 \div 70$ К).

В данной работе были исследованы образцы n -InGaAs/GaAs с СДКЯ при $1.8 < T < 77$ К и в магнитных полях до $B = 9.0$ Т. Квантовые ямы n -InGaAs имели ширину $d_w = 5$ нм, барьер GaAs — $d_b = 10$ нм [3]. Из анализа ШГО, эффекта Холла в слабом ($R_{H0}(T)$) и в сильном магнитном поле ($R_H(B, T)$), а также положительного магнитосопротивления мы определили параметры носителей в подзонах S- и AS-состояний ($n_{1,2}(T)$ и $\mu_{1,2}(T)$) и соответствующие им энергии Ферми. Разность $E_{F,1} - E_{F,2} = \Delta_{SAS} = 3.0$ мэВ. Концентрации n_1 и n_2 изменялись освещением структур ИК-излучением. Темновая концентрация электронов $n_T = n_1 + n_2 = 2.3 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ (рис. 1а) и эффективная подвижность $\mu_n = 1.1 \cdot 10^4$ см 2 /В · с при $T = 20$ К (рис. 1б), туннельная щель $\Delta_{SAS} \approx 3.0$ мэВ [3,4]. Без освещения зависимость $\mu_2(T)$ имела "металлический" характер (рис. 1б) [2]. С ростом концентрации зависимости $\mu_2(T)$ изменялся на диэлектрический (рис. 2). Диэлектрический характер проводимости $\mu_1(T)$ (рис. 1б) при этом сохранялся.

Анализ проводимости для S- и AS-состояний в СДКЯ в рамках теории [4,5] для квантовых поправок от эффектов электрон-электронного взаимодействия (ЭЭВ) в баллистическом режиме в принципе позволяет показать, что смена знака производной $d\mu_2(T)/dT$ связана с уменьшением константы ЭЭВ F_{02}^σ в подзоне AS-состояний с ростом n_2 (рис. 2) [5]. Однако следует отметить, эти теории были получены для строго двумерного и сильно вырожденного электронного газа (заполнена только одна подзона пространственного квантования и $T \ll T_F$). В квази-2D структурах в проводимости участвуют носители из двух подзон. Кроме того, для носителей в AS-состояниях нарушается условие сильного вырождения. Поэтому во всех теориях, описывающих квантовые эффекты ШГО, слабой локализации и ЭЭВ в диффузионном и баллистическом режимах, нужно учитывать межподзонное рассеяние [1,6] и квазиклассические эффекты [7]. При анализе механизмов проводимости в подзонах мы учитывали эту качественно новую ситуацию, которая возникает в квази-2D структурах в рамках теорий [1,6,7].

Работа поддержана: РФФИ (гранты № 08-02-00222, № 09-02-96518, 10-02-96005) и программой Президиума РАН "Низкоразмерные квантовые гетероструктуры".

- [1] R. Fletcher, *et al.*, Phys. Rev. B, **71**, 155310 (2005).
- [2] S.V. Kravchenko, V.M. Pudalov, *et al.*, Phys. Rev. B, **50**, 8039 (1994).
- [3] Ю.Г. Арапов, В.Н. Неверов и др., в наст. сб., с.
- [4] I.V. Gornyi, *et al.*, Phys. Rev. B, **69**, 045313 (2004).
- [5] G. Zala, *et al.*, Phys. Rev. B, **64**, 214204 (2001); **65**, R0220 (2002).
- [6] Н.С. Аверкиев *и др.*, ЖЭТФ, **117**, 407 (2000); ФТП, **32**, 1219 (1998); М.Е. Raikh, Т.В. Shahbazyan, Phys. Rev. B, **49**, 5531 (1994).
- [7] D.S. Novikov, Phys. Rev. B, **79**, 235304 (2009); В. Spivak, S.A. Kivelson, Ann. Phys. **321**, 2071 (2006).

Особенности осцилляций магнитосопротивления в симметричной и асимметричной квантовых ямах n-HgTe/CdHgTe с инвертированным зонным спектром

М.В. Якунин¹, С.М. Подгорных¹, С.А. Дворецкий², Н.Н. Михайлов²

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

²Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13

Уникальной особенностью квантовой ямы HgTe является то, что при достаточно большой ее ширине край зоны проводимости формируется p -состояниями зоны Γ_8 , а не s -состояниями зоны Γ_6 , как в традиционных гетеросистемах [1,2]. Это приводит к ряду уникальных свойств гетеросистемы HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te. Одной из причин бесщелевой структуры энергетического спектра HgTe является сильное спин-орбитальное взаимодействие. По той же причине в HgTe должен ярко проявляться эффект Рашбы, то есть снятие спинового вырождения зон в нулевом магнитном поле за счет релятивистского вклада в энергию движения электрона в электрическом поле. Последнее означает, что в отсутствие сильного внешнего электрического поля эффект должен отсутствовать в симметричном профиле потенциала гетероструктуры, но появляться и усиливаться с ростом асимметрии квантовой ямы, поскольку асимметрия ямы означает наличие встроенного электрического поля. Действительно, в работе [3] из Фурье-анализа сложной структуры осцилляций магнитосопротивления (МС) и ее изменений с напряжением на затворе было найдено, что в яме HgTe величина спиновых расщеплений в нулевом поле может достигать на уровне Ферми величин в 10 мэВ и более. В работе [3] плотность электронного газа в слое HgTe достигала примерно 10^{12} см⁻².

В настоящей работе представлены аналогичные исследования симметричной (легированной с обеих сторон со спейсерами ~ 10 нм, ширина ямы $d_w = 10.5$ нм) и асимметричной (легированной с одной стороны, $d_w = 15$ нм) квантовых ям HgTe с плотностью двумерного электронного газа n_s до $5 \cdot 10^{12}$ см⁻². В симметричной яме наблюдается регулярная картина осцилляций МС R_{xx} (рис.1), так что Фурье-спектр содержит один узкий пик, соответствующий $n_s = 3.43 \cdot 10^{12}$ см⁻², что близко к величине, следующей из наклона холловского сопротивления в слабых полях ($3.4 \cdot 10^{12}$ см⁻²). В области слабых полей проявляется один узел биений в поле $B_1 = 0.85$ Т, что указывает на наличие двух близкорасположенных подзон, заселенных носителями с близкими подвижностями, и разность их заселенности составляет всего $\delta n_s = eB_1/h = 0.2 \cdot 10^{11}$ см² [4]. В то же время наличие заметной

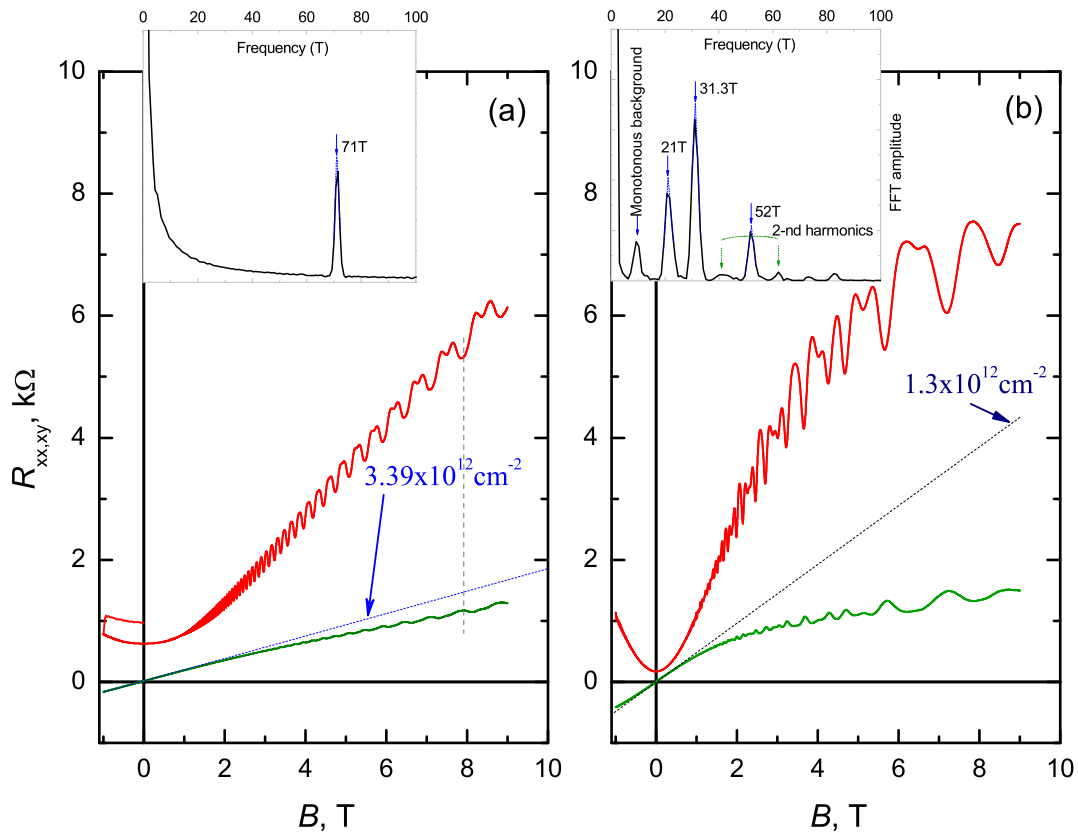


Рис. 1: Продольное и холловское МС в симметричной (а) и асимметричной (б) ямах HgTe. На вставках — результаты Фурье преобразований: для симметричной ямы проявляется только одна серия осцилляций, тогда как для асимметричной сложная картина осцилляций дает три пика Фурье преобразования..

параболической составляющей в $R_{xx}(B)$ и отклонение хода холловского сопротивления $R_{xy}(B)$ от линейного может указывать на наличие третьей группы носителей с существенно меньшей подвижностью. В асимметричной яме сложный спектр осцилляций дает три пика в Фурье-спектре, так что $n_s = 5.03 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ($1.01+1.51+2.51$), параболическая составляющая $R_{xx}(B)$ выражена сильнее и ход зависимости $R_{xy}(B)$ сильно отклоняется от линейного. Наличие здесь трех существенно различных заполненных подзон указывает на сильное расщепление Рашбы, по крайней мере, одной из зон размерного квантования.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проекты 08-02-00222, 09-02-96518.

- [1] M. Konig, *et al.*, J. Phys. Soc. Japan, **77**, 031007 (2008).
- [2] З.Д. Квон *и др.*, ФНТ, **35**, 10 (2009).
- [3] X.C. Zhang, *et al.*, Phys. Rev. B, **63**, 245305 (2001).
- [4] G.S. Boebinger, *et al.*, Phys. Rev. B, **43**, 12673 (1991).

Подвижность двумерных электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов в тонких легированных слоях

В.М. Михеев

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

Низкотемпературная подвижность 2D-электронов в квантовых ямах ограничивается рассеянием на ионизированных примесях. Корреляции в расположении ионов приводят к существенному увеличению подвижности электронов. Обычно, влияние корреляции в расположении примесных ионов на электронную подвижность учитывают численными методами. В работах [1-2] мы произвели учет этих корреляций в модели жестких сфер. В принятой нами модели диаметр жесткой сферы отождествляется с минимальным расстоянием между ионами, а концентрация ионов, отождествляется с концентрацией сфер. В этих работах мы ограничились рассмотрением гетероструктур, в которых легированный слой достаточно широк, так что коррелированное распределение примесных ионов можно рассматривать как объемное.

Доклад представляет работу, в которой рассматривается противоположный случай гетероструктур с тонкими легированными слоями, когда для описания корреляций в системе примесных ионов неприменимы объемные корреляционные функции. Мы развили для описания пространственных корреляций ионов в тонких слоях модель жестких сфер, центры которых лежат в одной плоскости. В этой модели корреляционная функция вычислялась с помощью вириального разложения по степеням плотности. Результаты вычислений позволяют сделать следующие заключения:

1. Размерность системы примесных ионов существенно влияет на характер пространственных корреляций в системе ионов. При прочих равных условиях корреляции в плоскости значительно сильнее, чем корреляции в объеме.

2. Основным параметром системы ионов в слое — $W_d n_d^{1/3}$ (W_d — ширина легированного слоя, n_d — концентрация доноров). В случае $W_d n_d^{1/3} > 1$, распределение ионов можно рассматривать как объемное. В обратном случае $W_d n_d^{1/3} < 1$ необходимо использовать модель, в которой примесные центры распределены в плоскости с плотностью $N_d = n_d W_d$.

[1] В.М. Михеев, ФТТ, **49**, 1770 (2007).

[2] В.М. Михеев, ФТТ, **50**, 1877 (2008).

Спиновая поляризация электронов в двойной квантовой яме при факторе заполнения $\nu = 2$

А.В. Бунякин, А.А. Васильченко

Кубанский государственный технологический университет, 350072, Краснодар, ул. Московская, 2

Целью настоящего сообщения является оценка условия перехода электронов в спин-поляризованное состояние в двойной двумерной квантовой яме при суммарном факторе заполнения уровня Ландау $\nu = 2$. В рамках теории функционала плотности (ТФП) найдем условие перехода в спин-поляризованное состояние при $\nu = 2$.

Согласно ТФП полная энергия многоэлектронной системы есть однозначный функционал плотности электронов $n(r)$

$$E[n] = T[n] + E_c[n] + E_{xc}[n^\uparrow, n^\downarrow] + E_Z[n^\uparrow, n^\downarrow] + \Delta N_a, \quad (1)$$

где $n(r) = n^\uparrow(r) + n^\downarrow(r)$, $n^\sigma(r)$ — плотность двумерных электронов с данным направлением спина, T — кинетическая энергия, E_c — кулоновская энергия, E_{xc} — обменно-корреляционная энергия, E_Z — зеемановская энергия, Δ — величина туннельной щели, N_a — число электронов в подзоне антисимметричного состояния.

В дальнейшем в E_{xc} нами учитывается только обменная энергия и для нее используется приближение локальной плотности (атомная система единиц)

$$E_x[n^\sigma] = \int \mathcal{E}_x(n^\sigma) n^\sigma(r) dr, \quad (2)$$

$$\mathcal{E}_x(n^\sigma) = \alpha n^\sigma(r), \quad (3)$$

(2) где $\alpha = -\sqrt{2\pi}\pi L$, L — магнитная длина.

Рассмотрим два состояния при $\nu = 2$: в первом состоянии система является полностью спин-поляризованной и плотности электронов в симметричной и антисимметричной подзонах равны, во втором случае электроны находятся в обоих спиновых состояниях и имеют равные плотности.

При $n(r) = \text{const}$ для одинаковых квантовых ям различие в кинетической и кулоновской энергиях для обоих состояний предполагается небольшим, поэтому основную роль в изменении энергии будут играть последние три слагаемых в выражении (1). С учетом этого и используя выражения

(2-3), получаем условие возникновения спиновой поляризации электронов в двойной квантовой яме при

$$\Delta < \sqrt{\pi/2}/L + g\mu_B B/2,$$

где g — фактор Ланде, μ_B — магнетон Бора.

Отметим, что из этого условия можно найти расстояние между квантовыми ямами, при котором происходит спиновая поляризация электронов в каждой из квантовых ям.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и администрации Краснодарского края (проекты № 09-02-96508 и № 09-02-96518).

Зависимость щели в спектре двойной квантовой ямы InGaAs/GaAs от параметров инфракрасной подсветки

Ю.Г. Арапов, В.Н. Неверов, Н.Г. Шелушина, Г.И. Харус, М.В. Якунин

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

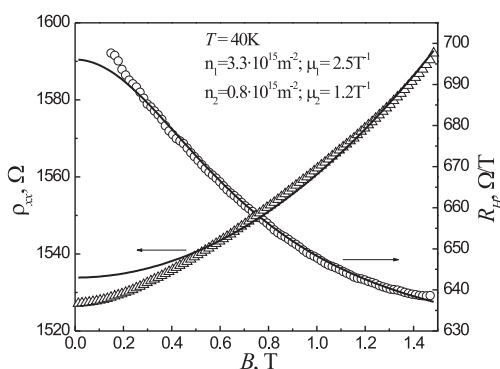


Рис. 1: Коэффициент Холла и магнитосопротивление при $T = 40$ К в образце с промежуточной засветкой

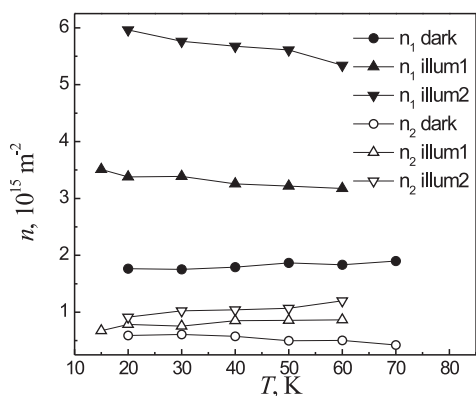


Рис. 2: Концентрационные зависимости для различных степеней засветки

Исследованная двойная квантовая яма (ДКЯ) $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ представляет собой две одиночные квантовые ямы InGaAs шириной 5 нм, которые разделены барьером GaAs шириной 10 нм. Энергетический спектр такой структуры представляет собой антисимметричное состояние, совпадающее с основным состоянием одиночной ямы, и симметричное, которое отщепляется вниз на величину туннельной щели. Величина отщепления определяется туннельной прозрачностью барьера.

Нами были проведены измерения гальваномагнитных эффектов в магнитных полях до 3 Т и температурах $4.2 \div 60$ К, для трех различных концентраций носителей заряда. Концентрация носителей заряда в структуре менялась за счет инфракрасной подсветки образцов при наивысшей температуре эксперимента (60 К). Используя полевые зависимости холловской и продольной компонент тензора магнитосопротивления (Рис. 1), мы разделили вкла-

ды от двух типов носителей заряда, относящихся к симметричной (S) и антисимметричной (AS) подзонам пространственного квантования. На Рис. 2 представлены концентрации носителей заряда для первой (темные точки) и второй (светлые) подзона пространственного квантования. По положению

уровня Ферми $\mathcal{E}_F^{(i)}$ ($i = 1, 2$) относительно дна соответствующей подзоны можно определить величину щели между уровнями пространственного квантования:

$$\Delta_{tot} = \mathcal{E}_F^{(1)} - \mathcal{E}_F^{(2)} = \frac{\pi \hbar^2}{m} (n_1 - n_2),$$

где m — эффективная масса носителей заряда, а n_1 и n_2 — концентрация электронов в нижней и верхней подзонах. Данные для образца в зависимости от концентрации носителей заряда (1 - исходная концентрация; 2 и 3 - образец с разной степенью засветки) приведены в таблице. Видно, что с увеличением концентрации величина щели между уровнями пространственного квантования достаточно сильно растет.

Такая зависимость величины щели между уровнями пространственного квантования от полной концентрации электронов несомненно связана с изменением профиля потенциала структуры при засветке образца. Мы полагаем, что инфракрасная подсветка вносит асимметрию в вид потенциала ДКЯ вследствие неодинаковости засветки легирующих слоев доноров.

В темновом случае величина щели минимальна и соответствует расчетным значениям туннельной щели, Δ_{sas} , для данной структуры. Тогда из выражения для полной величины щели между уровнями пространственного квантования

$$\Delta_{tot} = \sqrt{\Delta_{sas}^2 + \Delta^2}$$

можно определить величину перекоса ДКЯ, Δ (см. таблицу)

№	$n_{полн} \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$	$n_1 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$	$n_2 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$	$\Delta_{sas}, \text{ мЭВ}$	$\Delta, \text{ мЭВ}$
1	2.4	1.8	0.6	2.4	0
2	4.2	3.4	0.8	5.4	4.8
3	6.7	5.8	0.9	9.8	9.5

Более полные выводы о природе воздействия инфракрасного освещения на исследованную систему (изменение вероятности туннелирования или внесение асимметрии в вид потенциала ДКЯ) можно сделать, лишь исходя из анализа экспериментальных зависимостей концентраций электронов в S- и AS- подзонах при разной степени инфракрасной подсветки от напряжения на затворе.

Работа выполнена по плану РАН (тема № г.р. 01.2.006 13395), при частичной поддержке РФФИ (гранты № 08-02-00222, 09-02-96518, 10-02-96005).

Резонансное туннелирование носителей через уровни размерного квантования в структурах Si/SiGe/Si с одиночной квантовой ямой

И.В. Антонова¹, Е.П. Неустроев², С.А. Смагулова², М.С. Каган³,
П.С. Алексеев⁴, S.K. Ray⁵, J. Kolodzey⁶

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, Лаврентьева, 13.

² Якутский государственный университет, 677000, Якутск,
ул. Белинского, 58.

³ Институт радиофизики и электроники РАН, 103907, Москва,
Моховая, 11.

⁴ Физико-технический институт РАН им. А.Ф. Иоффе, 194021,
Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26.

⁵ Indian Institute of Technology, Kharagpur, India.

⁶ University of Delaware, Newark, DE 19716, USA.

19 nm	6×10^{11}	$\delta - \text{B}$
19 nm	6×10^{11}	
14 nm	6×10^{11}	-SiGe-
19 nm	6×10^{11}	
62 nm		p - Si
		n - Si

Рис. 1: Схематичное изображение структур с квантовой ямой SiGe, исследованных в работе.

Дизайн структур, содержащих квантовые ямы SiGe, и предназначенных для конкретных приложений, может быть довольно сложным, и они могут содержать несколько слоев разного состава и типа легирования. Так структуры, исследуемые в качестве источников излучения терагерцового диапазона [1] содержат $p-n$ переход под рабочим слоем с одной или несколькими квантовыми ямами SiGe. Экспериментальное определение уровней размерного квантования в таких структурах представляет собой достаточно сложную задачу. В данной работе показана возможность наблюдения резонансного туннелирования носителей через уровни в квантовой яме при относительно высоких температурах (80 ÷ 100 К), которые проявляются в виде ступенек на вольт-амперных характеристиках, при протекании тока поперек структуры.

На рис. 1 представлено схематичное изображение исследованных структур. Структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на (100) кремниевых подложках при температуре 400 °С. Содержание германия в исследованных структурах варьировалось от 7 до 15%. Благодаря сегрегации германия на поверхности при росте структур, на поверхности был обнаружен большой положительный заряд, приводящий к сильному (~ 0.35 эВ) обедняющему изгибу зон. Положительный заряд на поверхности структур может быть удален путем нанесения на поверхность специального пассивирующего покрытия. В качестве пассивирующего покрытия в данной работе был использован монослой 1-октадецена

$(\text{CH}_2 = \text{CH} - (\text{CH}_2)_{15}\text{CH}_3)$ толщиной 2 нм. Такое покрытие [2] является стабильным, не меняет своих свойств на протяжении нескольких лет, защищая поверхность от окисления, и за счет образования химической связи с атомами кремния или германия на поверхности обеспечивает состояние близкое к плоским зонам. Кроме того, пассивирующее покрытие обладает изолирующими свойствами, снижая ток, протекающий через структуру. Варьируя режим нанесения можно осуществлять частичное заполнение оборванных связей на поверхности молекулами октадецена, получая промежуточный случай. В данной работе исследованы структуры с естественным слоем окисла, полностью и частично пассивированные октадеценом.

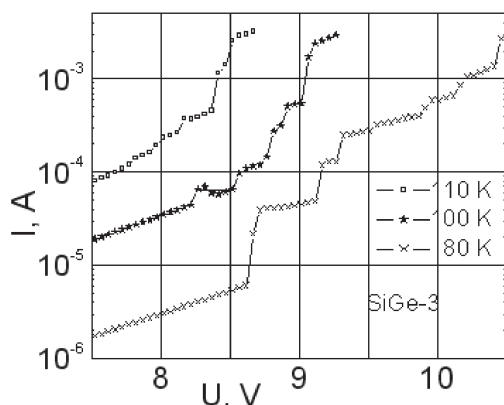


Рис. 2: Фрагменты вольт-амперных характеристик пассивированной структуры с 15% Ge в яме, измеренные при температурах 80 ÷ 110 К.

ний сдвигается до 7 ÷ 9 В. В непассивированных структурах интервал напряжений снижался до 1 ÷ 3 В. Такой сдвиг напряжений коррелирует с появлением обедняющего изгиба зон в непассивированных структурах.

В предположении, что ступеньки тока связаны с прямым туннелированием носителей из металлического электрода через уровни размерного квантования в яме, проведено сравнение величин напряжений, при которых наблюдаются ступеньки с рассчитанной системой уровней в квантовой яме. Расчет уровней проводился в приближении шести-зонной модели с учетом спин-орбитального взаимодействия. Обнаружено хорошее согласие между теоретической системой уровней и экспериментально полученными напряжениями с учетом деления напряжения между слоем с квантовой ямой и остальной структурой. Возможность наблюдать прямое туннелирование через уровни в яме при относительно высокой температуре связано с ограничением тока в структуре при ее пассивации и низкой плотностью поверхностных состояний.

На рис. 2 для примера приведены фрагменты вольт-амперных характеристик одной из пассивированных структур, на которой видны ступеньки, наблюдаемые в интервале температур 80 ÷ 110 К. Увеличение температуры приводит к росту величины тока и исчезновению ступенек. Для пассивированных структур ступеньки тока наблюдаются при обеих полярностях приложенного напряжения в интервале 9 ÷ 11 В. В случае частичной пассивации поверхности ступеньки наблюдаются только при положительном смещении на структуре и интервал напряжений

- [1] M.S. Kagan, *et al.*, Phys. Stat. Sol. (b), **235**, 135 (2003).
 [2] I.V. Antonova, *et al.*, Appl. Phys. Lett., **91**, 102116, 2007.

Наблюдение поляронных состояний в резонансно-туннельных диодах методом магнитотуннельной спектроскопии

В.Г. Попов^{1,2}, В.Г. Криштоп², О.Н. Макаровский³, М. Henini³

¹ *Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, НОЦ, Черноголовка, 142432, Россия*

² *Факультет физической и квантовой электроники, Московского физико-технического института, Долгопрудный, 141700, Россия*

³ *School of Physics and Astronomy of Nottingham University, Nottingham NG7 2RD, UK*

Метод магнитотуннельной спектроскопии позволяет получить информацию о дисперсии носителей в низкоразмерных системах. Он успешно использовалась для исследования спектров квантовых ям в валентной зоне GaAs [1] и ям, с растворами азота в GaAs [2], подобная методика применяется для исследования волновых функций в квантовых точках [3].

Фононные реплики наблюдаются довольно часто в вольтамперных характеристиках (ВАХ) туннельных контактов, созданных на основе полярных материалов. В случае полупроводников данные особенности рассматривают в рамках модели стимулированного оптическими фононами туннелированием (СОФТ) [4]. В рамках данной модели туннелирование электрона сопровождается одновременным испусканием или поглощением оптического продольного фонона.

В данной работе экспериментально исследуются фононные реплики на вольтамперных характеристиках резонансно-туннельного диода с асимметричными барьерами. Особое внимание уделяется зависимости положений фононных реплик от магнитного поля, параллельного слою квантовой ямы, сформированной между двумя туннельными барьерами диода. Были обнаружены слабая магнитная зависимость фононных особенностей в малых полях, антикроссинг резонансного пика и фононных реплик. Первый антикроссинг наблюдается в области около $B^* = 5$ Тл, следующий антикроссинг наблюдается в поле около $B^{**} = 7$ Тл (Рис. 1).

Исследование второй производной позволяет обеспечить более точное разрешение и уменьшить влияние фоновой, нерезонансной монотонной части тока. В этом случае минимумам второй производной соответствуют максимумы тока. Положение основного резонанса можно найти как положение пика в токе на вольтамперной характеристике. Из-за больших значений в области антикроссинга затруднительно обеспечить достаточную

контрастность топографической картины вне области антикроссинга, на Рис. 1 положение минимумов дополнительно обозначено кружками, квадратами и треугольниками.

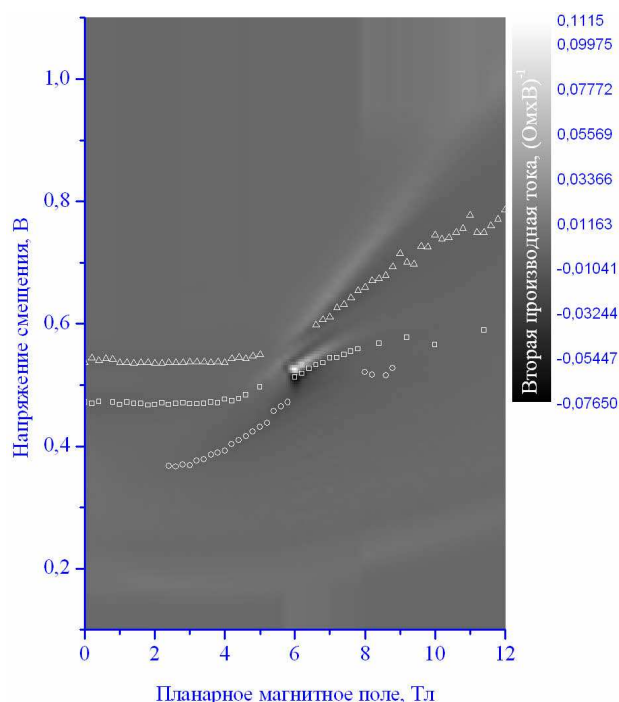


Рис. 1: Топографическая карта зависимости второй производной тока по напряжению от напряжения смещения и магнитного поля

магнитном поле ранее не обнаруживали.

Полученные результаты исследования фононных реплик в планарном магнитном поле не объясняются моделью СОФТ. Обнаруженные магнитные зависимости можно объяснить, рассматривая модификацию двумерного спектра электронов в квантовой яме электрон-фононным взаимодействием или формированием поляронов. Ранее поляронные состояния наблюдались в квантовых ямах и исследовались в квантующих магнитных полях, при этом наблюдался антикроссинг фононных реплик и упругих реплик, связанных с туннелированием электронов между уровнями Ландау с разными индексами [5]. Поляронных же эффектов в нулевом и планарном маг-

- [1] R.K. Hayden, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **66**, 1749 (1991).
- [2] J. Endicott, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **91**, 126802 (2003).
- [3] E.E. Vdovin, *et al.*, Science, **290**, 122 (2000).
- [4] H. Mizuta and T. Tanoue, *The Physics and Applications of Resonant Tunneling Diodes*, (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1995), p. 53.
- [5] G.S. Boebinger, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **65**, 235 (1990).

Разогрев двумерного дырочного газа в структурах с квантовой ямой на основе GaAs

И.В. Солдатов¹, А.В. Германенко¹, Г.М. Миньков², О.Э. Рут¹,
А.А. Шерстобитов²

¹ НИИ ФПМ УрГУ, Екатеринбург, 620083, пр. Ленина 51

² ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, 620043, С. Ковалевской 18

При низких температурах в двумерных структурах в полях порядка нескольких В/см наблюдается зависимость проводимости от величины приложенного поля. Механизмы такой неомичности в случае диффузионной и прыжковой проводимости существенно различны. В первом — нелинейность связана только с повышением температуры электронного газа, а во втором — дополнительно, с изменением вероятности прыжка в сильном электрическом поле или с ударной ионизацией локализованных на примесях состояний. Такое различие позволяет экспериментально определить условия (степень беспорядка, температура), при которых происходит смена механизма проводимости.

В структурах n -типа неомичность при переходе к прыжковой проводимости была подробно исследована [1]. Отдельный интерес представляют структуры p -типа, в которых могут появиться особенности при переходе к прыжковой проводимости, связанные с более сложным энергетическим спектром дырок.

В настоящей работе экспериментально исследован разогрев двумерного дырочного газа на структурах GaAs/InGaAs/GaAs, в которых легирующий δ -слой акцепторов был отделен от квантовой ямы спейсером. Напряжение, приложенное к полевому электроду, позволяло изменять концентрацию носителей и, соответственно, проводимость структур в широком диапазоне: от 100 до $10^{-4}G_0$ ($G_0 = e^2/\pi h$). Была определена зависимость скорости релаксации энергии P от проводимости двумерного слоя при температурах решетки от 1.4 К до 4.2 К. Показано, что при проводимостях более $(0.1 \div 1) \cdot G_0$ она количественно описывается теорией релаксации энергии на пьезоэлектрическом и деформационном потенциалах акустических фононов [2]. В случае проводимости по делокализованным состояниям P имеет вид: $P(T_L, T_e) = F(T_e) - F(T_L)$, где T_L — температура решетки, T_e — температура дырочного газа. Из вида функции следует, что производная $\partial P/\partial T_e$ не зависит от температуры решетки, и поэтому зависимости $\partial P/\partial T_e$ при разных T_L должны ложиться на одну кривую. При проводимостях $(10^{-3} \div 10^{-1})G_0$ $P(T_L, T_e)$ отклоняется от теоретической зависимости,

но производные $\partial R/\partial T_e$ продолжают "падать" на одну кривую, и только при понижении проводимости менее $10^{-3}G_0$ начинают расходиться, что свидетельствует о смене механизма проводимости.

Работа поддержана грантами РФФИ 08-02-00662, 07-02-00528, 08-02-91962, 08-02-91962.

- [1] А.А. Шерстобитов, Г.М. Миньков, О.Э. Рут, А.В. Германенко, Б.Н. Звонков, ФТП, **39** 237 (2005).
- [2] P.J. Price, J. Appl. Phys., **53** 6863 (1982).

Экспериментальное исследование пространственного распределения электронного газа в сильнонеупорядоченных двумерных системах

А.А. Шерстобитов¹, Г.М. Миньков¹, А.В. Германенко², О.Э. Рут²,
И.В. Солдатов², Б.Н. Звонков³

¹ ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, 620043, С. Ковалевской 18

² НИИ ФПМ УрГУ, Екатеринбург, 620083, пр. Ленина 51

³ НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603950,
пр. Гагарина 23/3

Из-за слабого экранирования в двумерных системах неоднородность играет определяющую роль. В результате при понижении концентрации распределение электронного газа может стать сильно неоднородным. Этот эффект был рассмотрен теоретически в работе [1] и экспериментально [2]. В работе [2] было показано, что в структурах с высокой подвижностью, распределение электронного газа становится сильно неоднородным уже при достаточно большой проводимости, порядка нескольких e^2/h . Ранее мы исследовали переход от слабой к сильной локализации в сильно неупорядоченных двумерных структурах. Было показано, что все транспортные явления описываются в рамках модели однородной диффузионной проводимости, до проводимости порядка $10^{-3}e^2/h$. Для выяснения роли неоднородности в наших структурах мы провели исследование C-V характеристик, на тех же структурах, на которых были проведены транспортные исследования. Обнаружено, что зависимости емкости от напряжения на полевом электроде очень похожи, на те что наблюдались ранее — при запирации ёмкость сначала слабо зависит от напряжения на полевом электроде, затем наблюдается резкое падение емкости. Кроме, появления сильной неоднородности, к падению емкости может привести увеличение сопротивления 2D газа. Для проверки этой возможности мы измерили зависимость сопротивления 2D газа от напряжения на полевом электроде, сразу после измерения ёмкости, без отогрева образца. В результате, было показано, что всё падение ёмкости в сильно неупорядоченных структурах связано только с увеличением сопротивления 2D газа. Таким образом, показано, что исследованные структуры до проводимости, порядка $10^{-3}e^2/h$ остаются однородными. Это поддерживает выводы нашей работы — до проводимости порядка $10^{-2}e^2/h$, механизм проводимости остается диффузионным, при дальнейшем понижении проводимости происходит локализация носителей, за счет андерсоновской локализации.

Работа поддержана грантами РФФИ 08-02-00662, 07-02-00528, 08-02-91962.

- [1] Michael M. Fogler, Phys. Rev. B, **69**, 121409 (2004).
- [2] G. Allison, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **96**, 216407 (2006).
- [3] G.M. Minkov, *et al.*, Phys. Rev. B, **75**, 235316 (2007).

Вычисление профиля концентраций носителей заряда в широкой квантовой яме в электрических и магнитных полях

Л. Щурова

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

Исследуется равновесное состояние электронной системы с Ферми статистикой в модулировано легированной структуре с широкой квантовой ямой. Носители заряда в двумерном канале проводимости образуются вследствие ионизации примесей легирующего слоя, отделенного от квантовой ямы, через спейсер.

Модель сформулирована для электронной системы с достаточно высокой плотностью, когда длина волны де-Бройля носителей заряда, λ_B , оказывается меньше ширины квантовой ямы L ($\lambda_B \leq L$) и уровни размерного квантования не формируются. Вследствие взаимодействий носителей заряда с электрическими полями ионов в потенциальной яме образуется асимметричное относительно центра квантовой ямы состояние с неоднородной плотностью.

Распределение концентраций носителей заряда по ширине ямы, $n(z)$, вычислялось из уравнения

$$-eE_i + \frac{4\pi e^2}{\chi} \int_0^z n(\xi) d\xi = n^{-1/3}(z) \frac{3(3\pi^2)^{2/3} \hbar^2}{2} \frac{dn}{dz}, \quad (1)$$

где E_i — неэкранированное свободными носителями заряда электрическое поле легирующего слоя, z — координата в поперечном направлении квантовой ямы, $z = 0$ — координата границы квантовой ямы и спейсера, отделяющего потенциальную яму от легирующего слоя, χ — диэлектрическая проницаемость материала квантовой ямы.

Уравнение (1) описывает, в рамках гидродинамического подхода, равновесие сил притяжения носителей заряда к слою заряженных ионов и сил отталкивания носителей заряда от границы раздела барьера и ямы вследствие фермиевского давления в каждом интервале dz потенциальной ямы.

Для уравнения (1) с граничными условиями $dn/dz|_{z=L} = 0$ и $n(z=L) = n_L$ мы получили аналитическое решение, которое выражается через гипергеометрические функции [1].

Вблизи левой границы барьера и ямы, где теряется применимость гидродинамического приближения, для определения $n(z)$ мы решали уравнение

Шредингера, с учетом взаимодействий носителей заряда с ионным слоем в приближении среднего поля и частичного проникновения частиц в барьер.

Также в рамках гидродинамического подхода вычислен профиль концентраций $n(z)$ в квантовой яме во внешнем магнитном поле H_x , приложенном параллельно плоскости квантовой ямы. Во внешнем магнитном поле на свободные носители заряда, помимо сил электрического происхождения, действует сила Лоренца, и уравнение равновесия сил приобретает вид

$$\begin{aligned} -eE_i + \frac{4\pi e^2}{\chi} \int_{x_1}^{x_2} n(\xi) d\xi + \frac{e^2}{c^2} \frac{3^{1/3} \pi^{-4/3}}{36m} H_x^2 n^{-5/3}(z) \frac{\partial n}{\partial z} = \\ = n_{3Dh}^{-1/3}(z) \frac{3(3\pi^2)^{2/3}}{2} \frac{\hbar^2}{m_h} \frac{dn_{3Dh}}{dz}. \end{aligned} \quad (2)$$

Влияние магнитного поля на перераспределение профиля концентраций $n(z)$ обусловлено диамагнитными свойствами фермиевской системы носителей заряда, обязанными квантованию движения электронов в плоскости, перпендикулярной приложенному магнитному полю.

Мы получили решение уравнения (2) для тех же граничных условий. Численные оценки профиля концентраций $n(z)$ были проведены для модулировано легированной структуры Si(B)/SiGe/Si с широкой квантовой ямой (30 нм) и средней плотностью носителей заряда в квантовой яме $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, для которой имеются экспериментальные данные для магнетосопротивления в сильном параллельном магнитном поле [2]. Получено, что в модулировано легированных структурах с широкой потенциальной ямой и относительно высокой плотностью носителей заряда вследствие их взаимодействий с электрическими полями ионов и внешним магнитным полем образуется состояние с неоднородной плотностью, существенно отличающееся от состояния в двумерных квантовых ямах и в неограниченных трехмерных системах.

Сопротивление в этой структуре должно определяться узкой квазиклассической областью с высокой концентрацией носителей заряда. Вычисленные значения магнетосопротивления сравниваются с результатами измерений, полученными в Физико-Техническом институте им. Иоффе [2].

[1] L.Yu. Shchurova, *Annalen der Physik*, **18**, 928 (2009).

[2] I.L. Drichko, *et al.*, *Phys. Rev. B*, **79**, 205310 (2009).

Осцилляции Шубникова–де Гааза кинетических коэффициентов 2D электронной системы Рашбы

С.Г. Новокшенов

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

Спин-орбитальное (СО) взаимодействие снимает двукратное вырождение электронных уровней энергии. В результате спектр 2D электронов расщепляется на две подзоны с законами дисперсии $\mathcal{E}_{\pm}(k) = \hbar^2 k^2 / 2m \pm \hbar \alpha k$ (α — константа спин-орбитальной связи Рашбы), которые в сильном (квантующем) поперечном магнитном поле трансформируются в две подсистемы неэквидистантных дискретных уровней. Это является причиной хорошо известных биений амплитуд осцилляций Шубникова–де Гааза (ШдГ) кинетических коэффициентов, наблюдаемых в 2D проводниках.

Последовательное аналитическое описание осцилляций ШдГ в двумерных системах со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы было предложено в работе [1]. В частности, в [1] было показано, что независимо от величины СО взаимодействия основной период осцилляций связан с полной концентрацией носителей заряда обычным соотношением $\Delta(1/B) = |e|/\pi c \hbar n$. Получено, простое выражение, связывающее положения узлов биений осцилляций с параметрами электронного энергетического спектра.

В данной работе в отличие от [1] анализируется картина шубниковских осцилляций магнитосопротивления в области сильных магнитных полей ($\omega_c \tau > 1$), где биения приобретают вид на первый взгляд нерегулярных изменений амплитуд осцилляций. Показано, что и в этом случае их полевая и температурная зависимость хорошо описывается уравнениями, полученными в [1].

Работа выполнена по плану РАН (тема № 01.2.006 13395) при частичной поддержке РФФИ (грант № 08-02-00662).

- [1] S.G. Novokshonov, A.G. Groshev, Phys. Rev. B, **74**, 245333 (2006).

Т

Структура и свойства
полупроводников с примесями
переходных элементов

Structure and Properties of
Semiconductors with Transition Metal
Impurities

Новые эффекты, возникающие в структурах GaAs:Mn

Н.С. Аверкиев¹, В.Ф. Сапега¹, К. ПлуГ²

¹ Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26

² Институт им.Пауля Друде, Берлин, Германия

Обнаружение ферромагнитного упорядочения в кристаллах $\text{Ga}_{1-x}\text{As} : \text{Mn}_x$ ($x \sim 1\%$) дало новый импульс исследованиям полупроводников, содержащих парамагнитные ионы [1]. Арсенид галлия и структуры на его основе оказались наиболее привлекательными для этих целей, поскольку свойства одиночного иона Mn в объемном GaAs были хорошо изучены в конце 80-х годов прошлого века. На основании многочисленных экспериментов таких, как поляризованная горячая и холодная фотолюминесценция, обусловленная рекомбинацией оптически ориентированных электронов с дыркой, связанной на Mn [2], поляризационная пьезоспектроскопия [3], наличие сигнала ЭПР с эффективным g -фактором отличным от 1 и 2 [4], релаксационное поглощение звука в кристаллах GaAs:Mn, температурная и концентрационная зависимость магнитной восприимчивости GaAs:Mn, было убедительно показано [3,5], что дырка, локализованная на ионе Mn, обменно связана с $3d^5$ -электронами Mn (полный спин $S_{\text{Mn}} = 5/2$). Основным состоянием системы (дырка) + ($3d^5$ -электроны) является антиферромагнитное состояние с полным моментом системы $F = 1$, радиус локализации составляет $\sim 15 \text{ \AA}$, возбужденное состояние отстоит от основного на $2 \div 4 \text{ мэВ}$, g -фактор основного состояния приблизительно равен 2.75. Эта модель позволяет качественно и количественно интерпретировать экспериментальные данные по свойствам объемных $\text{Ga}_{1-x}\text{As} : \text{Mn}_x$ ($x \sim 1 \div 4\%$), квантовых ям GaAs/GaAlAs [6,7] и GaAs/InGaAs [8], содержащих Mn в барьере.

В докладе будет сделан обзор данных по свойствам одиночного центра Mn в GaAs и дано объяснение новых результатов по горячей фотолюминесценции в $\text{Ga}_{1-x}\text{As} : \text{Mn}_x$ и эффекту гигантской равновесной поляризации свободных дырок в квантовых ямах InAs/GaAs:Mn.

[1] H. Ohne, *et al.*, Appl. Phys. Lett., **64**, 363 (1996).

[2] И.Я. Карлик *и др.*, ФТТ, **24**, 3550 (1982).

[3] Н.С. Аверкиев *и др.*, "Модель глубокого центра Mn_{Ga} в GaAs", препринт ФТИ им.А.Ф.Иоффе №1201, Ленинград 1988.

[4] J. Schneider, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **59**, 240 (1981).

- [5] Н.С.Аверкиев *и др.*, "Взаимодействие центра Mn_{Ga} в $GaAs$ с электромагнитным и акустическим излучением", препринт ФТИ им.А.Ф.Иоффе № 1548, Ленинград 1991.
- [6] V.F. Sapega, *et al.*, Phys. Rev. B, **80**, 041202 (2009).
- [7] V.F. Sapega, *et al.*, Phys. Rev. B, **75**, 113310 (2007).
- [8] С.В. Зайцев *и др.* Письма в ЖЭТФ, **90**, 730 (2009).

Роль магнитных состояний дельта-слоя Mn в спин-зависимой туннельной проводимости через гетерограницу II типа $\langle \text{Mn} \rangle \text{GaInSbAs}/p\text{-InAs}$ в квантующих магнитных полях

Р.В. Парфеньев¹, Н.С. Аверкиев¹, В.А. Березовец^{1,2}, К.Д. Моисеев¹,
М.П. Михайлова¹, В.И. Нижанковский², И.В. Рожанский¹

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, ул. Политехническая 26, Россия

² Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур, 53-421 г. Вроцлав, ул. Гаёвицка 95, Республика Польша

Слои твердых растворов $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ ($x = 0.09$ и $y = 0.15$) были получены на подложках $p\text{-InAs}(100)$ методом жидкофазной эпитаксии при $T = 600^\circ\text{C}$. Одиночные разьединенные гетероструктуры II типа $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ выращивались на высокоомных ($\sigma \sim 0.2 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$) подложках $p\text{-InAs:Mn}$ с концентрацией дырок $p \sim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при $T = 300 \text{ К}$. Преднамеренно нелегированные слои GaInAsSb демонстрировали p -тип проводимости с концентрацией дырок не превышающей $p = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при $T = 77 \text{ К}$. На поверхность четверного твердого раствора лазерным осаждением атомарного марганца создавался δ -слой толщиной 10 \AA , который зарастивался при $T = 200^\circ\text{C}$ слоем нелегированного GaSb толщиной 25 nm в процессе МОС-гидридной эпитаксии.

На образцах с δ -слоем Mn и без него при гелиевых температурах ($T = 1.45 \div 4.2 \text{ К}$) в магнитных полях до 14.5 Т измерялись компоненты тензора сопротивления ($\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$) и электропроводность поперек структур (σ_{tun}). Измерения σ_{tun} проводились в ориентации $\mathbf{B} \parallel \mathbf{j} \perp \square$, как при фиксированных значениях индукции магнитного поля (ВАХ), так и при изменении индукции магнитного поля, но при фиксированном значении напряжения смещения на структуре ($I(B)$).

На гетероструктурах $p\text{-GaIn}_{0.09}\text{As}_{0.15}\text{Sb}/p\text{-InAs}$ без дополнительного δ -слоя Mn наблюдался уже описанный ранее квантовый эффект Холла (КЭХ) [1]. В магнитных полях $B \geq 10 \text{ Т}$ диссипативная компонента тензора сопротивления обращалась в нуль, а недиссипативная компонента принимала фиксированное значение, близкое к значению для квантового холловского плато с $\nu = 2$ (ν — фактор заполнения). В области магнитных полей $B \geq 10 \text{ Т}$ вертикальная проводимость (σ_{tun}) фактически обнулялась, а при дальнейшем увеличении индукции магнитного поля B нарастала, поскольку новый уровень Ландау пересекал уровень электрохимического потенциала.

На образце с δ -слоем Mn δ -слой включен последовательно с проводимостью размерно-квантованных электронов и влияние магнитного поля на

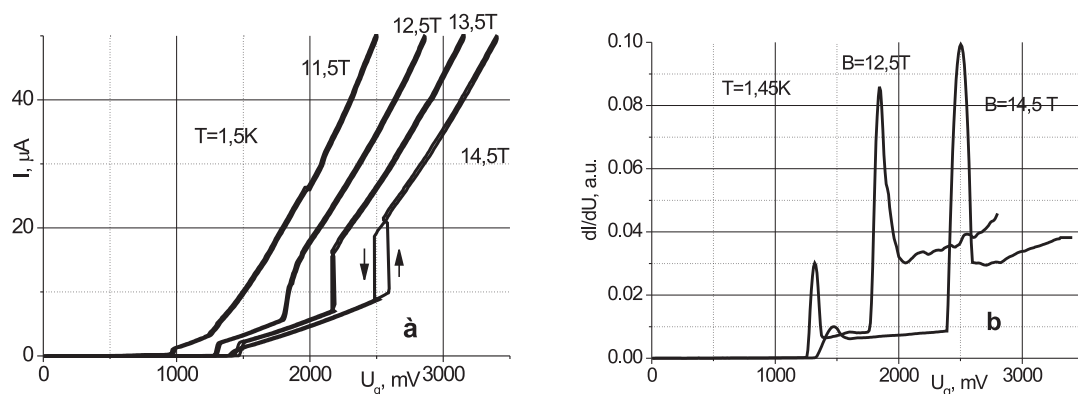


Рис. 1: а — ступенчатая ВАХ для вертикального тока; б — дифференциальный кондактанс в области плато КЭХ $\nu = 2$.

вертикальную электропроводность было похожем на случай гетероструктуры без δ -слоя [1]. При $B = 0$ ВАХ образцов не имели принципиальных отличий, но при достижении величины $B > 10$ Т вертикальная проводимость обращается в нуль и поведение ВАХ для образцов с δ -слоем и без

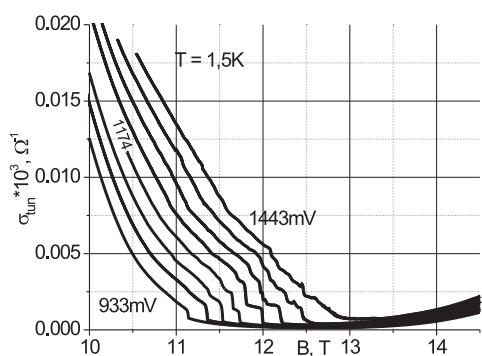


Рис. 2: Тонкая структура перехода в диэлектрическое состояние с фактором заполнения $\nu = 2$.

него стало принципиально отличаться. На рис. 1а видно, что ток через структуру с δ -слоем появляется и нарастает с ростом напряжения скачкообразно, причем, положение двух скачков на шкале приложенного напряжения зависит от величины индукции магнитного поля и не зависит от знака поля.

Эффект хорошо наблюдался при температурах ниже 2.5 К, а при 4.2 К практически пропал. Скачкообразное изменение тока было обнаружено и при измерениях $\sigma_{\text{tun}}(B)$, когда напряжение смещения на структуре достигали значений

$U \geq 1$ В (рис. 2). Наблюдаемую структуру изменения кондактанса можно связать с магнитными состояниями δ -слоя, состоящего из отдельных ионов и кластеров Mn. Таким образом, исследование гетероструктур GaInAsSb/ p -InAs с δ -слоями магнитного материала Mn вблизи интерфейса позволяет изучать не только влияние большой концентрации магнитной примеси на взаимодействие магнитных моментов Mn с носителями заряда, но и магнитные свойства δ -слоя в зависимости от его зарядового состояния и толщины.

Работа выполнена при поддержке грантов Президиума РАН и НШ-2184.2008.2.

[1] В.А. Березовец *и др.*, ФНТ, **33**, 194 (2007).

Elemental structure parameters of ternary $(CC')_mI_{m'}$ alloys from EXAFS data — formal and practical limits

B.V. Robouch¹, A. Marcelli¹, A. Kisiel²

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*

EXAFS is a powerful diagnostic technique to investigate the local structure of crystalline and amorphous phases. Investigations performed on crystalline systems return the averages of the observed coordination numbers and of the inter-ion/atom bond distances. In the past we performed accurate analyses of far-IR spectra [1] and of EXAFS observations of prototype groups as zincblende (B3), wurtzite (B4), intermetallide (L1₂) (see ref. [1]), and of cubic Laves (C15) structures [2]. Elemental values for each of the component configurations were obtained. Here we present an extension of the model to a generic ternary $(C_{1-x}C'_x)_mI_{m'}$ alloy derived by doping a binary $C_mI_{m'}$ compound, limiting the analysis to nearest neighbor (NN) observations of both EXAFS or far-IR spectra. Our model addresses systems, in which on a microscopic scale all atomic sites are occupied only by elements I, or C, neglecting impurities and vacancies. No ion/atoms are present outside a crystalline site and no intersites are considered. An ordered occupation is considered between the two distinct sublattices, one with exclusively sites C and the other with sites I free of both antisites and point defects. These restrictions limit the application of the model. Crystals of the covalent Group IV-IV compounds (with atoms free to occupy both sublattices); complex Group II-V metalpnictide (D5₃) structures (with vacancies distributed periodically throughout the crystal); and, at the present stage, structures with asymmetrical site distributions as (B8₁) or similar requiring extra parameters to account for the asymmetry cannot be considered. It will be also shown that the limitation to NN observations reduces the experimental freedom. In return, a wide variety of systems can now be interpreted and in many real systems we may quantify the departure, due to site occupation preferences, of the distribution of each component configuration of a ternary crystal from a random distribution. The analysis improves the understanding of many a crystal response and behavior [3]. Because the occupation preferences of each component can be obtained independently both from EXAFS and from far-IR spectra, when possible the comparison provides an independent validation of the extent of the deviation from a random preference distribution.

- [1] B.V. Robouch, E.M. Sheregii, A. Kisiel, *Fiz. Nizkikh Temp*, **30**, 1225 (2004); idem: *Low Temp. Phys.*, **30**, 921 (2004); idem: *ИТЕР*, **29**, 175 (2004); idem: *phys. stat. sol. (c)* **1**, 3015 (2004).
- [2] B.V. Robouch, *et al.*, *Fiz. Niz. Temp*, **35**, 116 (2009); idem: *Low Temp. Phys.*, **35**, 89 (2009)
- [3] B.V. Robouch, *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **104**, 73508 (2008).

High pressure spectroscopy of ytterbium doped InP

A. Kaminska, A. Kozanecki, **A. Suchocki**

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

² *Institute of Physics, Kazimierz Wielki University, Weyssenhoffa 11, Bydgoszcz 85-072, Poland*

The intra-4*f* shell luminescence of rare-earth (RE) ions doped into semiconductor hosts has been attracting a keen interest due to their optoelectronic potential applications in electrically-pumped LEDs or lasers as well as for fundamental studies. Among the RE doped III-V semiconductors InP:Yb is one of the most intensively studied owing to its strong Yb-related luminescence at about 1 μm . Although the energy level scheme of Yb^{3+} in the InP crystal is quite well established and light-emitting *p-n* junction diodes have been realized in ytterbium-doped InP over 14 years ago, the ordering of the crystal field levels is still a matter of discussion and the mechanism of energy transfer between the Yb 4*f*-shell and InP host is still not fully comprehended.

The results of high-pressure low-temperature optical measurements in diamond-anvil cell of bulk indium phosphide crystals doped with Yb are reported. The observed increase of energy of *f-f* intrashell transitions between the $^2\text{F}_{5/2}$ excited and $^2\text{F}_{7/2}$ ground levels with applied pressure is interpreted as a result of a linear increase of the spin-orbit parameter of Yb^{3+} ions with pressure coefficient equal to $0.0059 \text{ cm}^{-1}/\text{GPa}$ due to the covalency effects and mixing of the Yb^{3+} and phosphorus wavefunctions. Approaching of the top of the valence band, deduced from the band-gap absorption measurements, with *f*-levels of Yb^{3+} , limits further increase of *f-f* intrashell transitions above 6 GPa pressure.

This work has been partially supported by the grant of the Polish Ministry of Science and Higher Educations for years 2007–2010.

Электронная структура и магнитные свойства разбавленных магнитных полупроводников на основе теллурида свинца с примесью хрома

Е.П. Скипетров, Н.А. Пичугин

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, 119992, Москва, Ленинские горы, 1

Разбавленные магнитные полупроводники (РМП) на основе узкощелевых соединений A^4B^6 с примесями с переменной валентностью (Eu, Gd, Yb, Ti, V, Cr и др.) существенно отличаются по своим свойствам от традиционных РМП с примесью марганца. Примесные ионы в них электрически активны, легирование вызывает как изменение концентраций носителей заряда, так и появление глубоких уровней (примесных зон), положение которых относительно краев разрешенных зон зависит от типа и концентрации примеси, состава матрицы, давления, магнитного поля [1]. При этом магнитная активность примесных ионов оказывается непосредственно связанной с их зарядовым состоянием, которое зависит от энергетического положения примесного уровня и степени его заполнения электронами [2,3]. Поэтому магнитные свойства таких РМП должны определяться не только содержанием магнитной примеси, но и магнитными моментами и соотношением концентраций ионов примеси в разных зарядовых состояниях.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования структуры, состава, гальваномагнитных и магнитных свойств легированных хромом твердых растворов на основе теллурида свинца при вариации концентрации примеси, состава матрицы и гидростатическом сжатии. Обсуждаются данные о перестройке электронной структуры и связи электронной структуры с магнитными свойствами исследованных РМП.

Монокристаллические слитки твердых растворов $Pb_{1-x-y}Ge_xCr_yTe$ и $Pb_{1-x-y}Sn_xCr_yTe$ с номинальными концентрациями $x = 0.12$, $y = 0.015$ и $x = 0$, 0.08 , 0.15 , $y = 0.01$, соответственно, были синтезированы методом Бриджмена в Черновицком отделении Института проблем материаловедения (Украина). Структура и состав образцов исследованы методами рентгеноструктурного анализа, рентгенофлюоресцентного анализа и сканирующей электронной микроскопии. Во всех слитках концентрации германия и олова в матрице монотонно возрастали от начала к концу слитка, перекрывая широкие диапазоны составов $x = 0.03 \div 0.20$ и $x = 0 \div 0.30$, соответственно. Концентрация примеси хрома сначала увеличивалась, но затем выходила на насыщение на уровне $y \approx 0.01$. В конце слитков однородность распределения хрома нарушалась и регистрировалось появление

областей с повышенным содержанием хрома и микровключений соединений хрома с теллуrom.

В сплавах $Pb_{1-x-y}Ge_xCr_yTe$ обнаружены переходы металл-диэлектрик при увеличении концентрации германия в сплаве и диэлектрик-металл под действием давления, связанные со стабилизацией уровня Ферми примесным уровнем хрома и перераспределением электронов между зоной проводимости и примесной зоной. В окрестности переходов типа металл-диэлектрик по экспериментальным данным в рамках двухзонного закона дисперсии Кейна рассчитаны зависимости концентрации электронов и энергии Ферми от содержания германия в сплаве и давления. Определены скорости движения уровня хрома относительно дна зоны проводимости и предложены модели перестройки электронной структуры при изменении состава матрицы, температуры и под давлением.

В сплавах $Pb_{1-x-y}Sn_xCr_yTe$ обнаружены уменьшение концентрации дырок, инверсия типа проводимости и стабилизация уровня Ферми уровнем примеси с ростом содержания хрома. Определены скорости изменения концентрации носителей заряда при легировании. Предложена диаграмма движения глубокого уровня хрома относительно краев энергетических зон при увеличении содержания олова в сплавах. Показано, что в сплавах с инверсным спектром ($x > 0.35$) он должен последовательно пересекать края зоны проводимости и валентной зоны и двигаться в глубь валентной зоны. При этом возможны изменения зарядового и магнитного состояний ионов хрома и магнитных свойств исследованных РМП.

Во всех легированных хромом твердых растворах кроме традиционного парамагнитного вклада в магнитную восприимчивость, обусловленного существованием ионов хрома в состоянии Cr^{3+} , обнаружен дополнительный высокотемпературный ферромагнитный вклад. По мере увеличения содержания хрома амплитуда ферромагнитного вклада монотонно увеличивается примерно на порядок, а температура Кюри — от 140 до 370 К. В конце слитков происходит резкое увеличение амплитуды ферромагнитного вклада еще более чем на порядок, связанное, скорее всего, с превышением предела растворимости хрома и появлением ферромагнитных включений соединений хрома с теллуrom, а низкотемпературный участок парамагнитного поведения магнитной восприимчивости исчезает. Обсуждаются связь электронной структуры сплавов с их магнитными свойствами и возможные механизмы ферромагнитного упорядочения.

- [1] Б.А. Волков *и др.*, УФН, **172**, 875 (2002).
- [2] T. Story, Acta Phys. Polon. A, **94**, 189 (1998).
- [3] E.P. Skipetrov, *et al.*, Phys. Rev. B, **66**, 085204 (2002).

Определение потенциального барьера, линейной вибронной константы и деформационного потенциала в кристалле ZnSe:Fe^{2+} в ультразвуковом эксперименте

В.В. Гудков^{1,2}, И.В. Жевстовских³, В.Т. Суриков³

¹ Уральский государственный технический университет—УПИ, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

² Российский государственный профессионально-педагогический университет, 620012, Екатеринбург, ул. Машиностроителей, 11

³ Институт физики металлов УрО РАН, 620219 Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

⁴ Институт химии твердого тела УрО РАН, 620041, Екатеринбург, ул. Первомайская, 91

Исследования ZnSe:Ni^{2+} , ZnTe:Ni^{2+} , ZnSe:Cr^{2+} , ZnSe:V^{2+} , ZnSe:Mn^{2+} и ZnSe:Fe^{2+} (см. [1-3] и приведенные там ссылки) показали, что в кристаллах со структурой цинковой обманки с примесями замещения, обладающими орбитально вырожденными состояниями, на температурной зависимости поглощения ультразвука $\alpha(T)$ наблюдается низкотемпературный максимум. В этих работах было экспериментально доказано, что наблюдаемый максимум связан с примесью $3d$ элемента, и поглощение имеет релаксационную природу. Ранее подобный максимум был обнаружен в $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{Ni}^{3+}$ [4] и интерпретирован как пик поглощения, обусловленный переориентацией локальных искажений ян-теллеровских комплексов. Предположив, что наблюдаемая в кристаллах II-VI: $3d$ аномалия также есть проявление эффекта Яна-Теллера, и в той же форме, как и в $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{Ni}^{3+}$, можно применить общую формулу для релаксационного поглощения ультразвука, обусловленного ян-теллеровской системой, например, в виде [4]:

$$\alpha(\omega, T) = \frac{4knF^2\langle Q^2 \rangle}{Ck_B T} \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2}, \quad (1)$$

где k — волновое число, n — концентрация примесей, F — линейная вибронная константа, C — модуль упругости, k_B — постоянная Больцмана, ω — круговая частота волны, τ — время релаксации, $\langle Q^2 \rangle$ — фактор, учитывающий поляризацию и направление распространения волны [5]. Выражение (1) может быть использовано для определения значения модуля линейной вибронной константы, поскольку при $\omega\tau = 1$ в правой части все величины,

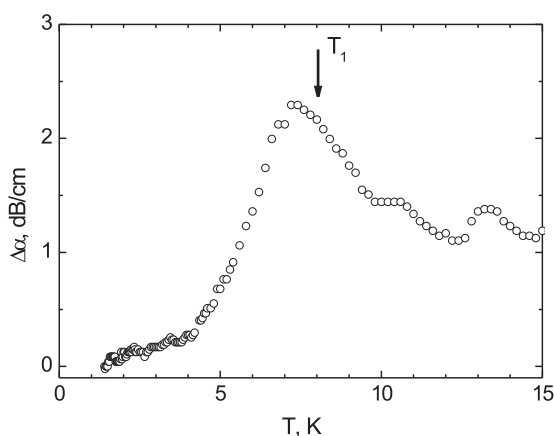


Рис. 1: (Слева) Температурная зависимость поглощения ультразвука в ZnSe:Fe^{2+} . $\Delta\alpha = \alpha(T) - \alpha(T \rightarrow 0)$.

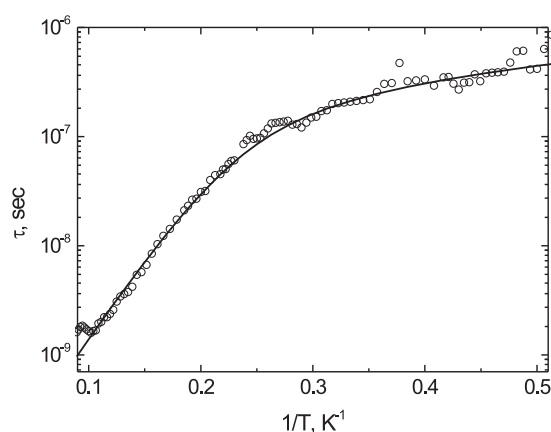


Рис. 2: (Справа) Температурная зависимость времени релаксации (экспериментальные точки) и моделирующая кривая.

кроме F , известны или могут быть определены из независимых экспериментов. Температуру T_1 , соответствующую условию $\omega\tau = 1$, можно определить способом, описанным в [3]. На рис. 1 показана температурная зависимость поглощения медленной поперечной моды в ZnSe:Fe^{2+} на частоте 53 МГц, распространяющейся вдоль оси [110], а стрелкой указано значение T_1 . В результате значение $|F|$ оказалось равным $1.9 \cdot 10^{-6}$ дин. Зная величину модуля линейной вибронной константы, можно определить модуль деформационного потенциала β , смоделировать температурную зависимость времени релаксации, аналогично сделанному в [4], и осуществить подгонку к экспериментальной кривой с помощью четырех подгоночных параметров: предельной (высокотемпературной) скорости релаксации $2\nu_0$, высоты потенциального барьера V_0 , величины туннельного расщепления Γ и энергии случайных деформаций кристаллической решетки u_0 . Результат такой подгонки с установленным значением $|\beta| = 1.7 \cdot 10 \text{ cm}^{-1}$ показан на рис. 2. При этом были использованы следующие значения параметров: $\nu_0 = 10 \text{ GHz}$, $V_0 = 24 \text{ cm}^{-1}$, $\Gamma = 1.4 \text{ cm}^{-1}$, $u_0 = 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 09-02-01389).

- [1] V.V. Gudkov, *et al.*, Phys. Rev. B, **77**, 155210 (2008).
- [2] V.V. Gudkov, *et al.*, J. Korean Soc., **53**, 63 (2008).
- [3] В.В. Гудков *и др.*, ФНТ, **35**, 99 (2009).
- [4] M.D. Sturge, in Solid State Physics, Vol. 20, New York—London, Academic Press (1967), p. 91.
- [5] A.S. Nowick and W.R. Heller, Adv. Phys., **14**, 101 (1965).

Комплексные исследования кинетических и магнитных свойств высокотемпературного ферромагнитного полупроводника $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{GeAs}_2$ при высоком давлении

А.Ю. Моллаев¹, И.К. Камилов¹, Р.К. Арсланов¹, С.Ф. Маренкин²,
У.З. Залибеков¹, Т.Р. Арсланов¹

¹ Учреждение РАН Институт физики им. Х.И. Амирханова
Дагестанского научного центра РАН, 367003 Махачкала, Россия

² Учреждение РАН Институт общей и неорганической химии
им. Н.С. Курнакова РАН, 119991 Москва, Россия

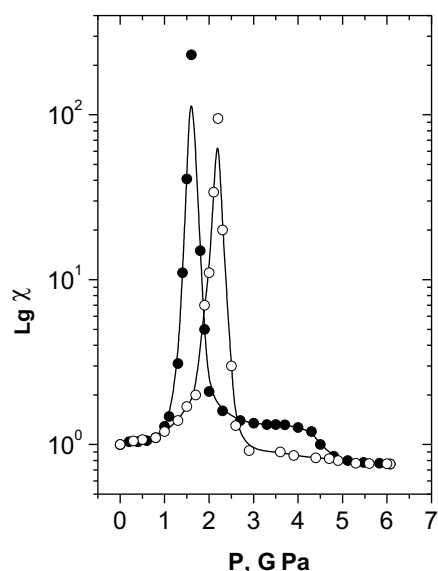


Рис. 1: Зависимости относительной магнитной восприимчивости $\chi(P)/\chi_0$ от давления для $\text{Cd}_{0.7}\text{Mn}_{0.3}\text{GeAs}_2$ при подъеме (темные символы) и сбросе давления (светлые символы).

Проведены комплексные исследования высокотемпературного ферромагнитного полупроводника $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{GeAs}_2$, обладающего как полупроводниковыми, так и магнитными свойствами, что делает его перспективным для применения в спинтронике. Измерены барические зависимости удельного электросопротивления $\rho(P)$, коэффициента Холла $R_H(P)$, поперечного $\Delta\rho_{xx}(P)/\rho$, продольного $\Delta\rho_{zz}(P)/\rho$ магнетосопротивлений, относительной магнитной восприимчивости $\chi(P)/\chi_0$ и магнетообъемного эффекта $\Delta V(P)/V_0$ при высоком гидростатическом давлении до 7 ГПа в моно- и поликристаллических образцах $p\text{-Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{GeAs}_2$ с ($x = 0 \div 0.36$) при подъеме и сбросе давления в области комнатных температур. Измерения проводились в аппаратах высокого давления типа "Тороид" [1,2] с применением нескольких методик: барической зависимости удельного электросопротивления коэффициента Холла и магнетосопротивления. Измерение магнитной восприимчивости проводилось частотным методом [3], измерение магнетообъемного эффекта тензометрическим методом. Во всех исследованных образцах $p\text{-Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{GeAs}_2$ на барических зависимостях $\rho(P)$ и $R_H(P)$ при подъеме и сбросе давления при давлениях $P = 5.9 \div 4.8$ ГПа и $P = 2.9 \div 2.3$ ГПа соответственно наблюдались структурные обратимые фазовые переходы, положения которых сдвигаются в сторону низких давлений с увеличением процентного содержания легирующей примеси (марганца).

Во всех исследованных образцах $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{GeAs}_2$ кроме базового (CdGeAs_2) наблюдались магнитные фазовые переходы при подъеме и сбросе давления (рис. 1). С увеличением процентного содержания марганца максимум $\chi(P)/\chi_0$ сдвигается в сторону низких давлений $P = 2 \div 1.6 \text{ ГПа}$ ($x = 0.06 \div 0.3$). Величина максимума наоборот растет с увеличением процентного содержания марганца. Наблюдаемый фазовый переход вероятно можно интерпретировать как переход ферромагнетик–антиферромагнетик,

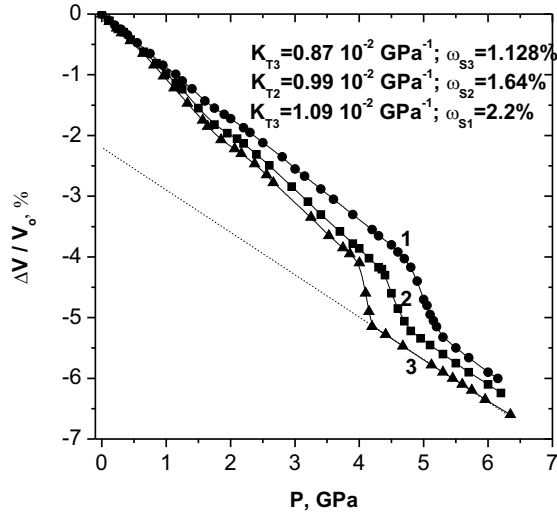


Рис. 2: Барические зависимости магнето-объемного эффекта для образцов $p\text{-Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{GeAs}_2$ с $x = 0.06$ — (1), 0.18 — (2), и 0.30 — (3).

о чем свидетельствует наличие плеча восприимчивости, характерного для антиферромагнитного состояния. Во всех исследованных образцах $p\text{-Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{GeAs}_2$ кроме базового (CdGeAs_2) наблюдались поперечное и продольное магнетосопротивления индуцированные давлением, которые сначала положительны и в области магнитного фазового перехода становятся отрицательными. Увеличение давления и магнитного поля приводят к увеличению величины магнетосопротивления. На зависимостях $\chi(P)/\chi_0$, $\Delta\rho_{xx}(P)/\rho$ и $\Delta\rho_{zz}(P)/\rho$ наблюдается значительный гистерезис, который в отличие от гистерезиса $\rho(P)$ и $R_H(P)$ проходит сверху прямого хода. В ферромагнитных полупроводниках коэффициент Холла состоит из двух составляющих: нормального и аномального коэффициентов Холла. Путем интерактивных графических построений из магнетополевых зависимостей холловского сопротивления для различных температур рассчитаны температурные зависимости нормального и аномального коэффициентов Холла. Из барических зависимостей магнетообъемного эффекта рассчитаны коэффициенты сжимаемости (K) и спонтанной намагниченности (ω_S) (рис. 2). Работа выполнена при финансовой поддержке программы Президиума РАН "Теплофизика и механика экстремальных энергетических воздействий и физике сильно сжатого вещества" секция "Физика сильно сжатого вещества".

- [1] L.G. Khvostantsev, *et al.*, *phys. status solidi (a)*, **64**, 379 (1981).
- [2] А.Ю. Моллаев *и др.*, *ФТВД*, **11**, 4, 61, (2001).
- [3] А.Ю. Моллаев *и др.*, *Неорганич. материалы*, **37**, 4327, (2001).

Experimental probing of the interplay between ferromagnetism and localization in (Ga, Mn)As

M. Sawicki

Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, PL-02 668 Warsaw, Poland

The question whether the Anderson-Mott localization enhances or reduces magnetic correlations is central to the physics of magnetic alloys. Particularly intriguing is the case of (Ga,Mn)As, the canonical diluted magnetic semiconductor, in which the spin-spin coupling is mediated by holes. In order to find out how magnetism evolves when the carrier density is diminished, magnetisation changes induced by an electric field in metal/insulator/(Ga,Mn)As structures were probed directly by SQUID magnetometry [1]. Our findings show that the channel depletion results in a monotonic decrease of the Curie temperature and spontaneous magnetic moment, with no evidence for the maximum expected within the impurity-band models but explained theoretically in terms of the appropriately modified p - d Zener model [1]. We have found that this transformation proceeds via the emergence of a hitherto non-revealed superparamagnetic-like spin arrangement, which points to a fragmentation of long range spin order into ferromagnetic and nonmagnetic regions, which are driven by critical fluctuations in the local density of states, specific to the Anderson-Mott quantum transition. Finally, our studies provide a direct magnetic evidence for spontaneous 90 deg switching of the in-plane uniaxial easy axis upon gate-voltage-induced reduction of the hole density in the channel [2]. The work was done in collaboration with D. Chiba, Y. Nishitani, F. Matsukura, and H. Ohno in Sendai and with A. Korbecka, J.A. Majewski, and T. Dietl in Warsaw. The support from Japanese: Grant-in-Aids from MEXT/JSPS, the GCOE program, the Research and Development for Next-Generation Information Technology Program (MEXT), and EU: the FunDMS Advanced Grant of the European Research Council within the "Ideas" 7th Framework Programme and InTechFun (POIG.01.03.01-00-159/08) is gratefully acknowledged.

- [1] M. Sawicki, D. Chiba, A. Korbecka, Y. Nishitani, J.A. Majewski, F. Matsukura, T. Dietl, H. Ohno, *Nature Phys.*, **6**, 22 (2010).
- [2] D. Chiba, M. Sawicki, Y. Nishitani, Y. Nakatani, F. Matsukura, and H. Ohno, *Nature* **455**, 515 (2008).

Т-09

Механизмы ферромагнитного упорядочения и аномальный эффект Холла в 2D структурах GaAs/InGaAs/GaAs с дельта слоем Mn

Б.А. Аронзон

РНИЦ «Курчатовский институт», Москва, 123182, пл. Курчатова, 1

В связи с задачами спинтроники разбавленные магнитные полупроводники (РМП), и особенно легированные Mn полупроводники типа $A^{III}B^V$ привлекают серьезное внимание исследователей. Однако, исследования двумерных структур на их основе крайне ограничены. Более того, до сих пор исследования проводились на структурах либо с очень низкими значениями температуры Кюри, либо с низкими ($< 5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$) значениями подвижности носителей заряда [1,2]. В последнем случае структуры не являлись реально двумерными, в силу соотношения неопределенности размытие уровней размерного квантования превышало энергетическое расстояние между ними. Мы представляем результаты исследования квантовых ям GaAs/InGaAs/GaAs с δ -слоем Mn с относительно высокой подвижностью носителей ($2000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$), в которых наблюдали магнитное упорядочение и проявления спиновой поляризации носителей заряда в канале. Двумерный спектр носителей заряда доказывается наблюдением осцилляций Шубникова-де Гааза и квантового эффекта Холла, наряду с которым наблюдался аномальный эффект Холла до относительно высоких температур ($T = 140 \text{ К}$). Кривые намагничивания содержат петлю гистерезиса, необычного типа (exchange bias of the histeresys loop).

В этом докладе будут обсуждены возможные механизмы обменного взаимодействия, приводящие к ферромагнитному упорядочению в структуре. Для этого были выполнены измерения на структурах с различной концентрацией Mn, глубиной квантовой ямы и толщиной спейсера, разделяющего слой Mn и квантовую яму. Мы полагаем, что при низком содержании Mn и толщине спейсера менее $3 \div 4 \text{ нм}$, взаимодействие между ионами Mn главным образом происходит через свободные носители зарядов в квантовой яме. Оценки значения температуры Кюри в этих условиях находятся в согласии с экспериментом. При больших содержаниях Mn основным механизмом ферромагнитного упорядочения является зонный магнетизм в слое Mn. Влияние магнитного упорядочения в этом слое на транспортные свойства носителей в квантовой яме, определяется изменением энергии Ферми при ферромагнитном переходе, что вызывает изменение концентрации носителей в проводящем канале, и магнитным взаимодействием образовавшегося двумерного магнитного слоя с носителями в квантовой яме. Показано, что аномальный эффект Холла в подобных структурах определяется

так называемым, собственным механизмом (intrinsic mechanism). Величина аномального эффекта Холла и его поведение с изменением температуры (изменение знака с ростом температуры) хорошо согласуется с теоретическими предсказаниями для двумерных структур [3] на основе разбавленных магнитных полупроводников.

- [1] T. Wojtowicz, *et al.*, Appl. Phys. Lett., **83**, 4220 (2003).
- [2] A.M. Nazmul, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **95**, 017201 (2005).
- [3] V.K. Dugaev, *et al.*, Phys. Rev. B, **71**, 224423 (2005).

Оптические спектры $Zn_{1-x}Mn_xO$ и состояния типа Жанга–Райса

В.И. Соколов¹, А.Е. Ермаков¹, М.А. Уймин¹, А.А. Мысик¹,
Н.Б. Груздев¹, В.А. Пустоваров²

¹ *Институт физики металлов УрО РАН, 620219 Екатеринбург,
ул. С. Ковалевской, 18*

² *Уральский государственный технический университет
им. Б.Н. Ельцина, Екатеринбург 620002, Россия*

Полупроводниковый кристалл $Zn_{1-x}Mn_xO$ привлекает значительный интерес за счёт потенциальной возможности получить полупроводник с ферромагнитным упорядочением с температурой Кюри T_C выше комнатной. Но исследователи столкнулись со сложной ситуацией. Ферромагнитное упорядочение наблюдается не всегда, понимание причин его нестабильности противоречиво. Кроме того, оптические свойства $Zn_{1-x}Mn_xO$ существенно отличаются от свойств родственных соединений $Zn_{1-x}Mn_xSe$ и $Zn_{1-x}Mn_xS$. Для последних наблюдаются внутрицентровые переходы в спектрах поглощения и фотолюминесценции. Для $Zn_{1-x}Mn_xO$ наблюдается очень интенсивное поглощение в области $(2.2 \div 3.0)$ eV без признаков внутрицентровых переходов и нет фотолюминесценции в области внутрицентрального перехода ${}^4T_1-{}^6A_1$, характерной для $Zn_{1-x}Mn_xSe$ и $Zn_{1-x}Mn_xS$.

Автор [1] выдвинул концепцию о том, что нитрид галлия и оксид цинка, легированные $3d$ -примесями, относятся к малоизученному классу растворённых магнитных полупроводников с сильной гибридизацией. В запрещённой щели таких соединений возникает состояние типа Жанга–Райса (ЖР), для которого характерна локализация дырки в ближайшем окружении иона Mn^{2+} . Дырки могут быть образованы за счёт переноса электрона из ближайшей к Mn^{2+} связи в зону проводимости. В результате дырка локализуется в виде состояния ЖР и возникает широкая полоса интенсивного поглощения.

В работе представлены спектры поглощения, фотолюминесценции и возбуждения фотолюминесценции нанокристаллов $Zn_{1-x}Mn_xO$. В спектрах оптического поглощения этих материалов обнаружены экситонные линии. Зарегистрирован пик фотолюминесценции (ФЛ) 2.9 eV для нанопорошков $Zn_{0.99}Mn_{0.01}O$, полученных методом газофазного синтеза. В спектре возбуждения этого излучения наблюдаются три широких пика в области междужонных переходов при энергиях 3.9, 4.5 и 5.3 eV.

Результаты позволяют считать, что в $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{O}$ возникает серия связанных состояний, оптические переходы между которыми и основным состоянием кристалла создают как пик 2.9 eV в спектре ФЛ, так и особенности в спектре возбуждения этого излучения при энергиях 3.9, 4.5 и 5.3 eV в области междузонных переходов. Данная серия возникает в результате сильной гибридизации d -состояний ионов марганца с p -состояниями ближайших ионов кислорода [1].

- [1] T. Dietl, Phys. Rev. B, **77**, 085208 (2008).

Наблюдение и интерпретация максимума теплоёмкости электронов в гибридизированных состояниях на примесях переходного элемента

А.Т. Лончаков¹, Т.Е. Говоркова¹, **В.И. Окулов**¹, К.А. Окулова¹,
Л.Д. Паранчич², С.Ю. Паранчич², С.М. Подгорных¹

¹ *Институт физики металлов УрО РАН, 620990, Екатеринбург,
ул. С. Ковалевской, 18*

² *Черновицкий национальный университет, 58012, Черновцы,
ул Коцюбинского, 2, Украина*

В настоящем сообщении изложены результаты исследования температурной зависимости электронного вклада в теплоёмкость от гибридизированных донорных состояний на примесях переходного элемента в полупроводнике. Явление гибридизации электронных состояний имеет место в условиях, когда донорный энергетический уровень атомов примесей оказывается в полосе проводимости кристалла и становится резонансным. Гибридизированные электронные состояния существуют в определённых интервалах энергий ε вблизи резонансных значений ε_r , им отвечает электронная плотность, разделённая на вклады локализации и свободного движения. Теоретическое описание ряда низкотемпературных эффектов проявлений таких состояний излагалось в статьях [1]. В теории электронной теплоёмкости, развитой в настоящей работе, гибридизация описывается модификацией плотности состояний с данным значением энергии $g(\varepsilon)$, которая в интервале гибридизации $\varepsilon_r - \Gamma < \varepsilon < \varepsilon_r + \Gamma$ содержит слагаемые, отвечающие свободному движению, $g_e(\varepsilon)$, и локализации, $g_i(\varepsilon)$:

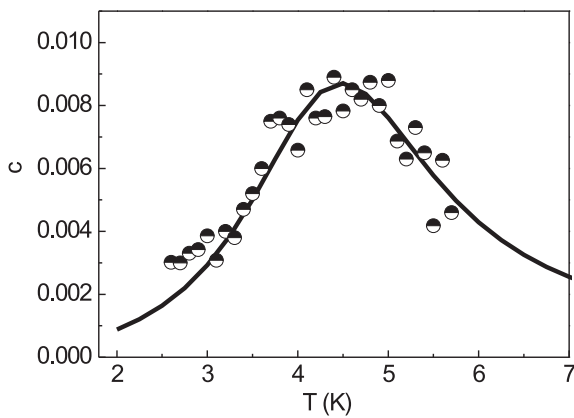
$$g(\varepsilon) = g_e(\varepsilon) + g_i(\varepsilon) = g_e(\varepsilon) + \frac{n_d}{\pi} \frac{\Delta}{(\varepsilon - \varepsilon_r)^2 + \Delta^2} + \frac{n_d}{\pi\Gamma} \left(\frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg} \frac{\Gamma}{\Delta} \right)$$

Функция $g_i(\varepsilon)$ пропорциональна концентрации донорных электронов n_d согласно теории резонансного рассеяния имеет вид пика шириной 2Δ единичной интенсивности в упомянутом интервале. При вычислении теплоёмкости использовалась исходная формула, учитывающая межэлектронное взаимодействие в рамках ферми-жидкостного подхода, вывод которой приведён в работе [2]. Функция ферми-жидкостного взаимодействия, зависящая от энергий электронов в интервале гибридизации, аппроксимируется константами, характеризующими взаимодействие локализованных и делокализованных компонент состояний и их смешивание. Для температур T ,

малых по сравнению с энергией Ферми ε_F , расположенной в интервале гибридизации, полученная формула для теплоёмкости выглядит следующим образом:

$$c = c_e + \frac{K_2}{T} + \frac{K_1^2}{TD_1} \left(1 + \frac{1}{D_2}\right)$$

где $D_1 = 1 + AK_0$; $D_2 = g_e + (1 + Ag_e)K_0$; A — энергетический параметр, характеризующий влияние межэлектронного взаимодействия на вклад локализации, g_e — плотность состояний $g_e(\varepsilon_F)$, перенормированная за счёт взаимодействия, $c_e = \gamma T$ — известная теплоёмкость электронов проводимости, пропорциональная перенормированной плотности состояний $g_e(\varepsilon_F)$,



$$K_n = \int \frac{E^n g_i(E + \varepsilon_0)}{4T \operatorname{ch}^2(E/2T)} dE.$$

Интегрирование проводится по интервалу от $-\Gamma - \varepsilon_0$ до $\Gamma - \varepsilon_0$; $\varepsilon_0 = \varepsilon_F - \varepsilon_r$.

Эксперименты проведены на кристаллах селенида ртути с примесями железа. Теплоёмкость образца $\text{Hg}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Se}$ ($x = 0.1\%$, $n_i = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) и чистого кри-

сталла HgSe была измерена в интервале температур ($1.8 \div 300$) К с помощью специальной опции на установке PPMS-9 (Physical Properties Measurements System) фирмы "Quantum Design". Измерения проведены на объемных образцах массой около 40 мг, размерами $2 \times 2 \times 2 \text{ мм}^3$. В основу измерения теплоёмкости положен релаксационный метод. Абсолютная погрешность измерения теплоёмкости при низких температурах не превышала (1-2) %. Вклад в теплоёмкость от примесей железа c определялся из соотношения $c = c_{exp} - c_l$, где c_{exp} и c_l — соответственно измеренные теплоёмкости легированного железом и чистого селенида ртути. Полученные в низкотемпературном интервале значения величины c (Дж · моль $^{-1}$ К $^{-1}$) приведены на рисунке.

Обнаруженный в экспериментах максимум теплоёмкости описывается приведённой выше формулой при $\varepsilon_0 > 0$. Он обусловлен существованием локализационного пика в плотности состояний и возникает из-за монотонности изменения заселённости этого пика с ростом температуры. Сплошная кривая на рисунке получена подгонкой теоретической зависимости. При этом параметры пика плотности состояний $\varepsilon_0 = 8,5 \text{ К}$, $\Delta = 3,2 \text{ К}$, $\Gamma = 40 \text{ К}$ оказались практически совпадающими с определёнными ранее при исследованиях других эффектов гибридизации на кристаллах с той же концентрацией примесей. В дополнение к этому установлено, что фор-

ма температурного максимума теплоёмкости существенным образом определяется влиянием межэлектронного взаимодействия, так что удовлетворительно воспроизвести её при $A = 0$ не удаётся. Полученное значение величины Ag_e оказалось равным -6. Вклад в теплоёмкость делокализации c_e является сравнительно малым и не влияет на положение и форму максимума.

Работа поддержана РФФИ (проект № 09-02-01389) и Программой отделения физических наук РАН (№26).

- [1] В.И. Окулов, ФНТ, **30**, 1194 (2004); ФММ, **100**, 23 (2005).
- [2] В.И. Окулов, Е.А. Памятных, В.П. Силин, ФНТ, **35**, 891 (2009).

Перестройка электронной структуры $\text{Pb}_{1-x-y}\text{Sn}_x\text{V}_y\text{Te}$ при изменении состава сплава и под давлением

Е.П. Скипетров¹, А.Н. Голованов¹, Б.Б. Ковалев¹, Е.И. Слынько²,
В.Е. Слынько²

¹ *Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, 119992, Москва, Ленинские горы, 1*

² *Институт проблем материаловедения НАН Украины, Украина, 58001, Черновцы, ул. Вильде, 5*

Полупроводники A^4B^6 с примесями редкоземельных (Eu, Gd, Yb и др.) и переходных (Ti, Cr и др.) элементов являются разбавленными магнитными полупроводниками, магнитные свойства которых зависят от их электронной структуры (положения глубокого примесного уровня, уровня Ферми и краев разрешенных зон) [1]. Недавно обнаружено, что легирование PbTe ванадием также индуцирует появление глубокого примесного уровня под дном зоны проводимости ($\Delta E_V = E_c - E_V \approx 20 \text{ meV}$) [2,3]. В сплавах $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x \approx 0.05$) энергия активации уровня ΔE_V оказалась примерно 100 meV, но зависимость положения уровня ванадия от состава сплава не определена [4].

Для определения характера перестройки электронной структуры при изменении состава сплава и под давлением в настоящей работе исследованы гальваномагнитные ($T = 4.2 \div 300 \text{ K}$, $B \leq 7 \text{ Тл}$) свойства $\text{Pb}_{1-x-y}\text{Sn}_x\text{V}_y\text{Te}$ при атмосферном давлении и гидростатическом сжатии до 15 кбар.

Монокристаллический слиток $\text{Pb}_{1-x-y}\text{Sn}_x\text{V}_y\text{Te}$ с номинальным составом $x = 0.08$, $y = 0.01$ был синтезирован методом Бриджмена. По данным рентгенофлюоресцентного анализа распределение олова и ванадия по длине слитка близко к экспоненциальному ($x = 0.05 \div 0.14$, $y \leq 0.015$).

Установлено, что при увеличении концентрации ванадия происходит уменьшение концентрации дырок и $p - n$ конверсия типа проводимости. В сильнолегированных образцах уровень Ферми оказывается стабилизированным глубоким уровнем ванадия и на температурных зависимостях удельного сопротивления $\rho(1/T)$ и коэффициента Холла $R_H(1/T)$ отчетливо видны активационные участки собственной ионизации, примесной активации и проводимости по примесным состояниям. При переходе к прыжковой проводимости коэффициент Холла и магнитосопротивление проходят через максимум, указывая на резкое уменьшение подвижности носителей заряда при низких температурах. По наклону активационных участков на зависимостях $\rho(1/T)$ определены энергии активации уровня ванадия и показано, что с ростом x уровень ванадия движется в глубь запрещенной

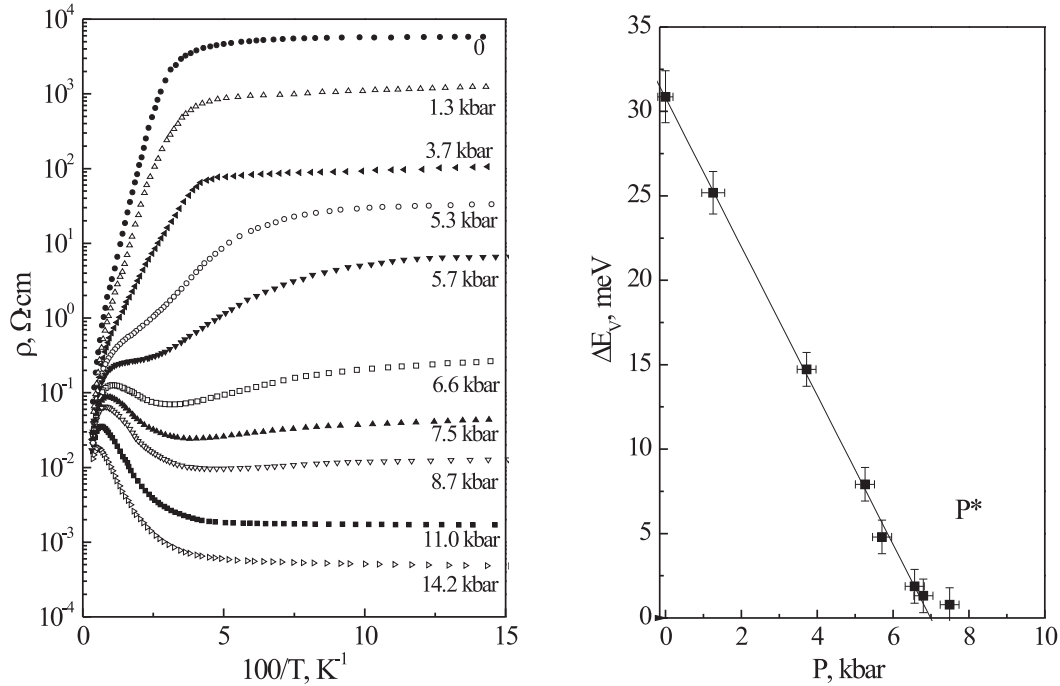


Рис. 1: (Слева) Температурные зависимости удельного сопротивления $\text{Pb}_{1-x-y}\text{Sn}_x\text{V}_y\text{Te}$ под давлением.

Рис. 2: (Справа) Зависимость энергии активации глубокого уровня ванадия в сплаве $\text{Pb}_{1-x-y}\text{Sn}_x\text{V}_y\text{Te}$ от давления.

зоны и при высоких концентрациях олова должен попадать в валентную зону.

Для исследования под давлением был выбран образец, находящийся в диэлектрической фазе, с максимальным значением энергии активации уровня ванадия ($x \approx 0.14$). Установлено, что под действием давления происходит уменьшение энергии активации глубокого уровня ванадия $\Delta E_V = E_c - E_V$ (рис. 1). При критическом давлении $P^* \approx 7$ кбар величина ΔE_V обращается в нуль (рис. 2), уровень ванадия пересекает дно зоны проводимости и происходит переход типа диэлектрик-металл. Дальнейшее увеличение давления приводит к уменьшению удельного сопротивления при $T = 4.2$ К и увеличению концентрации носителей заряда, рассчитанной по величинам коэффициента Холла и периода осцилляций Шубникова-де Гааза. Определена скорость движения уровня ванадия относительно края зоны проводимости под давлением, соответствующая практически неизменному положению уровня ванадия относительно середины щели: $d(E_c - E_V)/dP \approx -4.4$ мэВ/кбар.

- [1] Т. Story, Acta Phys. Polon. A, **92**, 663 (1997).
- [2] А.А. Винокуров *и др.*, Неорг. Матер., **44**, 666 (2008).
- [3] Е.Р. Skipetrov, *et al.*, Solid State Phenom., **152–153**, 291 (2009).
- [4] А.А. Dobrovolsky, *et al.*, Semicond. Sci. Technol., **23**, 055004 (2008).

Арсенид галлия, легированный хромом и железом, в качестве материала для быстродействующих переключателей

И.А. Прудаев, С.С. Хлудков, М.С. Скакунов, О.П. Толбанов

Сибирский физико-технический институт при Томском государственном университете, Россия, 634050, Томск, пл. Новособорная, 1

Атомы Cr и Fe в GaAs встраиваются в подрешетку галлия и создают в запрещенной зоне глубокие акцепторные уровни с энергиями ~ 0.75 и ~ 0.5 эВ соответственно. При одновременном легировании GaAs мелким донором и глубоким акцептором Cr (Fe) так, что $N_D < N_A$ (N_D , N_A — концентрации доноров и акцепторов) можно контролируемо изменять удельное сопротивление материала в пределах от $\sim 10^9$ до $\sim 10^4$ Ом · см.

При неоднородном легировании GaAs n -типа примесью Cr (Fe) формируется структура π - ν - n -типа, которая лежит в основе импульсного лавинного S-диода. Данный прибор является пороговым элементом с S-образной вольт-амперной характеристикой (ВАХ). Наличие S-участка при обратном смещении определяется перезарядкой глубоких центров Cr (Fe) в условиях лавинного микроплазменного пробоя π - ν -перехода [1].

Характерные времена переключения S-диода из закрытого в открытое состояние составляют $0,05 \div 0,5$ нс, а пороговые значения напряжения от 50 до 1000 В. Он может применяться в схемах возбуждения антенн несинусоидальной локации, импульсного питания мощных полупроводниковых диодов, лазеров, диодов Ганна и прочих устройствах [2].

Ранее было показано, что в переключении таких приборов важную роль играет инжекция носителей в область объемного заряда (ООЗ). А именно, было обнаружено, что субнаносекундное переключение имеет место только для структур с инжектирующим контактом к π -слою [3]. Так же было установлено, что зависимость напряжения переключения (U_{Π}) S-диодов от толщины π -слоя определяется дрейфом инжектированных с контакта электронов до ООЗ [4]. В настоящей работе исследованы ВАХ высоковольтных S-диодов ($U_{\Pi} > 200$ В), изготовленных из GaAs, легированного Cr (GaAs:Cr). Полученные результаты объясняются с учетом инжекции электронов со стороны контакта к π -области.

Анализ ВАХ π - ν - n -структур из GaAs:Cr показал, что при обратном смещении имеет место падение большей части приложенного напряжения на высокоомной π -области, а не на ООЗ. Это является причиной отсутствия в ООЗ той напряженности поля, при которой достигается критическая плотность тока, инициирующая лавинный микроплазменный пробой с захватом носителей заряда на глубокие уровни. При этом резкий рост тока обусловлен инжекцией электронов с прямо-смещенного контакта к π -слою, а не лавинным пробоем.

В результате нами предложены, изготовлены и исследованы S-диоды на основе новой многослойной структуры (структуры GaAs:Cr,Fe), в которой введен дополнительный приконтактный слой, легированный железом, с низким удельным сопротивлением ($\rho_{\pi}(\text{Cr}) \approx 10^9 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, $\rho_{\pi}(\text{Fe}) \approx 10^5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$). Таким образом, в диодах на основе структуры GaAs:Cr,Fe была ограничена инжекция с контакта, что позволило добиться существенного снижения токов при обратном смещении (на два–три порядка).

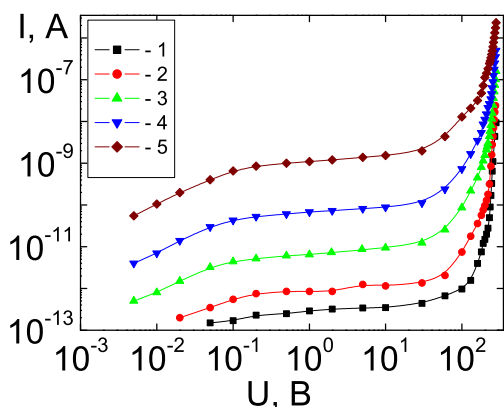


Рис. 1: Обратные ветви ВАХ для GaAs:Cr,Fe структур: 1 – $T = 266 \text{ K}$, 2 – $T = 279 \text{ K}$, 3 – $T = 297 \text{ K}$, 4 – $T = 318 \text{ K}$, 5 – $T = 345 \text{ K}$.

Анализ обратных ветвей ВАХ диодов из GaAs:Cr,Fe показал, что до напряжений $\approx 30 \text{ В}$ имеет место генерационная составляющая тока. На это, с одной стороны, указывает слабая степенная зависимость тока от напряжения, а с другой, экспоненциальная зависимость силы тока от T^{-1} на этом участке. При напряжениях $30 \text{ В} < U < 170 \text{ В}$ наиболее вероятный механизм протекания тока связан с эффектом Пула–Френкеля. В этом случае, в предположении плавного электронно-дырочного перехода, обратная ВАХ описывается выражением $I = I_g \exp(\alpha U^{1/3})$, где I_g и α — постоянные величины. Величина α пропорциональна T^{-1} , что также указывает на наличие данного механизма. При напряжениях более $150 \div 200 \text{ В}$ в структуре протекает ток, обусловленный лавинным микроплазменным пробоем, что подтверждается наличием экспоненциальной зависимости тока от напряжения. При напряжениях $250 \div 650 \text{ В}$ происходит переключение диодов в открытое состояние. Измерение импульсным методом показали, что остаточное напряжение составляет $15 \div 20\%$ от напряжения переключения, а зависимость тока от напряжения близка к линейной. Остаточное сопротивление S-диодов в открытом состоянии $\sim 10 \div 30 \text{ Ом}$.

S-диоды на основе GaAs:Cr,Fe испытаны в схеме обострения импульса. На нагрузке 50 Ом получены следующие параметры генерации: передний фронт импульса — $0,5 \text{ нс}$; амплитуда — до 1000 В , максимальная частота следования импульсов — 5 кГц (при скважности 10^5).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-02-00314) и Минобрнауки РФ (АВЦП 2.1.2/3800).

- [1] Д.Д. Каримбаев *и др.*, Электрон. пром., № 9, 62 (1993).
- [2] С.С. Хлудков, ПТЭ, № 2, 1 (2009).
- [3] С.С. Хлудков *и др.*, Изв. вуз. Физика., № 4, 54 (1986).
- [4] И.А. Прудаев, С.С. Хлудков, Изв. вуз. Физика., № 2, 48 (2009).

Вычисление теплоемкостей кристаллов с решеткой флюорита

Т.П. Федорова, А.С. Поплавной

Кемеровский государственный университет, 650043, Кемерово, ул. Красная, 6

Структура флюоритов MeF_2 ($Me = Ca, Cd, Sr, Pb, Ba$) представляет суперпозицию двух кубических подрешеток, образованных катионами и анионами. Анионы образуют примитивную кубическую подрешетку, в то время как катионы располагаются в центрах кубов, образованных восемью анионами, занимая места лишь в половине всех анионных кубов и образуя гранецентрированную кубическую подрешетку. Во флюоритовой решетке можно выделить также гранецентрированную кубическую подрешетку, образованную пустыми позициями (междоузлиями). В частности, благодаря такой достаточно "рыхлой" катионной структуре возможен анионный перенос в этих кристаллах [1].

В работе [2] развит метод исследования особенностей фононных спектров кристаллов, составленных из подрешеток Браве. Установлены механизмы формирования фононных спектров, в частности, квазивырождений, за счет свертывания спектров подрешеток. Учитывая различный характер поведения подрешеток в суперионных кристаллах, мы применили метод, развитый в [2], к группе кристаллов с решеткой флюорита.

Расчет фононных спектров производился в модели жестких ионов. В качестве модели межионного взаимодействия был выбран потенциал в форме Борна–Майера–Хаггинса (Born–Mayer–Huggins).

Были рассчитаны фононные спектры подрешетки фтора в "замороженной" подрешетке Me и подрешетки Me в "замороженной" подрешетке фтора, а также соответствующие плотности фононных частот кристалла и подрешеток металла и фтора. "Замораживание" означает обращение в ноль смещений соответствующей подрешетки. В фононном спектре подрешетки фтора в точке L ЗБ имеет место вырождение частот, обусловленное "свертыванием" ветвей из ЗБ фтора в ЗБ кристалла. "Размораживание" подрешеток и взаимодействие их колебаний приводит к снятию вырождения.

Сравнение фононных спектров кристаллов со спектрами подрешеток показывает, что оптические ветви кристаллов чрезвычайно близки к спектрам подрешетки фтора в "замороженной" подрешетке металла. Также

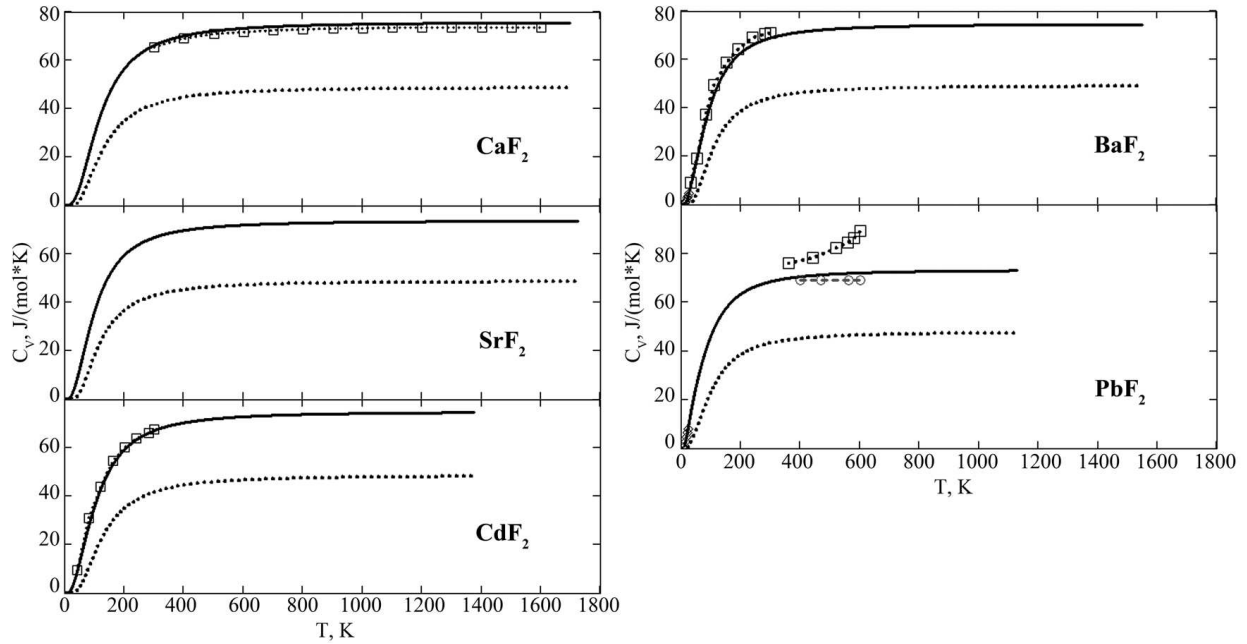


Рис. 1: Теплоемкость кристаллическая (сплошная линия) и подрешетки ионов фтора (пунктирная линия) в кристаллах MeF_2 ($\text{Me} = \text{Ca}, \text{Sr}, \text{Cd}, \text{Ba}, \text{Pb}$).

и основные особенности высокочастотной части фоновой плотности кристалла коррелируют с особенностями функции плотности частот подрешетки фтора. Из изложенного ясно, что колебания подрешетки фтора в "замороженной" подрешетке металла достаточно хорошо описывают высокочастотную часть фоновой спектра кристалла в целом. Это позволяет описывать статистические и термодинамические характеристики кристаллов MeF_2 , относящиеся к фтору, рассматривая только эту подрешетку, как подрешетку Браве. В частности, вычисления молярной теплоемкости кристалла и подрешетки фтора можно выполнить по формуле:

$$C_V = N_A k_B \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} \left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T} \right)^2 \text{csch}^2 \left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T} \right) g(\omega) d\omega \quad (1)$$

где $g(\omega)$ — фоновая плотность состояний кристалла или подрешетки фтора, ω_{\min} и ω_{\max} — граничные частоты соответствующего спектра, \hbar , k_B и N_A — известные стандартные константы.

Вычисления по формуле (1) нами выполнены и представлены на рис. 1.

На рис. 1 кроме результатов данных расчетов также представлены экспериментальные данные для PbF_2 (в области высоких температур: \square — [3], \circ — [4], в области низких температур: \diamond — [5]), для BaF_2 (для температуры от 25 до 300 К: \square — [6]), результаты расчетов в модели Дебая для CdF_2 (\square — [7]) и в оболочечной модели для CaF_2 (\square — [8]).

Работа выполнена при поддержке целевой программы "Развитие науч-

ного потенциала высшей школы (2009-2010 гг.)" проект 2.1.1./1230.

- [1] В.П. Жуков, В.М. Зайнуллина, ФТТ, **40**, 2019 (1998).
- [2] А.С. Поплавной, Изв. вузов. Физика, **51**, 31 (2008).
- [3] L.M. Volodkovich, *et al.*, Thermochemica Acta, **88**, 497 (1985).
- [4] D.S. Rimai, R.J. Sladek, Solid State Commun., **31**, 473 (1979).
- [5] D.P. Dandekar *et al.*, Phys. Rev. B, **20**, 3523 (1979).
- [6] K.S. Pitzer, *et al.*, J. Am. Chem. Soc., **60**, 1826 (1938).
- [7] D. Shaharabany, *et al.*, J. Phys. Chem. Solids, **37**, 577 (1976).
- [8] Y. Cheng, *et al.*, Commun. Theor. Phys., **51**, 904 (2009)

О природе низкотемпературных аномалий поглощения ультразвука и динамических модулей упругости в кубических кристаллах A^2B^6 с примесями $3d$ -переходных металлов

А.Т. Лончаков

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

В работах [1] (см. также ссылки в них) впервые проведено комплексное исследование акустических свойств (фазовой скорости и поглощения ультразвука) в широкозонных полумагнитных полупроводниках $A^2B^6 : 3d$. Обнаружены температурные аномалии поглощения и симметричных модулей упругости, которые не наблюдались ранее в полупроводниках. Наиболее значимыми из них являются: 1. Наличие при определенной температуре релаксационного пика в поглощении поперечных ультразвуковых волн определенной поляризации, зависящей при заданной частоте ультразвука только от сорта $3d$ -иона; 2. Уменьшение динамических модулей упругости в кристаллах A^2B^6 , легированных ян-теллеровскими $3d$ -ионами, по сравнению с модулями упругости чистых кристаллов A^2B^6 . В настоящем докладе предлагаются основы теоретической интерпретации перечисленных особенностей.

1. В докладе обсуждается роль спин-решеточной релаксации (механизм Орбаха–Аминова [2]), как главной причины аномального релаксационного поглощения ультразвука в кристаллах A^2B^6 , легированных ян-теллеровскими $3d$ -ионами. Показано, что главным условием проявления такой релаксации является сильная вибронная связь (эффект Яна-Теллера). Из анализа полученной в эксперименте активационной температурной зависимости времени спин-решеточной релаксации определены энергии низколежащих внутрицентровых состояний для следующих ионов: Ni^{2+} (65 см^{-1}), Cr^{2+} (50 см^{-1}), Fe^{2+} (25 см^{-1}), V^{2+} (5.5 см^{-1}) в $ZnSe$ и Ni^{2+} (20 см^{-1}) в $ZnTe$. Эти энергии определяют положение промежуточных спиновых состояний в процессе релаксации Орбаха–Аминова. Необходимо подчеркнуть, что для иона Ni^{2+} в матрицах A^2B^6 , а для ионов Cr^{2+} , Fe^{2+} , V^{2+} значения энергий согласуются с данными, полученными другими авторами из оптических измерений. По величине максимума поглощения ультразвука сделана оценка параметра спин-фононного взаимодействия $Q \approx 5 \cdot 10^{-14}$ эрг для иона Ni^{2+} в $ZnSe$. Это значение согласуется по порядку величины с параметром Q для других ян-теллеровских ионов, например, Fe^{2+} в MgO [3].

2. Для интерпретации второй группы аномалий вычитанием модуля упругости чистого кристалла A^2B^6 из модуля упругости парамагнитного кристалла $A^2B^6 : 3d$ выделен чисто парамагнитный вклад в температурное изменение симметричных модулей упругости кристаллов $A^2B^6 : 3d$. В соответствии с идеей Люти [4] он определен, как парамагнитная упругая или, более кратко, — параупругая восприимчивость. Проведено обобщение концепции параупругой восприимчивости, развитой в [4] для редкоземельных антимонидов, на случай $3d$ -ионов в решетке A^2B^6 . В рамках этой концепции дана интерпретация наблюдаемой на эксперименте низкотемпературной зависимости параупругой восприимчивости для крамерсовских и некрамерсовских $3d$ -ионов: уменьшение обратной параупругой восприимчивости с убыванием температуры в случае легирования крамерсовскими $3d$ -ионами и ее насыщение при легировании соединений A^2B^6 некрамерсовскими ионами объяснено, соответственно, вкладом Кюри от диагональных (низкочастотных) и вкладом Ван Флека от недиагональных (высокочастотных) матричных элементов операторов, описывающих взаимодействие ультразвуковых колебаний с магнитным ионом. Как подтверждение интерпретации, впервые из анализа упругих свойств сделана оценка константы деформационного потенциала для иона Cr^{2+} в $ZnSe$. Найденное значение 1.1 эВ хорошо коррелирует с литературными данными из измерений ЭПР под давлением [5].

Полученные результаты открывают перспективы использования ультразвуковых методов для определения энергий спиновых (вибронных) состояний $3d$ -ионов в разных матрицах и для оценок констант спин-фононного и вибронного взаимодействия.

- [1] В.В. Гудков, А.Т. Лончаков *и др.*, ФНТ, **35**, 99 (2009); V.V. Gudkov, *et al.*, Phys. Rev. B, **77**, 155210 (2008).
- [2] R. Orbach, Proc. Roy. Soc. A., **264**, 458 (1961); Л.К. Аминов, ЖЭТФ, **42**, 783 (1962).
- [3] C. Kittel, Phys. Rev. Lett., **6**, 449 (1961).
- [4] B. Lüthi, *Physical acoustics in the solid state*, Berlin-Heidelberg: Springer (2004).
- [5] J.T. Vallin, G.D. Watkins, Phys. Rev., B9, 2051 (1974).

Аномальный эффект Холла и высокотемпературный ферромагнетизм в $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x \approx 0.35$) пленках

В.В. Рыльков¹, Б.А. Аронзон¹, С.Н. Николаев¹, В.В. Тугушев¹,
Е.С. Демидов², А.С. Левчук², В.П. Лесников², В.В. Подольский²

¹ *Российский научный центр "Курчатовский Институт 123182 Москва*

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

В последнее время значительное внимание уделяется исследованию свойств магнитных полупроводников (МП) на основе элементов IV группы (Ge и Si), поскольку такие материалы могут быть использованы при создании устройств спинтроники и легко могут быть интегрируемы в существующую микроэлектронную технологию. В основном, полученные результаты (в частности, для $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$ базируются на изучении намагниченности этих материалов, которая может однозначно указывать на наличии спиновой поляризации носителей в однофазных МП. В двухфазных системах (при наличии ферромагнитных (ФМ) кластеров) гистерезис в намагниченности может наблюдаться даже при температурах ≥ 300 К. При этом, однако, эффект Холла (ЭХ) может иметь нормальный (линейный) характер, как в немагнитном полупроводнике в отсутствие спиновой поляризации носителей [1].

В работе представлены результаты исследования транспортных и магнитных свойств $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$ пленок с содержанием Mn около 35%, полученных методом лазерного осаждения на Al_2O_3 и GaAs подложках при температурах роста $T_g = 300 \div 350$ °С. Исследования выполнены при температурах $5 \div 300$ К в магнитных полях до 2.5 Тл. Показано, что полученные слои обладают металлическим типом проводимости, демонстрируя слабое изменение намагниченности в диапазоне $T = 50 \div 200$ К. Впервые в $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$ системе обнаружен аномальный эффект Холла (АЭХ), имеющий в области температур ≥ 50 К существенно гистерезисный характер (рис. 1), который не наблюдается в силицидах Mn (слабых зонных ФМ) типа Mn_4Si_7 с $T_c \approx 43$ К. При этом для $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Al}_2\text{O}_3$ образцов знак аномальной компоненты ЭХ противоположен знаку его нормальной компоненты, отвечающей дырочному типу проводимости $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$. Установлено также, что в этом случае аномальная компонента ЭХ полностью определяет его поведение вплоть до 300 К, сохраняя гистерезисный характер до ≈ 230 К (рис. 2). Для $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$ пленок, полученных на GaAs подложках, гистерезис в АЭХ практически отсутствует. Однако, АЭХ в этом случае проявляется на порядок сильнее при $T = 300$ К, а магнитный момент на атом Mn возрастает в несколько раз.

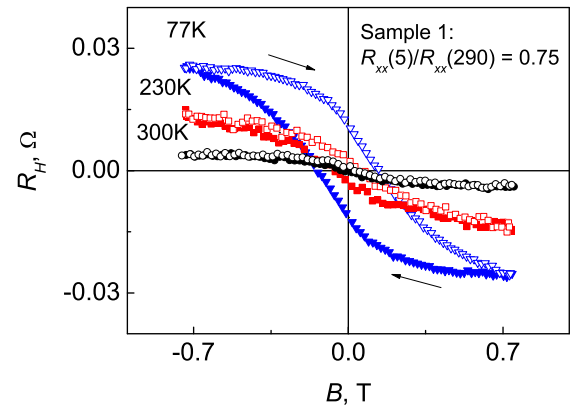
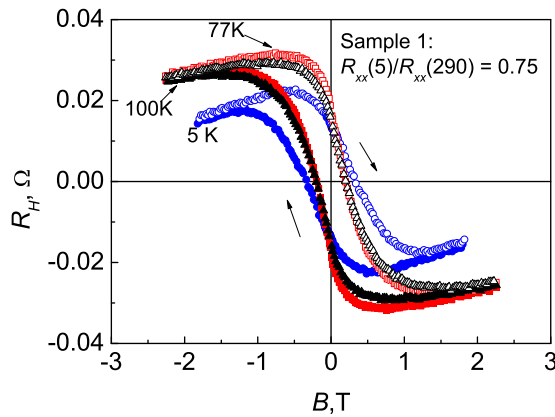


Рис. 1: (Слева) Магнитолевые зависимости холловского сопротивления R_H для Mn_xSi_{1-x}/Al_2O_3 образца 1 при низких температурах ($T \leq 100$ К) в полях до 2.5 Тл.

Рис. 2: (Справа) То же при высоких температурах (≥ 77 К) и в полях до 1 Тл.

Сильный ФМ полученных пленок невозможно объяснить за счет формирования силицидов Mn, поскольку величина T_c последних < 50 К. Мы полагаем, что исследованная система не является однофазной, причем важную роль в ее магнитном упорядочении играют ФМ кластеры, содержащие междоузельные ионы Mn с локальным спином $S = 1 \div 1.5$ (см. [2]) и находящиеся в матрице слабого зонного ФМ типа $MnSi_{2-x}$ ($x \approx 0.25$). Дальний

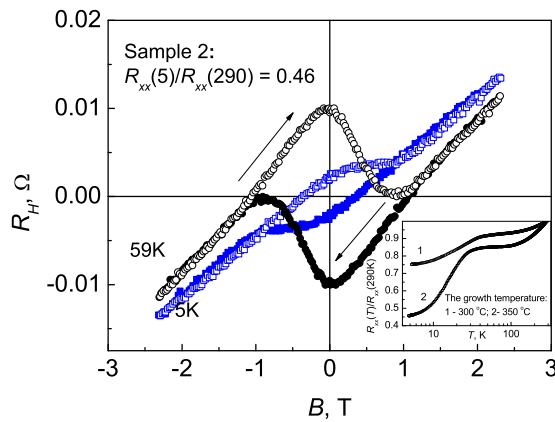


Рис. 3: Магнитолевые зависимости холловского сопротивления R_H Mn_xSi_{1-x}/Al_2O_3 образца 2, полученного при $T_g = 350^\circ\text{C}$. На вставке — температурные зависимости сопротивления образцов 1,2.

минимальным содержанием дефектов (рис. 3).

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (09-02-12108, 09-07-13594, 09-07-12151).

- [1] В.В. Рыльков, Б.А. Аронзон *и др.*, ЖЭТФ, **127**, 838 (2005).
- [2] Qinghua Liu, *et al.*, Phys. Rev. B, **77**, 245211 (2008).
- [3] V.V. Tugushev, E. Kulatov, *et al.*, Physica B, **378–380**, P1100 (2006).

ФМ порядок при высокой температуре обусловлен как обычным РККИ-обменом этих кластеров через свободные носители, концентрация которых в матрице достигает $\approx 10^{22}$ см $^{-3}$, так и обменом через спиновые флуктуации матрицы [3]. Об эффекте вымораживания этих спиновых флуктуаций при понижении температуры свидетельствует резкое уменьшение сопротивления образцов ниже 40 К и необычное поведение петли гистерезиса АЭХ в этих условиях — вплоть до уменьшения коэрцитивного поля с понижением температуры в образце с

Влияние высокого давления на магнитную восприимчивость и магнитосопротивление высокотемпературного ферромагнитного полупроводника $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{GeP}_2$

А.Ю. Моллаев¹, И.К. Камилов¹, Р.К. Арсланов¹, С.Ф. Маренкин²,
У.З. Залибеков¹, Т.Р. Арсланов¹, А.А. Абдуллаев¹

¹ Учреждение РАН Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра РАН, 367003 Махачкала, Россия

² Учреждение РАН Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, 119991 Москва, Россия

Характерными свойствами новых ферромагнетиков на основе полупроводников группы $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{IV}}\text{C}_2^{\text{V}}$ с $T_c = 355\text{ K}$ для $\text{CdGeAs}_2 < \text{Mn} >$ [1] и $T_c = 320\text{ K}$ для $\text{CdGeP}_2 < \text{Mn} >$ [2,3] являются высокие подвижности носителей заряда, малые эффективные массы электронов и большие отношения подвижности электронов к подвижности дырок. Контролируемое введение атомов переходных элементов (Mn, Fe, Cr и др.) в кристаллическую решетку, в принципе, позволяет обеспечить переход этих полупроводников в ферромагнитное состояние с достаточно высокой точкой Кюри.

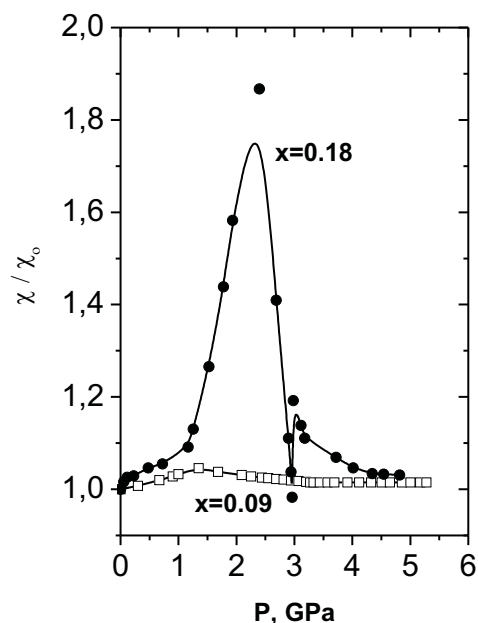


Рис. 1: Зависимости относительной магнитной восприимчивости $\chi(P)/\chi_0$ от давления для $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{GeP}_2$.

В силу недостаточной ясности природы ферромагнетизма в марганец замещенных халькопиритах $\text{CdGeP}_2\{\text{Mn}\}$, представляет интерес исследование физических свойств вблизи T_c этих твердых растворов с целью более детального понимания причин, формирующих магнитное состояние. Измерены барические зависимости удельного электросопротивления $\rho(P)$, коэффициента Холла $R_H(P)$, поперечного $\Delta\rho_{xx}(P)/\rho$ магнетосопротивления и относительной магнитной восприимчивости $\chi(P)/\chi_0$ при высоком гидростатическом давлении до 6 ГПа на поликристаллических образцах $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{GeP}_2$ с $x = 0.09$ и 0.18 при подъеме давления в области комнатных температур.

Измерения проводились в аппаратах высокого давления типа "Тороид" [4,5] с применением нескольких методик: барической

зависимости удельного электросопротивления коэффициента Холла и магнетосопротивления. Измерение магнитной восприимчивости проводилось частотным методом [6].

Во всех исследованных образцах $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{GeP}_2$ кроме базового (CdGeP_2) наблюдались магнитные фазовые переходы при подъеме давления (рис. 1). С увеличением процентного содержания марганца максимум

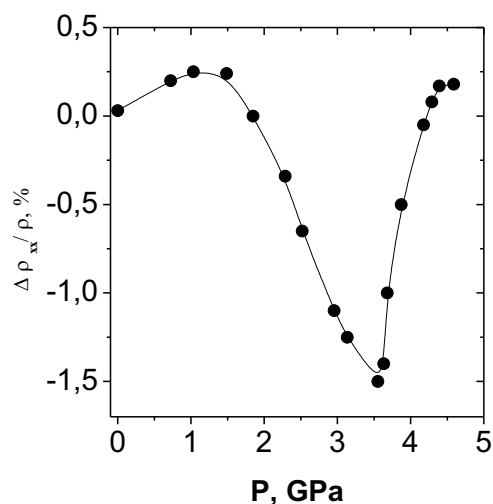


Рис. 2: Зависимость поперечного магнетосопротивления от давления в магнитном поле $H = 5 \text{ kOe}$ для $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{GeP}_2$ с $x = 0.18$.

для $\chi(P)/\chi_0$ сдвигается в сторону высоких давлений. Величина максимума растет с увеличением процентного содержания марганца. Наблюдаемый магнитный фазовый переход вероятно можно интерпретировать как переход ферромагнетик–антиферромагнетик, о чем свидетельствует наличие плеча восприимчивости, характерного для антиферромагнитного состояния. Полученные результаты интерпретируются в предположении, что магнетизм в твердых растворах формируется в результате конкуренции двух противоположных эффектов: антиферромагнитного сверхобменного взаимодействия $\text{Mn}^{+2}-\text{Mn}^{+2}$ и ферромагнитного двойного обменного взаимодействия $\text{Mn}^{+2}-\text{Mn}^{+3}$ [7]. Однако, для детального выяснения природы эффекта желательно провести нейтронографические и спектроскопические исследования твердого раствора $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{GeP}_2$ вблизи температуры Кюри. Во всех исследованных образцах $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{GeP}_2$ кроме базового (CdGeP_2) наблюдалось поперечное магнетосопротивление, индуцированное давлением, которое сначала положительно и в области магнитного фазового перехода становится отрицательным (рис. 2). Увеличение давления и магнитного поля приводят к увеличению величины магнетосопротивления.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы Президиума РАН "Теплофизика и механика экстремальных энергетических воздействий и физике сильно сжатого вещества" секция "Физика сильно сжатого вещества".

- [1] В.М. Новоторцев *и др.*, Журнал Неорганич. Химии, **50**, 4, 552 (2005).
- [2] G.A. Medvedkin, *et al.*, Jap. J. Appl. Phys., **39**, L949 (2000).
- [3] Г. А. Медведкин *и др.*, ФТП, **35**, 3, 305 (2001).
- [4] L.G. Khvostantsev, *et al.*, phys. status solidi (a), **64**, 379 (1981).
- [5] А.Ю. Моллаев *и др.*, ФТВД, **11**, 4, 61 (2001).
- [6] А.Ю. Моллаев *и др.*, Неорганич. материалы, **37**, 4327 (2001).
- [7] Y.-J. Zhao, *et al.*, Phys. Rev. B, **63**, 201202 (2001).

Электронная структура и магнетизм пленок и твердых растворов на основе полупроводников ZnO и Cu₂O, легированных примесями 3d переходных металлов (Mn, Co) в зависимости от условий синтеза

Э.З. Курмаев, В.Р. Галахов, Т.П. Суркова

*Институт физики металлов УрО РАН, 620990 Екатеринбург,
ул. С. Ковалевской, 18*

Наблюдаемые магнитные эффекты в полумагнитных полупроводниках зависят от энергетического положения 3d примесей, их взаимодействия с атомами основной решетки и, как нами было показано, существенно зависят от условий синтеза. В работе выполнены исследования резонансных и нерезонансных рентгеновских эмиссионных L -спектров примесей в ZnO:Co, ZnO:Mn и Cu₂O:Mn, выращенных при различных температурах подложки. Анализ относительных интенсивностей $L_{2,3}$ полос позволил определить локальную атомную структуру и сделать предположения о наличии либо отсутствии ферромагнетизма в этих соединениях. Измерения рентгеновских спектров были выполнены на линии 8.0.1 ALS Берклиевской национальной лаборатории (США) и линии 1511 Max-lab национальной лаборатории (Швеция), магнитные измерения — на SQUID магнитометре.

Энергетические положения измеренных рентгеновских Co $2p$ -спектров поглощения для Zn_{1-x}Co_xO для $x = 0.02, 0.06, 0.10$ и интенсивности особенностей их мультиплетной структуры находятся в хорошем согласии с расчетами таких спектров для ионов Co²⁺ в тетраэдрическом кластере на основе кластерной модели конфигурационного взаимодействия. Это означает, что основная часть атомов кобальта замещает узлы цинка. С другой стороны, относительная интенсивность $I(L_2)/I(L_3)$ эмиссионных Co L -спектров, сильно зависящая от числа свободных носителей, окружающих излучающий элемент, для Zn_{1-x}Co_xO практически такая же, как для CoO, и не зависит от концентрации кобальта. Это позволяет сделать вывод, что свободные носители, которые ответственны за наличие обменного взаимодействия между ионами кобальта, отсутствуют в образцах Zn_{1-x}Co_xO.

Однако, при синтезе в неравновесных условиях, часто имеющих место, например, в тонких пленках, 3d-примеси наряду с узлами цинка, могут занимать позиции в междоузлиях. Отношение интенсивностей линий $I(L_2)/I(L_3)$ Mn $L_{2,3}$ эмиссионных спектров эпитаксиальных пленок Zn_{0.8}Mn_{0.2}O, выращенных при различных температурах подложки, указывает на наличие сегрегации атомов Mn при $T > 600$ °C, приводящее к силь-

ному Mn–Mn антиферромагнитному обменному взаимодействию, подавляющему ферромагнитный порядок, наблюдаемый в пленках, выращенных при более низких температурах подложки.

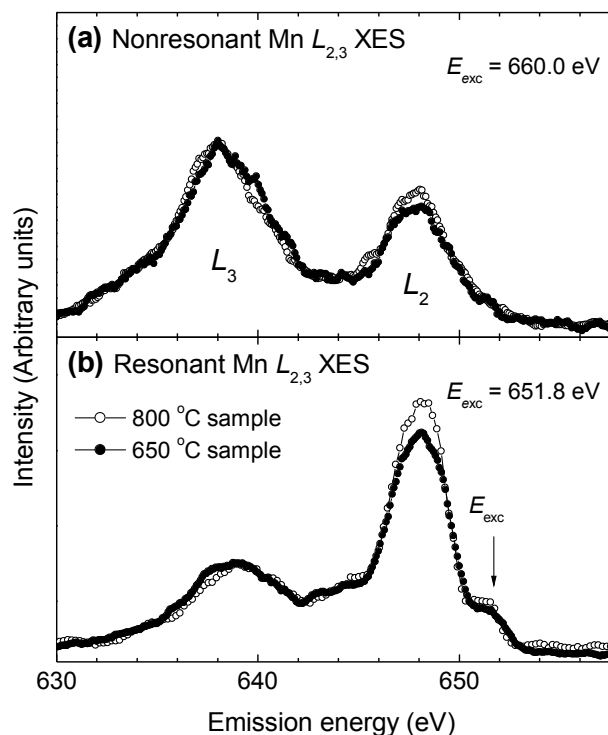


Рис. 1: Резонансные (а) и нерезонансные (б) Mn $L_{2,3}$ рентгеновские эмиссионные спектры порошковых образцов $\text{Cu}_{1.966}\text{Mn}_{0.034}\text{O}$, синтезированных при $650\text{ }^\circ\text{C}$ (сплошные кривые) and $800\text{ }^\circ\text{C}$ (символы).

Для легированных Mn порошковых образцов $\text{Cu}_{1.966}\text{Mn}_{0.034}\text{O}$, синтезированных при $650\text{ }^\circ\text{C}$ ($T_C = 300\text{ K}$) и $800\text{ }^\circ\text{C}$ ($T_C = 215\text{ K}$) [1], установлено, что атомы Mn находятся как в междоузлиях, так и замещают узлы Cu, однако, конфигурация этих дефектов зависит от температуры синтеза. Уменьшение T_C с увеличением температуры синтеза может быть объяснено появлением антиферромагнитного сверхобмена между замещающими атомами Mn через кислород.

Работа частично поддержана грантами РФФИ 08-02-00148, Президента РФ НШ-3572.2010.2 Программы П.4 ОФН РАН.

- [1] G.S. Chang, E.Z. Kurmaev, D.W. Boukhvalov, A. Moewes, L.D. Finkelstein, M. Wei, and J.L. MacManus-Driscoll, *J. Phys.: Condens. Matter*, **20**, 215216 (2008).

NM

Новые электронные явления и
материалы

New Electronic Phenomena and
Materials

Бозе-Эйнштейновская конденсация диполярных ЭКСИТОНОВ

В.Б. Тимофеев

Институт физики твердого тела РАН, 142432 г. Черноголовка, Московской обл

В работах А. Эйнштейна еще в 1924-25 г.г. предсказано, что при достаточно низких температурах в макроскопической, равновесной системе бозонов должна происходить спонтанная конденсация частиц в нижайшее по энергии квантовое состояние с нулевым импульсом. А. Эйнштейн рассматривал идеальный атомный, бесспиновый газ и использовал в своем подходе статистический метод С. Бозе, ранее успешно примененный при выводе формулы Планка для температурного излучения черного тела. Работы [1-3] и составили фундамент статистики Бозе-Эйнштейна. На волновом языке Бозе-Эйнштейновская конденсация (БЭК) происходит в многочастичных системах бозонов, когда де-Бройлевская длина волны начинает превосходить средние межчастичные расстояния. Наиболее впечатляющим следствием Бозе-Эйнштейновской конденсации является то, что макроскопические свойства частиц в конденсате описываются единой волновой функцией и, как следствие, квантовые свойства начинают проявляться на классических масштабах времени и длины. Макроскопические масштабы квантовой когерентности намного превосходят межчастичные расстояния в самом конденсате. Крупномасштабная когерентность Бозе-Эйнштейновского конденсата имеет физические последствия принципиальной значимости, и, среди них, наиболее впечатляющими оказались такие макроскопические квантовые явления, как сверхтекучесть He^4 и сверхпроводимость куперовских пар (композитных бозонов) — явления, связанные с бездиссипативным протеканием материи в среде. На непосредственную связь сверхтекучести He^4 с явлением БЭК впервые обратил внимание Ф. Лондон еще в 1938 г. [4].

В разреженных, слабо взаимодействующих атомных бозе-газах явление БЭК наблюдалось сравнительно недавно [5], почти 70 лет спустя после того, как А. Эйнштейном была построена соответствующая теория конденсации. Это выдающееся достижение явилось результатом элегантной реализации техники лазерного и испарительного охлаждения атомных газов, накапливаемых в магнитных ловушках. Явление БЭК в атомных бозе-газах обнаруживается при чрезвычайно низких температурах из-за большой массы атомов (диапазон микро- и субмикро градусов Кельвина).

Водородоподобный экситон в полупроводнике является связанным состоянием электрона и дырки. Оптически создаваемые экситоны — объекты

эффемерные в том смысле, что быстро аннигилируют, излучая свет. Электроны и дырки — фермионы, однако сами экситоны являются композитными бозонами. После 1957 г., когда представления о спаривании (куперовском спаривании) электронов в сверхпроводнике стали общепризнанными, появились теоретические работы, в которых рассматривалась принципиальная возможность БЭК экситонов [6,7]. Масса экситонов в полупроводнике более, чем на четыре порядка меньше атомных масс, поэтому при нетрудно достижимых экситонных концентрациях, при которых экситонный газ все еще остается достаточно разреженным и слабо взаимодействующим, БЭК экситонов должна происходить при доступных криогенных температурах (градусы К).

В последние годы произошел несомненный прорыв в этой области, связанный с обнаружением явления БЭК в различных экситонных квазидвумерных системах. Прежде всего, речь пойдет об экситонах в пространственно-разделенных электронно-дырочных слоях, которые возникают в двойных и одиночных квантовых ямах в условиях фотовозбуждения и приложенном электрическом смещении между двумерными слоями [8,9]. Экситоны в этом случае называются пространственно непрямыми, или дипольными, поскольку имеют дипольный момент в основном состоянии. Времена излучательной аннигиляции таких экситонов велики, по сравнению с более короткими временами термализации. Поэтому дипольные экситоны нетрудно накапливать в латеральных ловушках и охлаждать до решеточных температур. В работах [9] было продемонстрировано, что при превышении критических условий конденсации дипольные экситоны накапливаются в нижайшем состоянии с нулевыми импульсами в специально приготовленных латеральных ловушках. При этом в картине люминесценции, наблюдаемой с высоким пространственным разрешением, обнаруживаются пространственно-периодические структуры пятен свечения, когерентно связанных между собой. Впервые обнаруженные большие масштабы пространственной когерентности означают, что экспериментально наблюдаемые пространственно-периодические структуры люминесценции в условиях Бозе-конденсации дипольных экситонов в латеральных кольцевых ловушках описываются единой волновой функцией. Наблюдение пространственно-периодических структур в реальном пространстве, а также их Фурье-образов в \mathbf{k} -пространстве является прямым свидетельством спонтанного нарушения симметрии в условиях бозе-конденсации дипольных экситонов: макроскопическая когерентная фаза бозе-конденсата возникает спонтанно в резервуаре термализованных некогерентных экситонов. Прямые измерения корреляторов первого порядка (интерференционное сложение амплитуд) и корреляторов второго порядка (корреляции фотонов или сложение квантовых амплитуд) свидетельствуют о высокой

пространственно-временной когерентности экситонного бозе-конденсата.

Недавно была обнаружена крупномасштабная когерентность Бозе-конденсата двумерных экситонных поляритонов в микрорезонаторах [10,11]. При условии высокой добротности микрорезонатора, фотоны сильно взаимодействуют с двумерными экситонными возбуждениями и создают двумерные экситонные поляритоны, масса которых почти на девять порядков меньше атомных масс. При достижении критических плотностей в квазиравновесном газе экситонных поляритонов наблюдалось гигантское заполнение нижайшего состояния с нулевыми импульсами, а также пороговое возрастание временной и крупномасштабной пространственной когерентности. Наряду с обнаружением линейной поляризации излучения эти эксперименты также указывают на спонтанное возникновение макроскопического когерентного квантового состояния в условиях Бозе-конденсации двумерных экситонных поляритонов. В данном случае, однако, речь идет скорее о Бозе-конденсации в духе лазерного эффекта.

В заключение подчеркнем, что крупно-масштабная когерентность экситонных бозе-конденсатов может оказаться востребованной в информационных технологиях.

- [1] A. Einstein, Part 1. Sber. Preuss. Acad. Wiss. **22**, 261-267 (1924).
- [2] A. Einstein, Part II. Sber. Preuss. Acad. Wiss. **1**, 3-14 (1925).
- [3] S.N. Bose, Z. Phys., **26**, 178-181 (1924).
- [4] F. London, Nature **141**, 643-644 (1938).
- [5] M.N. Anderson, *et al.*, Science, **269**, 198-201 (1995); W. Ketterle, Rev. Mod. Phys., **74**, 1131-1151 (2002); A.J. Leggett, Rev. Mod. Phys., **73**, 307 (2001).
- [6] A.A. Moskalenko S.A., Sov. Phys. Solid State, **4**, 199 (1962).
- [7] L.V. Keldysh and A.N. Kozlov, Sov. Phys. JETP, **27**, 521-528 (1968).
- [8] L.V. Butov, J. Phys. Condens. Matter, **16**, R1577-R1613 (2004).
- [9] A.V. Gorbunov, V.B. Timofeev, JETP Lett., **83**, 146-151 (2006); **84**, 390-396 (2006); V.B. Timofeev and A.V. Gorbunov, J. Appl. Phys., **101**, 081708 (2007) ; A.V. Gorbunov, V.B. Timofeev, *et. al.*, JETP Lett., **90**, 156 (2009).
- [10] J. Kasprzak, *et al.*, Nature, **443**, 409 (2006).
- [11] Balili, *et al.*, Science, **316**, 1007-1010 (2007).

Переходы сверхпроводник-изолятор как пример квантовых фазовых переходов

В.Ф. Гантмахер

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка

Переходы сверхпроводник-изолятор явились зародышем, вокруг которого сформировалась новая специфическая область физики низких температур. Эту область можно условно назвать "низкотемпературные критические явления в системах взаимодействующих электронов". Задача предлагаемой лекции — описать и классифицировать сами переходы и их связь с другими физическими явлениями, т.е. прояснить инфраструктуру новой области, и указать на проблемы, остающиеся нерешенными. Лекция в основном базируется на материале недавно опубликованного обзора [1], но в нее будут также включены и некоторые последние результаты.

Все наблюдаемые переходы сверхпроводник-изолятор для удобства классифицированы по типу материала: ультратонкие пленки, материалы с изменяемым составом, высокотемпературные и органические сверхпроводники, гетероструктуры, а также переходы сверхпроводник-"плохой" металл. В гетероструктурах сама сверхпроводимость была обнаружена недавно [2], так что это сравнительно новый раздел классификации.

Теоретические подходы к проблеме можно разбить на микроскопические и феноменологические. Микроскопические базируются как на классической теории сверхпроводимости БКШ (подавление температуры сверхпроводящего перехода беспорядком, решающая роль кулоновской блокады в высокорезистивных гранулированных сверхпроводниках, сверхпроводящие флуктуации в сильном магнитном поле), так и на теории Бозе-Эйнштейновской конденсации (БЭК). Последняя успешно конкурирует с БКШ в электронных системах малой плотности, когда куперовские пары сравнительно мало перекрываются в координатном пространстве.

В теории БЭК бозоны (электронные пары) существуют по обе стороны перехода, так что эта теория предполагает сохранение межэлектронного спаривания и на несверхпроводящей стороне перехода. В применении к переходам сверхпроводник-изолятор это означает возможность существования локализованных пар. Экспериментальное наблюдение гигантского пика магнетосопротивления при разрушении сверхпроводимости с последующим отрицательным магнетосопротивлением является доказательством существования таких пар. Это позволило Ларкину [3] сформулировать идею о существовании двух сценариев перехода: электронного и бозонного.

Существование локализованных пар означает наличие щели на уровне Ферми в спектре изолятора. Это простейший вариант псевдощели, не осложненный, как в высокотемпературных сверхпроводниках, ни волнами зарядовой или спиновой плотности, ни структурными перестройками с фазовым расслоением, ни какими-либо иными проявлениями анизотропии кристаллической решетки. Недавно появились туннельные микроскопы, работающие в рефрижераторе растворения и позволяющие измерять локальные дифференциальные вольт-амперные характеристики в милликельвиновом диапазоне температур. С их помощью сейчас ведутся измерения псевдощели и дисперсии ее значения вдоль поверхности двумерных образцов.

Феноменологические скейлинговые теории исходят из общей теории квантовых фазовых переходов, происходящих при температуре $T = 0$. В квантовом варианте скейлинговой гипотезы число независимых переменных в критической области удвоено: наряду с корреляционной длиной ξ есть еще и длина сбоя фазы L_φ . В простейшей однопараметрической скейлинговой схеме в критической окрестности квантового перехода значения физических величин определяются скейлинговой переменной, пропорциональной отношению этих двух длин. Многочисленные эксперименты показали, что в большинстве случаев недостаточно однопараметрического скейлинга для описания изменений сопротивления в окрестности перехода.

Переходы сверхпроводник-изолятор обычно идентифицируются по зависимостям сопротивления от температуры, при разных значениях управляющего параметра, или от магнитного поля. При их интерпретации необходимо учитывать, помимо особенностей сверхпроводимости в материалах с пониженной электронной плотностью, транспорт и магнетосопротивление в сверхпроводящих островковых пленках и гранулированных высокорезистивных материалах со сверхпроводящими гранулами, переход Березинского-Костерлица-Таулеса, кулоновскую блокаду, степень близости переходов сверхпроводник-изолятор и нормальный металл-изолятор и фрактальный характер волновых функций в окрестности последнего. Все это делает изучение квантовых переходов сверхпроводник-изолятор трудным и увлекательным, но в то же время важным и актуальным.

- [1] В.Ф. Гантмахер, В.Т. Долгополов, УФН, **180**, 3 (2010); имеется в открытом доступе на сайте <http://ufn.ru/ru/articles/2010/1/>
- [2] A.D. Caviglia, S. Gariglio, N. Reyren, D. Jaccard, T. chneider, M. Gabay, S. Thiel, G. Hammerl, J. Mannhart, and J.-M. Triscone, Nature, **456**, 624 (2008).
- [3] A.I. Larkin, Ann. Phys. (Leipzig), **8**, 7-9, 794 (1999).

Zinc Oxide as Semiconductor Material of Nonrealized Possibilities

G.V. Lashkarev, V.I. Karpyna, V.D. Khranovsky, A.I. Ievtushenko, I.I. Shtepliuk, P.V. Demydyuk, V.I. Lazorenko, L.I. Petrosyan, I.I. Poznyak

Frantsevich Institute for Problems of Material Science, NASU, 03680, Kiev-142

ZnO is an analogue of GaN with energy gap ~ 3.4 eV. Its crystal lattice does not possess inversion symmetry. The latter causes piezoelectric properties. Doping by impurities with small ionic radius transforms ZnO to ferroelectric. Diluted magnetic semiconductors on its basis are considered as prospective spintronic materials. ZnO doped by donors (Al, Ga, In) is a transparent high conductive degenerated semiconductor for applications in solar cells, displays and transparent field transistors. Effective electron field emission out of ZnO films and nanostructures can be used in displays, generators of terahertz frequencies and portable X-ray sources. The possibility for control type and concentration of defects in ZnO by change of surrounding media allows to use this semiconductor as gas sensor. ZnO permits the development field emission display on the basis of this semiconductor (emitters, multicolor cathodoluminophores, conductors for electrical circuit). For this purpose it is necessary to develop phosphors based on ZnO by doping activators for red, green and blue lightening.

ZnO is the most publicable semiconductor. The number of papers in such journals as *Thin solid films* and *Physica status solidi* exceeds the ones for GaN and carbon nanotubes. The tens of scientific meeting are held each year on ZnO or consisting presentations on this material.

In spite of wide area of applications ZnO is not applied for fabrication industrial devices now. Only varistors for stabilizing current and voltage in electrical circuits were processed using polycrystalline ZnO.

Nevertheless zinc oxide has attractive economical, ecological and technological advantages in comparison with its semiconducting analogue GaN such as low cost of ZnO world stocks, available and not sophisticated technology for films and nanostructures processing, nontoxicity and biocompatibility with human organism.

Photoluminescence of ZnO films deposited by magnetron sputtering and PEMOCVD was studied. The effect of film texture on PL spectra was revealed. The most intensive ultraviolet excitonic photoluminescence was observed for ZnO films deposited on Si substrates with $\text{SiN}_x\text{:H}$ buffer layer. The obtained low

dimensional structures (ZnO nanopillars/Si and ZnO hexagons/SiC) revealed perfect structural quality and unambiguous luminescent spectral purity (only UV cathode- and photoluminescence were registered).

The existing light emitting devices are reviewed. A heterojunction light emitting diode (LED) using p-type ZnO on n-type GaN with an emission peak at 409 nm was reported. *p-n* homojunction ZnO LEDs demonstrated rectifying *I-V* characteristics and electroluminescence (EL) at room temperature with a threshold voltage of 3.2 V and an EL emission peak at 380 nm.

ZnO nanostructures display good electron field emission obliged to its high geometric form-factor. It was found also that ZnO films doped by gallium display larger current density than undoped ZnO films due to diminishing work function of ZnO film at gallium doping. Properties of ZnO thin films doped by nitrogen were studied and photodetectors based on Ni/ZnO:N/Al MSM structures were prepared. The maximal responsivity and the time constant were 0.1 A/W (at about 365 nm) and 100 ns, respectively.

The possibility of hydrogen obtaining via Zn nanoparticles is considered.

Сверхпроводимость и спектроскопия гетерофуллеридов щелочных, щелочно-земельных и переходных металлов

В.А. Кульбачинский, Б.М. Булычев, В.Г. Кытин, Р.А. Лунин

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, 119991
ГСП-1, Москва

В данной работе описаны синтез и результаты исследования рентгеноструктурного анализа, рамановского рассеяния, сверхпроводимости, и электронного парамагнитного резонанса различных новых гетерофуллеридов.

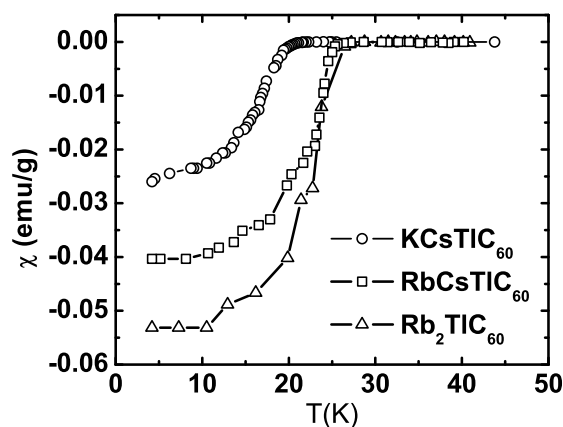


Рис. 1: Температурные зависимости магнитной восприимчивости гетерофуллеридов RbCsTlC_{60} , KCsTlC_{60} и $\text{Rb}_2\text{TlC}_{60}$.

Нами исследованы гетерофуллериды $\text{A}_{3-x}\text{M}_x\text{C}_{60}$ ($\text{A}=\text{K}, \text{Rb}, \text{Cs}$, $\text{M}=\text{Be}, \text{Mg}, \text{Ca}, \text{Al}, \text{Fe}, \text{Tl}$; $x = 1, 2$); а также RbCsTlC_{60} , KCsTlC_{60} и $\text{KMg}_2\text{C}_{60}$. Все фуллериды были синтезированы путем обменных реакций щелочных фуллеридов с безводными галогенидами металлов. Сверхпроводимость была обнаружена в RbCsTlC_{60} и KCsTlC_{60} . На рис. 1 приведены сверхпроводящие переходы для этих гетерофуллеридов и синтезированного нами $\text{Rb}_2\text{TlC}_{60}$. Фуллериды с составом $\text{Cs}_{3-x}\text{M}_x\text{C}_{60}$ (M — металл, $x = 1, 2$) не являются сверхпроводниками. На основе рентгеновского и рамановского спектров можно заключить, что фуллериды цезия являются полимерами. Существует корреляция между постоянной решетки фуллеридов и их T_c , а именно, постоянная решетки фуллеридов $\text{K}_2\text{M}\text{C}_{60}$ меньше, чем постоянная решетки в K_3C_{60} из-за меньшего радиуса иона заменяющего ион K^+ . Следует отметить, что RbCsTlC_{60} и $\text{Rb}_2\text{TlC}_{60}$ переходят в сверхпроводящее состояние при температурах выше значений

1. Хорошо известно, что критическая температура сверхпроводящего перехода (T_c) щелочно-интеркалированных фуллеридов зависит от параметра кристаллической решетки [1]. Значение T_c увеличивается с ростом параметра решетки a в некотором интервале. Таким образом, можно ожидать, что гетерофуллериды с Cs могут иметь значения T_c выше, по сравнению с фуллеридами с K и Rb, из-за больших значений a .

T_c наших ранее изученных гетерофуллеридов, синтезированных тем же методом. Значение $T_c = 24.5$ К в $\text{Rb}_2\text{BeC}_{60}$ было максимальным, которое было достигнуто ранее [2]. Фуллерид KCsTlC_{60} обладает самой высокой $T_c = 21.7$ К среди всех синтезированных на данный момент гетерофуллеридов с калием. Он имеет максимальное значение a ($a = 1.442$ нм, по сравнению с K_3C_{60} $a = 1.431$ нм) среди всех сверхпроводящих гетерофуллеридов с калием. То же самое для RbCsTlC_{60} ($a = 1.467$ нм, по сравнению с $\text{Rb}_2\text{BeC}_{60}$ ($a = 1.445$ нм)). Такое заметное увеличение параметра решетки ГЦК вполне естественно, и является одним из доказательств интеркалирования атомов больших размеров в структуру фуллерида. В гетерофуллеридов с более чем одним атомом Cs на фуллерен C_{60} нет сверхпроводящих переходов.

2. Исследованы фуллериды $\text{A}_n\text{Hg}_x\text{C}_{60}$ ($\text{A}=\text{K}, \text{Rb}, \text{Cs}; n = 2, 3; x < 1$), синтезированные новым методом, с использованием жидких сплавов металлов со ртутью (амальгам). Было установлено, что фуллерид $\text{K}_2\text{Hg}_x\text{C}_{60}$ является сверхпроводником с температурой перехода $T_c = 22$ К, что превышает T_c для K_3C_{60} (19 К). Фуллерид $\text{K}_3\text{Hg}_x\text{C}_{60}$ не является сверхпроводником и имеет моноклинную кристаллическую решетку. Фуллериды $\text{Rb}_n\text{Hg}_x\text{C}_{60}$ ($n = 2, 3$) являются сверхпроводниками с $T_c = 24 \div 25$ К, что меньше, чем $T_c = 28$ К для Rb_3C_{60} . Фуллериды состава $\text{Cs}_n\text{Hg}_x\text{C}_{60}$ ($n = 2, 3$) не являются сверхпроводниками и кристаллизуются в ромбическую решетку. Оценена плотность электронных состояний на уровне Ферми по данным ЭПР.

3. Фуллериды $\text{A}_n\text{Tl}_m\text{Hg}_x\text{C}_{60}$ ($\text{A}=\text{K}, \text{Rb}, \text{Cs}; n = 1, 2; m = 0.25 \div 2; x < 1$) также были синтезированы из амальгам. Переход в сверхпроводящее состояние наблюдался при температуре T_c в интервале $16.5 \text{ К} < T_c < 28.2 \text{ К}$. В фуллеридов на основе калия $\text{K}_2\text{Tl}_m\text{Hg}_x\text{C}_{60}$ обнаружено, что максимальная температура сверхпроводящего перехода $T_c = 22$ К наблюдается при оптимальной доле таллия $m = 0.5$, что выше температуры сверхпроводящего перехода в K_3C_{60} (19 К) и $\text{K}_2\text{LuC}_{60}$ (20 К). Фуллеридов состава $\text{Cs}_n\text{Tl}_m\text{Hg}_x\text{C}_{60}$ ($n = 1 \div 3; m = 1, 2$) не являются сверхпроводниками и при кристаллизации образуют ромбическую решетку.

4. Фуллеридов натрия Na_nC_{60} ($n = 2, 3$) были синтезированы путем жидкофазных реакций и исследованы при помощи рентгеновской дифракции (РД), ядерного магнитного резонанса (ЯМР), электронного парамагнитного резонанса и дифференциального термического анализа [3]. По данным РД кристаллическая структура Na_2C_{60} при 300 К представляет собой гранцентрированную кубическую решетку (ГЦК). Фазовый переход Na_2C_{60} из примитивной кубической в ГЦК решетку происходит при температуре 290 К. Переход сопровождается ступенчатым изменением парамагнитной восприимчивости. Кристаллическая структура Na_3C_{60} является бо-

лее сложной и отличается от указанной ранее в литературе. В фуллериде Na_3C_{60} в диапазоне $240 \div 260$ К наблюдается увеличение парамагнитной восприимчивости примерно в семь раз при росте температуры. В том же температурном диапазоне в ^{23}Na ЯМР спектре появляется новая линия около 225 ppm, свидетельствующая о существенном увеличении электронной плотности вблизи ядра Na. Наблюдаемый эффект может быть объяснен переходом металл-диэлектрик, вызванным изменением структуры.

Работа поддержана грантом РФФИ № 08-03-00237-а.

- [1] O. Gunnarsson, Rev. Mod. Phys., **69**, 575 (1997).
- [2] B.M. Bulychev, *et al.*, J. of Phys. and Chem. of Solids, **65**, 337 (2004).
- [3] V.A. Kulbachinskii, *et al.*, Cent. Eur. J. Phys., **8**, (№1), 101 (2010).

Hydrogen-mediated nanostructuring of dilute nitride semiconductors

Antonio Polimeni, Rinaldo Trotta, Mario Capizzi

Dipartimento di Fisica, Sapienza Università di Roma, Piazzale A. Moro 2, 00185 Roma, Italy

Dilute nitrides are semiconductor alloys in which a small amount ($\sim 1\%$) of nitrogen is incorporated on the pnictide site of III-V compounds, such as GaAs and GaP. The large size and electronegativity mismatch between nitrogen and arsenic (or phosphorus) leads to a number of qualitatively new alloy phenomena that are of interest for both basic and applied research. In GaAsN, it was observed a great reduction of the band gap energy and a large distortion of the conduction band structure, with sizable changes in the transport, spin, and structural properties of the GaAs host crystal [1-5].

Even more surprising it was the discovery that the formation of hydrogen-nitrogen bonds in dilute nitride semiconductors causes the electronic passivation of N and an ensuing restoration of the physical properties of the N-free crystal [5-8].

Firstly, we will review the main experimental and theoretical results concerning the effects of hydrogen on the electronic (band gap energy, electron mass and gyromagnetic ratio) [5,6], optical (refractive index) [9] and structural (strain and local bonding) [7,10] properties of GaAsN and GaPN.

Then, we will show how hydrogen-related effects in GaAsN combined with electron-beam lithography offer the possibility of tailoring in the growth plane the carrier potential profile and the strain fields at the interfaces between hydrogen-free and hydrogen-containing regions. To this end, by using mass spectrometry measurements we establish the optimal experimental conditions necessary to attain a strict control over deuterium/hydrogen diffusion in GaAsN and, hence, a spatial control at a nanometer scale of the GaAsN physical properties [10]. Such a spatial control is exemplified in the fabrication of arbitrarily shaped nanostructures, such as dots or wires. These are obtained by letting hydrogen diffuse into a GaAsN epilayer or quantum well, except in areas shielded by Ti patterns having different shapes [6]. By means of micro-photoluminescence spectroscopy measurements (either under time-resolved regime or under high magnetic field) we address the quantum confinement properties of H-mediated GaAsN nanostructures. Finally, by polarization-resolved photoluminescence we demonstrate that, by the same approach, it is possible to control the polarization of the light emitted from the sample surface via strain-engineering [11].

These results represent a prominent example of defect engineering in solids and provide the opportunity to finely control the electronic and structural properties of a class of semiconductors featuring great potential for photovoltaics, telecommunications, and Terahertz electronics [1].

- [1] *Dilute Nitride Semiconductors*, edited by M. Henini (Elsevier, Oxford, UK, 2005).
- [2] W. Shan, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **82**, 1221 (1999).
- [3] P.R.C. Kent and A. Zunger, Phys. Rev. Lett., **86**, 2613 (2001).
- [4] J. Endicott, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **91**, 126802 (2003).
- [5] F. Masia, *et al.*, Phys. Rev. B, **73**, 73201 (2006); G. Pettinari, *et al.*, Phys. Rev. B, **74**, 245202 (2006); G. Pettinari, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **98**, 146402 (2007).
- [6] M. Felici, *et al.*, Adv. Mater., **18**, 1993 (2006).
- [7] M. Berti, *et al.*, Phys. Rev. B, **76**, 205323 (2007).
- [8] F. Jiang, *et al.*, Phys. Rev. B, **69**, 041309(R) (2004).
- [9] M. Geddo, *et al.*, Appl. Phys. Lett., **90**, 091907 (2007).
- [10] G. Ciatto, *et al.*, Phys. Rev. B, **79**, 165205 (2009).
- [11] R. Trotta, *et al.*, Phys. Rev. B, **80**, 195206 (2009); R. Trotta, *et al.*, Appl. Phys. Lett., **94**, 261905 (2009).

Magnetic quantum oscillations in doped antiferromagnetic semiconductors

V.V. Kabanov¹, A.S. Alexandrov²

¹*Jozef Stefan Institute 1001, Ljubljana, Slovenia*

²*Department of Physics, Loughborough University, Loughborough LE11 3TU, United Kingdom*

Quantum oscillations of magnetization and resistivity with the magnetic field are of a great experimental and theoretical value providing reliable and detailed Fermi-surfaces. Specifically interest in dHvA and SdH effects in almost two-dimensional (2D) Fermi-liquids has recently gone through a vigorous revival due to experimental discoveries of magneto-oscillations in a few high-temperature cuprate superconductors[1]. Their description in the framework of the standard theory for a metal has led to a small electron-like Fermi-surface area of a few percent of the first Brillouin zone and to a surprisingly low Fermi energy of about the room temperature [1], somewhat inconsistent with the first-principle (LDA) band structures and angle-resolved photoemission (ARPES) spectra of cuprates.

Using a tight-binding Hamiltonian [2] we have shown that the electronic spectrum of the 2D antiferromagnetic semiconductor in magnetic field may be described as:

$$E(\mathbf{k}) \approx \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_x} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_y} \pm \mu_B \left[B_{\parallel}^2 + \gamma^2(\mathbf{k}) B_{\perp}^2 \right]^{1/2}. \quad (1)$$

Here k_x, k_y are deviations of the wave vector perpendicular and parallel to the antiferromagnetic Brillouin zone boundary, respectively, and the energy of the extremum point is taken as zero, m_x, m_y are effective masses. B_{\perp} and B_{\parallel} are transverse and longitudinal components of the magnetic field with respect to the lattice magnetization \mathbf{n} and $\gamma(\mathbf{k}) = \gamma k_x \sim (E_F/\Delta)^{1/2} \ll 1$.

The orbital quantization of the spectrum, Eq.(1), is readily obtained via the Peierls substitution, $\mathbf{k} \Rightarrow -i\nabla + e\mathbf{A}$ with the vector potential $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ in Eq.(1). In the lowest order with respect to E_F/Δ we can use the effective mass approximation, Eq.(1), which yields the conventional Fock-Landau levels split by the longitudinal field. Now the oscillating part of the magnetization, \tilde{M} , is calculated following the standard route by applying the Poisson summation[2]:

$$\tilde{M} = \sum_{r=1}^{\infty} M_r \sin \frac{2\pi r F}{B}. \quad (2)$$

Here

$$M_r = A_r(\Theta) \cos \left[\frac{\pi r (m_x m_y)^{1/2} \tan(\Theta) \cos(\Phi)}{m_e} \right] \quad (3)$$

is the amplitude of r -harmonic where $A_r(\Theta)$ has the standard form and depends on $B \cos(\Theta)$ only. $F = (m_x m_y)^{1/2} E_F / e \hbar \cos(\Theta)$ is the fundamental frequency of oscillations. Θ and Φ are the polar and the azimuthal in-plane angle counted from the magnetization direction, respectively. Both angles Θ and Φ in Eq.(2) are changing in the interval $0 \leq \Theta, \Phi \leq \pi/2$.

As follows from Eq.(2) the essential anisotropy of the g -factor causes a strong dependence of the oscillation amplitude on the azimuthal in-plane angle of the field with respect to the magnetization direction, which is absent in ordinary non-magnetic layered metals. The novel dependence on Φ and Θ , Eq.(2), is extremely pronounced at low temperatures.

If magnetic field exceeds the spin flop field $H > H_f$ the magnetization axis is perpendicular to the direction of the field. As a result the g -factor becomes small and no longer anisotropic. The angular dependence of the amplitude of quantum oscillation is no longer dependent on azimuthal angle Φ as described by the Eq.(2) with $\Phi = \pi/2$.

In summary the peculiar dependence of dHvA/SdH magneto-oscillation amplitudes on the azimuthal in-plane angle from the magnetization direction and on the polar angle from the out-of-plane direction is found [2], which could be instrumental as a sensitive probe of the antiferromagnetic order in doped Mott-Hubbard, spin-density wave (SDW), and conventional band-structure insulators.

- [1] N. Doiron-Leyraud, C. Proust, D. LeBoeuf, J. Levalois, J.-B. Bonnemaïson, R. Liang, D.A. Bonn, W.N. Hardy, L. Taillefer, *Nature* **447**, 565 (2007).
- [2] V.V. Kabanov, A.S. Alexandrov, *Phys. Rev. B*, **77**, 132403 (2008).

Электронные свойства нанокompозитного материала InN:In

Т.А. Комиссарова, М.А. Шахов, А.М. Мизеров, В.Н. Жмерик,
Р.В. Парфеньев, С.В. Иванов

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

Нитрид индия является наименее исследованным материалом среди нитридов III группы. Одним из основных препятствий на пути изучения свойств данного соединения является спонтанное образование кластеров металлического индия в объеме пленок InN в процессе их роста. В недавних работах было показано, что кластеры In оказывают существенное влияние на оптические [1] и электрические [2] свойства пленок InN. Следовательно, нитрид индия не является обычным полупроводником, а представляет собой композитный материал, состоящий из полупроводниковой матрицы InN и нанокластеров In.

В данной работе была исследована серия пленок InN различной толщины, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота. Толщина пленок варьировалась от 0.25 до 2 мкм. Анализ экспериментальных данных проводился в рамках рассмотрения нитрида индия как металл/полупроводникового нанокompозита [2].

Для подтверждения наличия нанокластеров металлического In в исследуемых образцах были проведены измерения полевых и температурных зависимостей сопротивления при низких температурах ($4.2 \div 1.6$) К и в слабых магнитных полях (до 1Тл), что позволило наблюдать начало сверхпроводящего перехода в нанокластерах In при температурах ($3.6 \div 3.9$) К для разных образцов. Данный температурный диапазон соответствует минимальным размерам кластеров In $\sim (10 \div 30)$ нм.

С целью учета влияния нанокластеров металлического In на измеряемые транспортные параметры и определения значений концентрации и подвижности электронов в полупроводниковой матрице InN проведены измерения полевых зависимостей коэффициента Холла в пленках InN в широком диапазоне температур ($4.2 \div 300$) К в сильных магнитных полях (до 30Т).

В температурном интервале ($1.6 \div 50$) К были обнаружены осцилляции Шубникова–де Гааза в образцах с подвижностью электронов в полупроводниковой матрице InN, превышающей $1000 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Измерения осцилляций магнитосопротивления при различной взаимной ориентации векторов электрического тока, магнитного поля и плоскости поверхности образца позволили оценить характер пространственного распределения квантованных электронов в исследованных пленках InN.

[1] T.V. Shubina *et al.*, Phys. Rev. B, **79**, 153105 (2009).

[2] T.A. Komissarova *et al.*, Appl. Phys. Lett., 95, 012107 (2009).

Multiple Bands — A Key to High-Temperature Superconductivity in Iron Arsenides?

M.V. Sadovskii

Institute for Electrophysics, Russian Academy of Sciences, Ural Branch, 620016 Ekaterinburg, Amundsen str. 106, Russia

We present a brief review of the physical properties and electronic structure of newly discovered FeAs high-temperature superconductors.

In the framework of four-band model of superconductivity in iron arsenides we analyze the gap ratios on hole-like and electron-like Fermi-surface cylinders. It is shown that experimentally observed (ARPES) gap ratios can be obtained only within rather strict limits on the values of intraband and interband pairing coupling constants. The difference of T_c values in 1111 and 122 FeAs systems is reasonably explained by the relative values of partial densities of states, obtained from LDA calculations. The main conclusion following from our analysis is the simple fact that the value of T_c in multiple bands systems is determined by the relations between partial densities of states on different sheets of the Fermi surface, and not only by the total density of states at the Fermi level as in the standard BCS model. The multiple bands electronic structure of iron arsenides leads to a significant enhancement of effective pairing coupling constant determining T_c , so that high enough T_c values can be achieved even for the case of rather small intraband and interband pairing interactions.

- [1] M.V. Sadovskii, Usp. Fiz. Nauk **178**, 1243 (2008) [Physics Uspekhi **51**, 1201 (2008)]
- [2] E.Z. Kuchinskii, M.V. Sadovskii, Pis'ma ZhETF **89**, 176 (2009) [JETP Lett. **89**, 156 (2009)]
- [3] E.Z. Kuchinskii, M.V. Sadovskii, Physica C (2009), DOI:10.1016/j.physc.2009.08.005

Высококочувствительные приемники терагерцового излучения

Д.Р. Хохлов

Физический факультет Московского государственного университета, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва 119991

Терагерцовый диапазон электромагнитных волн является одним из наименее освоенных. Это связано, в основном, с тем, что в этой спектральной области плохо работают как радиофизические методы — со стороны более длинных волн, так и оптические — со стороны более коротких. В частности, чувствительность существующих приемников излучения терагерцового диапазона существенно ниже, чем приемников инфракрасного и радиодиапазонов.

С другой стороны, большое количество важных задач во многих сферах деятельности связано с исследованием излучения терагерцового диапазона. Приведем некоторые примеры.

Системы безопасности в общественных местах. Как указывалось ранее, характерные частоты соответствуют вращательно-колебательных мод тяжелых молекул, включая органические, терагерцовому диапазону электромагнитных волн. Поэтому регистрируя характерные спектры пропускания и отражения в терагерцовом диапазоне длин волн можно дистанционно определять наличие тех или иных веществ, причем с высокой селективностью. Создание матричного фотоприемного устройства, работающего в данном спектральном диапазоне, позволит получить пространственное изображение объекта. Следует также особо отметить, что многие непроводящие материалы, из которых, в частности, состоит одежда, прозрачны в терагерцовом спектральном диапазоне, что делает идею терагерцового мониторинга в системах безопасности еще более привлекательной. Следует отметить также, что терагерцовое излучение не является ионизирующим, и поэтому экологически безопасно.

Астрономия космического базирования. Существует большое количество астрофизических задач, связанных с исследованием излучения терагерцового спектрального диапазона в космическом пространстве. В частности, это задачи, связанные с изучением темной материи и темной энергии. Проведенные нами прямые эксперименты показали, что разрабатываемые приемники терагерцового излучения по своим параметрам на несколько порядков величины превышают лучшие мировые аналоги, используемые в

астрономических исследованиях. Эксперименты проведены в сотрудничестве с американскими коллегами, занимающимися разработкой приемников излучения терагерцового диапазона для телескопов космического базирования.

Экологический мониторинг. Спектральные системы на основе разрабатываемых фотоприемников могут быть с успехом использованы для экологического мониторинга, поскольку множество вредных тяжелых органических молекул имеют характерные энергии поглощения в терагерцовом спектральном диапазоне.

Медико-биологические приложения. Биологическая активность в живой материи может быть связана с химическими реакциями, которые, в свою очередь, могут сопровождаться переходами между различными колебательными и вращательными состояниями тяжелых органических молекул. Это означает, что биологическая активность может сопровождаться резонансным излучением из биологических объектов в терагерцовом спектральном диапазоне, превышающим планковский фон. Исследование такого излучения может быть использовано в медико-биологических приложениях.

Доклад посвящен обзору основных современных чувствительных методов регистрации терагерцового излучения, обсуждаются преимущества и недостатки этих методов.

Zinc Oxide for photovoltaic and optoelectronic applications

M. Godlewski^{1,2}, E. Guziewicz¹, G. Luka¹, T. Krajewski¹, K. Kopalko¹

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

² *Dept. Math. and Natural Sciences College of Science, Cardinal S. Wyszyński Univ., Warsaw, Poland*

Revolution of organic electronics, opto-electronics and photo-voltaics is still delayed by problems with stability of such devices. This may be solved by coating organic films with protective layers acting as transparent contacts (transparent conductive oxides (TCO)) and simultaneously as n-type partners of p-type polymers. Films with a required electron concentration and mobility for coating applications should be deposited at low growth temperature.

ZnO is one of the most promising transparent conductive oxide (TCO) materials to replace widely used indium-tin-oxide (ITO). In our study we deposited thin films of ZnO by the Atomic Layer Deposition (ALD) and by sputtering. We demonstrate that the ALD technique has large potential to be widely used in a production of photovoltaic devices, for deposition of not only materials used as transparent contacts of solar cells (TCO materials), but also to deposit active parts of solar cells of the second generation (CdTe, CdS, etc).

Low growth temperature makes the ALD-grown ZnO films suitable for construction of various semiconductor/organic material hybrid structures. This opens possibilities of construction of novel PV panels based on very cheap organic materials developed as so-called PV cells of the third generation and light emitting organic diodes, as demonstrated.

The research was partially supported by the European Union within European Regional Development Fund, through grant Innovative Economy POIG.01.01.02-00-008/08 and grant POIG.01.01.02-00-108/09. The F-120 ALE reactor of Microchemistry was bought using SEZAM grant of the Foundation for Polish Science.

Контроль и рост HgTe квантовых ям

Н.Н. Михайлов¹, С.А. Дворецкий¹, В.А. Швец¹, З.Д. Квон¹,
Е.Б. Ольшанецкий¹, С.Н. Данилов², С.Д. Ганичев²

¹ Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. ак. Лаврентьева 13, 630090 Новосибирск, Россия

² Terahertz Center, University of Regensburg, Universitätsstrasse 31, 93040 Regensburg, Germany

Интерес к наноструктурам на основе узкозонных полупроводниковых ртутьсодержащих соединений A^2B^6 как с точки зрения получения новых знаний о физических процессах при квантовании, так и с точки зрения практического применения в излучающих и приемных устройствах инфракрасного (ИК) и терагерцового (ТГц) диапазонов. Эффективная масса двумерных электронов в квантовых ямах (КЯ) на основе HgTe значительно меньше, чем в КЯ на основе соединений A^3B^5 . Это приводит к большему расщеплению уровней Ландау, ослаблению эффекта локализации электронов, увеличению амплитуды осцилляций Шубникова де Газа, увеличению величины эффекта Рашба. Зонная структура HgTe позволяет получать прямозонные и инверсные наноструктуры. Также создание симметричных и ассиметричных квантовых ям, как за счет изменения уровня легирования, так и изменения состава позволит расширить область исследований и применений наноструктур.

Уникальные преимущества метода молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) теллуридов кадмия и ртути (КРТ) и разработанные технологии позволили в последнее время выращивать различные наноструктуры с требуемыми составами и толщинами нанослоев, что позволяет создавать требуемый дизайн зонной структуры. Однако работы, посвященные исследованию процессов роста наноструктур и особенно разработке контроля в реальном масштабе времени, практически отсутствуют.

Нами представлены результаты по контролируемому с помощью эллипсометрии росту симметричных и ассиметричных одиночных и множественных (013) HgCdTe/HgTe/HgCdTe квантовых ям (КЯ) на CdTe/ZnTe/GaAs методом МЛЭ. Такой метод позволяет, воспроизводимо создавать наноструктуры на основе HgCdTe с прецизионным контролем *in situ* толщины и состава. Симметричное и ассиметричное легирование индием центральных областей широкозонных спейсеров HgCdTe проводилось в процессе роста

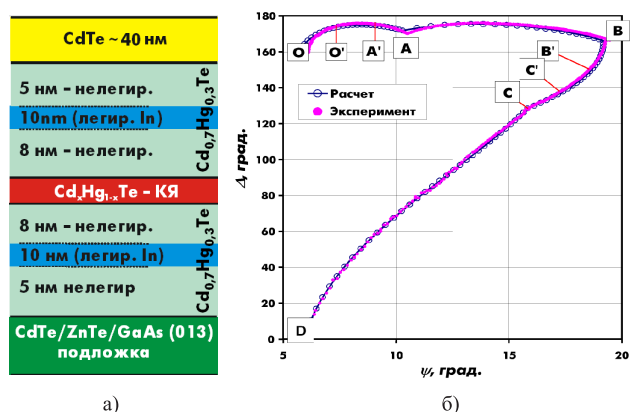


Рис. 1: а) Схема слоев HgTe; б) эволюция эллипсометрических параметров Δ и Ψ при росте HgTe КЯ. ОА и ВС — рост широкозонного слоя. АВ — рост КЯ. СД — рост CdTe.

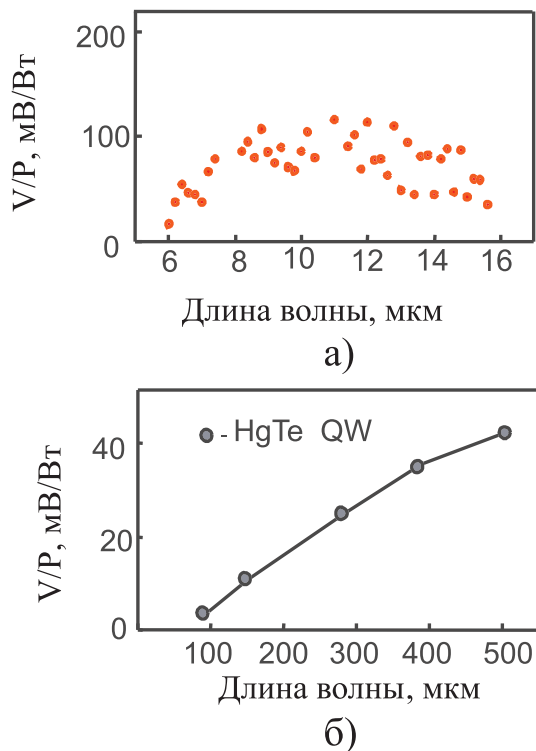


Рис. 2: Спектральная фото чувствительность HgTe КЯ.

луметалл, возникающий в результате перекрытия зоны проводимости и валентной зоны [3]. Для одиночных [4] и множественных (до 30) HgTe КЯ наблюдался фотогальванический эффект (ФГЭ) для линейно- и циркулярно-поляризованного излучения в диапазоне от 6 мкм до 400 мкм. Результаты измерения ФГЭ представлены на рис. 2 для ИК (а) и ТГц областей спектра. Время релаксации носителей заряда составляет несколько пико-

HgTe КЯ. При выращивании симметричных КРТ КЯ со ступенчатым изменением состава (резкими границами раздела) эллипсометрические параметры Ψ и Δ в плоскости Ψ - Δ описываются кусочно-спиральными кривыми. На рис. 1 показана схема слоев для одиночной HgTe КЯ и эволюция эллипсометрических параметров при росте такой структуры. Положение точек изломов и характер изменения параметров на кривой позволяют определить толщину и состав слоя.

Толщина слоя определяется с точностью не хуже одного моно-слоя. Точность определения состава не хуже 0.002. Выращены одиночные и множественные HgTe КЯ толщиной 5 ÷ 22 нм в обкладках спейсера с составом 0.6 ÷ 0.8 мольных долей и толщиной 25 ÷ 35 нм. Уровень легирования спейсеров в центральной части составлял $10^{14} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [1]. В выращенных КЯ наблюдался 2D электронный газ с подвижностью $5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ для концентрации электронов $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (легирование индием спейсеров до концентрации $\sim 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) [2]. При низком уровне легирования спейсеров ($< 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) двумерная электронная система в (013) HgTe КЯ представляет собой двумерный полуметалл, возникающий в результате перекрытия зоны проводимости и валентной зоны [3]. Для одиночных [4] и множественных (до 30) HgTe КЯ наблюдался фотогальванический эффект (ФГЭ) для линейно- и циркулярно-поляризованного излучения в диапазоне от 6 мкм до 400 мкм. Результаты измерения ФГЭ представлены на рис. 2 для ИК (а) и ТГц областей спектра. Время релаксации носителей заряда составляет несколько пико-

секунд при комнатной температуре, что позволяет измерять поляризацию лазерного излучения с субнаносекундным разрешением. Увеличение фоточувствительности наблюдается для множественных HgTe КЯ. Так для 30 HgTe КЯ наблюдалось увеличение сигнала фотоответа в 25 раз по сравнению с одиночной HgTe КЯ. При выращивании HgTe КЯ с градиентом состава изменение Ψ и Δ в плоскости Ψ - Δ не имеет характерных изломов. Анализ показывает, что характерные изломы на кривой наблюдаются в плоскостях $d\Psi/d\Delta$ - $\Psi(\Delta)$ или $d\Delta/d\Psi$ - $\Psi(\Delta)$ [5]. Расчеты и эксперимент показали, что такой метод обеспечивает контроль при росте ассиметричных HgTe КЯ контроль при росте КЯ с градиентом состава в интервале $0.06 \div 0.6$ мол.дол. CdTe/нм.

- [1] С.А. Дворецкий *и др.*, Автометрия, **43**, 104, (2007).
- [2] Е.В. Olshanetsky, *et al.*, Письма в ЖЭТФ, **84**, 666 (2006).
- [3] Э.Д. Квон *и др.*, Письма в ЖЭТФ, **89**, 338 (2009).
- [4] С.А. Дворецкий *и др.*, Оптический журнал, **12**, 69, (2009).
- [5] В.А. Швец *и др.*, ЖТФ, **79**, 41 (2009).

Молекулярно-пучковая эпитаксия с плазменной активацией, свойства и оптоэлектронные применения наногетероструктур нитридов III группы

С.В. Иванов¹, В.Н. Жмерик¹, Е.В. Луценко²

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, С.-Петербург, Политехническая ул., 26

² ИОФ им. Б.Я. Степанова, 220072, Минск, пр. Независимости, 68

Быстрое развитие технологии полупроводниковых источников излучения видимого и УФ диапазона на основе наногетероструктур соединений A^3N является наиболее характерной чертой полупроводниковой оптоэлектроники последнего десятилетия. Базируясь в основном на технологии газофазной эпитаксии из металл-органических соединений (ГФЭ МОС), за короткое время был освоен массовый промышленный выпуск высокоэффективных, экономичных свето- (СД) и лазерных диодов (ЛД) в диапазонах $370 \div 525$ нм и $380 \div 440$ нм, соответственно [1]. Вместе с тем потенциально возможная область излучения для прямозонных материалов $AlN-GaN-InN$ существенно шире — $210 \div 1800$ нм. Расширение диапазона длин волн излучения в обе стороны встречает ряд фундаментальных проблем как с точки зрения ГФЭ МОС технологии, так и самой системы материалов $AlGaInN$, и прежде всего для источников стимулированного излучения.

Чрезвычайно актуальной является задача создания RGB СД белого света на основе многоямных гетероструктур $AlGaIn/InGaIn$, а также зеленых ($530 \div 550$ нм) полупроводниковых ЛД, принципиально необходимых для ряда применений (проеекционное ТВ, пластиковые ВОЛС и т.д.). Несмотря на сообщения о получении лабораторных образцов широкополосных желтых СД на основе слоев $InGaIn$ с высоким содержанием In [2], их интенсивность существенно уступает зеленым и синим СД, а максимальная достигнутая методом МОГФЭ длина волны ЛД составила $\lambda = 515$ нм [3] при кардинально возросшем пороговом токе. Причиной этого является сильное фазовое разупорядочение твердого раствора $InGaIn$ при высоких температурах ГФЭ МОС, сопровождаемое уширением контура усиления и резким спадом внутренней квантовой эффективности вследствие релаксации упругих напряжений с образованием структурных дефектов. Кроме того, не утихает дискуссия о природе края поглощения эпитаксиальных слоев InN и In -обогащенного $InGaIn$ и их оптических свойствах вследствие легкости формирования в этих материалах металлических нанопреципитатов In [4].

В полупроводниковой оптоэлектронике УФ диапазона на основе соединений $AlGaIn$ достижение В и С диапазонов ($210 \div 320$ нм) является чрезвычайно востребованным для биомедицинских, дезинфекционных и др. применений. В настоящее время наибольшие успехи в этой области связаны с

получением методом импульсной ГФЭ МОС СД с $\lambda = 226 \div 280$ нм и выходной мощностью одного чипа $0.1 \div 5$ мВт, соответственно [5,6]. Однако, до сих пор все выпускаемые УФ–СД характеризуются относительно малой квантовой эффективностью $\sim 1\%$, которая резко снижается (как и выходная мощность) с уменьшением λ , а также имеют ограниченный срок службы (< 2000 ч). Еще большие сложности существуют для УФ ЛД, для которых минимальная достигнутая λ составляет лишь 336 нм, а для меньших λ лазерное излучение наблюдалось лишь при оптической накачке с пороговой плотностью мощности более 1 МВт/см² при комнатной температуре [7,8]. Проблемы в этой области связаны, в первую очередь, с резким снижением структурного качества AlGaIn гетероструктур при увеличении содержания Al выше 20 %, отсутствии эффектов локализации носителей, что приводит к резкому снижению эффективности излучательной рекомбинации. Кроме того, имеются сложности в получении высоких проводимостей n и p -типа в AlGaIn слоях с высоким содержанием Al, а также в случае ГФЭ МОС имеют место паразитные реакции TMAI–NH₃ в газовой фазе.

В докладе будут представлены оригинальные результаты авторов по использованию низкотемпературной технологии молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота (МПЭ ПА) для роста наногетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) на основе InGaIn и AlGaIn для излучателей желто-зеленого и глубокого УФ диапазонов и исследованию их структурных и оптических свойств. Будут также рассмотрены разработанные методы прецизионного управления профилем состава, легированием, структурным и оптическим качеством этих наногетероструктур при МПЭ ПА, позволяющие добиваться сопоставимой с ГФЭ МОС эффективности ФЛ КЯ гетероструктур в зеленом диапазоне [9], а в случае УФ лазеров на $\lambda = 300$ нм даже превосходить структуры ГФЭ МОС по пороговым характеристикам при оптической накачке [10].

Работа поддержана РФФИ (09-02-01397) и программой ОФН РАН "Новые материалы и структуры".

- [1] <http://www.nichia.com>, <http://www.lumiled.com>,
<http://www.toshiba.com>
- [2] S. Nakamura, *et al.*, IWN2008, Montreux, Switzerland.
- [3] T. Miyoshi, *et al.*, Appl. Phys. Expr., **2**, 062201 (2009).
- [4] T.V. Shubina, *et al.*, Phys. Rev. B, **79**, 153105 (2009).
- [5] V. Adivarahan, *et al.*, Appl. Phys. Expr., **2**, 092102 (2009).
- [6] H. Hirayama, *et al.*, phys. stat. sol. (c), **5**, 2969 (2008).
- [7] H. Yoshida, *et al.*, Appl. Phys. Lett., **93**, 241106, (2008).
- [8] M. Shatalov, *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys., **45**, L1286 (2006).
- [9] S.V. Ivanov, *et al.*, J. Crystal Growth, **301–302**, 465 (2007).
- [10] V.N. Jmerik, *et al.*, J. Crystal Growth, **311**, 2080 (2009).

Фотолюминесценция и структура зон напряженных квантовых ям GaAsSb/GaAs

Ю.Г. Садофьев

Trion Technology, Tempe, AZ 85281, USA

Напряженные квантовые ямы GaAs_{1-x}Sb_x/GaAs с молярной долей сурьмы $x \approx 0.36$ перспективны для изготовления инжекционных лазеров с длиной волны излучения 1.3 мкм. Существует несколько проблем, ограничивающих применение данных ям. Часть их относится к особенностям эпитаксиального роста твердого раствора GaAsSb в предсказываемой термодинамикой зоне несмешиваемости для молярной доли сурьмы $x = 0.25 \div 0.75$. Дополнительным фактором является существенное ($> 7\%$) несоответствие периодов кристаллической решетки GaAs и GaSb. Эти причины создают предпосылки для спинодального распада твердого раствора и появления существенных флуктуаций потенциала в квантовой яме (КЯ), которые должны приводить к уширению спектра фотолюминесценции (ФЛ). Кроме того, уширение спектра ФЛ возможно также и вследствие накопления зарядов противоположного знака в КЯ и в барьерных слоях в случае, если КЯ GaAs_{1-x}Sb_x/GaAs характеризуется вторым типом структуры энергетических зон. В литературе до настоящего времени нет единства мнений по поводу типа зонной структуры рассматриваемой системы. Существует консенсус о наличии КЯ для дырок в слое GaAsSb. Однако в различных источниках приводятся данные, свидетельствующие как о первом или втором типе гетероперехода, так и о нулевом разрыве потенциала в зоне проводимости.

В данной работе была предпринята попытка оптимизации ростовых условий для получения методом молекулярно-пучковой эпитаксии КЯ GaAs_{1-x}Sb_x/GaAs максимально достижимого качества, и извлечения информации и типе зонной структуры на основании исследования спектров ФЛ. Образцы представляли собой КЯ GaAsSb шириной 7 нм, ограниченную GaAs барьерами и дополнительно Al_{0.3}Ga_{0.7}As волноводом по внешним сторонам GaAs барьерных слоев. В связи с тем, что разрыв потенциала в зоне проводимости может быть относительно небольшим и знак его заранее неизвестен, особое внимание уделяли конфигурации слоев структур. При малой толщине GaAs барьеров и втором типе зонной структуры рассматриваемого гетероперехода в зоне проводимости может сформироваться ступенчатая КЯ GaAs/GaAsSb/GaAs, ограниченная волноводными слоями AlGaAs. Вызванное размерным квантованием в такой яме изменение энергетического спектра электронов может привести к ошибочной интерпретации информации о характеристиках гетероперехода GaAsSb/GaAs, извлекаемой из данных ФЛ.

Три различных конфигурации структур было использовано в данной работе. В первой из них толщина барьерных слоев GaAs выбрана равной 50 нм с тем, чтобы избежать возможность квантования энергии электронов в них. Во второй конфигурации барьерные слои GaAs были заменены слоями AlGaAs с молярной долей алюминия y , изменяющейся от образца к образцу в пределах $0.045 \div 0.2$. Такой дизайн позволял достичь при некотором значении y реализации первого типа зонной диаграмм для квантовой ямы AlGaAs/GaAsSb, и извлечь информацию о качестве собственно GaAsSb, исключив неопределенность знания о строении зон гетероперехода GaAs/GaAsSb. В третьей конфигурации слои GaAs имели относительно малую толщину (~ 3 нм) подобно дизайну активной области структур инжекционных лазеров, включая вертикально излучающие (ВИЛ, VCSEL) лазеры, в которых сходным образом ограничивают область рекомбинации электронно-дырочных пар.

Вариация условий выращивания квантовых ям с GaAs барьерами толщиной 50 нм показала, что в лучшем случае полуширина кривой ФЛ, измеренной при 300 К, составляет 58-60 мэВ. Это достигается при использовании температуры эпитаксии 470 ± 10 °С. При повышении температуры роста кривые ФЛ существенно (до 140 мэВ) уширяются. Структуры, выращенные в оптимальных условиях с заменой барьеров GaAs на $Al_yGa_{1-y}As$ с молярной долей алюминия $y \geq 0.1$ имеют полуширину пика ФЛ 31 мэВ. При этом пик ФЛ смещен в синюю сторону спектра относительно структур с толстыми барьерами. Оба этих эффекта указывают на второй тип зонной диаграммы гетероперехода GaAs/GaAsSb. Разрыв потенциала в зоне проводимости может быть оценен по различию полуширин пиков фотолюминесценции квантовых ям для этих двух конфигураций структур, т.е. $58 - 31 = 27$ (мэВ).

Пик ФЛ структур с GaAs барьером толщиной 3 нм имел полуширину 37 мэВ. Следовательно, свойства квантовой ямы GaAs/GaAsSb с тонкими GaAs барьерами, используемой в активной области инжекционных лазеров, не соответствуют свойствам собственно гетероперехода GaAs/GaAsSb из-за квантования энергии электронов в составной квантовой яме, образованной твердым раствором GaAsSb и тонкими барьерными слоями GaAs. Данное обстоятельство необходимо учитывать при разработке ВИЛ, в частности при определении знака и величины расстройки резонансной длины волны брегговского отражателя относительно спектрального положения пика ФЛ квантовой ямы. Неизбежное при работе прибора повышение температуры рабочей области для гетероперехода первого типа приведет к красному сдвигу пика фотолюминесценции из-за сужения ширины запрещенной зоны GaAsSb, а в гетеропереходах второго типа при повышенных уровнях накачки доминирующим будет синий сдвиг из-за накопления зарядов вблизи интерфейсов квантовой ямы, а также флуктуаций электростатического потенциала вследствие неоднородности состава твердого раствора GaAsSb.

Electron structure of hole centers in CuO_2 planes of cuprates

A.S. Moskvin, Yu.D. Panov

Ural State University, 620083, Ekaterinburg

The nature of the doped-hole state in the cuprates is a matter of great importance in understanding both the normal state behavior of the cuprates and the mechanism leading to the high-temperature superconductivity. Zhang and Rice [1] proposed in particular that the doped hole forms a local $^1A_{1g}$ singlet state which involves a phase coherent combination of the 2ps orbitals of the four nearest neighbor oxygens with the same $b_{1g} \propto d_{x^2-y^2}$ symmetry as for a bare hole. Although this description of the doped-hole state in the cuprates is widely accepted, there is still a lack of straightforward experimental evidence that such a local singlet state forms when holes are doped into the cuprates. An unique opportunity to study the doped-hole state in isolated CuO_4 clusters without the confounding contributions of the nearest neighbor antiferromagnetically correlated CuO_4 clusters is provided in $\text{La}_2\text{Cu}_{1-x}\text{Li}_x\text{O}_4$ at $x = 0.5$. At this composition the Li and Cu ions form an ideally ordered superlattice in which all Cu ions are surrounded by four in-plane Li ions and thus create isolated CuO_4 clusters. However, first experimental studies of $\text{La}_2\text{Cu}_{0.5}\text{Li}_{0.5}\text{O}_4$ [2,3], particularly a $^{63,65}\text{Cu}$ nuclear quadrupole resonance (NQR) study [3] have uncovered several unexpected properties indicating the importance of phenomena not previously appreciated. From the one hand, the uniform magnetic susceptibility of $\text{La}_2\text{Cu}_{0.5}\text{Li}_{0.5}\text{O}_4$ is diamagnetic [2] that strongly suggests that the doped-hole ground state is indeed singlet. However, from the other hand, analysis of the temperature dependence of the $^{63,65}\text{Cu}$ NQR relaxation rates unambiguously points to this singlet state has a 130 meV gap to magnetic excitations. The energy of the excited spin-triplet state relative to the ground state is radically smaller than predicted by Zhang and Rice and many other authors. More interestingly, the NQR data fall into two temperature regimes. Above 170 K, the nuclear relaxation is due entirely to magnetic excitations; below this temperature the mechanism switches abruptly to one dominated by quadrupolar fluctuations. The relevant charge fluctuations could arise from distortions or from charge fluctuations within the CuO_4 clusters. However, the authors [3] point to the presence of an intrinsic *magnetic* contribution to relaxation at low T having the same T dependence as the charge-fluctuation mechanism. This implies a coupling between the charge and spin fluctuations which would suggest that the mechanism responsible for the

charge fluctuation also introduces a weak magnetic component into the doped-hole state. The observed temperature dependence of T_1^{-1} is unusually slow: $T_1^{-1} \propto \sqrt{T}$, and strongly deviates from $T_1^{-1} \propto T^2$ characteristic of a phononic nuclear spin relaxation mechanism. The distribution of T_1^{-1} 's demonstrates that not all Cu sites are equivalent. While ν_Q increases essentially monotonically with decreasing T, the NQR linewidth exhibits an anomaly near 170 K, where the relaxation mechanism changes, thus indicating increased inhomogeneity.

In our opinion, these and many other experimental observations point to an inconsistency of a conventional model of the well isolated spin and orbital Zhang-Rice (ZR) singlet $^1A_{1g}$ believed to be a ground state of the hole-doped CuO_4 center in the CuO_2 layers. We do present the both experimental data and theoretical model considerations evidencing in favor of the more complicated structure of the valence multiplet for the hole-doped CuO_4 center rather than simple ZR singlet. Actually, we deal with a competition of conventional hybrid Cu 3d-O 2p $b_{1g} \propto d_{x^2-y^2}$ state and purely oxygen nonbonding state with $e_{u,x,y} \propto p_{x,y}$ symmetry. This immediately results in a formation of a pseudo-Jahn-Teller CuO_4 center with a strong coupling of electronic $^1A_{1g}$ and $^{1,3}E_u$ terms with active B_{1g}, B_{2g} and E_u distortion modes [4]. Such a vibrational center is characterized by a multicomponent order parameter which is composed of a spin magnetic moment, orbital magnetic moment, toroidal moment, electric dipole and quadrupole moments [5]. In other words, the CuO_2 planes in $\text{La}_2\text{Cu}_{0.5}\text{Li}_{0.5}\text{O}_4$ should be addressed to be a system of relatively weakly coupled pseudospin centers. A competition between different Coulomb, kinetic, magnetic, strain interactions in this complex oxide is believed to result in formation of nonuniform structures and experimental evidence for glassiness. Theoretically, the nonuniform nature of these states easily allows for the proliferation of many metastable and low lying states. This proliferation of metastable states allows, in principle, for a glass to naturally emerge. The Cu-NQR data [3] give clear indications for a glass-like ordering at $T_g \sim 170$ K. Spin gap $\Delta \approx 130$ meV found experimentally indicates a position of the spin triplet 3E_u term. Weak magnetic contribution to low-T nuclear relaxation is related with partially nonquenched orbital magnetism characteristic for orbital doublet 1E_u .

This work was partially supported by the RFBR Grant No.08-02-00633.

- [1] F.C. Zhang and T.M. Rice, Phys. Rev. B **37**, 3759 (1988).
- [2] A.I. Rykov *et al.*, Physica (Amsterdam) **247C**, 327 (1995).
- [3] Y. Yoshinari *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 2069 (1996).
- [4] A.S. Moskvina, Yu.D. Panov, J. Phys. Chem. Solids, **60**, 607 (1999).
- [5] A.S. Moskvina, JETP Lett. **80**, 697 (2004).

Сопротивление и эффект Холла в смешанном и нормальном состояниях в электронном сверхпроводнике $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$

Т.Б. Чарикова¹, Н.Г. Шелушина¹, Г.И. Харус¹, В.Н. Неверов¹,
Д.С. Петухов¹, О.Е. Сочинская¹, А.А. Иванов²

¹ *Институт физики металлов УрО РАН, 620219, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18*

² *МИФИ, 115410, Каширское шоссе, 31, Москва, Россия*

Представлены результаты исследования магнитосопротивления и эффекта Холла в монокристаллических пленках $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с $x = 0.14; 0.15$ и 0.18 и разной степенью отжига в бескислородной атмосфере в магнитных полях до $B = 9\text{ Т}$ ($B||c$ $J||ab$) в интервале температур $T = (0.4 \div 4.2)\text{ К}$. Показано, что отжиг приводит к уменьшению степени беспорядка в системе, увеличению длины свободного пробега носителей заряда ℓ и уменьшению длины когерентности ξ . Поведение коэффициента Холла в области смешанного состояния рассмотрено в рамках теории Бардина–Стефена [1].

Изучение эффекта Холла имеет важнейшее значение при определении концентрации и подвижности носителей заряда, при изучении поведения различных примесей в соединениях, в том числе нестехиометрических. Не менее важно исследовать температурные и полевые зависимости коэффициента Холла, т.к. такого рода исследования позволяют судить об изменении концентрации носителей заряда и их подвижности при изменении температуры и внешнего магнитного поля.

Измерения магнитосопротивления и эффекта Холла в магнитных полях до 9 Т и в интервале температур $T = (0.4 \div 4.2)\text{ К}$ были выполнены 4-х контактным методом в соленоиде "Oxford Instruments" (ИФМ УрО РАН). Исследование постоянной Холла при низких температурах позволяет практически однозначно говорить о концентрации носителей в данном соединении, наряду с этим существует возможность проследить изменение постоянной Холла совместно с сопротивлением при изменении магнитного поля и степени беспорядка.

Измерения эффекта Холла были проведены на монокристаллических пленках $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с ориентацией (001) и $x = 0.14, 0.15, 0.18$. Пленки были подвергнуты различной термической обработке.

После термической обработки для состава $x = 0.15$ (область оптимального легирования) было получено три группы образцов: "as grown" — только что выращенные, без отжига; "reduced" — оптимально-отожженные в

вакууме ($t = 60$ мин, $T = 780^\circ\text{C}$, $p = 10^{-2}$ мм.рт.ст.); неоптимальный — промежуточный отжиг ($t = 30 \div 50$ мин, $T = 780^\circ\text{C}$, $p = 10^{-2}$ мм.рт.ст.).

Для пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с $x = 0.14$ (недолегированная область) были получены следующие группы образцов: без отжига — "as grown"; "optimally reduced" — оптимально-отожженные в вакууме ($t = 25$ мин, $T = 780^\circ\text{C}$, $p = 10^{-2}$ мм.рт.ст.); "non optimally reduced" — неоптимально отожженные в вакууме ($t = 5, 20, 30, 64$ мин, $T = 780^\circ\text{C}$, $p = 10^{-2}$ мм.рт.ст.).

Для пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с $x = 0.18$ (перелегированная область) также было получено три группы образцов: без отжига — "as grown"; "optimally reduced" — оптимально-отожженные в вакууме ($t = 35$ мин, $T = 600^\circ\text{C}$, $p = 10^{-5}$ мм.рт.ст.); "non optimally reduced" — неоптимально отожженные в вакууме ($t = 10, 15, 25, 60$ мин, $T = 600^\circ\text{C}$, $p = 10^{-5}$ мм.рт.ст.).

Как было установлено, с ростом степени беспорядка (параметр $1/k_F\ell$ служит мерой беспорядка системы и увеличивается с ростом содержания кислорода) растет величина удельного сопротивления и уменьшается величина второго критического поля. Постоянная Холла R_H также чувствительна к содержанию кислорода в структуре $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$, причем значения R_H в оптимально и неоптимально отожженных пленках близки по величине, а концентрация носителей составляет: $n \sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Для пленки без отжига постоянная Холла по модулю на порядок больше, а концентрация носителей (если оценивать в модели с одним типом носителей) $n \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, хаотический примесный потенциал, который создается избыточным кислородом, настолько велик, что локализует носители заряда.

Наблюдаемые особенности поведения коэффициента Холла в смешанном состоянии в электронном сверхпроводнике $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ были проанализированы в модели Бардина–Стефена для движения решетки абрикосовских вихрей [1] с учетом эффектов пиннинга [2].

Работа выполнена по плану РАН (тема № 01.2.006 13394, шифр "Импульс"), при частичной поддержке РФФИ (гранты № 09-02-96518, 10-02-96005).

[1] J. Bardeen and M.J. Stephen, Phys.Rev. **140**, A1197 (1965).

[2] Y.X. Jia, *et al.*, Phys. Rev. B, **47**, 6043 (1993).

Особенности электронного транспорта в допированных моттовских изоляторах

А.Н. Лавров

Институт неорганической химии СО РАН, пр. Лаврентьева 3, 630090 Новосибирск, Россия

Соединения с сильными электронными корреляциями, берущие начало от моттовских изоляторов, привлекают внимание целым рядом необычных свойств, включающим высокотемпературную сверхпроводимость, колоссальное магнетосопротивление, а также различные виды зарядового, орбитального и спинового упорядочения. Движение носителей заряда в сильно-коррелированных системах является крайне сложным процессом, и для его теоретического описания необходимо выяснить роль различных

факторов. В частности, для понимания роли спиновой компоненты электронных корреляций можно проанализировать поведение различных соединений, у которых с помощью внешних воздействий можно управлять спиновыми состояниями.

Одним из модельных соединений для такого анализа является катион-упорядоченный кобальтат $\text{GdBaCo}_2\text{O}_{5.5}$, в котором все ионы кобальта находятся в состоянии Co^{3+} и отсутствуют какие-либо зарядовые неоднородности [1]. Изменения состояния половины ионов кобальта Co^{3+} из высоко-спинового в низко-спиновое состояние при понижении температуры ниже $T_{\text{MIT}} \approx 365 \text{ K}$ оказывается достаточным, чтобы вызвать переход металл-изолятор (Рис. 1). При дальнейшем охлаждении, антиферромагнитное (АФМ) упорядочение ниже температуры Нееля T_N затрудняет

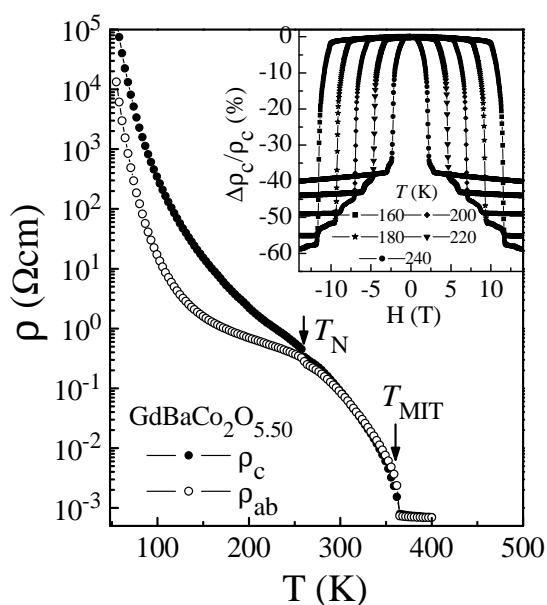


Рис. 1: Электросопротивление монокристалла $\text{GdBaCo}_2\text{O}_{5.5}$ вдоль и поперек плоскостей CoO_2 [1]. Стрелочкой отмечены температура Нееля и температура перехода металл-изолятор. На вставке показаны полевые зависимости сопротивления ($H||a$), измеренные при различных температурах.

движение зарядов в определенных направлениях и приводит к появлению в изначально изотропном кристалле значительной анизотропии проводимости ρ_c/ρ_{ab} . Роль спинового порядка в возникновении транспортной

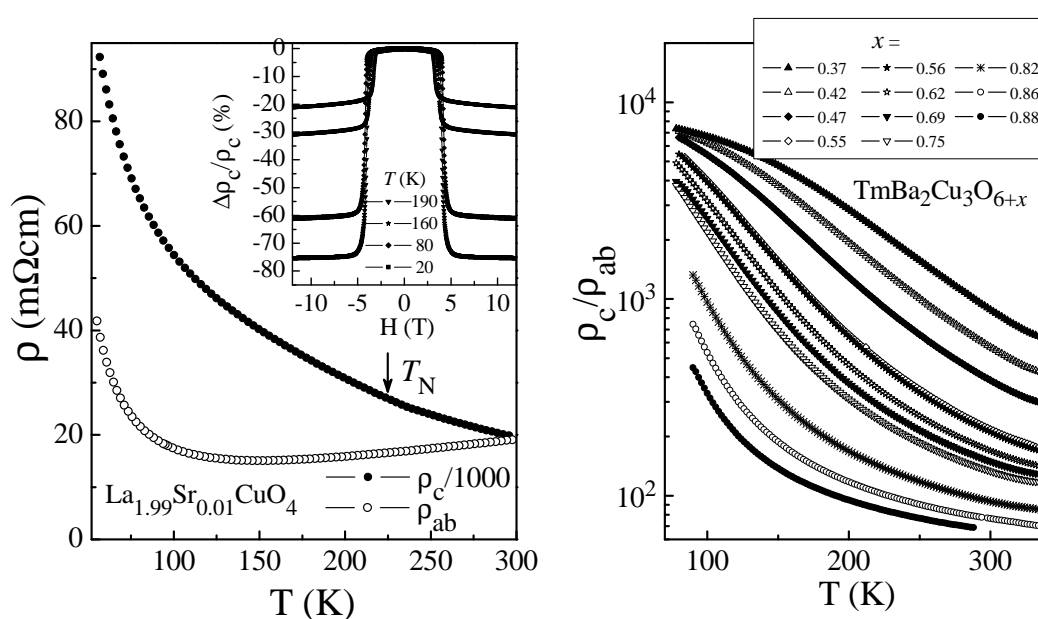


Рис. 2: (Слева) Электросопротивление монокристалла $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ вдоль и поперек плоскостей CuO_2 [2]. Стрелочкой отмечена температура Нееля. На вставке показаны полевые ($\mathbf{H}||c$) зависимости сопротивления, измеренные при различных температурах

Рис. 3: (Справа) Анизотропия электросопротивления монокристалла $\text{TmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ при различных содержаниях кислорода.

анизотропии проявляется при приложении магнитного поля, существенно уменьшающего ρ_c (вставка на Рис. 1) и слабо влияющего на ρ_{ab} .

Аналогичное поведение — увеличение анизотропии проводимости по мере установления АФМ порядка и высокая чувствительность транспортной анизотропии даже к незначительному изменению спиновой структуры, наблюдается и в ВТСП купратах (Рис. 2 и 3). Особенностью купратов является квазидвумерность спиновой подсистемы, определяющая плавное развитие АФМ порядка и, соответственно, плавное изменение электрон-транспортных свойств при уменьшении температуры или концентрации носителей. В частности, в слабо-допированном $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ анизотропия сопротивления увеличивается в десятки раз при изменении температуры и может быть в несколько раз уменьшена приложением магнитного поля (вставка на Рис. 2).

В купратах $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ анизотропия сопротивления плавно увеличивается более, чем на два порядка, как при понижении температуры, так и при понижении концентрации носителей (Рис. 3), то есть при переходе от парамагнитного к АФМ состоянию. Смещение температуры Нееля в $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ магнитным полем также приводит к значительному изменению ρ_c .

Влияние спинового порядка на электронный транспорт в соединениях с

сильными электронными корреляциями может быть связано как с ограничениями на переходы электронов между ионами, принадлежащими разным магнитным подрешеткам, так и с поляризацией носителями тока их спинового окружения, приводящей к образованию спиновых поляронов, магнитных текстур и, в предельном случае, к электронному разделению фаз [3].

Работа поддерживалась интеграционным проектом СО РАН № 53.

- [1] A.A. Taskin *et al.*, Phys. Rev. B, **71**, 134414 (2005).
- [2] Y. Ando *et al.*, Phys. Rev. Lett., **90**, 247003 (2003).
- [3] Э.Л. Нагаев, *Физика магнитных полупроводников*, — М.: Наука (1979).

Pseudogap indications of gossamer superconductivity well above room temperature

A.V. Mitin

P.L. Kapitza Institute for Physical Problems of the RAS, Kosygin Str., 2, 119334, Moscow, Russia

Recent experimental findings [1,2] have improved the argumentation that some hole pairs (composite bosons) persist well above the domelike edge $T_c(\bar{n}_p)$ of percolation superconductivity in the generic $T-\bar{n}_p$ diagram of cuprates, where T is the temperature and \bar{n}_p denotes the mean hole density in the oxygen sublattice of CuO_2 layers per their unit cell. Moreover there is increasing evidence that underdoped cuprates with $\bar{n}_p < 0.16$ are characterized by a spatially inhomogeneous distribution of holes which demonstrate a tendency to quasi one-dimensional alignment in CuO_2 layers [3]. The similar segregation in the form of hole-rich stripes was supposed to be extending up to the border $T^*(\bar{n}_p)$ of pseudogap fadeaway [4].

There are solid grounds to believe that the underlying physics of mysterious pseudogap regime between $T_c(\bar{n}_p)$ and $T^*(\bar{n}_p)$ may hold the key to understanding the basic phenomenology of high-temperature superconductivity (HTSC). Besides, identifying the pseudogap genesis itself is considered as one of the most challenging problems in condensed matter physics. The present work is aimed to discuss the origin of pseudogap anomalies and their relevance for the nature of HTSC. In this context, the considerable attention will be paid to analysis of experimental data in the framework of the string model [5, 6].

Along with direct observations of a partial suppression of spectral weight in electronic spectra at low binding energies $E_B < 0.15\text{ eV}$, the pseudogap fingerprints were found to be displaying in temperature dependences of transport and magnetic properties as an onset of departure from their high temperature behavior [7]. As was earlier concluded [8] this departure can not be attributed completely to thermodynamic fluctuations, and a weighty contribution from the presence of superconducting inclusions with local critical temperatures $T_{ci} > T_c(\bar{n}_p)$ must be taken into account. In the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ samples with $\delta < 0.4$, such inclusions were suggested to be originating due to the quasi-one-dimensional condensation of hole pairs within extended potential wells generated by oxygen ions belonging to the chain remains from basal CuO_δ planes [9].

According to the string model [5,6], the nanosized segregation of charge and spin degrees of freedom in layered cuprates and related oxides has to be

accompanied by convolution of one axis belonging to the coordinate sector of generalized phase space. Such a confinement in conducting layers of transition metal oxides implies a quasi-one-dimensional alignment of paired holes into extended quantum protectorates — nanosized bosonic stripes (NBS), whose hierarchy is defined by the rank η . When the holes population is lowered, the discrete width $w_\eta = \eta a$ of dominating NBS tends to shrink, while their thermostability rises, where a is the averaged size of unit cell in CuO_2 layers.

As was deduced for $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ with $\delta < 0.3$, the narrowest NBS of second rank should be stable under heating up to 1200 K [5,6]. Increasing δ from 0.22 to 0.96 is accompanied by the threefold expansion of $w_\eta = \eta a$ up to $6a$ among the dominant NBS. The doping-depended evolution of the hole community can be simulated by means of the predicted five-level diagram [5,6] with the apical values $T_{c\eta}^*(\delta) \approx 1200, 570, 330, 220$, and 150 K of parabolas limiting the threshold of NBS thermostability at $\delta \approx 0.22, 0.33, 0.45, 0.6$, and 0.8, respectively. These predicted values were verified in experiments [5,6].

Since the string approach [5] takes into consideration mainly the strong correlations between overlapping $2p$ -like states of oxygen sublattice, the scope of the proposed model can be extended to analyze the NBS indications not only in cuprates but also in "copperless" oxides. In the case of lightly doped oxides, one can expect the formation of a frustrated network of superconducting nanochannels composed of NBS piercing the almost dielectric matrix — the situation of so-called filamentary or gossamer superconductivity.

Along with numerous manifestations of peculiarities at $T \approx 155$ and 220 K, which were often interpreted as indications of filamentary superconductivity, there are intriguing observations of anomalies in oxide electronic properties corresponding to the higher thermostability levels of NBS with $\eta \leq 4$, i.e., at $T \approx 330, 570$ and 1200 K. For example, the $\chi(T)$ dependences of tenorite $\text{CuO}_{1-\delta}$ demonstrate a broad maximum at $T \approx 570$ K in addition to the "sagging" of $\chi(T)$ below 220 K [10]. Note that this simple cupric oxide is characterized by a propensity to the formation of quasi one-dimensional (zigzagged) charge stripes [11].

The inference about a superconducting origin of anomalies detected in the behavior of transport properties above 300 K was supported in the study of CuO single crystals with copper films deposited on their natural faces [12].

In summary, the proposed analysis in the light of NBS formation is intended to clarify the nature of abnormal electronic properties observed above room temperature by various techniques in cuprates and related "copperless" oxides. One can hope that the developed scenario implying the hierarchy of NBS would provide novel insight into phenomenology of HTSC.

[1] K.K. Gomes, *et al.*, Nature, **447**, 569 (2007).

[2] O. Yuli, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **103**, 197003 (2009).

- [3] Y. Kohsaka, *et al.*, *Science*, **315**, 1380 (2007).
- [4] H. Oyanagi, *et al.*, *Int. J. Mod. Phys. B*, **14**, 3623 (2000).
- [5] A.V. Mitin, *Low Temp. Phys.*, **33**, 245 (2007).
- [6] A.V. Mitin, *J. Supercond. Nov. Magn.*, **20**, 591 (2007).
- [7] T. Timusk and B. Statt, *Rep. Prog. Phys.*, **62**, 61 (1999).
- [8] N.E. Alekseevskii, *et al.*, *JETP*, **70**, 148 (1990).
- [9] A.V. Mitin, *et al.*, *JETP*, **80**, 1075 (1995).
- [10] T. Shimizu, *et al.*, *Phys. Rev. B*, **68**, 224433 (2003).
- [11] X.G. Zheng, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 5170 (2000).
- [12] V.V. Osipov, I.V. Kochev and S.V. Naumov, *JETP*, **93**, 1082 (2001).

Микроволновая проводимость новых сверхпроводников

М.Р. Трунин

*Институт физики твердого тела РАН, 142432, Черноголовка
Московский физико-технический институт, 141700, Долгопрудный*

К "новым" сверхпроводникам (НС) будем относить высокотемпературные (ВТСП), органические и недавно открытые соединения на основе Fe-As (пниктиды). Эти НС образуют три обширных класса соединений, самым общим и важным признаком которых является квазидвумерность, приводящая к сильной анизотропии электронных свойств. Блестящие черного цвета кристаллы НС являются слоистыми с площадью поверхности $\sim 1 \text{ мм}^2$ и толщиной $\sim 0.1 \text{ мм}$.

В современной проблематике НС выделяются две актуальные задачи: (i) выяснение механизмов транспорта квазичастиц вдоль кристаллографических направлений этих анизотропных соединений и (ii) изучение природы и свойств сверхпроводящего и псевдощелевого состояний их фазовой диаграммы. К числу экспериментальных методов исследования этих задач относятся бесконтактные измерения температурных зависимостей поверхностного импеданса $Z(T) = R(T) + iX(T)$ на сверхвысоких частотах ω в широкой области температур (ниже и выше критической T_c). В сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн для измерения всех компонент тензора импеданса (в ab-плоскостях и вдоль c-оси) образцов малых размеров был разработан так называемый "hot finger" метод, когда кристалл на сапфировом стержне помещается в центр цилиндрического резонатора из Nb или Pb, работающего на моде H_{011} , т.е. в максимум квазиоднородного СВЧ магнитного поля. Температура стержня и образца меняются от гелиевых до комнатных температур без нагрева самого резонатора, который снаружи омывается жидким гелием и всегда находится в сверхпроводящем состоянии. При некоторой установившейся температуре T регистрируется зависимость прошедшей через резонатор мощности СВЧ от частоты (резонансная кривая), из которой определяются добротность $Q(T)$ и частота $f(T)$ резонатора, связанные простыми соотношениями с $R(T)$ и $X(T)$ кристалла [1]. Прецизионные измерения импеданса в классических (описываемых теорией БКШ [2]) сверхпроводниках были очень информативными: величина сверхпроводящей щели Δ извлекалась из температурной зависимости поверхностного сопротивления $R(T) \propto \exp(-\Delta/k_B T)$ при $T < T_c/2$, глубина проникновения $\lambda(T)$ поля в сверхпроводник — из реактанса $X(T) = \omega\mu_0\lambda(T)$ при $T < T_c$, длина свободного пробега электронов

— из измерений $R(T)$ и $X(T)$ в нормальном состоянии ($T > T_c$). Демонстрацией применимости теории БКШ для объяснения свойств классических сверхпроводников было наблюдение немонотонного поведения (когерентного пика) действительной части микроволновой проводимости $\sigma'(T)$ в области $0.8 < T/T_c \leq 11$.

В случае локальной электродинамики, применимой для НС, комплексная проводимость сверхпроводника может быть легко найдена из измеренных в абсолютных единицах (омах) компонент импеданса: $\sigma(T) = \sigma'(T) - i\sigma''(T) = i\omega\mu_0/[R^2(T) + X^2(T)]$. Мнимая часть σ'' определяет плотность сверхпроводящего конденсата. При не очень близких к T_c температурах в сверхпроводнике $R(T) \ll X(T)$. Следовательно, кривые $\sigma''(T)$ определяются только видом функции $X(T) = \omega\mu_0\lambda(T)$ и отражают основные свойства температурной зависимости глубины проникновения поля $\lambda(T)$. Действительная часть проводимости σ' связана с поглощением энергии квазичастичными возбуждениями в сверхпроводнике. Форма кривых $\sigma'(T)$ в НС зависит от величины остаточного (не равного нулю) поверхностного сопротивления $R_{res} = R(T \rightarrow 0)$. $\sigma'(T)$ будет иметь максимум при $T < T_c/2$, если значение R_{res} достаточно мало [1], но в $\sigma'_{ab}(T)$ НС не наблюдается БКШ когерентный пик. Для НС характерен анизотропный параметр порядка (d -симметрия в ВТСП или s^\pm -симметрия в ферропниктидах), который обращается в нуль либо на линиях ферми-поверхности, либо меняет знак на электронных и дырочных ее листах, что приводит к степенным температурным зависимостям компонент импеданса $\Delta R(T)$, $\Delta X(T)$ и микроволновой проводимости при $T < T_c/3$.

В исследованиях микроволновой проводимости НС очень информативными оказались измерения импеданса одного кристалла с разными уровнями допирования. Так, например, в работе [3] мы обнаружили, что при увеличении содержания калия в кристаллах $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ зависимости $R(T)$ и $\lambda(T)$ указывают на резкую смену типа сверхпроводимости: от высокотемпературной при $0.35 < x < 0.45$ (T_c выше 20 К) к стандартной БКШ при $0.55 < x < 0.65$ (T_c ниже 15 К). Этот факт представляет исключительный интерес, поскольку в исследованной области допирования соединения $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ неизвестно никаких структурных переходов, которые могли бы инициировать изменения электронных свойств. В другой работе [4] в кристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с разными уровнями допирования кислородом наблюдались особенности у кривых мнимой части проводимости $\sigma''_{ab}(T)$ при $T < T_c/2$, подтверждающие выводы DDW (d -density wave) модели псевдощели в ВТСП.

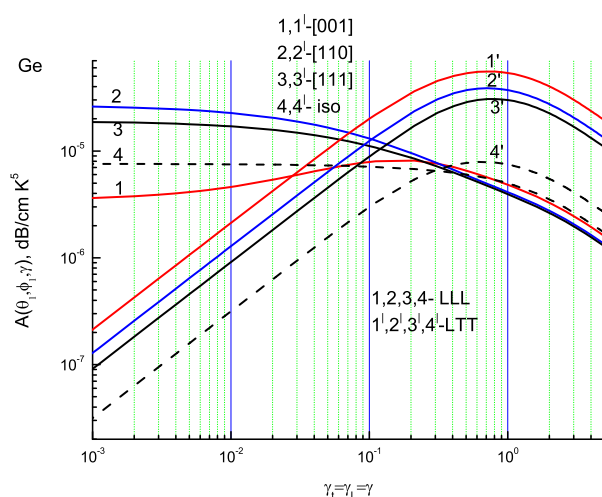
- [1] М.Р. Трунин, УФН **168**, 931 (1998); **175**, 1017 (2005).
- [2] J. Bardeen, L. Cooper, J.R. Schrieffer, Phys. Rev. **108**, 1175 (1957).
- [3] Г.Э. Цыдынжапов и др., Письма в ЖЭТФ, **83**, 473 (2006).
- [4] M.R. Trunin, Yu.A. Nefyodov, A.F. Shevchun, Phys. Rev. Lett., **92**, 067006 (2004).

Влияние затухания фононных состояний на анизотропию поглощения продольного ультразвука в кубических кристаллах

И.Г. Кулеев, И.И. Кулеев

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

В модели анизотропного континуума проанализировано влияние затухания фононных состояний на поглощение продольного ультразвука в кубических кристаллах с положительной (Ge, Si, InSb, MgO) и отрицательной анизотропией (KCl) модулей упругости второго порядка. Рассмотрены ангармонических процессов рассеяния с участием трех продольных фононов (механизм LLL), а также процессов рассеяния продольного фонона двумя поперечными тепловыми фононами (механизм LTT). В отличие от ранее опубликованных работ [1-3], в настоящем исследовании точно учтено влияние кубической анизотропии гармонической и ангармонической энергий фононов на релаксационные процессы. Основное внимание уделено исследованию особенностей рассеяния продольных фононов и изменения анизотропии поглощения ультразвука в зависимости от величины параметров затухания фононных состояний $\gamma_{L,t} = 1/\omega_{qL}\tau_{L,t}(T)$ ($\tau_{L,t}(T)$ — полные времена релаксации тепловых продольных (L) и поперечных (t) фононов, — температура, ω_{qL} — частота продольного фонона с волновым вектором q).



Проанализированы угловые зависимости коэффициентов поглощения при различных значениях параметров затухания. Рассчитаны зависимости коэффициентов поглощения ультразвука для симметричных направлений от параметров затухания в интервалах значений $10^{-4} < \gamma < 1$ (см. рис. 1 для Ge). При $\gamma_L \ll 1$ коэффициенты поглощения для механизма LLL в кристаллах Ge, Si и InSb, достигают максимумов в направлениях $[101]$, а минимумов — в $[001]$. Тогда как в ионных кри-

сталлах MgO и KCl они достигают максимумов в направлениях $[001]$, а минимумов — в $[101]$. При больших значениях параметра затухания анизотропия поглощения уменьшается, и коэффициенты поглощения в кристаллах Ge, Si и InSb становятся почти изотропными при $\gamma_L \simeq 0.3$, а в KCl —

при $\gamma_L \simeq 0.9$ (см. рис. 1). Причем, для механизма LLL при $\gamma_L = 10^{-3}$ анизотропии поглощения ультразвука велика: отношение максимальных значений коэффициентов поглощения к минимальным для Ge, Si, InSb и MgO составляет порядок величины, а для KCl — два порядка величины. Показано, что существенное изменение анизотропии поглощения ультразвука в механизме релаксации LLL с увеличением затухания фононных состояний связано с изменением характера рассеяния фононов. При малом затухании фононных состояний в механизме LLL доминирует малоугловое рассеяние фононов, т.е. рассеяние почти коллинеарных фононов, и анизотропия поглощения обусловлена ангармонической энергией. Поэтому при $\gamma_L \ll 1$ отношения квадратов матричных элементов во всех исследованных кристаллах для рассеяния коллинеарных фононов $I_{LLL}(\theta_1, \varphi_1, \theta_2, \varphi_2) = I_{LLL}^{col}$ практически совпадают с отношениями коэффициентов поглощения ультразвука для симметричных направлений: $\alpha_{[110]} : \alpha_{[111]} : \alpha_{[001]} \approx I_{[110]}^{col} : I_{[111]}^{col} : I_{[001]}^{col}$. С увеличением параметра γ_L расширяется область углов, на которые могут рассеиваться фононы в процессах релаксации LLL , и при $\gamma_L \approx 1$ значительную роль играет рассеяние фононов на большие углы. В связи с этим при достаточно большом затухании анизотропия поглощения существенно уменьшается за счет усреднения квадратов матричных элементов, определяющих вероятность трехфононных процессов рассеяния. В этом случае она обусловлена анизотропией как гармонической, так и ангармонической энергий. Для механизма релаксации L коэффициенты поглощения в исследованных кристаллах достигают максимумов в направлениях $[001]$, а минимумов — в $[111]$. Анизотропии поглощения для этого механизма значительно меньше, чем для LLL . Для механизма релаксации L анизотропия поглощения ультразвука слабо зависит от величины затухания, а коэффициенты поглощения являются линейными функциями параметра затухания γ_t в интервале $10^{-4} < \gamma_t \leq 0.3$ (см. рис. 1). Если механизм L является доминирующим и основной вклад в релаксацию поперечных фононов вносят нормальные процессы фонон-фононного рассеяния, то параметр затухания $\gamma_t \propto T^5$ [4], и коэффициент поглощения следует зависимости $\alpha_{LTT} \propto T^9$.

Сравнение полученных результатов по анизотропии поглощения ультразвука с экспериментальными данными показало, что механизм релаксации LLL является доминирующим механизмом поглощения ультразвука в кристаллах MgO и Ge. Для поглощения продольного ультразвука в кристаллах Si и InSb из экспериментальных данных не удается сделать однозначный вывод в пользу одного из механизмов релаксации.

- [1] H.J. Maris, Phys. Acoustics **VII**, 280 (1971).
- [2] B. Truel, C. Elbaum, В.В. Chick, *Ultrasonic methods in solid state physics*, Academic press, NY–London (1969).
- [3] В.В. Леманов, Г.А. Смоленский, УФН **108**, 465, (1972).
- [4] S.L. McBride, H.J. Maris, B. Truel, J Ac. Soc. Am. **45**, 1385 (1969).

Гетерокомпозиции 3С-SiC/SiGeC/Si: физические свойства, перспективы применений

Л.К. Орлов^{1,2}, О.П. Подъячева², М.Н. Дроздов¹

¹ *Институт физики микроструктур РАН, 603950, Н. Новгород, ГСП-105*

² *Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, 603950, Н. Новгород, ул. Минина, 24*

Активное продвижение Si электроники в коротковолновую область спектрального диапазона, наблюдаемое в течение последних двух десятилетий, тесно связано с использованием твердых растворов на основе кремния и германия. Дальнейший прогресс видится в использовании более сложных углеродсодержащих гетерокомпозиций, в том числе и включающих карбидные соединения. Целью настоящей работы являлось проанализировать возможности и условия формирования структур 3C-SiC/Si_{1-x-y}Ge_x/Si, содержащих под слоем карбида кремния тонкий слой SiGe нанометровой толщины. Последний может быть использован как в качестве барьерного базового слоя, так и в качестве двумерного транспортного канала. Важнейшим условием реализации такой структуры является получение резкой бездефектной границы между слоем карбида кремния и тонким слоем твердого раствора SiGe. В соответствии с этим выяснению механизмов роста слоя 3C-SiC на Si, особенностям диффузии поверхностного углерода вглубь структуры и нахождению технологических условий формирования резкого гетероперехода между слоями системы и посвящена настоящая работа.

В работе обсуждаются особенности низкотемпературной вакуумной газофазной гетероэпитаксии пленок 3C-SiC и SiGeC на кремнии. Рост пленок осуществлялся в высоком вакууме при температурах от 600 °C до 1100 °C как путем простой карбидизации поверхности подложечного кремния, так и из смеси гидридов с углеводородами [1]. Фазовый состав выращиваемых пленок анализировался методами рентгеноструктурного анализа, электронографии, вторичной ионной масс-спектрометрии, фотолюминесценции, что позволило определить условия роста, соответствующие фазовому переходу: кубический карбид кремния – тройной твердый раствор. Морфология поверхности выращиваемых слоев, определяющая в значительной степени характеристики внутренних интерфейсов структуры, исследовалась методами интерференционной оптической (WLI), сканирующей зондовой (SPM) и просвечивающей электронной (ТЕМ) микроскопии. Особое внимание в работе уделено проблеме получения резкого гетероперехода между слоем формируемого карбида кремния и монокристаллическим слоем Si_{1-x}Ge_x гетероструктуры. Структура гетероперехода изучалась методом вторичной ионной масс-спектрометрии, дополненной исследованиями ямок травления

WLI методом. Результаты экспериментов сопоставляются с данными численных оценок толщины выращиваемой пленки и ширины диффузионного перехода. Теоретический анализ выполнен на основе модели, аналогичной моделям, разработанным для термического окисления слоя кремния.

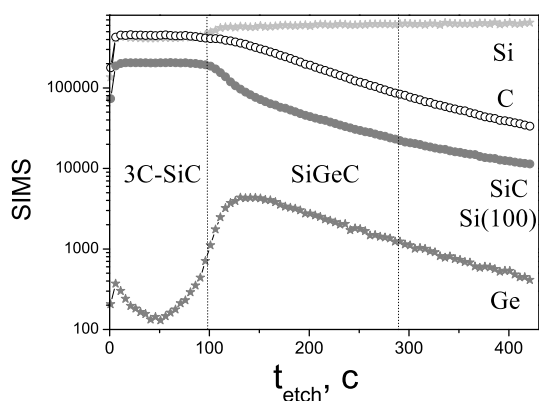


Рис. 1: Распределение компонент слоев Si, C, SiC и Ge по толщине структуры 3C-SiC/SiGeC/Si(100): образец № 803 ($d_{\text{SiC}} \approx 14 \text{ nm}$).

Характерный вид кривых распределения атомов Si, C и Ge по толщине структуры для одного из образцов (№ 803) представлен на рис.1. Для всех структур максимальное (минимальное) содержание углерода (кремния) (рис.1) наблюдалось в окрестности формируемого верхнего слоя 3C-SiC. Граница слоя определяется скачком концентрации компонент слоя. Под карбидным слоем во всех случаях мы наблюдали формирование тонкого слоя твердого раствора $\text{Si}_{1-x-y}\text{Ge}_x\text{C}_y$. Атомы германия в гетероструктуре, согласно данным ВИМС, независимо от способа их введения в решетку кристалла, присутствовали только на границе гетероперехода 3C-SiC/Si. Вытеснение основной массы атомов германия в область гетероперехода под карбидный слой происходит вследствие эффекта геттерирования и плохой растворимости атомов германия в карбидном слое SiC. Образец № 803 с $x = 0.03$ был выращен при относительно низкой ($T_{\text{gr}} = 700 \text{ }^\circ\text{C}$) температуре и низком уровне молекулярных потоков, подаваемых на подложку Si. Повышение давления газов в реакторе в условиях низких ростовых температур приводило к заполнению поверхности растущего слоя неразложившимися продуктами распада молекул углеводорода, что препятствовало росту слоев как твердого раствора SiGe, так и 3C-SiC. Повышение температуры роста до $1000 \text{ }^\circ\text{C}$ приводило к более эффективному карбидообразованию на поверхности кремния и, как следствие, к формированию более резкого гетероперехода, что согласуется с данными работы [2]. Растворимость углерода повышается в сильно напряженных слоях твердого раствора SiGe [3]. В нашем случае под слоем 3C-SiC формировался слой твердого раствора SiGeC, содержание углерода в котором понижалось с ростом концентрации германия в слое.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ 08-02-00065 и 08-02-97017-"поволжье".

- [1] Л.К. Орлов *и др.*, ФТТ, **51**, 446, 1018 (2009).
- [2] Ch. Zgheib, *et.al.*, Appl. Phys. Lett., **88**, 211909 (2006).
- [3] H.J. Osten, *et.al.*, J. Cryst. Growth, **142**, 322 (1994).

Особенности фотолюминесценции структур с самоформирующимися наностровками Ge(Si)/s-Si

Н.А. Байдакова, А.В. Новиков, М.В. Степихова, М.В. Шалеев

Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

Практический интерес к структурам с самоформирующимися наностровками Ge(Si) во многом связан с потенциальной возможностью их использования для создания оптоэлектронных приборов, интегрируемых в приборы и устройства современной микроэлектроники и совместимых с технологией изготовления современных микросхем. Наибольший интерес здесь вызывают, прежде всего, излучательные свойства разрабатываемых наноструктур в диапазоне длин волн $1,3 \div 2$ мкм.

Одной из причин низкой эффективности излучательной рекомбинации носителей заряда в структурах с наностровками Ge(Si), в частности в структурах с наностровками Ge(Si), выращенных на кремниевых подложках (так называемые структуры с наностровками Ge(Si)/Si(001)), является слабая пространственная локализация электронов вблизи наностроек, что обуславливает низкую вероятность не прямых в реальном пространстве излучательных переходов [1]. В качестве решения проблемы в данной работе рассматривается возможность изменения степени пространственной локализации электронов в активной области структуры путем встраивания слоя наностроек в напряженный кремниевый слой (s-Si), формируемый на релаксированном буфере SiGe (структуры с так называемыми островками Ge(Si)/s-Si [2]). В структурах этого типа при температуре жидкого азота наблюдается существенное увеличение сигнала фотолюминесценции (ФЛ), по сравнению со структурами с наностровками Ge(Si), выращенными на подложках Si. Кроме того, благодаря эффективной пространственной локализации электронов в напряженных слоях Si, увеличивается вероятность излучательной рекомбинации носителей заряда без участия фонона, что приводит к существенному сужению линии ФЛ [3]. Использование структур с наностровками Ge(Si)/s-Si позволяет решить задачу эффективного управления положением и шириной линии ФЛ. Однако интенсивность ФЛ наностроек Ge(Si)/s-Si быстро убывает с ростом температуры и, в отличие от структур без буферного слоя SiGe, при комнатной температуре сигнал ФЛ в структурах этого типа не регистрируется.

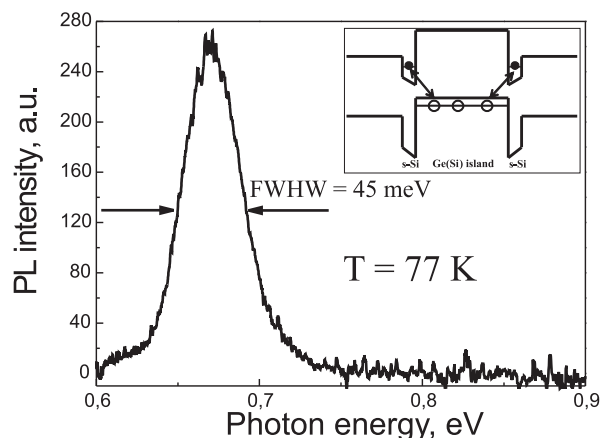


Рис. 1: Спектр ФЛ структуры с рекордно узкой линией ФЛ. на вставке показана энергетическая диаграмма и механизмы излучательной рекомбинации, имеющие место в структурах с наноструктурами Ge(Si)/s-Si

центры безызлучательной рекомбинации в буферном слое SiGe. В работе изучено влияние соотношения толщин слоев s-Si над и под слоем с наноструктурами Ge(Si) на ширину линии ФЛ, показано, что уширение линии ФЛ в структурах с наноструктурами Ge(Si)/s-Si вызвано, помимо неоднородности островков по параметрам, вовлеченностью в процесс ФЛ механизмов излучательной рекомбинации носителей заряда на обеих гетерограницах наноструктур Ge(Si) со слоями s-Si. Демонстрируется возможность получения структур с рекордно узкой (для структур с наноструктурами Ge(Si)) линией ФЛ (рис. 1). Ширина линии ФЛ на полувысоте в структурах этого типа достигает ~ 45 мэВ.

Работа выполнена в рамках реализации Федеральной целевой программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России".

- [1] A.I. Yakimov, *et al.*, *Semicond. Sci. and Technol.*, **15**, 1125 (2000).
- [2] A. Beyer *et al.*, *Microelectronics Journal*, **33**, 525 (2002).
- [3] M.V. Shaleev *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 011914 (2006).

В представляемой работе исследовано влияние параметров структур с наноструктурами Ge(Si)/s-Si (толщины слоев s-Si, температуры роста, содержания Ge в буферном слое SiGe, профиля запрещенной зоны) на температурное гашение сигнала ФЛ, зависимость сигнала ФЛ от условий возбуждения, обсуждаются основные механизмы излучательной и безызлучательной рекомбинации носителей заряда в исследованных структурах. Показано, что причиной столь быстрого температурного гашения сигнала ФЛ является "уход" носителей заряда из активной области структуры с их последующим захватом на

Процессы генерации и захвата дырок для мелких акцепторов в Ge в греющем электрическом поле при одноосном сжатии

М.С. Каган, И.В. Алтухов, С.К. Папроцкий, В.П. Синис

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009 Москва, ГСП-9, Моховая 11, строение 7

Исследовались переходные процессы в образцах p-Ge, легированных Ga с концентрацией $2 \cdot 10^{12} \div 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и с разной степенью компенсации, при одноосном сжатии. Использовались образцы двух типов: с промежуточной компенсацией (10 ÷ 30 %) и сильно компенсированный (> 90 %) материал. Образцы, имевшие форму спички длиной 6 ÷ 10 мм и площадью поперечного сечения (0.5 ÷ 1) мм², были вырезаны в кристаллографическом направлении [111]. Давление P и параллельное ему электрическое поле E прикладывались вдоль этого направления. Импульсы напряжения длительностью 0.2 ÷ 1 мксек подводились к контактам, нанесенным на боковую (длинную) грань образца. Расстояние между контактами составляло 4 ÷ 9 мм. Измерения проводились при температуре жидкого гелия.

Для определения времени ионизации примесей полем изучалась кинетика роста тока на переднем фронте импульса напряжения. Для образцов с $N_A = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_D \sim 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (N_A и N_D — концентрации акцепторов и компенсирующих доноров, соответственно) вольтамперные характеристики (ВАХ) в диапазоне использованных давлений 0 ÷ 6 кбар имели вертикальные участки, вызванные образованием токового шнура при пробое примеси. Зависимости тока через образец от времени на переднем фронте импульса напряжения имели экспоненциальный вид с характерным временем, уменьшающимся с ростом приложенного напряжения. Уравнение кинетики генерации-рекомбинации для этого случая имеет вид: $dp/dt = \beta(E)p(N_A - N_D) - \alpha(E)pN_D$, где p — концентрация свободных дырок, β и α — коэффициенты ударной ионизации и захвата. В условиях пробоя $\beta \gg \alpha$ и $p(t) = p_{st} \exp(t/\tau(E))$, где p_{st} — стационарное значение p и $1/\tau = \beta(E)(N_A - N_D)$. Отсюда определена полевая зависимость коэффициента ударной ионизации, которая имеет вид $\beta(E) \propto \exp(E/E_{th})$, где E_{th} — поле пробоя.

Инерционность релаксации тока на заднем фронте импульса обусловлена рекомбинацией носителей, созданных ионизацией полем, на примесях. Для определения полевой зависимости времени рекомбинации использовался импульс напряжения ступенчатой формы, где большее напряжение (создававшее избыточные носители) поддерживалось постоянным, а

меньшее можно было менять. Затухание тока между ступенями импульса напряжения также имело экспоненциальный вид. На зависимости характерного времени этого затухания от напряжения наблюдался максимум, совпадающий с порогом примесного пробоя. Начальный рост времени рекомбинации представляется естественным, так как вероятность захвата на притягивающие примеси должна расти с ростом энергии носителей. Последующее уменьшение времени жизни носителей при полях выше пробойных обусловлено как раз тем, что скорость ударной ионизации становится больше скорости захвата. Расчет показывает, что в этом случае обратное время установления генерационно-рекомбинанционного равновесия есть сумма обратных времен генерации (ударной ионизации) и захвата. Таким образом, при полях выше пробойного время установления рекомбинационного баланса определяется скоростью ударной ионизации.

Кинетика релаксации тока в сильно компенсированном материале оказалась кардинально отличной от случая образцов с промежуточной или слабой компенсацией. На начальном участке ток линейно увеличивался со временем. Затем, при токе выше некоторого критического, наблюдался экспоненциальный рост тока. Отметим, что сильная компенсация примесей приводит к сильному увеличению порогового поля ударной ионизации. Начальный линейный рост тока связан с увеличением скорости фотоионизации примесей (за счет фоновой подсветки), что обусловлено уменьшением энергии связи примеси за счет эффекта Френкеля–Пула, который состоит в понижении потенциального барьера примеси во внешнем электрическом поле. Это подтверждается видом ВАХ сильно компенсированных образцов, на которых вертикальный участок отсутствует, а зависимость тока от напряжения имеет вид $\exp(AE^{1/2})$.

Для определения времени ударной ионизации в этих образцах мы использовали экспоненциальный участок временной зависимости тока. Определенная отсюда полевая зависимость $\beta(E)$ имела тот же экспоненциальный характер, что и для предыдущих образцов. Однако полевая зависимость времени рекомбинации оказалась совершенно отличной. Она состоит из двух участков экспоненциальной зависимости от квадрата поля. Излом на этих зависимостях связывается со сменой механизма разогрева носителей от диффузионного к баллистическому (стриминг).

Таким образом, изучение переходных токов в условиях примесного пробоя дает возможность прямого измерения характерных времен ударной ионизации и захвата для мелких примесей. Характер переходных процессов оказывается довольно сложным и существенно зависит от уровня легирования и компенсации.

Работа поддержана РФФИ (гранты 08-02-01464 и 08-02-91323-ИНД) и программами РАН "Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов" и "Современные проблемы радиофизики".

Спин-детектор на основе магнитных барьеров Шоттки

О.Е. Терещенко^{1,2}, А.И. Торопов¹, Д.Д. Дмитриев¹,
Т.С. Шамирзаев^{1,2}, А.М. Гишинский¹, G. Lampel³, Y. Lassailly³,
D. Paget³, J. Peretti³

¹ *Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13*

² *Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*

³ *Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, Ecole Polytechnique, 91128, Palaiseau, France*

Основной целью работы являлось создание и изучение электрических и магнитных свойств барьеров Шоттки (БШ), а также транспорта спин-поляризованных электронов в структурах Pd/Fe/GaAs(001). Детектор спина электронов (спин-фильтр) на основе структуры Pd/Fe/GaAs(001) является альтернативой известным детекторам Мотта [1,2] и может использоваться для измерения среднего спина свободных электронов в вакууме, а также как спин-инжектор в твердотельной спинтронике [3].

Изготовлены БШ на основе Fe/GaAs(001) с электрическими (плотность обратного тока менее 10^{-6} А/см², при запирающем напряжении 0.5 В) и магнитными (значение коэрцитивного поля менее 100 Гс) свойствами, позволяющими достигать эффективности детектора ($F \sim 10^{-4}$) сравнимой с лучшими детекторами Мотта. Наименьшее значение коэрцитивного поля получены при напылении железа на атомарно-чистую, реконструированную поверхность GaAs(001). Такие структуры обладали наименьшей анизотропией намагниченности. Методами дифракции рентгеновских лучей и атомно-силовой микроскопии показано, что рост Fe на реконструированной поверхности GaAs(001) идет эпитаксиально с наименьшей величиной шероховатости поверхности ($rms = 0.3$ нм). Намагниченность пленки Fe является линейной функцией её толщины и соответствует намагниченности объемного железа (отсутствие в слое Fe немагнитного слоя). Методами фото- и электроотражения измерена зависимость величины приповерхностного электрического поля от прикладываемого напряжения на барьере. Установлено, что отжиг структур Fe/GaAs(001) в вакууме приводит к пассивации поверхностных состояний на границе раздела металл/полупроводник.

Измерена степень поляризации свободных электронов в пучке по спину, эмитированных из GaAs фотокатода с отрицательным электронным средством. В работе обсуждается модель транспорта спин-поляризованных

электронов через барьер металл/полупроводник. Предложен метод измерения спина электронов по регистрации интенсивности поляризованной катодолюминесценции от поглощенных спин-поляризованных электронов в структуре Pd/Fe/GaAs(001) с двумя квантовыми ямами InGaAs вблизи гетерограницы.

- [1] N. Rougemaille, *et al.*, Phys. Rev. B, **77**, 094409 (2008).
- [2] O.E. Tereshchenko, *et al.*, Appl. Surf. Sci. (2009) accepted for publication.
- [3] O.E. Tereshchenko, *et al.*, Proc. 17 Int. Symp. "Nanostructures: Physics and technology" Minsk, Belarus, June 22–26, 2009, p. 332.

Исследование автоэмиссионных свойств углеродных наноматериалов

Ю.А. Альгаер, А.В. Гусельников, А.В. Окотруб

Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, 630090, Новосибирск, просп. ак. Лаврентьева, 3

Одной из важных проблем современной технологии в области вакуумной электроники является создание плоских источников света большой площади, высокой яркости и с высоким коэффициентом преобразования электрической энергии в свет. Такие дисплеи могут использоваться для освещения, в качестве подсветки в жидкокристаллических дисплеях и телевизорах. Одним из возможных направлений в этих технологиях является использование эффекта полевой эмиссии катодов из углеродных наноматериалов. Выдающиеся эмиссионные свойства нанотрубок (УНТ) определяются, в первую очередь, высоким значением аспектного соотношения, характеризующим эти объекты [1,2]. Благодаря этому электрическое поле в окрестности кончика нанотрубки в сотни раз превышает среднее по объему значение, оцениваемое как отношение падения напряжения к величине межэлектродного промежутка. В результате эмиссионный ток из УНТ возникает при существенно более низких значениях приложенного напряжения по сравнению с традиционно используемыми эмиссионными катодами, изготовленными на основе макроскопических металлических острий. УНТ выгодно отличаются от металлических электронных эмиттеров высокой механической прочностью. Использование эмиттеров на основе УНТ вместо традиционных металлических подогревных катодов позволит принципиально улучшить функциональные и эксплуатационные характеристики электровакуумных приборов. Также измерены автоэмиссионные свойства фторграфитовых слоев восстановленных гидразином-гидратом в течение различного времени. Ожидание появления автоэмиссионных свойств, отличных от графита, связано с возможной разориентацией фторграфитовых частиц с восстановленным и электропроводящим углеродным слоем на поверхности кремниевой подложки. Полевой эмиссии на исходной подложке с невосстановленным углеродным слоем на поверхности частиц фторида графита зафиксировано не было. При обработке подложки парами гидразин-гидрата поверхность частиц приобретает электропроводимость, что приводит к появлению автоэмиссионного тока. Автоэмиссионными центрами в таком катоде, скорее всего, являются края частиц отстоящие от поверхности. Увеличение времени обработки частиц парами восстановителя приводит к дальнейшему увеличению автоэмиссионных свойств, что прежде

всего сказывается на уменьшение порогового поля. Увеличение толщины токопроводящего слоя приводит к уменьшению эффекта усиления поля на границе частиц. Полное восстановление фторида графита до графитовой структуры должно привести к появлению автоэмиссионного тока подобного графитовому катоду. Графитовый катод имеет величину порогового поля значительно большую, чем для исследуемых структур.

- [1] J.M. Bonard, *et al.*, Solid State Electronics, **45**, 893 (2001).
- [2] А.В. Елецкий, УФН, **172**, 401 (2002).

Диагностика низкотемпературных эпитаксиальных гетероструктур $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}(100)$

П.В. Середин¹, Э.П. Домашевская¹, А.В. Глозов¹, И.Н. Арсентьев²,
Д.А. Винокуров², И.С. Тарасов²

¹ Воронежский государственный университет, 394006, Воронеж,
Университетская пл., 1

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021,
Санкт-Петербург, Политехническая, 26

Эпитаксиальные твердые растворы AlGaAs, выращенные на подложках GaAs, представляют собой наиболее согласованную по параметру решетки гетероструктуру, которая является одним из наиболее используемых компонентов электронной и оптоэлектронной промышленности. Исследования системы AlAs–GaAs ведутся достаточно давно, однако влияние различных факторов, таких как неравновесные термодинамические процессы в реакторах, наличие полей деформации, возникающих из-за малейших рассогласований параметров решетки пленки и подложки и др. позволяет получать у этого типа гетероструктур принципиально новые свойства.

Тестируемые образцы, полученные в ФТИ им. А.Ф. Иоффе, представляли собой гетероструктуры AlGaAs/GaAs(100), выращенные с целью исследования процессов автолегирования для достижения максимальной концентрации углеродного акцептора. Для этого проводились эксперименты при пониженной температуре и минимальном соотношении 5 и 3 групп элементов в зависимости от состава твердого раствора. Образцы получали на установке МОС-гидридной эпитаксии "EMCORE GS 3/100" в вертикальном реакторе с высокой скоростью вращения подложкодержателя, температура которого поддерживалась $\sim 550^\circ\text{C}$. Давление в реакторе 77 Торр, скорость вращения подложкодержателя 1000 об/мин. Структурное качество образцов и определение параметров решеток твердых растворов проводили с использованием рентгеновской дифракции на дифрактометре ARL X'TRA Thermo Techno. ИК-спектры отражения от гетероструктур были получены с использованием ИК-фурье спектрометра Vertex-70 Bruker. Изучение морфологии поверхности было проведено на растровом электронном микроскопе JOEL, концентрации элементов в твердом растворе были уточнены методом рентгеновского микроанализа с использованием приставки Oxford Instruments. Спектры Рамановского рассеяния получали, используя Рамановский микроскоп SENTERRA Bruker с линией возбуждения 532 nm и мощностью лазерного излучения 20 мВт. Спектры фотолюминесценции были получены при комнатной температуре на спектрометре Horiba Jobin HR800 с возбуждением на 633 nm.

Анализируя полученные в эксперименте данные, можно сделать несколько важных выводов о структуре твердых растворов AlGaAs, выращенных методом низкотемпературной эпитаксии. Низкотемпературные

пленки AlGaAs, как и неупорядоченные гомоморфные твердые растворы, имеют структуру сфалерита, что достаточно хорошо прослеживалось в случае роста гомоэпитаксиальной структуры GaAs/GaAs(100), поскольку из результатов рентгеновской дифракции следовало, что кристаллические решетки твердого раствора и подложки прекрасно согласованы. Но, как было показано экспериментально, рост МОС-гидридных твердых растворов AlGaAs полученных нами при пониженной температуре и минимальном соотношении 5 и 3 групп элементов сопровождается уменьшением параметра кристаллической решетки. Для того, чтобы объяснить этот факт, приходится допустить, что или атомы галлия в металлической подрешетке не замещаются атомами алюминия или мышьяк уходит из неметаллической подрешетки, а освобожденные места остаются вакантными. Однако для этого вакансии должны образовываться лишь в центрах граней сфалеритной решетки, т.к. только при таком условии параметр кристаллической решетки твердого раствора может быть меньше параметра GaAs. В пользу данного предположения свидетельствуют несколько установленных фактов. Во-первых, как было показано методом рентгеновского микроанализа, в приповерхностных слоях низкотемпературных пленок наблюдается небольшой избыток атомов галлия, видимо ушедших из металлической подрешетки, но незамещенных алюминием. Вследствие этого изменился характер ИК-отражения от таких пленок в сравнении со спектрами от неупорядоченных твердых растворов, что подтверждают и расчеты в модели пленка-подложка. А во-вторых, анализируя результаты рентгеновской дифракции, можно отметить, что полуширины дифракционных линий (600) от низкотемпературных твердых растворов заметно больше, чем для твердого раствора выращенного по стандартной технологии. А, как известно изменение полуширин дифракционных линий в большую сторону может свидетельствовать о дефектности структуры, т.е. об образовании вакансий в кристаллической решетке.

Исходя из результатов Рамановской спектроскопии, можно утверждать, что возникновение дополнительной моды с частотой $\sim 1350 \text{ см}^{-1}$, присутствующей в спектрах низкотемпературных образцов, может быть объяснено появлением в пленках AlGaAs нанокристаллической графитовой фазы, возникающей вероятнее всего в местах дефектов кристаллической решетки. В спектрах фотолюминесценции низкотемпературных эпитаксиальных гетероструктур помимо межзонных и акцепторных рекомбинационных полос присутствуют эмиссионные максимумы, сдвинутые в высокоэнергетическую область относительно твердого раствора и подложки. Появление дополнительных эмиссионных полос, в спектрах фотолюминесценции низкотемпературных гетероструктур на наш взгляд обусловлено образованием нанокластеров углерода, концентрирующихся на дефектах кристаллической решетки, что было подтверждено методом Рамановской спектроскопии.

Исследование начальной стадии роста и механизмов зародышеобразования и релаксации на поверхности (001) GaAs методом дифракции быстрых электронов

А.А. Лямкина^{1,2}, Ю.Г. Галицын², Д.В. Дмитриев², С.П. Мощенко²,
А.И. Торопов²

¹ Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

² Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13

Для получения квантовых точек с заданными параметрами (плотность, размеры) в капельной эпитаксии важно контролировать количество центров зародышеобразования на исходной поверхности. Обычно для роста используется поверхность с реконструкцией $\beta(2 \times 4)$, но в процессе нанесения материала происходят изменения поверхности, связанные со встраиванием новых атомов в подложку. Встраивание зависит от большого количества параметров: температура, скорость нанесения, фоновое давление

As и т.д. Таким образом, формирование квантовых точек происходит на отличной от исходной поверхности, структуру которой желательно знать и контролировать. Целью данной работы является исследование начальной стадии роста и механизмов зародышеобразования и релаксации в гомоэпитаксии на поверхности (001) GaAs.

Для изучения кинетики релаксации поверхности исследовалась эволюция интенсивности дробного дифракционного рефлекса $(0 \ 1/4)$ от кристаллического арсенида галлия в дифракции быстрых электронов на отражение.

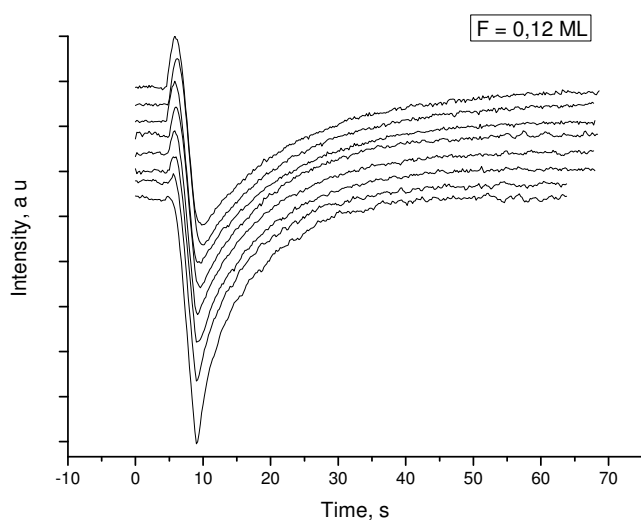


Рис. 1: Релаксационные кривые, соответствующие дозе GaAs $F=0.12$ монослоя. $T = 550, 552, 555, 557, 561, 564, 557, 560^\circ\text{C}$.

На исходную поверхность с реконструкцией $\beta(2 \times 4)$ при различных температурах наносилось заданное количество GaAs (скорость нанесения $v = 0,03$ монослоя в секунду). При этом интенсивность сигнала сначала увеличивается при встраивании атомов Ga в $\beta(2 \times 4)$,

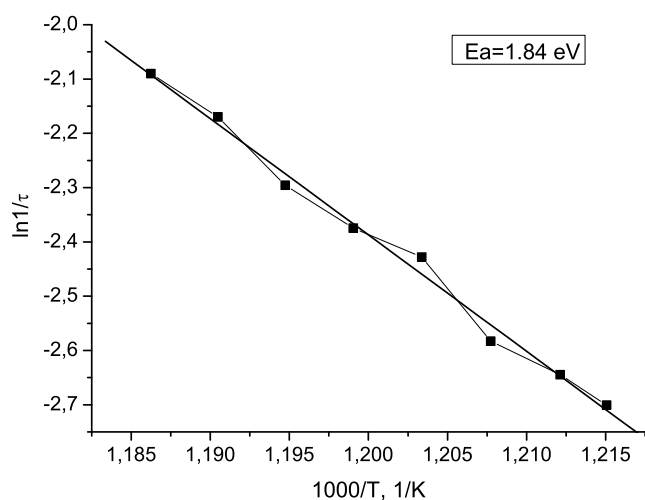


Рис. 2: Зависимость времени релаксации от температуры в Аррениусовских координатах.

экспонентой вида $y = y_0 + A \exp[-(x - x_0)/\tau]$. Это позволило определить характерное время релаксации в зависимости от температуры. Построив полученную зависимость в Аррениусовских координатах (рис. 2), можно оценить энергию активации, которая составила 1.84 эВ.

На основании сравнения полученных результатов с характерными энергиями связей и взаимодействия в системе обсуждается модель зародышеобразования в гомоэпитаксии арсенида галлия.

потом падает (образование нестабильной промежуточной фазы) и затем возрастает до некоторого значения со скоростью, определяемой релаксацией поверхности к исходной реконструкции. Для каждой дозы проводилась серия экспериментов с различными температурами подложки (от 550 до 570 °С). Зависимости, измеренные для различных доз галлия арсенида, представлены на рис. 1.

Кинетические кривые были обработаны аппроксимацией

Структура и транспортные свойства сложных оксидов $\text{Sr}_{0.75-x}\text{Ca}_x\text{Y}_{0.25}\text{Co}_{0.25}\text{Mn}_{0.75}\text{O}_{3-\delta}$ ($0 \leq x \leq 0.6$)

А.В. Галеева¹, Ф.С. Напольский², С.Я. Истомина³, Д.Р. Хохлов¹

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, 1

¹ Физический факультет

² Факультет наук о материалах

³ Химический факультет

Синтез и исследование новых сложных оксидов кобальта-марганца с искаженной перовскитоподобной структурой является актуальной задачей в связи с перспективой создания на их основе катодных материалов для твердооксидных топливных элементов. Меняя степень искажения структуры перовскита путем катионного замещения, можно оказывать целенаправленное воздействие на коэффициент термического расширения (КТР) и, таким образом, нивелировать основной недостаток кобальтитов как катодных материалов [1]. В рамках описанной прикладной задачи исследование высокотемпературных структурных и транспортных свойств оксидов исключительно важно. Однако для понимания механизмов транспорта необходимо изучение проводимости в более широком температурном диапазоне.

В работе исследованы сложные оксиды $\text{Sr}_{0.75-x}\text{Ca}_x\text{Y}_{0.25}\text{Co}_{0.25}\text{Mn}_{0.75}\text{O}_{3-\delta}$ ($0 \leq x \leq 0.6$), синтезированные твердофазным методом. Исследования методами рентгеноструктурного анализа и электронной дифракции показали, что при $T = 300$ К соединения имеют орторомбическую перовскитоподобную структуру, степень искажения которой уменьшается при уменьшении содержания кальция x и при увеличении температуры. Для состава $x = 0$ при $T = 670$ К был обнаружен структурный переход из ромбической в кубическую фазу. Увеличение КТР образца с более симметричной структурой было подтверждено результатами дилатометрических и рентгенографических исследований. Таким образом, показано, что замещение более крупного катиона стронция на меньший кальций приводит к формированию структуры с более сильным искажением и, соответственно, более низким КТР.

Проводимость образцов исследована в статических электрических полях в интервале температур от 4.2 К до 1173 К и в переменных электрических полях в интервале температур от 4.2 К до 300 К, в частотном диапазоне от 20 Гц до 1 МГц. Характер температурной зависимости сопротивления ρ образцов позволяет условно разделить температурный диапазон на две области: 1) низкотемпературную, $4.2 \text{ К} < T \lesssim 250 \text{ К}$ и 2) высокотемпературную, $\sim 250 \text{ К} < T < 1173 \text{ К}$. При высоких температурах проводимость σ может быть описана в рамках представления о движении поляронов в соответствии с законом

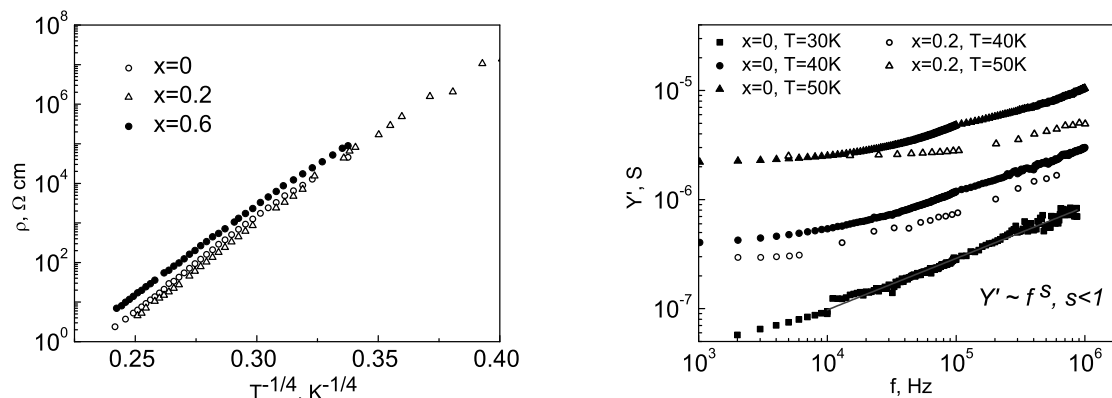


Рис. 1: (Слева) Зависимость $\rho(T^{1/4})$ для составов $x = 0; 0.2; 0.6$.

Рис. 2: (Справа) Зависимость $Y'(f)$ для составов $x = 0, 0.2, 0.6$ при $T = 30 \text{ K}; 40 \text{ K}; 50 \text{ K}$.

$$\sigma \propto \frac{1}{T} \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right),$$

где энергия активации E_a приблизительно равна половине энергии связи полярона. На зависимости $T \cdot \sigma(1000/T)$ наблюдаются два температурных участка $250 \text{ K} < T \lesssim 670 \text{ K}$ и $\sim 670 \text{ K} < T < 1173 \text{ K}$ с разными энергиями активации. Изменение энергии активации, по-видимому, обусловлено структурными изменениями в образцах. Определенные в интервале температур $300 \text{ K} \div 670 \text{ K}$ значения E_a увеличиваются от 170 мэВ до 210 мэВ при увеличении x от 0 до $0,6$, что может быть связано с увеличением степени искажения структуры. Оценка радиуса полярона ($\sim 0.17 \text{ нм}$) показала, что транспорт носителей представляет собой движение поляронов малого радиуса [2]. При температурах ниже 250 K зависимость $\rho(T)$ может быть аппроксимирована законом Мотта для прыжковой проводимости (рис. 1)

$$\rho \propto \exp\left[\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}\right]$$

На прыжковый характер проводимости указывает также степенная частотная зависимость действительной части проводимости Y' при $T < 77 \text{ K}$ (рис. 2) [3].

Результаты измерений частотных и температурных зависимостей компонент полного импеданса обсуждаются в рамках аппроксимации параллельным RC-контуром.

- [1] Y. Zhao, D.J. Weidner, Phys. Chem. Minerals, **18**, 294 (1991).
- [2] M. Salamon, *et al.*, Phys. Rev. B, **54**, 11914 (1996).
- [3] В.Л. Бонч-Бруевич, И.П. Звягин, Р. Кайпер и др., *Электронная теория неупорядоченных полупроводников*, М.: Наука (1981).

Расчет свойств молекул фталоцианина эрбия методом функционала плотности

Е.В. Тихонов¹, И.А. Белогорохов¹, Д.Р. Хохлов¹, Л.Г. Томилова²

¹ *Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет 119992, Москва*

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

Органические полупроводники на основе фталоцианиновых комплексов представляют большой интерес для современной микроэлектроники. Варьируя природу комплексообразователя и периферийных заместителей, можно управлять оптическими, фотоэлектронными, магнитными и каталитическими свойствами указанных комплексов, что позволяет создавать разнообразные приборы и устройства на основе фталоцианиновых структур.

Целью настоящей работы является расчет электронной структуры и оптических спектров монофталоцианинов эрбия. Расчет проводился на персональном компьютере с помощью программы GAMESS [1] методом функционала плотности с использованием функционалов SVWN [2,3] и M06 [4] в базисе 6-311G. Были рассчитаны геометрия молекулы, спектр плотности состояний, энергетические уровни, спектр вибронных частот и спектр комбинационного рассеяния.

[1] M.W. Schmidt, *et al.*, J. Comput. Chem. **14**, 1347 (1993).

[2] J.C. Slater Phys. Rev. **81**, 385 (1951).

[3] S.H. Vosko, L. Wilk, M. Nusair, Can. J. Phys. **58**, 1200 (1980).

[4] Y. Zhao, D.G. Truhlar, Theoret. Chem. Acc. **120**, 215 (2008).

Giant magnetoresistance in Pb-pHgCdTe barriers

V.F. Radantsev¹, V.V. Zav'ialov² and A.M. Yafyasov³

¹Gorky Ural State University, Pr. Lenina 51, Ekaterinburg, 620083 Russia

²Department of Physics, University of Utah, Salt Lake City, Utah 84112 USA

³St. Petersburg State University, Universitetskaya nab. 7/9, St. Petersburg, 198504 Russia

Strong magnetic field effect on tunneling current in Pb-pHgCdTe barriers we observed earlier [1] is due to two circumstance: i) prevalence of light holes in tunnel current because of high transmission Schottky barrier for light carriers; ii) high cyclotron energy of light holes because of their small effective mass. Here we report the results of the study of magnetotransport in Pb-pHg_{1-x}Cd_xTe barriers at higher temperatures when the above-barrier current predominates. At first sight the thermionic emission should be weakly sensitive to a magnetic field because the heavy holes (having small cyclotron energy) contribute primary to above-barrier current. In this case we are to expect the pronounced effect only at extremely strong magnetic fields B for both diode ($B > 50$ T) and diffusion ($B > 20$ T) model. However experimentally more than twofold decrease of thermionic current is observed even at $B < 1$ T.

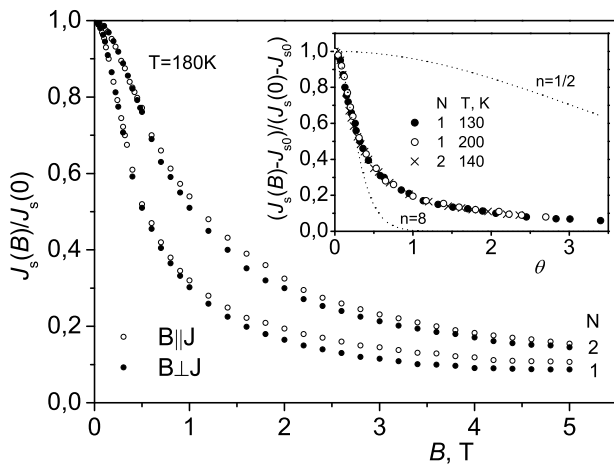


Рис. 1: Ratio $J_s(B)/J_s(B = 0) = 0.8$ as a function of magnetic field and parameter θ (insert) for samples 1 and 2 (the doping and composition of samples investigated are listed in Fig. 2.)

The effect of magnetic field is independent of biases V and reduces to the decrease of saturation current J_s , whereas the ideality factor is unchanged. Because of large magnitude the effect cannot be attributed to the heavy holes. This it is in agreement with the fact that B , corresponding to the same value of $J_s(B)/J_s(0)$, is twice as larger for HgCdTe with $x = 0,29$ than for sample with $x = 0,2$ in according with the ratio of effective mass of light carriers in these samples whereas the mass of heavy holes are the same.

The domination of light carriers in total thermionic current can be understand if we assume the existence of thin oxide layer at Pb-HgCdTe interface which is transparent to light carriers but

impassable for heavy holes. The assumption that J_s at high T is due to the light carriers explains the experimental values of Richardson constants and the increasing of the slope in the dependencies $\ln(J_s/T^2) - T^{-1}$ at high temperatures $T > 100 \div 150$ K we observed previously [1].

The saturation of reverse current and theoretical estimations show that diffusion theory is inapplicable and the ballistic above-barriers transport predominates. Thus the decrease of J_s in magnetic field is not due to the decrease of the mobility. This is supported by the fact that the influence of magnetic field occurred not only in crossed ($B \perp J$) but also in longitudinal ($B \parallel J$) magnetic field and effect depends almost not at all on the orientation. This suggests that the magnetofield effect owes its origin to magnetic quantization of the bulk spectrum leading to the increase of the effective Kane gap and as a result to the decrease of the concentration of the light holes and electrons because the Fermi level is mainly controlled by the heavy holes and remains invariant to a magnetic field. In this model the expression for J_s is expected as following

$$J_s(B)/J_s(0) = n\theta / \sinh(n\theta) \tag{1}$$

where $\theta = \hbar\omega_c/k_B T$, ω_c is the cyclotron energy, without spin-splitting $n = 1/2$.

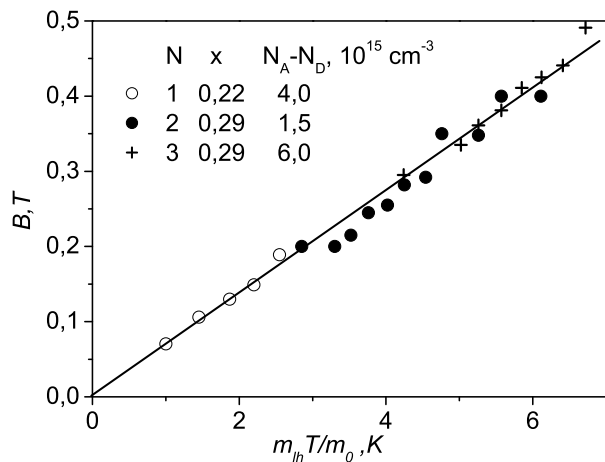


Рис. 2: Magnetic field corresponding to decrease of saturation current $J_s(B)/J_s(B = 0) = 0.8$ as a function of temperature and light carriers effective masse.

As shown in Fig. 2, the experimental values of magnetic field corresponding to the same $J_s(B)/J_s(0)$ value are linearly proportional to the product of effective mass and temperature, i.e. the magnitude of effect is indeed characterized by the parameter θ . And what is more the experimental dependencies $J_s(H)/J_s(0) - \theta$ for all x , T and orientations fit common universal curve (insert in Fig. 1). At small $J_s(H)/J_s(0) \leq 0.7$ this curve is approximated by (1) but the factor n is too large ($n \sim 8$). For larger $J_s(H)/J_s(0)$ values the dependence

$J_s(H)$ is not described by (1) whatever factor n is chosen. The reason of discrepancy and may be the origin of the phenomena in itself remains a mystery.

[1] V.V. Zav'ialov and V.F. Radantsev, Semicond. Sci. Technol., **9**, 281 (1999).

Optical response in rare-earth perovskite manganites: interplay of p-d and d-d charge transfer transitions

A.S. Moskvina¹, A.A. Makhnev², L.V. Nomerovannaya², N.N. Loshkareva²,
and A.M. Balbashov³

¹*Ural State University, 620083, Ekaterinburg*

²*Institute of Metal Physics, 620219 Ekaterinburg*

³*Moscow Power Engineering Institute, 105835 Moscow*

We have performed both theoretical and experimental study of optical response of parent perovskite manganites RMnO_3 with a main goal to elucidate nature of clearly visible optical features. Starting with a simple cluster model approach we addressed the both one-center (p-d) and two-center (d-d) charge transfer (CT) transitions, their polarization properties, the role played by structural parameters, orbital mixing, and spin degree of freedom. Optical complex dielectric function of single crystalline samples of perovskite manganites RMnO_3 was measured by ellipsometric technique at room temperature in the spectral range from 1.0 to 5.0 eV for two light polarizations: $\mathbf{E} \parallel \mathbf{c}$ and $\mathbf{E} \perp \mathbf{c}$. The comparative analysis of the spectral behavior of ε_1 and ε_2 is believed to provide a more reliable assignment of spectral features. Fig.1 shows the ε_1 and ε_2 room temperature spectra of RMnO_3 (R= Nd, Pr, Sm, Eu) for two main light polarizations together with earlier data for LaMnO_3 [1]. In the same figure we have presented the results of a semi-quantitative analysis of the spectra in the energy range covered by our experiment based on a dispersion analysis of the complex dielectric function ε , which was fitted by a set of 8 Lorentzian oscillators. We have found an overall agreement between experimental spectra and theoretical predictions based on the theory of the one-center p-d CT transitions in MnO_6 octahedra [2] and inter-site d-d CT transitions. Both the spectral weight, polarization properties, and temperature behavior of the intensive and broad 2 eV band in all the manganites investigated point to its inter-site d-d CT character, or strictly speaking, to the low energy high-spin (HS) $d_{e_g}-d_{e_g}$ CT transition. The intensity and energy position of four narrow bands forming the fine structure of 2 eV feature agree surprisingly well with the theoretical predictions made earlier by one of the authors [2] for the forbidden $t_{1g}(\pi) \rightarrow e_g$ and weakly-allowed $t_{2u}(\pi) \rightarrow e_g$ one-center p-d CT transitions splitted by a near tetragonal crystal field. Spectral features at 3.0 and 3.8 eV are assigned to a weak dipole-allowed $t_{1u}(\pi) \rightarrow e_g$ p-d CT transition of the $\pi - \sigma$ type with a clearly resolved low-symmetry splitting. Strong dipole-allowed p-d CT transitions $t_{1u}(\pi) \rightarrow t_{2g}$ and $t_{1u}(\sigma) \rightarrow e_g$ of the

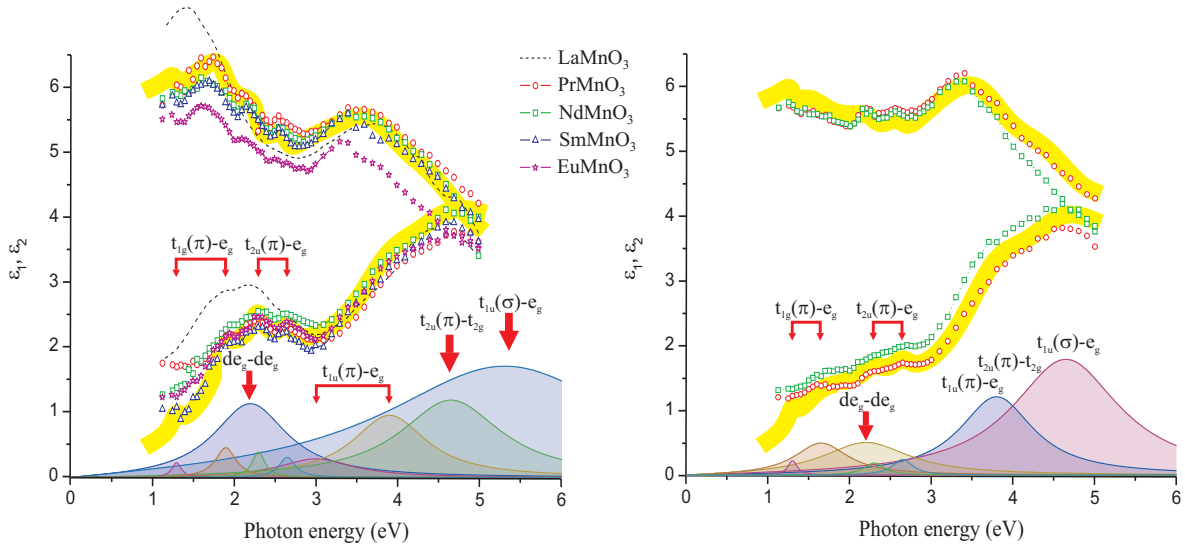


Рис. 1: Real and imaginary part of the dielectric function ε in RMnO_3 . The left hand panel presents the spectra for $\mathbf{E} \perp \mathbf{c}$ polarization, the right hand panel does for $\mathbf{E} \parallel \mathbf{c}$ polarization. The Lorentzian fitting data are shown by solid lines. A proper Lorentzian decomposition with assignment of all the peaks is shown for ε_2 .

$\pi - \pi$ and $\sigma - \sigma$ type, respectively, are observed as the most intensive bands with an unresolved structure at 4.7 and 5.3 eV. Weak low-spin counterparts of the HS de_g-de_g CT transition are seemingly superimposed on these strong p-d CT bands. We argue that the both dipole-allowed d-d and p-d CT transitions are equally sensitive to the temperature-dependent spin correlations, only with a different relative change of the optical response through the onset of the magnetic order, relatively large for the former and relatively small for the latter.

Our experimental data and theoretical analysis evidence a dual nature of the dielectric gap in nominally stoichiometric matrix of perovskite manganites RMnO_3 , it is formed by a superposition of forbidden or weak dipole allowed p-d CT transitions and inter-site d-d CT transitions. In fact, the parent perovskite manganites RMnO_3 should rather be sorted neither into the CT insulator nor the Mott-Hubbard insulator in the Zaanen, Sawatzky, Allen scheme [3].

This work was partially supported by the RFBR Grant No.08-02-00633 and the DPS program "Physics of new materials and structures".

- [1] N.N. Loshkareva *et al.*, JETP **94**, 350 (2002).
- [2] A.S. Moskvina, Phys. Rev. B **65**, 205113 (2002).
- [3] J. Zaanen, G.A. Sawatzky, and J.W. Allen, Phys. Rev. Lett. **55**, 418 (1985).

Проявления рассеяния носителей тока на магнитных примесях в кинетических свойствах псевдощелевого полупроводника $\text{Fe}_{1.9}\text{V}_{1.1}\text{Al}$

В.В. Марченков¹, В.И. Окулов¹, К.А. Окулова¹, Х.В. Вебер²

¹ *Институт физики металлов УрО РАН, 620219, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18*

² *Vienna University of Technology, Atominstitute, 1020 Vienna, Austria*

Настоящее сообщение посвящено исследованию зависимостей от напряженности магнитного поля коэффициента Холла и поперечного магнетосопротивления в сплаве $\text{Fe}_{1.9}\text{V}_{1.1}\text{Al}$. Данный сплав по составу близок к стехиометрическому (Fe_2VAl). Именно в нем наблюдались полупроводниковые свойства [1,2]. Связанные с этим аномалии в температурных зависимостях проводимости, холловской концентрации и магнитной восприимчивости [2] объясняются проявлениями существования псевдощели в электронной плотности состояний. Такое объяснение относилось к интервалу предельно низких температур, тогда как спадание электросопротивления с ростом температуры наблюдается в более широком интервале. Такая закономерность может быть обусловлена соответствующим механизмом рассеяния электронов. Подтверждение этого предположения было целью нашей работы. Измерения гальваномагнитных свойств проводились стандартными методами в широком интервале магнитных полей вплоть до 15 Т при температурах от 2.5 до 100 К.

Экспериментальные данные, приведенные на Рис. 1, показывают спадание с ростом магнитного поля поперечного магнетосопротивления $\Delta\rho/\rho$ (а) и коэффициента Холла R_H (б) при различных температурах. Магнетосопротивление отрицательно и достигает 45 %, еще не насыщаясь. Аномалии полевых зависимостей R_H и $\Delta\rho/\rho$ наблюдаются в том же температурном диапазоне (ниже 30 К), где согласно [2] проявляется псевдощель в кинетических свойствах. Мы полагаем, что электронные свойства сплава при достаточно низких температурах определяются характером заполнения электронами состояний вблизи глубокого узкого минимума (псевдощели). Вклад таких электронов в проводимость имеет аномальный характер в силу их большей подвижности, чем у электронов узких энергетических полос. При этом основным механизмом рассеяния для них может быть рассеяние на примесях с хаотически ориентированными спинами. Магнитное поле ориентирует магнитные моменты примесей, и рассеяние на локализованных спинах ослабляется. Если магнитное поле не слишком велико, то зависящий от него вклад упомянутого выше механизма рассеяния можно

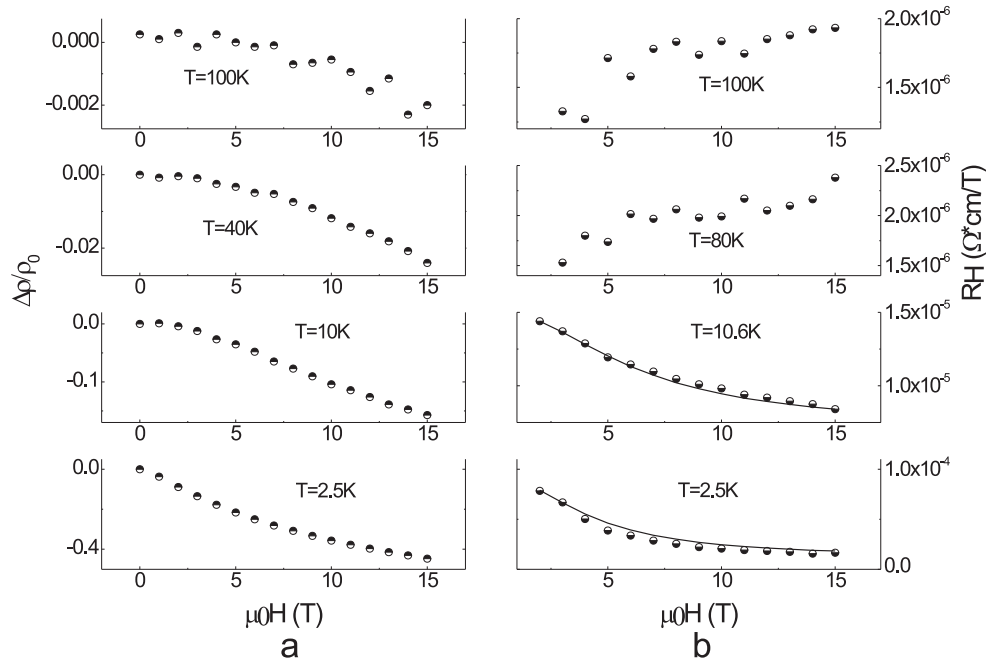


Рис. 1: (а) Полевая зависимость магнетосопротивления; (б) Полевая зависимость коэффициента Холла. Сплошные линии — кривые подгонки по формуле (2) для $T=2.5$ К и $T=10.6$ К.

считать пропорциональным H^2 . В этом случае уравнения для поперечной σ_{11} и холловской σ_{12} проводимостей записываются следующим образом:

$$\sigma_{11} = \sigma_0 + \sigma_{1p}(1 + H^2/H_1^2), \quad \sigma_{12} = \sigma_{2p} \cdot H/H_2. \quad (1)$$

Здесь σ_{1p} и σ_{2p} — вклады в проводимость от состояний псевдощели, а значения полей H_1 и H_2 являются характеристическими параметрами процесса рассеяния, зависящими от магнитного поля. На основе формул (1) с учетом малости σ_{2p} можно записать следующее выражение для коэффициента Холла:

$$R_H = R_0 \left[1 + (H/H_3)^2 \right]^{-1} \quad (2)$$

Результат подгонки по формуле (2) приводится на Рис. 1. Полевую зависимость магнетосопротивления можно также описать на основе (1). Таким образом, мы показали, что основным механизмом рассеяния электронов является рассеяние на магнитных примесях. Поэтому температурное поведение электросопротивления в исследуемом сплаве также следует связывать с проявлением подобного механизма.

Работа поддерживается РФФИ (проект № 09-02-01389), Программой отделения физических наук РАН (№ 26) и Академией наук Австрии.

- [1] Y. Nishino, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **79**, 1909 (1997).
- [2] V.I. Okulov, *et al.*, Low Temp. Phys., **33**, 692 (2007).

Эффект Холла в электронном сверхпроводнике $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с разной степенью беспорядка

Д.С. Петухов¹, Т.Б. Чарикова¹, Н.Г. Шелушина¹, Г.И. Харус¹,
В.В. Неверов¹, А.А. Иванов²

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

² Московский государственный инженерно-физический институт,
115410, Москва

Изучение эффекта Холла имеет важнейшее значение при определении концентрации и подвижности носителей заряда, при изучении поведения различных примесей в соединениях, в том числе нестехиометрических. Не менее важно исследовать температурные и полевые зависимости коэффициента Холла, т.к. такого рода исследования позволяют судить об изменении концентрации носителей заряда и их подвижности при изменении температуры и внешнего магнитного поля.

Появление сверхпроводимости в $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ зависит от уровня легирования и от степени беспорядка (содержания кислорода). Изменение уровня легирования и степени нестехиометрического беспорядка приводит как к изменению величины сопротивления, так и к изменению характера проводимости. Поэтому исследование эффекта Холла в электронном сверхпроводнике $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с целью получения данных об изменении концентрации и длины свободного пробега носителей заряда в зависимости от уровня легирования и степени беспорядка в системе позволит проанализировать особенности переноса носителей заряда в данном соединении.

Исследования эффекта Холла в оптимально легированных ($x = 0.15$) электронных сверхпроводниках $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ и $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ [1-4] дают противоречивые результаты: знак эффекта Холла может быть как положительным, так и отрицательным в зависимости от содержания кислорода в этих соединениях. Однако до сих пор не выявлено закономерностей изменения знака эффекта Холла в зависимости от степени нестехиометрического беспорядка.

Таким образом, целью работы было экспериментальное исследование зависимости коэффициента Холла от магнитного поля в электронном сверхпроводнике $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с разной степенью беспорядка.

В экспериментах были использованы монокристаллические пленки $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с содержанием церия $x = 0.15$. Образцы имели ориентацию (001) — c -ось перпендикулярна подложке SrTiO_3 . Пленки были подвергнуты термообработке (отжигу) при различных условиях для получения образцов с разным содержанием кислорода. Было получено три вида

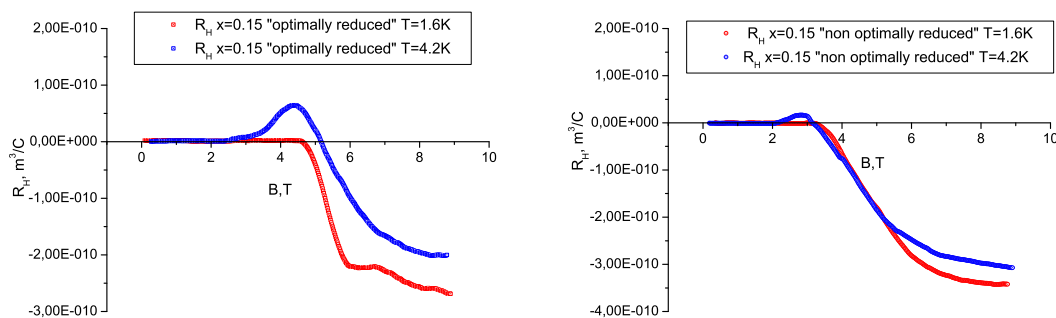


Рис. 1: Зависимость коэффициента Холла от магнитного поля для сверхпроводника $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с разной степенью беспорядка при различных температурах: (а) для образца с оптимальным отжигом; (б) для образца с неоптимальным отжигом.

образцов: "as grown" — без отжига; "optimally reduced" — оптимально отожженные в вакууме; "non optimally reduced" — неоптимально отожженные в вакууме.

Измерения эффекта Холла были выполнены 4-х контактным методом в соленоиде "Oxford Instruments" (ИФМ УрО РАН) в магнитных полях до 9 Т в интервале температур $T = (0.4 \div 4.2)$ К. Исследование постоянной Холла при низких температурах позволяет практически однозначно говорить о концентрации носителей в данном соединении, наряду с этим существует возможность проследить изменение постоянной Холла при изменении магнитного поля и степени беспорядка.

В результате были получены зависимости $R_H(B)$ для образцов с $x = 0.15$ и различным временем отжига (рис. 1а, 1б).

В оптимально отожженном (рис. 1а) и в неоптимально отожженном (рис. 1б) соединениях с уменьшением температуры растет величина поля, при котором постоянная Холла становится отличной от нуля. Однако в неоптимально отожженном соединении величина поля, в котором $R_H \neq 0$, меньше, чем в оптимально отожженном соединении.

В магнитных полях $B > B_{c2}$ коэффициент Холла практически не зависит от магнитного поля и уменьшается с ростом температуры.

В соединениях с неоптимальным отжигом концентрация носителей заряда практически не изменяется, однако в пять раз увеличивается величина удельного сопротивления. Это свидетельствует о росте беспорядка в системе и уменьшении длины свободного пробега носителей заряда.

Работа выполнена по плану РАН (тема № 01.2.006 13394, шифр "Импульс"), при частичной поддержке РФФИ (гранты № 09-02-96518, 10-02-96005).

- [1] J.S. Higgins, *et al.*, Phys. Rev. B, **73**, 104510 (2006).
- [2] Wu Jiang, *et al.*, Phys. Rev. B, **47**, 8151 (1993).
- [3] M. Suzuki, *et al.*, Phys.Rev. B, **50**, 9434 (1994).
- [4] Wu Jiang, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **73**, 1291 (1994).

Изменение типа спаривания в электронном сверхпроводнике $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ в зависимости от уровня легирования церием

О.Е. Сочинская¹, Т.Б. Чарикова¹, Н.Г. Шелушина¹, Г.И. Харус¹,
В.Н. Неверов¹, А.А. Иванов²

¹ *Институт физики металлов УрО РАН, 620219 Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18*

² *Московский государственный инженерно-физический институт, 115410, Москва*

Симметрия параметра порядка в электронно-легированных сверхпроводниках до настоящего времени является предметом дебатов исследователей. Решение этой задачи может привести к созданию теории ВТСП, что имеет важное прикладное значение.

Остается много вопросов относительно типа куперовского спаривания в ВТСП материалах. Так, для электронных оптимально легированных сверхпроводников $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ в экспериментах по туннельной спектроскопии, при исследовании спектра кондактанса [1] и при измерении глубины проникновения магнитного поля [2], была получена s -волновая симметрия параметра порядка. Однако более поздние исследования свидетельствуют либо о существовании анизотропного s -спаривания [3], либо d -спаривания [4] или немонотонного d -спаривания, либо об изменении типа спаривания с изменением уровня легирования.

Целью работы было экспериментальное определение типа спаривания в электронном сверхпроводнике $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ в зависимости от уровня легирования церием.

В теоретической работе [5] показано, что зависимость наклона верхнего критического поля $(dB_{c2}/dT)_{T_c}$ от степени беспорядка в системе меняется при изменении симметрии спаривания носителей заряда. В сверхпроводниках с d -спариванием величина наклона верхнего критического поля должна быстро уменьшаться с ростом степени разупорядочения, а в случае анизотропного s -спаривания величина наклона поля увеличивается с ростом степени беспорядка.

Таким образом, для определения типа спаривания были проведены измерения наклона верхнего критического поля в зависимости от степени разупорядочения. В экспериментах использовались монокристаллические пленки $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с различным содержанием церия ($x = 0.14$ — недолегированная область, $x = 0.15$ — оптимально легированная область, $x = 0.18$ — перелегированная область) и различной степенью беспорядка (т.е. с различным содержанием кислорода δ , которое изменялось вследствие отжига в вакууме).

Для определения наклона $(dB_{c2}/dT)_{T_c}$ был использован резистивный метод определения верхнего критического поля при исследовании температурных зависимостей сопротивления монокристаллов $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ в магнитных полях $B = (0 \div 9) \text{ Т}$ ($B \parallel c$, $J \parallel ab$) в интервале температур $T = (0.4 \div 40) \text{ К}$. В результате были получены зависимости $B_{c2}(T)$ для образцов с $x = 0.14$, $x = 0.15$ и $x = 0.18$ и различным временем отжига (рис. 1). Установлено:

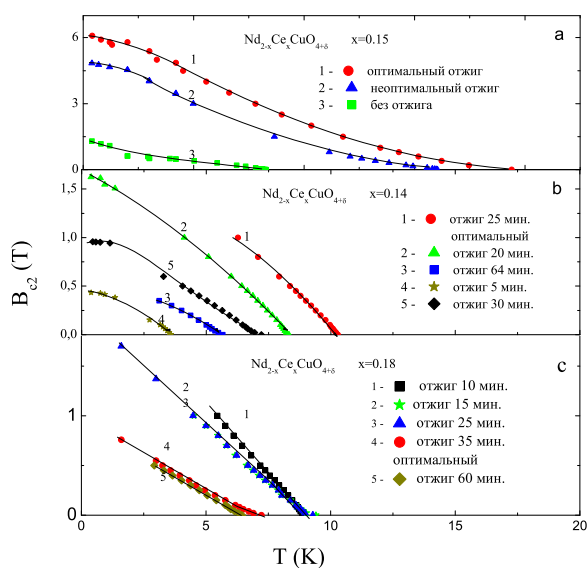


Рис. 1: Температурная зависимость верхнего критического поля $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с разной степенью беспорядка и разным уровнем легирования: а – область оптимального легирования; б – недолегированная область; с – перелегированная область.

го рассеяния.

3) В случае образцов с $x = 0.18$ наклон верхнего критического поля увеличивается с ростом параметра беспорядка, что указывает на реализацию в данной области легирования сверхпроводимости с анизотропным спариванием s -типа.

Работа выполнена по плану РАН (тема № 01.2.006 13394, шифр "Импульс"), при частичной поддержке РФФИ (гранты № 09-02-96518, 10-02-96005).

- [1] S. Kashiwaya, *et al.*, Phys. Rev. B, **57**, 8680 (1998).
- [2] A. Andreone, *et al.*, Phys. Rev. B, **49**, 6392 (1994).
- [3] Y. Dagan, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **99**, 147004 (2007).
- [4] N.P. Armitage, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **87**, 147003 (2001).
- [5] А.И. Посаженникова, М.В. Садовский, Письма в ЖЭТФ, **63**, 347 (1996).

1) Для образцов с $x = 0.14$ наклон верхнего критического поля практически не меняется с изменением времени отжига, немного уменьшаясь при более сильном разупорядочении. В случае недолегированной области невозможно однозначно сказать о характере спаривания.

2) Из зависимости $B_{c2}(T)$ для образцов с $x = 0.15$ видно, что наклон верхнего критического поля падает с ростом беспорядка, что характерно для систем с d -спариванием. Однако уменьшение наклона $(dB_{c2}/dT)_{T_c}$ не является таким резким, как для систем с d -спариванием при изотропном рассеянии. Одной из причин этого является наличие в сверхпроводнике сильного анизотропного примесно-

Наномасштаб длины когерентности в электронном сверхпроводнике $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$

Н.Г. Шелушнина¹, Т.Б. Чарикова¹, Г.И. Харус¹, А.А. Иванов²

¹ *Институт физики металлов УрО РАН, 620219, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18*

² *МИФИ, 115410, Каширское шоссе, 31, Москва, Россия*

Представлены результаты измерений верхнего критического поля в монокристаллических пленках электронного высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с разным содержанием церия. Определены длины когерентности ξ , а также параметр $k_F\xi$, где k_F — квазиимпульс Ферми. Показано, что в исследованных монокристаллических пленках $k_F\xi \gg 2\pi$ и, следовательно, система $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ соответствует критерию устойчивости основного состояния типа БКШ (формирование куперовских пар).

В теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) длина когерентности в чистых металлах определяется выражением $\xi_0 \sim \hbar v_F / kT_c$. В обычных сверхпроводниках с концентрацией носителей $n \sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$ и низкими T_c величина $\xi_0 \sim (10^2 \div 10^3) \text{ нм}$, то есть много больше постоянной решетки, а также среднего расстояния между носителями: $k_F\xi_0 \gg 1$. В дырочно-допированных ВТСП с $n \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и $T_c \sim 10^2 \text{ К}$ экспериментально найденные длины когерентности имеют атомный масштаб, а параметр $k_F\xi \simeq 10$ [1].

В теоретических работах [2,3] показано, что соотношение $k_F\xi = 2\pi$ соответствует границе между двумя сценариями сверхпроводящего перехода: БКШ-типа (формирование куперовских пар, $k_F\xi > 2\pi$) и БЭК (бозе-эйнштейновская конденсация компактных бозонов, $k_F\xi < 2\pi$).

Целью нашей работы является определение длины когерентности, а также оценка параметра $k_F\xi$ в электронно-допированном ВТСП $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$. Для этого проведены измерения сопротивления в CuO_2 -плоскости ($J||ab$) в зависимости от магнитного поля ($B||c$) в полях до 12 Т в области низких температур $T = (0.4 \div 1.3) \text{ К}$ для монокристаллических пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с различными x (рис.1). Определенные из этих измерений значения верхнего критического поля B_{c2} для оптимально отожженных ($\delta \rightarrow 0$) образцов $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с $x = 0.14$ (недолегированная область), $x = 0.15$ (оптимальное легирование), $x = 0.18$ и $x = 0.20$ (перелегированная область) представлены в таблице:

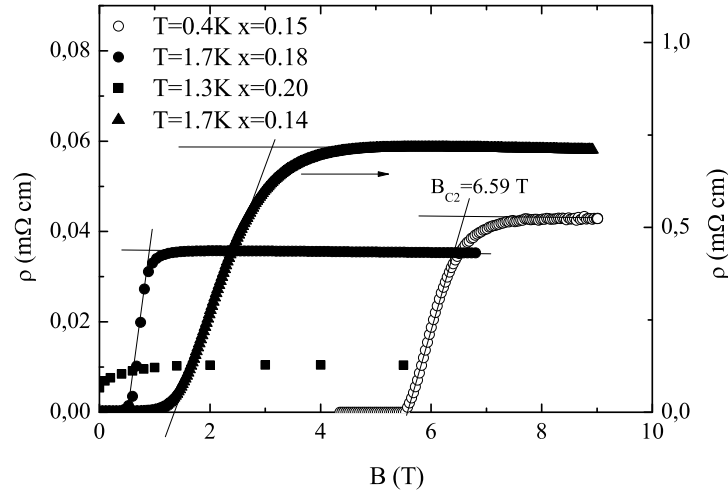


Рис. 1: Сопротивление в плоскости CuO_2 ($J||ab$) в зависимости от магнитного поля ($B||c$) для образцов $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ с различным содержанием церия при низких температурах.

Образцы	T_c , К	B_{c2} , Т	$k_F \cdot 10^{-7}$, см^{-1}	ℓ , нм	ξ , нм	ξ_0 , нм	$k_F \xi_0$
$x = 0.14$	11	3.1	3.2	0,8	10.2	128.9	412.5
$x = 0.15$	21	6.6	8.7	6.0	7.4	9.0	78.3
$x = 0.18$	6	0.9	5.7	7.8	18.6	44.4	253.1
$x = 0.20$	<1.3	0.4	6.1	25.4	27.3	29.3	178.7

Используя соотношение $2\pi B_{c2} \xi^2 = \Phi_0$ ($\Phi_0 = \pi \hbar c / e$ — квант магнитного потока), а также выражение $\xi = (\xi_0 \ell)^{1/2}$, справедливое при $\ell < \xi$ (ℓ — длина свободного пробега), мы нашли величины ξ и ξ_0 для каждого x (см. таблицу). Отметим, что длины когерентности имеют наномасштаб и на один-два порядка меньше, чем характерные значения ξ_0 в обычных сверхпроводниках.

В таблице приведены также значения параметра $k_F \xi_0$. Видно, что для монокристаллических пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с разным содержанием церия величина $k_F \xi_0 \geq 78$ и, следовательно, данная система не переходит границу устойчивости БКШ-режима $k_F \xi_0 = 2\pi$ даже в оптимально допированных и оптимально отожженных пленках.

Работа выполнена по плану РАН (тема № 01.2.006 13394, шифр "Импульс"), при частичной поддержке РФФИ (гранты № 10-02-96005 и № 09-02-96518).

- [1] M. Randeria, in *Bose-Einstein condensation*, Cambridge Univ. Press, 355 (1995).
- [2] P. Nozieres, S. Schmitt-Rink, *J. Low. Temp. Phys.*, **59**, 195 (1985).
- [3] F. Pistolesi, G.C. Strinati, *Phys. Rev. B*, **49**, 6356 (1994).

Фотоприемное устройство на основе кремниевого оптоэлектронного координато-чувствительного линейного фотоприемника

И.В. Заводько, А.А. Карпов

Открытое акционерное общество "Научно-исследовательский институт "Гириконд", 194223, Санкт-Петербург, ул. Курчатова, 10

Фотоприемное устройство (ФПУ) устанавливается в оптическом блоке приемопередающего устройства учета изгиба (УУИ) [1]. ФПУ состоит из основных узлов: печатной платы с герметичным модулем и корпуса с цилиндрической линзой.

Герметичный модуль (модуль) выполнен по технологии гибридных интегральных схем. На основании корпуса на ситалловой подложке с коммутацией установлены активные компоненты (микросхемы) и кремниевый оптоэлектронный координато-чувствительный линейный фотоприемник (датчик). Герметизация обеспечивается лазерной сваркой крышки с основанием корпуса. В крышке прорезана щель, ориентированная по расположению датчика. К щели герметично приклеено стеклянное входное окно.

Модуль установлен на печатной плате с электронными чип-компонентами (резисторами и конденсаторами), пайка которых осуществлена по технологии поверхностного монтажа (ПМ). Технология ПМ позволила уменьшить объем, повысить ударную и вибрационную прочность и устойчивость, а также надежность изделия.

Корпус и цилиндрическая линза, которая формирует входной оптический сигнал в виде световой полоски, обеспечивают попадание последней на фоточувствительный слой датчика. Фоточувствительный слой и световая полоска расположены под углом 90° .

Датчик преобразует положение энергетического центра освещенной зоны в электрическое напряжение. Схема датчика построена по принципу сравнения фототоков встречно включенных фотодиодов. В датчике происходит автоматическое установление потенциала сигнальной шины в соответствие с положением центра освещенной зоны. Изменение величины потенциала сигнальной шины происходит в масштабе напряжения источника питания, подключенного к делительному слою прибора, что позволяет формировать выходной аналоговый сигнал [2].

При линейном смещении (изгибе) излучателя на объекте световая полоска перемещается вдоль фоточувствительного слоя датчика, сигналы с

которого, пройдя обработку в электронной схеме ФПУ, формируют напряжение выхода U , которое может изменяться от «-» до «+» установленных значений, пройдя через ноль.

При рассогласовании координат энергетического центра оптического сигнала и эквипотенциали датчика на выходе ФПУ появляется напряжение прямоугольной формы (меандр), фаза которого зависит от направления рассогласования.

Основные электрические параметры ФПУ:

Напряжение питания: ± 15 В

Рабочее напряжение делителя: ± 7.5 В

Чувствительность: не менее 0.15 А/Вт

Координатная чувствительность: 0.2 мкм

Минимальная мощность светового сигнала на фотоприемной площадке:
 $5 \cdot 10^{-7}$ Вт

Максимальное выходное напряжение: не менее 0.2 В

Применение ФПУ позволило решить актуальную задачу автоматизации учета теплового изгиба и динамических колебаний УУИ за счет повышения точности измерения оптического сигнала, улучшения быстродействия, использования и выделения модулированных оптических сигналов на фоне постоянных засветок.

- [1] А.В. Полубаринов *и др.*, Актуальные проблемы защиты и безопасности, **3**, 140 (2007).
- [2] Б.Г. Подласкин *и др.*, Измерительная техника, **8**, 31 (2005).

Влияние энергетического распределения носителей заряда в поликристаллических пленках селенида свинца

С.Б. Бойко, И.И. Заводько

"ОАО" НИИ Гириконд", Санкт-Петербург, ул. Курчатова, 10

В данной работе исследовались фоточувствительные поликристаллические пленки PbSe легированные висмутом в концентрациях $0 \div 0.03$ вес. %.

Целью исследований являлось выяснение механизма влияния энергетического распределения носителей на электрические и фотоэлектрические свойства слоев селенида свинца.

Получен ряд экспериментальных фактов:

1. Легирование селенида свинца висмутом приводит к росту фоточувствительности.
2. Увеличение степени легирования приводит к росту темнового сопротивления.
3. Прогрев активированных слоев селенида свинца в вакууме приводит к росту темнового сопротивления и уменьшению фотопроводимости. Рост темнового сопротивления и уменьшение фотопроводимости происходит тем сильнее, чем выше уровень легирования висмутом.
4. Обработка в парах йода приводит к росту фотопроводимости тем значительнее, чем меньше степень легирования висмутом.
5. Обработка раствором перекиси водорода слоев селенида свинца приводит к уменьшению темнового сопротивления и увеличению фотопроводимости тем заметнее, чем выше степень легирования висмутом.
6. При вакуумном прогреве происходит уменьшение времени жизни неравновесных носителей
7. Легирование висмутом увеличивает время жизни неравновесных носителей.

В работе [1] была предложена модель поликристаллической активированной на воздухе пленки селенида свинца в виде зерен окруженных окисной фазой, а наличие границы раздела двух фаз приводит к искривлению зон внутри зерна пленки. Чем обусловлено сильное влияние на параметры слоев внешних воздействий вносящих изменение в окисную фазу, и тем самым на энергетическое положение носителей заряда в зерне. Полученные экспериментальные факты вписываются в такую модель. Так, по мере

увеличения степени легирования происходит увеличение изгиба зон после активации, что приводит к обогащению приповерхностного слоя дырками, а для электронов энергетический барьер возрастает. Благодаря такому энергетическому распределению происходит пространственное разделение электронов и дырок в зерне, что увеличивает время жизни и соответственно фотопроводимость. Вакуумный прогрев благодаря десорбции кислорода приводит к уменьшению изгиба зон, а обработка в перекиси водорода, и в парах йода к увеличению изгиба зон. Что, в первом случае, объясняет уменьшение времени жизни, фотопроводимости и увеличение темнового сопротивления. А во втором случае, уменьшение сопротивления и рост фотопроводимости при обработке перекисью, при обработке йодом рост темнового сопротивления связан с его донорным действием в селениде свинца.

- [1] С.Б. Бойко, Б.А. Таллерчик, Сборник тезисов докладов, 11-ая всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике. СПбГПУ-2009.

Оценка T_c спонтанной поляризации в ионных кристаллах

А.М. Агаларов¹, И.К. Камиллов¹, С.Н. Каллаев¹, А.Ю. Моллаев¹,
Л.А. Сайпулаева¹, А.Г. Алибеков¹, Н.В. Мельникова²

¹ Учреждение РАН Институт физики им. Х.И. Амирханова
Дагестанского научного центра РАН, 367003 Махачкала, Россия

² Уральский Государственный Университет, Екатеринбург, Россия

В микроскопической теории ионных кристаллов механизмом возникновения спонтанной поляризации (фазового перехода (ФП) при $T = T_c$) служит сценарий "мягкой моды" предложенный впервые В.Л. Гинзбургом [1]. Согласно этой теории в критической точке T_c происходит гашение "мягкой моды" (т.е. обращение в нуль полюса функции комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega)$). Этот механизм работает в обоих классах сегнетокристаллов с ФП типа порядок–беспорядок и типа смещения [2].

Однако, широко известная из теории среднего поля, формула Кюри–Вейсса $T_c = \beta C / 4\pi$ (β — фактор Лорентца) лишь качественно (по порядку величины T_c) согласуется с экспериментом в случае ФП порядок–беспорядок и не согласуется в случае ФП типа смещения [3]. Два примера centrosymmetric кристаллов ($\beta = 4\pi/3$): KN_2PO_4 (ФП порядок–беспорядок, $T_c^{\text{exp}} = 123 \text{ K}$, $C = 3600$); BaTiO_3 (ФП типа смещения, $T_c^{\text{exp}} = 403 \text{ K}$, $C = 1.7 \cdot 10^5$) [2,4].

В данной работе, для расчета T_c ФП типа порядок–беспорядок и типа смещения, предложена новая формула

$$T_c = \frac{6.421}{M_{eff}^{1/2} \langle a \rangle^2} \cdot 10^4 \text{ K}, \quad (1)$$

предсказывающая реалистичные величины T_c в случае сложных ионных соединений (см. Табл.).

Как видно из (1), в отличие от формулы Кюри–Вейсса, точка T_c спонтанной поляризации явно зависит от эффективной массы некоторой "частицы", ассоциированной с элементарным носителем заряда m_e и атомом (молекулой, ионом, радикалом) M_A [$\mu_{eff} = (m_e M_{eff})^{1/2}$]. Здесь M_{eff} — "приведенная" масса дипольно–активных элементов в координационной ячейке данного ионного соединения, для которой, с учетом многочастичной механики получаем выражение $M_{eff}(N) = M_{AN}^{1/2^{N-1}} \prod_{n=1}^{N-1} M_{An}^{1/2^n}$, согласованное с обобщенным соотношением Лиддена–Сакса–Теллера [13],

$\varepsilon_0/\varepsilon_\infty = \prod_i (\omega_i^0/\omega_i)^2$, где ω_i — частоты, при которых диэлектрическая проницаемость кристалла $\varepsilon'(\omega)$ обращается в бесконечность (мягкие моды).

№	Хим. соед.	M_{eff}	$\langle a \rangle$, Å	T_c , К, ф-ла (1)	T_c^{exp} , К
1	PbTiO ₃	$(M_{Ti}M_O)^{1/2}$	4.141	703	700, [6]
2	LiNbO ₃	M_{Li}	4.105	1475	1470, [7]
3	KH ₂ PO ₄	$(M_KM_O)^{1/2}$	10.18	123	123, [2]
4	Cs ₂ HgCl ₄	$(M_{Cs}M_{Cl})^{1/2}$	7.585	187	191, [8]
5	Bi ₂ NiMnO ₆	$M_{Mn}^{1/2}(M_{Bi}M_{Mn})^{1/4}$	3.878	484	485, [9]
6	SnBi ₃ Ti ₂ NbO ₁₂	M_{Nb}	3.851	446	441, [10]
7	RbH ₂ PO ₄	$M_{Rb}^{1/2}(M_O M_{Rb})^{1/4}$	7.608	147	147, [11]
8	CuSnSbSe ₃	$(M_{Cu}M_{Se})^{1/2}$	8.501	106	
9	AgPbSbSe ₃	$M_{Se}^{1/2}(M_{Sb}M_{Pb})^{1/4}$	5.920	173	
10	AgSnSbSe ₃	$M_{Se}^{1/2}(M_{Sn}M_{Sb})^{1/4}$	5.799	193	

В заключение отметим, что новая формула (1) в кооперации с экспериментом позволяет идентифицировать (как видно из Табл.) дипольно-активные элементы, ответственные за ФП (спонтанную поляризацию) в системе и, следовательно, может оказаться полезной в деле диверсификации технологий создания нового химического соединения с заданными свойствами.

- [1] В.Л. Гинзбург, УФН, **38**, 490 (1949).
- [2] Б.А. Струков, А.П. Леванюк, *Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах*. — М.:Наука (1995).
- [3] Г.А. Смоленский, В.А. Боков, В.А. Исупов, *Физика сегнетоэлектрических явлений*. — Л.:Наука (1985).
- [4] И.К. Камилов, С.Н. Каллаев, *Фазовые переходы в сегнетоэлектриках с несоизмерными структурами*. - Махачкала.:Изд-во ДНЦ РАН, (2002).
- [5] Н. Ашкрофт, Н. Мермин, *Физика твердого тела*.— М.:Мир (1979).
- [6] Young-Nan Shin, *et al*, J. Phys.: Condens. Matter, **20**, 015224 (2008).
- [7] Ч. Киттель, *Введение в физику твердого тела*. — М.:Наука (1978).
- [8] S.N. Kallaev, V.V. Gladkii, I.K. Kamilov, *Ferroelectrics*, **106**, 209 (1990).
- [9] I. Inbar, R.E. Cohen., *Phys. Rev. B*, **53**, 1193 (1996).
- [10] I.A. Trifonov, *et al*, *Inorganic materials*, **36**, 183 (2000).
- [11] Y. LeGrand, *et al*, *Optics Comm.*, **200**, 249 (2001).

Барические зависимости кинетических коэффициентов некоторых бинарных полупроводников при высоком давлении

А.Ю. Моллаев, Л.А. Сайпулаева, А.Г. Алибеков, Р.Г. Джамамедов,
Г.С. Ахмедов

Учреждение РАН Институт физики им. Х.И. Амирханова
Дагестанского научного центра РАН, 367003 Махачкала, Россия

Были измерены удельное электросопротивление $\rho(P)$ и эффект Холла $R_H(P)$ при подъеме и сбросе давления в области комнатных температур на моно- и поликристаллических образцах CdAs_2 , ZnAs_2 , CdSb и CdTe . Измерения проводились в аппаратах высокого давления типа "Торроид" [1-2]. Образцы $n\text{-CdAs}_2$ были ориентированы по кристаллографическим направлениям $[100]$ и $[001]$ и имели соответственно параметры: $n = (3 \div 4) \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ и $n = (1.1 \div 1.8) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. С ростом давления удельное сопротивление и коэффициент Холла для образцов $n\text{-CdAs}_2$, вырезанных по направлению $[100]$, падают и на кривых $\rho(P)$ и $R_H(P)$ наблюдаются аномалии в виде двух максимумов при $P = 3 \text{ GPa}$ и $P = 5.5 \text{ GPa}$. Барические зависимости $\rho(P)$ для образцов, ориентированных по направлению $[001]$, носят более сложный характер. С увеличением давления удельное электросопротивление растет. На кривых $\rho(P)$ выявлено три максимума: $P = 1.8 \text{ GPa}$, 3 GPa и 5.5 GPa .

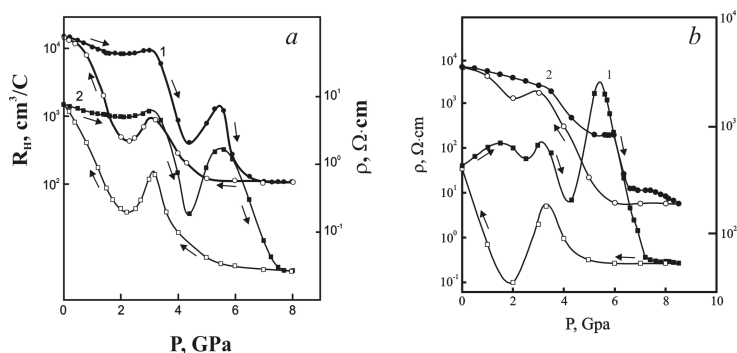


Рис. 1: Зависимость удельного сопротивления и коэффициента Холла от давления для образцов $n\text{-CdAs}_2$, вырезанных в направлениях $[001]$ (a) и $[100]$ (b).

Из рис. 2 видно, что удельное электросопротивление образца № 1 сначала слабо растет, до давлений $P \sim 1.0 \text{ GPa}$ и затем практически не меняется до давлений $P \sim 4 \text{ GPa}$ и при давлении $P > 4.0 \text{ GPa}$ оно резко падает больше чем на два порядка — начинается фазовый переход, и при давлении $P > 6.5 \text{ GPa}$ $\rho(P)$ выходит на насыщение, фазовый переход заканчивается. В области насыщения удельная электропроводность $\sigma = 86 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$.

На рис. 2 представлены барические зависимости удельного электросопротивления $\rho(P)$ и коэффициента Холла $R_H(P)$ в области фазового превращения на монокристаллах $p\text{-CdSb}$ ориентированных по кристаллографическим направлениям $[001]$ (образец № 1) и $[010]$ (образец № 2) в области комнатных температур при подъеме и сбросе давления.

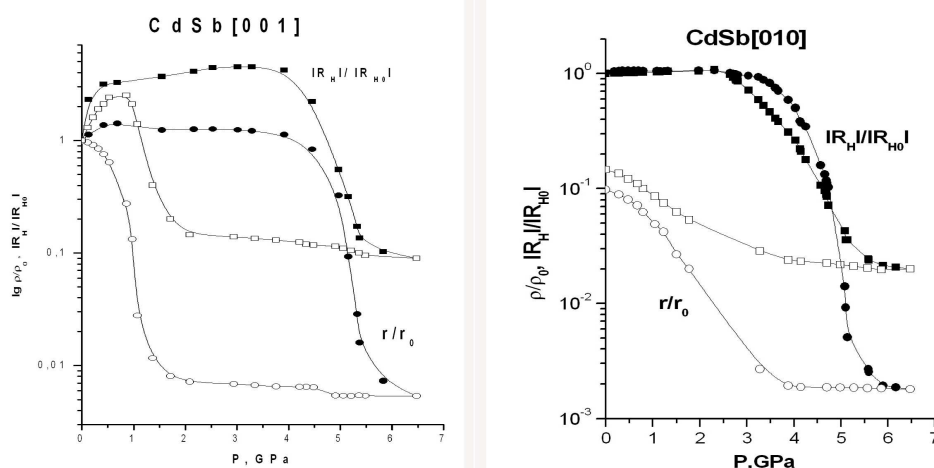


Рис. 2: Барические зависимости приведенного к атмосферному давлению удельного электросопротивления и коэффициента Холла для p -CdSb ориентированному по направлениям [001] и [010] (черные точки - подъем давления, светлые - сброс).

Изменение удельного сопротивления при сбросе давления происходит со значительным гистерезисом. При сбросе давления на гистерезисной кривой удельного электросопротивления при $P \approx 2.0$ GPa также наблюдался фазовый переход. Барическая зависимость коэффициента Холла $R_H(P)$ до давлений $P \approx 1.0$ GPa, слабо возрастает также в диапазоне давлений $P = 1 \div 3.8$ GPa практически не меняется с ростом сопротивления и при $P > 3.8$ GPa резко падает почти на два порядка. При сбросе давления зависимость $R_H(P)$ также испытывает гистерезис и при $P = 2.1$ GPa на кривой $R_H(P)$ наблюдается фазовый переход.

Таким образом, мы можем утверждать, что в образце № 1 p -CdSb ориентированном по направлению [001] на зависимостях $\rho(P)$ и $R_H(P)$ при подъёме и сбросе давления наблюдается фазовый переход. В образце № 2 сценарий фазового перехода несколько иной. Барическая зависимость удельного электросопротивления до $P = 3.5$ GPa практически не меняется, а при $P = 3.5$ GPa начинается фазовый переход, удельное электросопротивление падает более чем на два порядка и при $P = 6.5$ GPa выходит на насыщение. В области насыщения удельная электропроводность $\sigma = 370 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$. Фазовый переход наблюдается и при сбросе давления при $P \approx 2$ GPa. Коэффициент Холла до давлений $P = 2.8$ GPa меняется слабо, при $P > 2.8$ GPa, коэффициент Холла резко падает более чем на порядок.

Поведение удельного электросопротивления CdTe в диапазоне давлений $P \leq 4$ GPa имеет более сложный характер. На кривых $\rho(P)$ в области давлений $P = (0 \div 4)$ GPa наблюдались два четких максимума при $P = 1.8$ и 3.2 GPa. При сбросе давления на кривых $\rho(P)$ зафиксирован только один фазовый переход при $P = 2$ GPa.

- [1] L.G. Khvostantsev, V.A. Sidorov, phys. stat. sol. (a), **64**, 379 (1991).
- [2] А.Ю. Моллаев, *и др.*, Неорганические материалы **37**, 4, 405 (2001).

Барические и температурные зависимости электрических свойств новой фазы высокого давления $\text{Er}_{0.73}\text{Cu}_3\text{V}_4\text{O}_{12}$

Н.И. Кадырова¹, Н.В. Мельникова², И.С. Устинова², Ю.Г. Зайнулин¹,
А.Н. Бабушкин²

¹ *Институт химии твердого тела УрО РАН, 620219, Екатеринбург, ул. Первомайская, 91*

² *Уральский государственный университет им. А.М. Горького, 620083, Екатеринбург, пр. Ленина, 51*

Цель работы — исследование электрических свойств новой перовскитоподобной фазы высокого давления $\text{Er}_{0.73}\text{Cu}_3\text{VO}_{12}$ в барической области 10 ÷ 45 GPa при комнатной температуре и при температурах 10 ÷ 300 К при атмосферном давлении.

Синтез образцов проводили в камере высокого давления типа "тороид" при давлениях до 9.0 GPa и температурах до 1200 °C [1,2]. Соединение кристаллизуется в кубической сингонии (пр. гр. $Im\bar{3}$, $Z = 2$) с параметром решетки $a = 0.7266$ nm. Измерения электрических свойств проводили методом импедансной спектроскопии в области частот 200 Hz ÷ 200 kHz и на постоянном токе в ячейке с двумя электродами. Для генерации давлений использовали камеру высокого давления с алмазными наковальнями типа "закругленный конус - плоскость". Для проведения исследований в интервале температур 10 ÷ 300 К использовали автономный криостат замкнутого цикла с двухступенчатым криогенным рефрижератором DE-204SL, основанным на цикле Гиффорда-МакМагона.

Установлен полупроводниковый характер температурной зависимости удельной электропроводности в интервале температур 10 ÷ 300 К. Анализ влияния высоких давлений на поведение комплексной электропроводности, комплексного сопротивления, тангенса угла диэлектрических потерь позволил установить барические области существенных изменений в поведении свойств материала в области 27 ÷ 29 GPa.

Исследования выполнены при частичной финансовой поддержке Федеральной целевой программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 годы.

[1] Н.И. Кадырова *и др.*, Известия РАН. Серия физ., **73**, 1639 (2009).

[2] Н.В. Мельникова *и др.*, ФТВД, **19**, 54, (2009).

Электрические свойства ионных полупроводников в системе Cu-Ag-Ge-As-Se при высоких давлениях

О.Л. Хейфец, Н.В. Мельникова, А.Л. Филиппов, Л.Л. Нугаева,
А.Н. Бабушкин

Уральский государственный университет им. А.М. Горького, 620083,
Екатеринбург, пр. Ленина, 51, физический факультет

Синтезированы новые халькогениды с общей формулой $\text{Cu}_{1-x}\text{Ag}_x\text{GeAsSe}_3$, полученные заменой в практически 100% ионном проводнике AgGeAsSe_3 [1] части атомов Ag на Cu. По данным рентгеноструктурного анализа материалы рентгеноаморфны. Эти соединения при нормальном давлении являются смешанными электронно-ионными проводниками [2]. Работа посвящена исследованию электрических свойств $\text{Cu}_{1-x}\text{Ag}_x\text{GeAsSe}_3$ ($x = 0.85 \div 0.95$) при давлениях до 42 ГПа.

Были исследованы электрические свойства материалов при давлениях $15 \div 45$ ГПа при температуре 300 К. Исследование электрических свойств проводилось методом импедансной спектроскопии с помощью измерителя-анализатора импеданса RLC-2000 в области частот 100 Гц \div 200 кГц. Для генерации давлений до 45 ГПа использовали камеру высокого давления с наковальнями типа "закруглённый конус - плоскость" из искусственных поликристаллических алмазов "карбонадо".

Был проведен анализ годографов, барических зависимостей сопротивления и тангенса угла диэлектрических потерь. Обнаружены области существенных изменений свойств образцов. По предварительным даны, области начала существенных изменений электрических свойств, определенные из исследований, составляют $30 \div 32$ ГПа, $34 \div 35$ ГПа и $36 \div 37$ ГПа для $x = 0.95$, 0.9 и 0.85, соответственно. Было проведено сравнение с электрическими свойствами при высоких давлениях соединений AgGeAsSe_3 [3], AgGeAsS_3 [4] и CuGeAsS_3 .

Исследования выполнены при частичной финансовой поддержке ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 годы и гранта РФФИ № 09-02-01316-а.

- [1] Ю.Ф. Горин и *и др.*, Письма в ЖЭТФ, **23**, 35 (1997).
- [2] Н.В. Мельникова и *и др.*, Сборник трудов Международно семинара МНТ-X, 57 (2009).
- [3] О.Л. Хейфец, А.Н. Бабушкин, Известия РАН. Серия физическая, **68**, 668 (2004).
- [4] О.Л. Кобелева, А.Н. Бабушкин, ФТВД, **13**, 36 (2003).

NM-41

Электрические свойства сульфидов серебра при температурах 78 ÷ 400 К и давлениях до 42 ГПа

О.Л. Хейфец, Н.В. Мельникова, Э.Ф. Шакиров, А.Н. Бабушкин,
К.С. Пинигина, Е.А. Турутина

Уральский государственный университет им. А.М. Горького, 620083,
Екатеринбург, пр.Ленина, 51, физический факультет

В рамках исследования влияния нестехиометрии на электрические свойства ионных полупроводников с целью поиска материалов, которые можно использовать в качестве электродов с оптимальной электронно-ионной проводимостью, обеспечивающих соответствующий потенциал образования, или электролитной среды для источника тока, были синтезированы новые халькогениды с общей формулой $\text{AgGe}_{1+x}\text{As}_{1-x}\text{S}_3$ ($x = 0.4 \div 0.7$).

Настоящая работа посвящена исследованию электрических свойств синтезированных соединений при температурах 78 ÷ 400 К и давлениях до 42 ГПа и изучению влияния состава соединений на их свойства.

Для генерации давлений в диапазоне 15 ÷ 45 ГПа использовали камеру высокого давления с наковальнями типа "закруглённый конус–плоскость" из искусственных поликристаллических алмазов "карбонадо". Электрические свойства полученных образцов исследовались с помощью измерителя-анализатора импеданса RLC-2000 в области частот 500 Нз ÷ 200 кНз методом импедансной спектроскопии.

Синтез соединений осуществлялся сплавлением исходных компонент в кварцевых ампулах. Полученные материалы имеют металлический цвет

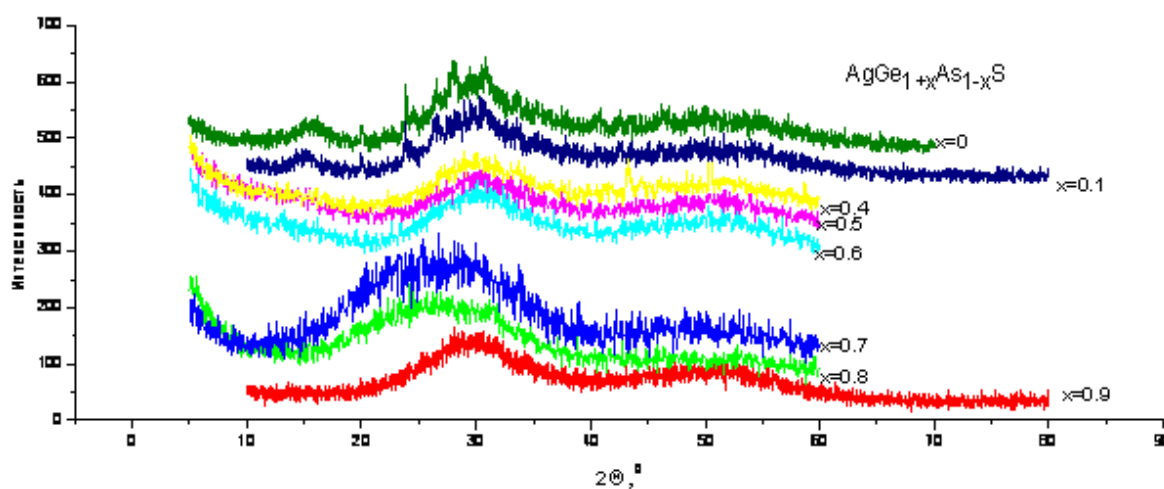


Рис. 1: Дифрактограммы соединений $\text{AgGe}_{1+x}\text{As}_{1-x}\text{S}_3$.

и блеск, раковистый излом, а также в них отсутствуют кристаллические включения, что характерно для аморфных соединений. Рентгеноструктурный анализ показал, что материалы рентгеноаморфны. Дифрактограмма типична для стеклообразных соединений системы Ag-Ge-As(Sb)-S-(Se) [1] (см. Рис. 1).

Материалы являются ионными проводниками с долей ионной проводимости, зависящей от состава. Данные по областям начала ионного переноса и долям ионной проводимости приведены в таблице 1.

Таблица 1: Области температур начала ионного переноса и доли ионной проводимости.

Соединение	Область температур начала ионного переноса	Доля ионной проводимости, %
AgGeAsS ₃	120 ÷ 150 К	99,7
AgGe _{1.1} As _{0.9} S ₃	150 ÷ 200 К	96
AgGe _{1.4} As _{0.6} S ₃	160 ÷ 220 К	73
AgGe _{1.5} As _{0.5} S ₃	180 ÷ 190 К	54
AgGe _{1.6} As _{0.4} S ₃	170 ÷ 180 К	67
AgGe _{1.9} As _{0.1} S ₃	220 ÷ 250 К	85

В результате исследований были получены и проанализированы годографы импеданса, барические зависимости сопротивления и тангенса угла диэлектрических потерь. Обнаружены области существенных изменений электрических свойств образцов. Области существенных изменений электрических свойств AgGe_{1+x}As_{1-x}S₃ ($x = 0, 0.1, 0.4, 0.5, 0.6, 0.9$) приведены в Таблице 2.

Таблица 2: Области изменения электрических свойств соединений AgGe_{1+x}As_{1-x}S₃ ($x = 0, 0.1, 0.4, 0.5, 0.6, 0.9$).

Соединение	P , GPa
AgGeAsS ₃	37 GPa — обратимый
AgGe _{1.1} As _{0.9} S ₃	38 ÷ 40 GPa — необратимый
AgGe _{1.4} As _{0.6} S ₃	31 ÷ 35 GPa — необратимый
AgGe _{1.5} As _{0.5} S ₃	35 ÷ 38 GPa — необратимый
AgGe _{1.6} As _{0.4} S ₃	27 ÷ 30 GPa — необратимый
AgGe _{1.9} As _{0.1} S ₃	38 ÷ 40 GPa — необратимый

Исследования выполнены при частичной финансовой поддержке ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 годы и гранта РФФИ № 09-02-01316-а.

[1] M. Krbaf *et al.*, J. of Phys. and Chem. of Solids, **68**, 958 (2007).

NM-42

Электрофизические свойства ZnSe. Применение метода импедансной диэлектрической спектроскопии при высоких давлениях

Ю.А. Кандрина, А.Н. Бабушкин

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

Один из широко применяемых подходов к изучению электрических свойств неоднородных материалов является использование метода полного комплексного сопротивления (импедансной диэлектрической спектроскопии), позволяющего из отклика материала на внешнее электрическое поле извлечь вклады, связанные с электропроводностью разных фаз, границами между фазами, электродными процессами, электрической поляризацией в объеме, вкладом измерительной ячейки и т.п.

Цель работы — применение метода импедансной диэлектрической спектроскопии для изучения электрофизических свойств ZnSe при высоких давлениях $20 \div 50$ ГПа, выявление корреляций барических зависимостей исследованных характеристик с известными фазовыми превращениями.

Для генерации давлений использовалась камера высокого давления с наковальнями типа "закругленный конус–плоскость", выполненными из искусственных поликристаллических алмазов карбонадо, впервые предложенными Е.Н. Яковлевым, Л.Ф. Верещагиным с соавторами. Измерения полной проводимости проводили в диапазоне частот $1 \text{ Гц} \div 100 \text{ кГц}$ при комнатной температуре. Используемая методика позволяет изучать один и тот же образец при последовательном увеличении и снижении давления, выдерживать под нагрузкой длительное время. Образец имели диаметр $\approx 2 \text{ мм}$, толщину $\approx 20 \text{ мкм}$.

В селениде цинка из измерений на постоянном токе известно, что энергия активации проводимости уменьшается с ростом давления в интервале $20 \div 35$ ГПа, при давлениях выше 35 ГПа энергия активации проводимости исчезает. При давлениях выше 35 ГПа резко уменьшается ширина запрещенной зоны, но перекрытия валентной зоны и зоны проводимости не происходит. В ZnSe при давлениях $35 \div 50$ ГПа наблюдается металлоподобная фаза.

Из анализа годографов импеданса можно определить, что образец описывается эквивалентной электрической схемой, содержащей элемент с постоянным фазовым углом. Показатель степени элемента с постоянным фазовым углом уменьшается при увеличении давления до 40 ГПа, а потом практически не меняется. Вероятно, в образце ZnSe при давлениях выше 35 ГПа происходит фазовое изменение.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 09-02-01316.

Фазовые превращения в углеродных материалах при высоких давлениях, проявляющиеся в проводимости

Г.В. Тихомирова, Я.Ю. Волкова

*Уральский государственный университет, 620000, Екатеринбург,
пр. Ленина, 51*

Исследовано сопротивление предварительно необработанных образцов фуллерена C_{60} и одностенных углеродных нанотрубок (ОУНТ) при давлениях $(20 \div 50)$ ГПа в интервале температур $77 \div 450$ К. Изучена кинетика релаксации сопротивления C_{60} при изменении давления. Данные для C_{60} и ОУНТ сопоставлены с проводимостью графита, исследованной при тех же условиях.

Измерения проводились в камере высокого давления с алмазными наковальнями, изготовленными из синтетических поликристаллических алмазов "карбонадо" [1]. Эти наковальни хорошо проводят электрический ток и могут быть использованы в качестве электрических контактов к образцу. Сопротивление короткозамкнутых наковален составляет несколько Ом и слабо меняется с температурой. Методика позволяет изучать один и тот же образец при последовательном увеличении и снижении давления, выдерживать под нагрузкой длительное время.

Исследования импеданса проводили на измерителе-анализаторе импеданса RLC-2000 при комнатной температуре в области частот $1 \div 200$ кГц.

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.

Идентифицированы особенности, соответствующие известным из литературы фазовым превращениям фуллерена. 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: 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.

Исследованы электрические свойства (проводимость на постоянном токе, термоэдс и импеданс) графита при давлениях $15 \div 50$ ГПа, в области температур $77 \div 450$ К.

Обнаружено, что барический гистерезис сопротивления отсутствует. Температурные зависимости сопротивления графита имели разный характер для различных циклов увеличения-уменьшения давления: при первом нагружении образца наблюдался минимум в зависимости $R(T)$ (при $T \approx 330$ К), а после обработки несколькими последовательными циклами увеличения-уменьшения давления зависимости $R(T)$ становились монотонными. Различие температурных зависимостей при давлениях до 20 ГПа при первом нагружении образца и при более высоких давлениях (а также в следующем цикле увеличения-уменьшения давления) может быть связано с фазовым переходом в графите при давлениях $15 \div 20$ ГПа [2-3].

Сопротивление графита зависит от времени обработки давлением. Для разных давлений время установления стационарной проводимости не превышает минуты.

Из результатов исследований термоэдс и импеданса получили, что в графите, в области давлений, от ~ 16 до ~ 30 ГПа при этих методах исследования наблюдаются особенности, указывающие на переход в другое состояние, что коррелирует с данными для измерений на постоянном токе.

Проведено сравнение с ранее полученными данными по фуллериту C_{60} . Показано, что при давлениях в интервале $15 \div 50$ ГПа и температурах $80 \div 450$ К превращения фуллерена в графит не происходит.

Исследованы образцы ОУНТ, полученные тремя способами: термического распыления графита (содержание ОУНТ $\sim 40\%$), газофазного химического осаждения (содержание ОУНТ $\sim 80\%$) и методом $NiPco$ (содержание ОУНТ $\sim 90\%$). Обнаружен ряд особенностей в поведении электрических характеристик образцов (электросопротивления и активационной энергии) в интервале давлений ($27 \div 42$) ГПа. Наблюдаемые изменения электрических свойств необратимы. Процентное содержание ОУНТ в образце влияет на характер изменения его электрических свойств под действием высоких давлений. В образцах с большим содержанием ОУНТ эти особенности выражены сильнее. Установлено, что наблюдаемые особенности отражают поведение электрических характеристик непосредственно компакта ОУНТ, а не примесей, содержащихся в образце.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 09-02-01316, и госконтракта № П645 Министерства образования и науки Российской Федерации. ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России", на 2009–2013 годы.

- [1] Л.Ф. Верещагин *и др.*, Письма в ЖЭТФ, **16**, 240 (1972).
- [2] T.L. Schindler, Y.K. Vohra, J. Phys. Condens. Matter, **7**, 637 (1995).
- [3] Quan Li, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **102**, 175506 (2009).

Тематическое индексирование информации по физике полупроводников с помощью тезауруса классификационных рубрик

В.Н. Белоозеров¹, Н.Н. Шабурова²

¹ *Всероссийский институт научной и технической информации РАН, 125190, Москва, ул. Усиевича, 20*

² *Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13*

По различным историческим причинам на сегодняшний день не существует единой классификационной системы тематического кодирования научной информации, их множество: Государственный рубрикатор научно-технической информации — ГРНТИ (обязателен для автоматизированных информационных систем), Универсальная десятичная классификация — УДК (используется в московских библиотеках - БЕН РАН, ГПНТБ России; в централизованной библиотечной системе УрО РАН), Библиотечно-библиографическая классификация — ББК (применяется в централизованной библиотечной системе СО РАН), Рубрикатор ВИНТИ (разработан ВИНТИ для систематизации реферативной информации), Optical Classification and Indexing Scheme — OCIS, Physics and Astronomy Classification Scheme — PACS (используются многими международными издателями, в России — при издании англоязычных версий отечественных журналов). Такой разброс может затруднять взаимодействие фондов разных регионов: в некоторых случаях установить соответствия между различными классификациями удастся только на самом общем уровне, при котором поиск становится бессодержательным. Также изначальное индексирование научных результатов в зависимости от требований одной публикующей организации может при последующем их поиске стать причиной потери необходимой информации из-за формулировки запроса в кодировке иной издающей организации.

С другой стороны, каждая из классификаций базируется на собственных подходах к характеристике объекта и выделяет в теме свои аспекты. Например, в ББК выделен специальный класс для описания свойств полупроводников и явлений, связанных с ними. В УДК соответствующая тематика рассыпана по разделам изучаемых явлений и их применений в технике. PACS, так же как и УДК, не имеет специального раздела физики полупроводников, эта тематика обозначена конкретными подрубриками тех разделов физики, для которых свойства полупроводников представляют существенный интерес. Наиболее подробно физика полупроводников

разработана в Рубрикаторе ВИНТИ, где ей посвящено более 200 рубрик (против 51 рубрики в RACS и 36 — в ББК). Разработанность тематики исключает необходимость использовать сочетание рубрик для обозначения вопросов, возникающих на стыках различных направлений исследования, они обычно уже отражены соответствующей подрубрикой данного раздела. Но в своей существенной части классификационные подразделения Рубрикатора выделены по отличиям от ББК основаниям. Так, в последнем имеется несколько классов изучения структуры полупроводников, а в Рубрикаторе вопросы структуры рассматриваются в разных рубриках в связи с другими аспектами. Вместе с тем, в ББК нет классов для общего рассмотрения кинетических эффектов, коллективных процессов, неоднородных систем и других вопросов, выделенных в Рубрикаторе на переднем плане.

Установить точное соответствие терминов всегда возможно на уровне конкретных понятий, несмотря на то, что в сравниваемых классификациях они отнесены к рубрикам с различным общим содержанием. Более того, именно совмещение индексов рассматриваемых классификаций характеризует предмет исследования с разных точек зрения, что открывает возможность более точного поиска данных. Для отражения сложных смысловых отношений между пятью указанными выше классификационными системами в библиотеке ИФП СО РАН разработан информационно-поисковый тезаурус тематических рубрик по физике полупроводников,¹ как технологический инструмент одновременного применения средств тезаурусного описания и классификационного индексирования на основе лексики классов по тематике одной области знания. Форма представления и методика разработки в целом соответствуют стандартам ИСО 2788 [1] и ГОСТ 7.25-2001 [2]. Согласно информационной теории и данным зарубежной практики этот инструмент может быть языком-посредником и связующим звеном в сети взаимодействующих информационных ресурсов, которые обмениваются данными на основе тематического описания документов и информационных запросов. В докладе показаны возможности использования и алгоритм применения тезауруса тематических рубрик по физике полупроводников.

[1] ISO 2788:1986 Documentation — Guidelines for the Establishment and Development of Monolingual Thesauri, - Geneve: ISO (1986).

[2] ГОСТ 7.25-2001 Система стандартов по информации, библиотечному и издательскому делу. Тезаурус информационно-поисковый одноязычный. Правила разработки, структура, состав и форма представления, - М.: Изд-во стандартов (2001).

¹Тезаурус зарегистрирован Аналитической службой ведения информационных языков Государственной системы научно-технической информации (ГСНТИ) ВИНТИ РАН — № 132.09, включен в фонд языковых средств ГСНТИ и рекомендован для использования в информационных органах

Авторский указатель

Alexandrov A.S.	193	Loshkareva N.N.	240
Bagrets D.A.	89	Luka G.	199
Balbashov A.M.	240	Makhnev A.A.	240
Capizzi Mario	191	Marcelli A.	147
Demydyuk P.V.	186	Mitin A.V.	
Dmitriev A.P.	87	NM-17	214
Godlewski M.		Moskvin A.S.	
NM-10	199	NM-14	207
Gornyi I.V.		NM-30	240
L-15	86	Nomerovannaya L.V.	240
Gornyi I.V.	87, 89	Paget D.	227
Granger G.	75	Panov Yu.D.	207
Guziewicz E.	199	Peretti J.	227
Henini M.	131	Petrosyan L.I.	186
Ievtushenko A.I.	186	Polimeni Antonio	
Kabanov V.V.		NM-05	191
NM-06	193	Polyakov D.G.	
Kachorovskii V.Yu.		L-17	89
L-16	87	Polyakov D.G.	87
Kaminska A.	149	Poole P.	75
Kam A.	75	Poznyak V.I.	186
Karpyna V.I.	186	Radantsev V.F.	
Khranovskyy V.D.	186	NM-29	238
Kisiel A.	147	Ray S.K.	129
Kolodzey J.	129	Robouch B.V.	
Kopalko K.	199	T-03	147
Kozanecki A.	149	Sachrajda A.	75
Krajewski T.	199	Sawicki M.	
Lampel G.	227	T-08	156
Lashkarev G.V.		Shtepliuk I.I.	186
NM-03	186	Studenikin S.A.	
Lassailly Y.	227	L-09	75
Lazorenko V.I.	186	Suchocki A.	
Leadley D.R.	61	T-04	149

- Trotta Rinaldo , 191
 Yafyasov A.M. , 238
 Zav'ialov V.V. , 238
 Zudov M.A.
 L-07 , 70
 Абдуллаев А.А. , 175
 Аверкиев Н.С.
 Т-01 , 143
 Аверкиев Н.С. , 94, 145
 Агаларов А.М. , 254
 Алексеев П.С. , 129
 Алибеков А.Г. , 254, 256
 Алтухов И.В. , 225
 Альгаер Ю.А.
 NM-24 , 229
 Альперович В.Л.
 L-22 , 98
 Антонова И.В.
 L-38 , 129
 Арапов Ю.Г.
 L-33 , 120
 Арапов Ю.Г. , 116
 Аронзон Б.А.
 Т-09 , 157
 Аронзон Б.А. , 173
 Арсентьев И.Н. , 231
 Арсланов Р.К. , 154, 175
 Арсланов Т.Р. , 154, 175
 Ахмедов Г.С. , 256
 Ахундов И.О. , 98
 Бабушкин А.Н. , 258–260, 262
 Байдакова Н.А.
 NM-21 , 223
 Белогорохов И.А. , 237
 Белоозеров В.Н. , 265
 Березовец В.А. , 145
 Блошкин А.А.
 L-23 , 100
 Бойко С.Б.
 NM-36 , 252
 Булычев В.М. , 188
 Бунякин А.В. , 125
 Бурмистров И.С.
 L-06 , 68
 Быков А.А.
 L-10 , 77
 Васильченко А.А.
 L-13 , 82
 L-36 , 125
 Вебер Х.В. , 242
 Винокуров Д.А. , 231
 Волков А.В.
 L-27 , 108
 Волков В.А.
 L-14 , 84
 Волкова Я.Ю. , 263
 Воробьев А.Б. , 114
 Галахов В.Р. , 177
 Галеева А.В.
 NM-27 , 235
 Галицын Ю.Г. , 233
 Ганичев С.Д. , 200
 Гантмахер В.Ф.
 NM-02 , 184
 Германенко А.В. , 133, 135
 Гишинский А.М. , 227
 Глотов А.В. , 231
 Говоркова Т.Е. , 161
 Голованов А.Н. , 164
 Груздев Н.В. , 159
 Гудина С.В. , 120
 Гудков В.В.
 Т-06 , 152
 Гусельников А.В. , 229
 Данилов С.Н. , 200
 Дворецкий С.А.
 NM-11 , 200
 Дворецкий С.А. , 92, 122
 Двуреченский А.В. , 100
 Девятков Э.В.
 L-04 , 64
 Демидов Е.С. , 173

- Демиховский В.Я., 106, 108
Джамамедов Р.Г., 256
Дмитриев Д.В., 233
Дмитриев Д.Д., 227
Дмитриев И.А.
L-08, 73
Долгополов В.Т.
L-02, 60
Домашевская Э.П., 231
Дричко И.Л.
L-03, 61
Дроздов М.Н., 221
Еналдиев В.В., 84
Ермаков А.Е., 159
Жевстовских И.В., 152
Жмерик В.Н., 195, 203
Журавлев А.Г., 98
Заводько И.В.
NM-35, 250
Заводько И.В., 252
Загороднев И.В., 84
Зайнуллин Ю.Г., 258
Зайцев-Зотов С.В.
L-11, 78
Залибеков У.З., 154, 175
Засавицкий И.И.
L-21, 96
Звонков Б.Н., 135
Иванов А.А., 209, 244, 248
Иванов С.В.
NM-12, 203
Иванов С.В., 102, 195
Истомин С.Я., 235
Каган М.С.
NM-22, 225
Каган М.С., 129
Кадырова Н.И., 258
Каллаев С.Н., 254
Камилов И.К., 154, 175, 254
Кандрина Ю.А.
NM-42, 262
Карпов А.А., 250
Квон З.Д.
L-18, 90
Квон З.Д., 110, 200
Кириленко Д.А., 102
Ковалев Б.Б., 164
Козлов Д.А.
L-28, 110
Кокурин И.А.
L-25, 104
Комиссарова Т.А.
NM-07, 195
Комиссарова Т.А., 102
Костюченко Т.В.
L-29, 112
Криштоп В.Г.
L-39, 131
Кукушкин И.В.
L-01, 59
Кулеев И.Г.
NM-19, 219
Кулеев И.И., 219
Кульбачинский В.А.
NM-04, 188
Кунцевич А.Ю.
L-12, 80
Кунцевич А.Ю., 118
Курмаев Э.З., 177
Кытин В.Г., 188
Лавров А.Н.
NM-16, 211
Латышев А.В., 110
Левчук А.С., 173
Лесников В.П., 173
Лифшиц М.Б., 94
Лончаков А.Т.
T-15, 171
Лончаков А.Т., 161
Лунин Р.А., 188
Луценко Е.В., 203
Лямкина А.А.

- NM-26 233
 Макаровский О.Н. 131
 Маргулис В.А. 104
 Маренкин С.Ф. 154, 175
 Марченков В.В. 242
 Мельникова Н.В. 254, 258–260
 Мельцер Б.Я. 102
 Мизеров А.М. 195
 Миньков Г.М. 133, 135
 Миронов О.А. 61
 Михайлов Н.Н. 92, 122, 200
 Михайлова М.П. 145
 Михеев В.М.
 L-35 124
 Моисеев К.Д. 145
 Моллаев А.Ю.
 Т-07 154
 Моллаев А.Ю. 254, 256
 Моллаевв А.Ю.
 Т-17 175
 Моргун Л.А.
 L-32 118
 Мощенко С.П. 233
 Мутилин С.В.
 L-30 114
 Мысик А.А. 159
 Нагаев К.Э. 112
 Надточий А.М. 102
 Напольский Ф.С. 235
 Неверов В.Н.
 L-37 127
 Неверов В.Н. , 116, 120, 209, 244, 246
 Неустроев Е.П. 129
 Нижанковский В.И. 145
 Николаев С.Н. 173
 Новиков А.В. 223
 Новокшенов С.Г.
 L-43 139
 Нугаева Л.Л. 259
 Окотруб А.В. 229
 Окулов В.И.
 Т-11 161
 Окулов В.И. 242
 Окулова К.А.
 NM-31 242
 Окулова К.А. 161
 Ольшанецкий Е.В. 200
 Орлов Л.К.
 NM-20 221
 Папроцкий С.К. 225
 Паранчич Л.Д. 161
 Паранчич С.Ю. 161
 Парфеньев Р.В.
 Т-02 145
 Парфеньев Р.В. 195
 Петухов Д.С.
 NM-32 244
 Петухов Д.С. 209
 Пинигина К.С. 260
 Пичугин Н.А. 150
 Плотников А.Е. 110
 Плуг К. 143
 Подгорных С.М. 92, 122, 161
 Подольский В.В. 173
 Подъячева О.П. 221
 Поплавной А.С. 168
 Попов В.Г. 131
 Принц В.Я. 114
 Прокудина М.Г. 66
 Прудаев И.А.
 Т-13 166
 Пудалов В.М. 80, 118
 Пустоваров В.А. 159
 Путято М.А. 114
 Резников М. 80
 Рожанский И.В.
 L-20 94
 Рожанский И.В. 145
 Рут О.Э. 133, 135
 Рыльков В.В.
 Т-16 173
 Садовский М.В.

- NM-08 , 196
 Садофьев Ю.Г.
 NM-13 , 205
 Сайпулаева Л.А.
 NM-37 , 254
 NM-38 , 256
 Сапега В.Ф. , 143
 Семенов Ф.Н.
 L-24 , 102
 Середин П.В.
 NM-25 , 231
 Синис В.П. , 225
 Ситникова А.А. , 102
 Скакунов М.С. , 166
 Скипетров Е.П.
 Т-05 , 150
 Т-12 , 164
 Слынько В.Е. , 164
 Слынько Е.И. , 164
 Смагулова С.А. , 129
 Смирнов И.Ю. , 61
 Соколов В.И.
 Т-10 , 159
 Солдатов И.В.
 L-40 , 133
 Солдатов И.В. , 135
 Соловьев В.А. , 102
 Сочинская О.Е.
 NM-33 , 246
 Сочинская О.Е. , 209
 Степихова М.В. , 223
 Суриков В.Т. , 152
 Суркова Т.П.
 Т-18 , 177
 Суслов А.В. , 61
 Тарасенко С.А. , 94
 Тарасов И.С. , 231
 Тележников А.В.
 L-26 , 106
 Тенех Н. , 80
 Тереньтев Я.В. , 102
- Терещенко О.Е.
 NM-23 , 227
 Терещенко О.Е. , 98
 Тимофеев В.Б.
 NM-01 , 181
 Тихомирова Г.В.
 NM-43 , 263
 Тихонов Е.В.
 NM-28 , 237
 Толбанов О.П. , 166
 Томилова Л.Г. , 237
 Торопещкий К.В. , 98
 Торопов А.И. , 227, 233
 Трунин М.Р.
 NM-18 , 217
 Тугушев В.В. , 173
 Турутина Е.А. , 260
 Уймин М.А. , 159
 Устинова И.С.
 NM-39 , 258
 Федорова Т.П.
 Т-14 , 168
 Филиппов А.Л. , 259
 Харус Г.И.
 L-31 , 116
 Харус Г.И. . , 120, 127, 209, 244, 246, 248
 Хейфец О.Л.
 NM-40 , 259
 NM-41 , 260
 Хлудков С.С. , 166
 Хохлов Д.Р.
 NM-09 , 197
 Хохлов Д.Р. , 235, 237
 Храпай В.С.
 L-05 , 66
 Чарикова Т.Б.
 NM-15 , 209
 Чарикова Т.Б. , 244, 246, 248
 Шабурова Н.Н.
 NM-44 , 265

Шайблер Г.Э.	98
Шакиров Э.Ф.	260
Шалеев М.В.	223
Шамирзаев Т.С.	227
Шахов М.А.	195
Швец В.А.	200
Шелушнина Н.Г.	244
Шелушнина Н.Г. NM-34	248
Шелушнина Н.Г.	116, 120, 127, 209, 246
Шерстобитов А.А. L-41	135
Шерстобитов А.А.	133
Щурова Л. L-42	137
Юкечева Ю.С.	114
Якимов А.И.	100
Якунин М.В. L-19	92
L-34	122
Якунин М.В.	127
Якунин М.В.	120
Ярошевич А.С.	98

Электронные адреса участников школы

Godlewski Marek	godlew@ifpan.edu.pl
Kabanov Viktor V.	viktor.kabanov@ijs.si
Polimeni Antonio	antonio.polimeni@roma1.infn.it
Robouch Benjamin Vladimirovich	robouch@lnf.infn.it
Sawicki Maciej Marian	mikes@ifpan.edu.pl
Studenikin Sergei	sergei.studenikin@nrc.ca
Zudov Michael A.	zudov@physics.umn.edu
Аверкиев Никита Сергеевич	averkiev@les.ioffe.ru
Альгаер Юлия Александровна	yalgaer@gmail.com
Антонова Ирина Вениаминовна	antonova@isp.nsc.ru
Арапов Юрий Григорьевич	arapov@imp.uran.ru
Аронзон Борис Аронович	aronzon@mail.ru
Байдакова Наталия Алексеевна	banatale@mail.ru
Блошкин Алексей Александрович	bloshkin@gmail.com
Бойко Сергей Борисович	boikoserg@yandex.ru
Бурмистров Игорь Сергеевич	burmi@itp.ac.ru
Быков Алексей Александрович	bykov@thermo.isp.nsc.ru
Васильченко Александр Анатольевич	a_vas2002@mail.ru
Волков Антон Вячеславович	on_ton@mail.ru
Волков Владимир Александрович	VoVA@cplire.ru
Галеева Александра Викторовна	galeeva_alex@mail.ru
Гантмахер Всеволод Феликсович	gantm@issp.ac.ru
Германенко Александр Викторович	alexander.germanenko@usu.ru
Горный Игорь Викторович	gornyi@tkm.uni-karlsruhe.de
Гудков Владимир Васильевич	gudkov@imp.uran.ru
Дворецкий Сергей Алексеевич	dvor@isp.nsc.ru
Девятков Эдуард Валентинович	dev@issp.ac.ru
Дмитриев Иван Александрович	dmitriev@tkm.uni-karlsruhe.de
Долгополов Валерий Тимофеевич	dolgop@issp.ac.ru
Дричко Ирина Львовна	irina.l.drichko@mail.ioffe.ru
Заводько Ирина Владимировна	21@giricond.ru

Зайцев-Зотов Сергей Владимирович	serzz@cplire.ru
Засавицкий Иван Иванович	zasavit@sci.lebedev.ru
Иванов Сергей Викторович	ivan@beam.ioffe.ru
Каган Мирон Соломонович	kagan@cplire.ru
Кандрина Юлия Александровна	yulia_kandrina@mail.ru
Качоровский Валентин Юрьевич	kachor.valentin@gmail.com
Квон Зе Дон	kvon@thermo.isp.nsc.ru
Козлов Дмитрий Андреевич	dimko@thermo.isp.nsc.ru
Комиссарова Татьяна Александровна	komissarova@mig.phys.msu.ru
Костюченко Татьяна Викторовна	tkostyuchenko@mail.ru
Кокурин Иван Александрович	kokurinia@mail.ru
Криштоп Владимир Григорьевич	vgkvgk@mail.ru
Кукушкин Игорь Владимирович	kukush@issp.ac.ru
Кулеев Игорь Гайнитдинович	kuleev@imp.uran.ru
Кульбачинский Владимир Анатольевич	kulb@mig.phys.msu.ru
Кунцевич Александр Юрьевич	alexkun@lebedev.ru
Лавров Александр Николаевич	alexn.lavrov@gmail.com
Лашкарев Георгий Вадимович	gvl35@ipms.kiev.ua
Лончаков Александр Трофимович	lonchakov@imp.uran.ru
Лямкина Анна Алексеевна	lyamkina@thermo.isp.nsc.ru
Миньков Григорий Максович	grigori.minkov@imp.uran.ru
Митин Александр Васильевич	mitin@kapitza.ras.ru
Михеев Виктор Михайлович	Mikheev@imp.uran.ru
Моллаев Ахмедбек Юсуфович	a.mollaev@mail.ru
Моргун Леонид Александрович	morgunl@gmail.com
Москвин Александр Сергеевич	alexandr.moskvin@usu.ru
Мутилин Сергей Владимирович	s.mutilin@gmail.com
Неверов Владимир Николаевич	neverov@imp.uran.ru
Новокшенов Сергей Георгиевич	nov@imp.uran.ru
Окулов Всеволод Игоревич	okulov@imp.uran.ru
Орлов Лев Константинович	Orlov@ipm.sci-nnov.ru
Парфеньев Роберт Васильевич	r.parfeniev@mail.ioffe.ru
Петухов Денис Сергеевич	den1221@yandex.ru
Поляков Дмитрий Геннадьевич	polyakov@kit.edu

Прудаев Илья Анатольевич	prudaev@rid.tom.ru
Раданцев Виктор Федорович	victor.radantsev@usu.ru
Рожанский Игорь Владимирович	igor@quantum.ioffe.ru
Рыльков Владимир Васильевич	vvrylkov@mail.ru
Садовский Михаил Виссарионович	sadovski@iep.uran.ru
Садофьев Юрий Григорьевич	sadofyev@hotmail.com
Сайпулаева Луиза Абдурахмановна	a.mollaev@mail.ru
Семенов Алексей Николаевич	semenov@beam.ioffe.ru
Середин Павел Владимирович	paul@phys.vsu.ru
Скипетров Евгений Павлович	skip@mig.phys.msu.ru
Соколов Виктор Иванович	visokolov@imp.uran.ru
Солдатов Иван Владимирович	inmaze@mail.ru
Сочинская Ольга Евгеньевна	olka-1987@yandex.ru
Суркова Татьяна Петровна	surkova@imp.uran.ru
Тележников Алексей Валентинович	telezhnikov@phys.unn.ru
Терещенко Олег Евгеньевич	teresh@thermo.isp.nsc.ru
Тимофеев Владислав Борисович	timofeev@issp.ac.ru
Тихомирова Галина Владимировна	Galina.Tikhomirova@usu.ru
Тихонов Евгений Васильевич	tikhonov@mig.phys.msu.ru
Трунин Михаил Рюрикович	trunin@issp.ac.ru
Устинова Ирина Сергеевна	ustinovairina@list.ru
Федорова Татьяна Петровна	kirienko@kemsu.ru
Харус Герман Иосифович	harus@imp.uran.ru
Хейфец Ольга Леонидовна	olga.kobeleva@usu.ru
Хохлов Дмитрий Ремович	khokhlov@mig.phys.msu.ru
Храпай Вадим Сергеевич	dick@issp.ac.ru
Чарикова Татьяна Борисовна	charikova@imp.uran.ru
Шабурова Наталья Николаевна	shaburova@isp.nsc.ru
Шелушинина Нина Геннадьевна	shel@imp.uran.ru
Шерстобитов Андрей Александрович	and.sh@newmail.ru
Щурова Людмила Юрьевна	ljusia@gmail.com
Якунин Михаил Викторович	yakunin@imp.uran.ru