

Российская академия наук
Научный совет по физике полупроводников Отделение физиче-
ских наук РАН
Федеральное агентство научных организаций
Уральское отделение РАН
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики металлов имени М.Н. Михеева
Уральского отделения Российской академии наук
Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего профессионального образования
«Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б.Н.Ельцина»
ООО "Успешное развитие"

XXI 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 2016г.

Екатеринбург

ПРОГРАММА И ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Екатеринбург 2016

Russian Academy of Sciences
Scientific Council on Physics of semiconductors Physical Division of
RAS

Federal Agency of scientific organizations

Ural Division of the Russian Academy of Sciences

M.N. Miheev Institute of Metal Physics of Ural Branch of Russian
Academy of Sciences

Federal State Autonomous Educational Institution of Higher Profes-
sional Education «Ural Federal University

named after the first President of Russia B.N.Yeltsin»

Successful Development Ltd.

XXI Ural International Winter School **on the Physics of Semiconductors**

Electronic properties of low-dimensional systems

Structures and properties of the semiconductors
with impurities of transition elements

New Electronic phenomena and materials

February 15 – 22, 2016

Yekaterinburg

PROGRAMME AND ABSTRACT BOOK

Yekaterinburg 2016

Организационный и программный комитеты

XXI Уральской международной зимней школы

по физике полупроводников

15–20 февраля 2016 г., Екатеринбург

Организационный комитет

Окулов В.И. (председатель)
 Арапов Ю.Г. (зам. председателя)
 Гудина С.В. (отв. секретарь)
 Бобин С.Б.
 Германенко А.В.
 Говоркова Т.Е.
 Дерюшкин В.В.
 Жевстовских И.В.
 Неверов В.Н.
 Новокшонов С.Г.
 Попов М.Р.
 Савельев А.П.
 Суркова Т.П.
 Чарикова Т.Б.
 Шерстобитов А.А.

ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
 ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
 ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
 ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
 УрФУ, Екатеринбург
 ИФМ УрО РАН, Екатеринбург

Программный комитет

Парфеньев Р.В. (сопредседатель)
 Садовский М.В. (сопредседатель)
 Чарикова Т.Б. (сопредседатель)
 Шелушинина Н.Г. (ученый секретарь)
 Аверкиев Н.С.
 Аронзон Б.А.
 Волков В.А.
 Годлевский М.
 Демиховский В.Я.
 Дричко И.Л.
 Долгополов В.Т.
 Каган М.С.
 Квон З.Д.
 Кикоин К.А.
 Красильник З.Ф.
 Кульбачинский В.А.
 Лашкарёв Г.В.
 Лончаков А.Т.
 Миньков Г.М.
 Памятных Е.А.
 Робуш В.В.
 Сибельдин Н.Н.
 Хохлов Д.Р.
 Харус Г.И.
 Якунин М.В.

ФТИ РАН, С.-Петербург
 ИЭФ УрО РАН, Екатеринбург
 ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
 ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
 ФТИ РАН, С.-Петербург
 РНЦ Курчатовский Институт, Москва
 ИРЭ РАН, Москва
 Институт физики ПАН, Варшава, Польша
 НГУ, Н.-Новгород
 ФТИ РАН, С.-Петербург
 ИФТТ РАН, Черногловка
 ИРЭ РАН, Москва
 ИФП СО РАН, Новосибирск
 Университет Бен Гурион, Беер – Шева, Израиль
 ИФМ РАН, Н.-Новгород
 МГУ, Москва
 ИПМ НАНУ, Киев, Украина
 ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
 ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
 УрФУ, Екатеринбург
 Национальная лаборатория Фраскати, Италия
 ФИАН, Москва
 МГУ, Москва
 ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
 ИФМ УрО РАН, Екатеринбург

Organizing and Program Committees

of XXI Ural International Winter School
on Physics of Semiconductors
February 15 – 20, 2016, Yekaterinburg

Organizing Committee

V.I. Okulov (Chairman)	IMP UD RAS
Yu.G. Arapov	IMP UD RAS
S.V.Gudina (Secretary)	IMP UD RAS
S.B.Bobin	IMP UD RAS
T.B. Charikova	IMP UD RAS
V.V.Deryushkin	IMP UD RAS
T.E.Govorkova	IMP UD RAS
A.V. Germanenko	URFU
I.V. Gevstovskikh	IMP UD RAS
V.N. Neverov	IMP UD RAS
S.G. Novokshonov	IMP UD RAS
M.P.Popov	IMP UD RAS
A.P.Savel'ev	IMP UD RAS
T.P. Surkova	IMP UD RAS
A.A. Sherstobitov	IMP UD RAS

Program Committee

R.V. Parfen'ev (Co-chairman)	A.F. Ioffe PTI RAS
M.V. Sadovskii (Co-chairman)	IEP UD RAS
T.B. Charikova (Co-chairman)	IMP UD RAS
N.G. Shelushinina (Secretary)	IMP UD RAS
Yu.G. Arapov	IMP UD RAS
B.A. Aronzon	RSC KIAE, Moscow
N.S. Averkiev	A.F. Ioffe PTI RAS
M. Godlewski	IP PAS, Warsaw, Poland
V.Ya. Demikhovskii	NNSU
I.L. Drichko	A.F. Ioffe PTI RAS
V.T.Dolgoplov	ISSP, Chernogolovka
G.I. Harus	IMP UD RAS
M.C. Kagan	IRE RAS
K.A. Kikoin	Ben Gurion University, Israel
Z.F. Krasilnik	IMP, Nizhnii Novgorod
Z.D. Kvon	IPS SD RAS, Novosibirsk
D.R. Khokhlov	MSU, Moscow
V.A.Kulbachinski	MSU, Moscow
G.V. Loshkarev	IPM NASU, Kiev, Ukraina
A.T.Lonchakov	IMP UD RAS
G.M. Minkov	IMP UD RAS
N.N. Sibeldin	FIAN, Moscow
E.A. Pamyatnih	URFU
V.V. Robush	Nation Laboratory Fraskatti, Italy
V.A.Volkov	IRE RAS
M.V.Yakunin	IMP UD RAS

Финансовая поддержка школы

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики металлов имени М.Н. Михеева
Уральского отделения Российской академии наук

Российский фонд фундаментальных исследований

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования
«Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б.Н.Ельцина»

Федеральное агентство научных организаций

Sponsored by

M.N. Miheev Institute of Metal Physics
of Ural Branch of Russian Academy of Sciences

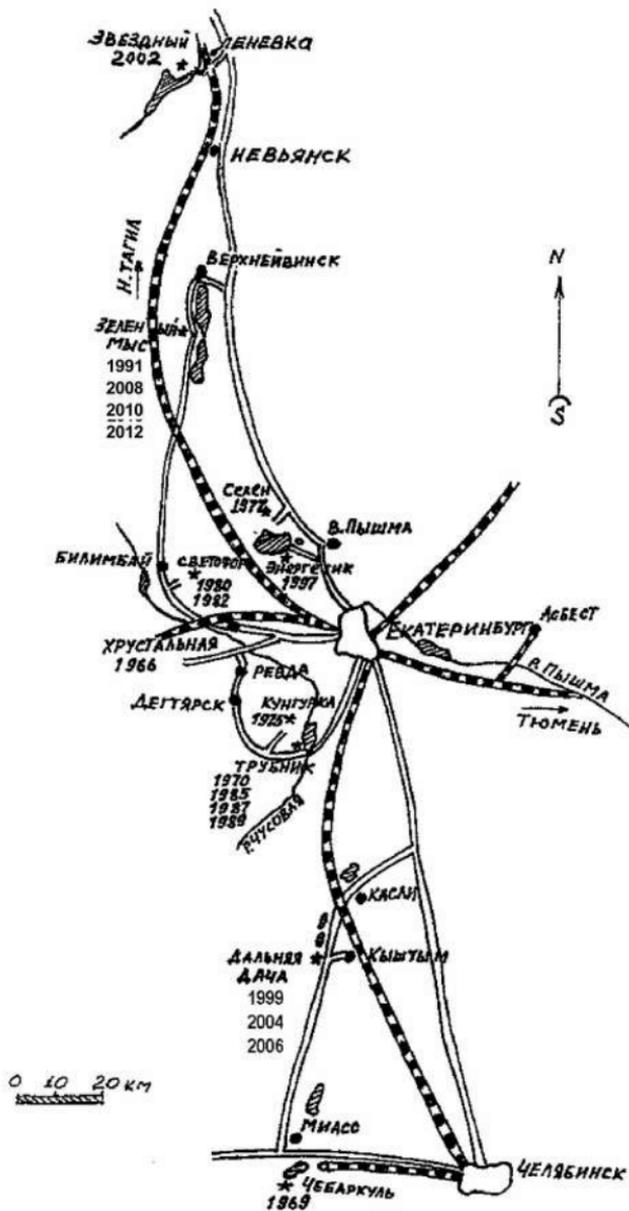
Russian Foundation for Basic Research

Federal State Autonomous Educational Institution of Higher Professional Education «Ural Federal University
named after the first President of Russia B.N.Yeltsin»

Federal Agency of Scientific Organizations

География Уральских Зимних Школ по физике полупроводников

1. 1966 год, т.б. "Хрустальная", Первоуральск, Свердловская область
2. 1 – 6 марта 1969 года, сан. Урал ВО "Чебаркуль", Чебаркуль, Челябинская область
3. 15 – 21 марта 1970 года, б.о. "Трубник", Курганове, 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
19. 20 – 25 февраля 2012 года, сан. "Зелёный мыс", Новоуральск, Свердловская область
20. 17 – 22 февраля 2014 года, сан. «Зеленый мыс», Новоуральск, Свердловская область
21. 15 – 20 февраля 2016 года, сан. « Курорт Самоцвет», Алапаевский район, Свердловская область



Информация для участников

Школа проводится в санатории "Самоцвет", расположенном в 20 км от г. Алапаевска Свердловской области. Место расположения санатория относится к лесному району Среднего Урала.

Распорядок дня в санатории:

Завтрак 9:00 - 9:30; Обед 13:30 - 14:30; Ужин 18:00 - 18:40

В перерывах заседаний будут подаваться чай и кофе.

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

Расписание работы школы:

15.02.16 понедельник	16.02.16 вторник	17.02.16 среда	18.02.16 четверг	19.02.16 пятница
<p>Прибытие из Екатеринбурга к 16:00 Регистрация, поселение. 18:00 Ужин 18:30 открытие школы в Кинозале, доклад L-01 20:00 Welcome party</p>	<p>Кинозал 9:30-13:50 Доклады NM-01, L-02, NM-02, L-03 - L-06 T-01, 16:00-18:00 Доклады L-07, L-08, NM-03, NM-04, 18:00-18:40 Ужин 18:40-19:40 L-09, L-10, Конференц-зал 20:00-21:30 Круглый стол</p>	<p>Кинозал 9:30-13:50 Доклады L-11 - L-14, NM-6 – NM-8, L-48, Концертный зал 11:50-13:50 Доклады NM-10-NM-12, T-03 14:30 – 18:00 Экскурсия в село Арамашево 18:00-18:40 Ужин Стенд. сессия 18:30-20:00 Концертный зал 20:00-21:30 Доклады L-15-L-17 T-2, NM-9 22:00-23:00 Круглый стол</p>	<p>Кинозал 9:30-13:50 Доклады NM-13-NM-14, T-04, T-05, L-18-L-21, 16:00-19:20 Доклады NM-15 - NM-17, L-22 - L-24 Банкет 20:00</p>	<p>Кинозал 9:30-13:50 Доклады L-25 – L-28, NM-18-NM-20 T-06, Кинозал 16:00-18:00 Доклады NM-21, T-07, L-29, L-30 18:00-18:40 Ужин Кинозал 18:40-20:00 Закрытие школы</p>

На устных заседаниях докладчикам для демонстраций будут предоставлены мультимедийные проекторы. На стендовой сессии предоставляются металлические стенды с магнитами, на которых можно разместить плакаты 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 "Samotsvet" (*rus.* "The Gem") located in the outskirts of Alapaevsk city, Sverdlovskaya obi. (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 skies etc.

The School program:

15.02.16 Monday	16.02.16 Tuesday	17.02.16 Wednesday	18.02.16 Thursday	19.02.16 Friday
Arrival from Ekaterinburg at 16:00 Registration, taking up the rooms 18:00 Supper 18:30 School opening at the Cinema Hall Lecture L-01 20:00 Welcome party	Cinema Hall 9:30-13:50 Lectures NM-01, L-02, NM-02, L-03 - L-06 T-01 16:00-18:00 Lectures L-07, L-08, NM-03, NM-04 18:00-18:40 Supper 18:40-19:40 L-09, L-10 Conference Hall 20:00-21:30 Round-Table	Cinema Hall 9:30-13:50 Lectures L-11 - L-14, NM-6 – NM-8, L-48, Concert Hall 11:50-13:50 Lectures NM-10-NM-12, T-03 14:30 – 18:00 Excursion to the village Aramashevo 18:00-18:40 Supper Poster Session 18:30-20:00 Concert Hall 20:00-21:30 Lectures L-15-L-17, T-2, NM-9 22:00-23:00 Round-Table	Cinema Hall 9:30-13:50 Lectures NM-13-NM-14, T-04, T-05, L-18-L-21 16:00-19:20 Lectures NM-15 - NM-17, L-22 - L-24 Banquet 20:00	Cinema Hall 9:30-13:50 Lectures L-25 – L-28, NM-18-NM-20 T-06 Cinema Hall 16:00-18:00 Lectures NM-21, T-07, L-29, L-30 18:00-18:40 Supper Cinema Hall 18:40-20:00 Final sitting

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 Yekaterinburg will be on Saturday, February 20, be-fore 12:00.

Программа

Programme

Понедельник, 15 февраля 2016 г.

Пленарное заседание Кинозал 18:30 - 20:00

Председатель	Чарикова Татьяна Борисовна	18:30 - 20:00
Окулов В.И.	Открытие школы	18:30 - 19:00
Вальков В.В. (пленарный доклад)	L-1 Краевые состояния и майорановские моды в конденсированных средах	19:00- 20:00

Welcome party, Фойе культурно-досугового центра 20:00 – 21:30

Monday, February 15, 2016.

Plenary Sitting Cinema Hall 18:30 - 20:00

Chairman	Charikova T.B.	18:30 - 20:00
Okulov V.I.	School Opening	18:30 - 19:00
Val'kov V.V. (plenary lecture)	L-1 Boundary states and Majorana modes in condensed matter	19:00- 20:00

Welcome party, Lobby of the cultural and recreational center 20:00 – 21:30

Вторник, 16 февраля 2016 г.

Пленарное заседание

Кинозал

9:30 - 13:50

Председатель	Парфеньев Роберт Васильевич	9:30 - 11:30
Хохлов Д.Р. (пленарный доклад)	NM-1 Зондирование поверхностных состояний в топологических изоляторах с помощью лазерного терагерцового излучения	9:30 - 10:00
Козлов Д.А. (пленарный доклад)	L-2 Новые экспериментальные возможности исследования трехмерных топологических изоляторов	10:00- 10:30
Тарасенко С.А. (пленарный доклад)	NM-2 Структура краевых и поверхностных состояний в топологических изоляторах на основе HgTe	10:30 - 11:00
Девятков Э.В. (пленарный доклад)	L-3 Особенности Андреевского отражения на интерфейсе между сверхпроводником и краем двумерного полуметалла	11:00 - 11:30

Перерыв 20 мин

Председатель	Хохлов Дмитрий Ремович	11:50- 13:50
Глазов М.М. (пленарный доклад)	L-4 Оптические свойства двумерных полупроводниковых материалов	11:50 - 12:20
Godlewski M (plenary talk)	L-5 Photovoltaics – new concepts	12:20 - 12:50
Рожанский И.В. (пленарный доклад)	L-6 Резонансное спин-зависимое туннелирование в гетероструктурах	12:50 - 13:20
Аронзон Б. (пленарный доклад)	T-1 Структура и ферромагнетизм тонких пленок $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ с $x \approx 0.5$	13:20 - 13:50

Tuesday, February 16, 2016

Plenary Lectures

Cinema Hall

9:30 - 13:50

Chairman	Parfeniev R.V.	9:30 - 11:30
Khokhlov D.R. (plenary talk)	NM-1 Investigation of the surface states in topological insulators using terahertz laser radiation	9:30 - 10:00
Kozlov D.A. (plenary talk)	L-2 New experimental approaches to 3D topological insulators investigation	10:00- 10:30
Tarasenko S.A. (plenary talk)	NM-2 The structure of the boundary and surface states in topological insulators based on HgTe	10:30 - 11:00
Deviatov E.V. (plenary talk)	L-3 Specifics of the Andreev reflection at the interface between a superconductor and the edge of a two-dimensional semimetal.	11:00 - 11:30

Coffee Break 20 minutes

Chairman	Khokhlov D.R.	11:50- 13:50
Glazov M.M. (plenary talk)	L-4 Optical properties of two-dimensional semiconductor materials	11:50 - 12:20
Godlewski M (plenary talk)	L-5 Photovoltaics – new concepts	12:20 - 12:50
Rozhansky I.V. (plenary talk)	L-6 Resonant spin-dependent tunneling in heterostructures	12:50 - 13:20
Aronzon B.A. (plenary talk)	T-1 Structure and ferromagnetism of $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ $x \approx 0.5$ thin films	13:20 - 13:50

Вторник, 16 февраля 2016 г.

Вечернее заседание

Кинозал 16:00 - 19:40

Председатель	Вальков Валерий Владимирович	16:00-18:00
Якунин М.В. (приглашенный доклад)	L-7 Магнитотранспорт в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe с инвертированным и дираковским энергетическим спектром	16:00 - 16:30
Миньков Г.М. (приглашенный доклад)	L-8 Энергетический спектр носителей в квантовых ямах HgTe: Мифы и Реальность. Часть вторая.	16:30-17:00
Парфеньев Р.В. (приглашенный доклад)	NM-3 Переход к металлической проводимости и сверхпроводимости под давлением в твердом растворе (Pb _z Sn _{1-z})Te:In	17:00 - 17:30
Чарикова Т.Б. (приглашенный доклад)	NM-4 Особенности корреляций продольного и холловского сопротивления в низкоразмерном неупорядоченном соединении Nd _{2-x} Ce _x CuO _{4+δ} на границе антиферромагнетик-сверхпроводник	17:30 - 18:00

Ужин 18:00 – 18:40

Председатель	Миньков Григорий Максович	18:40-19:40
Ольшанецкий Е.Б. (приглашенный доклад)	L-9 Электронный транспорт в двумерном топологическом изоляторе на основе квантовой ямы HgTe	18:40 - 19:10
Кононов А.А.	L-10 Исследование транспорта между сверхпроводником / ферромагнетиком и двумерной электронной системой в 8 нм HgTe квантовой яме	19:10 - 19:40

Конференц-зал

Председатель	Миньков Григорий Максович	20:00-21:30
Круглый стол	Краевые состояния в квантовых ямах HgTe и других двумерных структурах	20:00-21:30

Tuesday, February 16, 2016

Evening Oral Session

Cinema Hall

16:00 - 19:40

Chairman	Val'kov V.V.	16:00- 18:00
Yakunin M.V. (invited talk)	L-7 Magnetotransport in the HgTe/CdHgTe double quantum well with inverted and Dirac energy spectrum	16:00 - 16:30
Minkov G.M. (invited talk)	L-8 The energy spectrum of the carriers in HgTe quantum wells: "Myths and Reality" Part two	16:30- 17:00
Parfeniev R.V. (invited talk)	NM-3 Electronic transitions to the metallic conductivity and superconductivity under pressure in solid solutions (Pb _z Sn _{1-z})Te:In	17:00 - 17:30
Charikova T.B. (invited talk)	NM-4 Correlation peculiarities of longitudinal and Hall resistivity in low-dimensional disordered compound Nd _{2-x} Ce _x CuO _{4+δ} on the anti-ferromagnetic-superconductor border	17:30 - 18:00

Supper 18:00 – 18:40

Chairman	Minkov G.M.	18:40- 19:40
Olshanetsky E.B. (invited talk)	L-9 Electron transport in a 2D topological insulator on the basis of HgTe quantum well	18:40 - 19:10
Kononov A.A.	L-10 Investigation of the transport between superconductor/ferromagnetic and 2D electron system in 8 nm-wide HgTe quantum wells	19:10 - 19:40

Conference Hall

Chairman	Minkov G.M.	20:00-21:30
Round-Table Conference	Edge states in HgTe quantum wells and in the other 2D structures	20:00-21:30

Среда, 17 февраля 2016 г.

Утреннее заседание

Кинозал

9:30 - 13:50

Председатель	Квон Зе Дон	9:30 - 11:30
Бурмистров И.С. (приглашенный доклад)	L-11 Мультифрактальность на переходах Андерсона и кулоновское взаимодействие	9:30 - 10:00
Еремеев С.В. (приглашенный доклад)	L-12 Электронная структура интерфейсов трехмерных топологических изоляторов и материалов с большим рашбовским расщеплением	10:00- 10:30
Миньков Г.М. (приглашенный доклад)	L- 48 Зеемановское расщепление в квантовых ямах HgTe	10:30 - 11:00
Голяшов В.А.	NM-6 Транспортные свойства топологических изоляторов Bi_2Te_3 и $\text{Bi}_x\text{Sb}_{2-x}\text{Te}_3$ с p-n переходом	11:00 - 11:30

Перерыв 20 мин

Председатель	Глазов Михаил Михайлович	11:50- 13:50
Ляпилин И.И. (приглашенный доклад)	NM-7 Резонансное генерирование спин-волнового тока в структурах полупроводник/ферромагнитный диэлектрик	11:50 - 12:20
Кокурин И.А. (приглашенный доклад)	L-13 Ориентация спинов носителей заряда током в полупроводниках и низкоразмерных структурах	12:20 - 12:50
Терещенко О.Е. (приглашенный доклад)	L-14 Спин-поляризованные состояния в системе Bi/InAs(111)A	12:50 - 13:20
Денисов К.С.	NM-8 Топологический эффект Холла при рассеянии носителей на магнитном скирмионе	13:20 - 13:50

Wednesday, February 17, 2016

Morning Oral Session

Cinema Hall

9:30 - 13:50

Chairman	Kvon Z.D.	9:30 - 11:30
Burmistrov I.S. (invited talk)	L-11 Multifractality at Anderson transitions with Coulomb interaction	9:30- 10:00
Eremeev S.V. (invited talk)	L-12 Electronic structure of interfaces between three-dimensional topological insulators and materials with giant Rashba splitting	10:00- 10:30
Minkov G.M. (invited talk)	L-48 Zeeman splitting in HgTe quantum wells	10:30- 11:00
Golyashov V.A.	NM-6 Transport properties of Bi_2Te_3 and $\text{Bi}_x\text{Sb}_{2-x}\text{Te}_3$ topological insulators with p-n transition	11:00- 11:30

Coffee Break 20 minutes

Chairman	Glazov M.M.	11:50-13:50
Lyapilin I.I. (invited talk)	NM-7 Resonant generation of a spin-wave current in a semiconductor/magnetic insulator structure	11:50- 12:20
Kokurin I.A. (invited talk)	L-13 Charge-carrier spin orientation by the current in semiconductors and low-dimensional structures	12:20- 12:50
Tereshchenko O.E. (invited talk)	L-14 Spin-polarized states in Bi/InAs(111)A system	12:50- 13:20
Denisov K.S.	NM-8 Topological Hall effect during the charge carrier scattering on magnetic scirmion	13:20- 13:50

Среда, 17 февраля 2016 г.

Утреннее заседание-2

Концертный зал

11:50 - 13:50

Председатель	Каган Мирон Соломонович	11:50-13:50
Моисеев К.Д. (приглашенный доклад)	NM-10 Квантовые точки и квантовые штрихи в системе InSb/InAs(Sb,P) с компенсационно-напряженным матричным слоем	11:50 - 12:20
Михайлов Н.Н. (приглашенный доклад)	NM-11 Легирование теллурида кадмия мышьяком в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии	12:20 - 12:50
Гребенников В.И. (приглашенный доклад)	T-3 Фотоэмиссионные исследования электронной структуры CIGS материалов для солнечных элементов	12:50 - 13:20
Журавлев А.Г. (приглашенный доклад)	NM-12 Фотонно-усиленная термоэлектронная эмиссия из p-GaAs со слоями цезия	13:20 - 13:50

Wednesday, February 17, 2016.

Morning Oral Session-2

Concert Hall

11:50 - 13:50

Chairman	Kagan M.S.	11:50- 13:50
Moiseev K.D. (invited talk)	NM-10 Quantum dots and quantum dashes in the InSb/InAs(Sb,P) system with compensatory-tense matrix layer	11:50 - 12:20
Mikhailov N.N. (invited talk)	NM-11 The CdTe doping by arsenic at MBE	12:20 - 12:50
Grebennikov V.I. (invited talk)	T-3 Photoemission study of the electronic structure of CIGS materials for solar cells	12:50 - 13:20
Zhuravlev A.G. (invited talk)	NM-12 Photon-enhanced thermionic emission from p-GaAs with Cs overlayers	13:20 - 13:50

Среда, 17 февраля 2016 г.

Стендовая сессия, Фойе культ.-досуг. центра

18:30 -20:00

Председатели	Савельев А.С., Попов М.Р.
Berdyugin A.	L-31 Шумовая термометрия в графене
Caprara S.	L-32 Intrinsic spin Hall effect in systems with striped spin-orbit coupling
Боголюбский А.С.	L-33 Влияние параллельного плоскости гетероструктуры магнитного поля на электросопротивление
Гудина С.В.	L-34 Универсальность критических индексов в квантовом эффекте Холла в наногетероструктурах n-InGaAs/InAlAs
Жданов Е.Ю.	L-35 Баллистический магнетотранспорт в подвешенном двумерном электронном газе с периодической решеткой антиотечек
Михеев В.М.	L-36 Влияние подсветки на подвижность 2D электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов
Назипов Д.В.	L-37 Обменное взаимодействие в ванадиевых пирохлорах $R_2V_2O_7$ (R=Lu, Y): первопринципный расчет
Новокшенов С.Г.	L-38 Аномальный эффект Холла в двумерном неупорядоченном ферромагнетике Рашбы
Орлов Л.К.	L-39 Туннельный перенос LD ($L=0-2$) электронов через барьер в окрестности интерфейсов
Петруша С.В.	L-40 Шумовая термометрия краевых каналов в двумерном топологическом изоляторе
Попов М.Р.	L-41 Прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка в режиме квантового эффекта Холла в гетероструктурах HgTe/CdHgTe
Похабов Д.А.	L-42 Неравновесный химический потенциал в двумерном электронном газе в режиме квантового эффекта Холла
Прудкогляд В.А.	L-43 Магнитотранспорт в квантовой яме HgTe шириной 20,5нм в условиях гидростатического давления

Среда, 17 февраля 2016 г.

Стендовая сессия, Фойе культ.-досуг. центра 18:30 -20:00

Румянцев Е.Л.	L-44 Некоммутативная алгебра одночастичных операторов в двумерных Дирак-подобных полупроводниках
Соколов В.И.	L-45 Переходы с переносом заряда в оптических спектрах нанокристаллов $Mg_{1-x}Ni_xO$
Тихонов Е.С.	L-46 Шумовой сенсор на основе InAs-нанопровода
Ткаченко В.А.	L-47 Затворные характеристики и емкость полупроводникового искусственного графена
Ведь М.В.	NM-22 Циркулярно-поляризованная электролюминесценция спиновых светоизлучающих диодов с инжектором вида $(Al_3,Mn)B_5$
Егорова С.Г.	NM-23 Исследование поверхностных состояний в топологических изоляторах $(Bi_{1-x}In_x)_2Se_3$
Здоровейщев А.В.	NM-24 Магнитонезависимый спиновый светодиод с инжектором CoPt
Каргина Ю.В.	NM-25 Биосовместимые кремниевые наночастицы как контрастные агенты для магнитно-резонансной томографии
Конфедератова К.А.	NM-26 Эпитаксиальный рост графеноподобного и графитоподобного AlN на поверхности (111) Si и измерение параметров кристаллической решетки методом ДБЭО
Коробейников И.В.	NM-27 Влияние высокого давления на электрические, структурные и оптические свойства термоэлектриков $(Bi,Sb)_2(Te,Se)_3$
Кытин В.Г.	NM-28 Свойства полупроводниковой керамики р-типа $CuAlO_2$
Ляпилин И.И.	NM-29 Спин-волновой ток и эффекты увлечения в гибридных структурах металл/ферромагнитный диэлектрик
Махнев А.А.	NM-30 Сравнительное изучение оптических свойств соединений $BiTeX$ ($X=Cl,Br,I$) с сильным спин-орбитальным взаимодействием Рашба

Среда, 17 февраля 2016 г.

Стендовая сессия, Фойе культ.-досуг. центра 18:30 -20:00

Перевозчикова Ю.А.	NM-31 Магнитокалорический эффект в сплавах Гейслера на основе Ni-Mn-X (X=In,Sb)
Петров В.П.	NM-32 <i>Ab initio</i> моделирование структуры и динамики решетки ферроборатов $RFe_3(BO_3)_4$ (R=Pr, Ne,Sm)
Пушкарев С.С.	NM-33 Фотопроводящий GaAs, выращенный на подложках GaAs (100) и (111)A
Сарычев М.Н.	NM-34 ИК люминесценция $\alpha-Al_2O_{3-\delta}$ при 4-300K
Тихомирова Г.В.	NM-35 Электрофизические свойства углеродных материалов при высоких давлениях
Усик А.Ю.	NM-36 Аномалии гальваномагнитных свойств магнитоупорядоченных сплавов Fe-V-Al при изменении содержания алюминия вблизи стехиометрии
Чернышев В.А.	NM-37 Кристаллическая структура и фононный спектр редкоземельных титанатов $R_2Ti_2O_7$ (R=Gd, Tb,Dy,Ho,Er,Tm,Yb,Lu): первопринципный расчет
Шелушина Н.Г.	NM-38 The mixed Hall state conductivity of single-crystal films $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4-\delta}$ (x=0,14)
Бучкевич А.А.	T-9 Магнитооптические свойства $Hg_{1-x}Cd_xCr_2Se_4$ ($0 < x < 1$) в неполяризованном свете
Гудков В.В.	T-10 Адиабатические и изотермические модули упругости в кристалле флюорита $SrF_2:Cr^{2+}$
Дерюшкин С.Б.	T-11 Обнаружение угловой зависимости аномального эффекта Холла в кристаллах HgSe с низкими концентрациями примесей 3d-переходных металлов
Жарков А.В.	T-12 Электрические свойства смесей графита с оксидом циркония при давлении от 7 до 44 ГПа
Жевстовских И.В.	T-13 Определение параметров гибридизированных электронных состояний примесей переходных элементов в кристаллах селенида ртути по данным ультразвуковых экспериментов

Среда, 17 февраля 2016 г.

Стендовая сессия, Фойе культ.-досуг. центра 18:30 -20:00

Кузнецова Т.В.	T-14 Атомная и электронная структура тонких пленок CZTS полупроводников
Лончаков А.Т.	T-15 Наблюдение и теоретическое описание квантовых осцилляций гальваномагнитных параметров при термодинамическом аномальном эффекте Холла в системе спин-поляризованных донорных электронов примесей кобальта малой концентрации в кристаллах селенида ртути
Луговых А.М.	T-16 Транспортные и магнитные свойства полупроводниковых гетероструктур с различной толщиной дельта-слоя марганца
Пашаев И.Г.	T-17 Исследование релаксации избыточного тока кремниевых диодов Шоттки, изготовленных с применением аморфного металлического сплава
Скипетров Е.П.	T-18 Термический коэффициент движения резонансного уровня железа в теллуриде свинца
Скипетров Е.П.	T-7 Гальваномагнитные свойства теллурида свинца, легированного кобальтом
Суркова Т.П.	T-20 Нейтронографическое исследование кристалла $Zn_{0,95}Fe_{0,05}Se$

Wednesday, February 17, 2016

Poster Session, Lobby of the cultural and recreational center 18:30 - 20:00

Chairmans	Saveliev A.S, PopovM.R.
Berdyugin A.	L-31 Noise thermometry in graphene
Caprara S.	L-32 Intrinsic spin Hall effect in systems with striped spin-orbit coupling
Bogolyubskii A.S.	L-33 Effect of in-plane magnetic field on electrical resistivity of InGaAs/GaAs heterostructures
Gudina S.V.	L-34 Universality of critical indices in quantum Hall effect in n- InGaAs/InAlAs heterostructures
Zhdanov E.Yu.	L-35 Ballistic magnetotransport of two-dimensional electron gas structured with periodical lattice of anti-dots
Mikheev V.M.	L-36 Influence of the illumination on the mobility of 2D - electrons scattered on the correlated distribution of impurity ions
Nazipov D.V.	L-37 Exchange interaction in vanadate pyrochlores $R_2V_2O_7$ (R=Lu,Y): ab initio calculation
Novokshonov S.G.	L-38 Anomalous Hall effect in two-dimensional disordered Rashba ferromagnet
Orlov L.K.	L-39 LD (L=0-2) electrons tunneling transfer through interface barrier
Piatrusha S.V.	L-40 Noise thermometry of the edge states in two-dimensional topological insulator
Popov M.R.	L-41 Variable – range hopping conductivity in quantum Hall regime for HgTe – based heterostructure
Pokhabov D.A.	L-42 Imbalance of the chemical potential in a 2DEG in the quantum Hall effect regime
Prudkoglyad V.A.	L-43 Magnetotransport in 20.5nm HgTe quantum well under hydrostatic pressure conditions

Wednesday, February 17, 2016

Poster Session, Lobby of the cultural and recreational center 18:30 - 20:00

Rumyancev E.L.	L-44 Non-commutative algebra of a single-particle operators in the two-dimensional Dirac-like semiconductors
Sokolov V.I.	L-45 Charge Transfer Transitions in Optical Spectra of $Mg_{1-x}Ni_xO$ nanocrystals
Tikhonov E.S.	L-46 InAs nanowire based noise sensor
Tkachenko V.A.	L-47 Gate voltage characteristics and capacitance of a semiconductor artificial graphene
Ved' M.V.	NM-22 Circularly polarized electroluminescence of the spin light-emitting diodes with a (A3, Mn) B5 injector type
Egorova S.G.	NM-23 Investigation of surface states in topological insulators $(Bi_{1-x}In_x)_2Se_3$
Zdoroveyshchev A.V.	NM-24 Magnetic field-independent light-emitting diode with CoPt injector
Kargina Yu.V.	NM-25 Biocompatible silicon nanoparticles as contrast agents for magnetic resonance imaging
Konfederatova K.A.	NM-26 Graphene-like and graphite-like AlN layers epitaxial growth on Si (111) surface and measurement of lattice parameters by RHEED
Korobeynikov I.V.	NM-27 High Pressure Impact on Electrical, Structural and Optical Properties of $(Bi,Sb)_2(Te,Se)_3$ Thermoelectrics
Kytin V.G.	NM-28 Properties of p-type semiconductor ceramics $CuAlO_2$
Lyapilin I.I.	NM-29 Thermal spin effects and a magnon-phonon drag in hybrid structures: metal/magnetic insulator
Makhnev A.A.	NM-30 Comparative investigation of the optical properties of the $BiTeX$ ($X=Cl,Br,I$) compounds with strong spin-orbit Rashba interaction

Wednesday, February 17, 2016

Poster Session, Lobby of the cultural and recreational center 18:30 - 20:00

Perevozchikova Yu.A.	NM-31 Magnetocaloric effect in Heusler alloys based on Ni-Mn-X (X = In, Sb)
Petrov V.P.	NM-32 Structural and vibrational properties of RFe ₃ (BO ₃) ₄ (R = Pr, Nd, Sm) ferroborate: ab initio simulation
Pushkarev S.S.	NM-33 Photoconductive GaAs, grown on GaAs (100) and (111) A
Sarychev M.N.	NM-34 IR luminescence of α -Al ₂ O ₃ - δ at 4-300K
Tikhomirova G.V.	NM-35 Electrophysical properties of carbon materials at high pressures
Usik A.Yu.	NM-36 The anomalies of the galvanomagnetic properties in magnetically ordered alloys Fe-V-Al with variation of aluminum content in vicinity the stoichiometry
Chernyshev V.A.	NM-37 Crystal structure and phonon spectra of rare earth titanates R ₂ Ti ₂ O ₇ (R = Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb, Lu):ab initio calculations
Shelushinina N.G.	NM-38 The mixed Hall state conductivity of single-crystal films Nd _{2-x} Ce _x CuO _{4δ} (x=0,14)
Buchkevich A.A.	T-9 Magneto-optical properties of Hg _{1-x} Cd _x Cr ₂ Se ₄ (0 <x<1) in unpolarized light
Gudkov V.V.	T-10 Adiabatic and isothermal elastic moduli in SrF ₂ :Cr ²⁺ fluorite crystal
Deryushkin V.V.	T-11 Detection of the angular dependence of the anomalous Hall effect in HgSe crystals doped with low concentrations of 3d- transition metal impurities
Zharkov A.V.	T-12 Electrical properties of the graphite-zirconium oxide mixtures at high pressure up to 44 GPa
Zhevstovskikh I.V.	T-13 Determination of the parameters characterizing the hybridized electron states of the transition element impurities in mercury selenide crystals by ultrasonic experiment

Wednesday, February 17, 2016

Poster Session, Lobby of the cultural and recreational center 18:30 - 20:00

Kuznetsova T.V.	T-14 Atomic and electronic structure of the CZTS semiconductors thin films
Lonchakov A.T.	T-15 Observation and theoretical description of the quantum oscillations of the galvanomagnetic parameters under conditions of the thermodynamic anomalous Hall effect in the system of spin-polarized donor electrons of low concentration cobalt impurity in mercury selenide crystals
Lugovikh A.	T-16 Transport and magnetic properties of semiconductor heterostructures with different thickness of Mn δ -layer.
Pashayev I.G.	T-17 Investigation of relaxation of the excess current silicon Schottky diodes made with amorphous metal alloys
Skipetrov E.P.	T-18 Temperature coefficient of iron resonant impurity level in PbTe
Skipetrov E.P.	T-7 Galvanomagnetic properties of the Co-doped PbTe
Surkova T.P.	T-20 Neutronographic investigation of $Zn_{0,95}Fe_{0,05}Se$ crystal

Среда, 17 февраля 2016 г.

Вечернее заседание

Концертный зал

20:00 - 21:40

Председатель	Неверов Владимир Николаевич	20:00-21:40
Азарова Е.С.	L-15 Делокализационные свойства неупорядоченных мультибарьерных структур на основе щелевой модификации графена	20:00- 20:20
Савченко М.Л.	L-16 Слабая антилокализация в трёхмерном топологическом изоляторе на основе напряжённого слоя HgTe	20:20- 20:40
Савельев А.П.	L-17 Магнитотранспорт в 2D структурах InGaAs/GaAs в области перехода изолятор – квантовохолловская жидкость	20:40- 21:00
Бобин С.Б.	T-2 Наблюдение проявлений токов спонтанного намагничивания в кристаллах HgSe с низкой концентрацией кобальта	21:00- 21:20
Перевозчикова Ю.А.	NM-9 Особенности электросопротивления полуметаллических ферромагнетиков Co_2MeAl ($Me = Ti, V, Cr, Mn, Fe$)	21:20- 21:40

Конференц-зал

Председатель	Аронзон Борис Аронович	22:00-23:00
Круглый стол	Топологический и аномальный эффект Холла	22:00-23:00

Wednesday, February 17, 2016.

Evening Oral Session

Concert Hall

20:00 - 21:40

Chairman	Neverov V.N.	20:00-21:40
Azarova E.S.	L-15 Delocalization properties of disordered multibarrier structures based on gapped graphene	20:00- 20:20
Savchenko M.L.	L-16 Weak Antilocalization in 3D Topological Insulator Based on a Strained HgTe Film	20:20- 20:40
Savelyev A.P.	L-17 2D structures InGaAs/GaAs magnetotransport in the transition insulator - Quantum Hall liquid	20:40- 21:00
Bobin S.B.	T-2 Observation of manifestations of spontaneous magnetization current in HgSe crystals with a low cobalt concentration	21:00- 21:20
Perevozchikova Yu.A.	NM-9 Peculiarities in the electroresistivity of Co_2MeAl (Me = Ti, V, Cr, Mn, Fe) half-metallic ferromagnets	21:20- 21:40

Conference Hall

Chairman	Aronzon B.A.	22:00-23:00
Round-Table Conference	Topological and anomalous Hall effect	22:00-23:00

Четверг, 18 февраля 2016 г.

Утреннее заседание

Кинозал

9:30 - 13:50

Председатель	Скипетров Евгений Павлович	9:30 - 11:30
Grinberg M. (invited talk)	NM-13 Coexistence Eu^{2+} and Eu^{3+} luminescence and position of the Fermi level in dielectrics	9:30 - 10:00
Овешников Л.Н.	T-4 Аномальный эффект Холла в квантовых ямах GaAs/InGaAs/GaAs, с пространственно отделенным дельта-слоем марганца	10:00-10:30
Крайнов И.В.	T-5 Механизмы спиновой релаксации марганца в ферромагнитном (Ga,Mn)As.	10:30-11:00
Пудонин Ф.А. (приглашенный доклад)	NM-14 Особенности намагничивания магнитных nanoостровковых систем	11:00-11:30

Перерыв 20 мин

Председатель	Кульбачинский В.А.	11:50-13:50
Квон З.Д. (приглашенный доклад)	L-18 Свойства туннельного точечного контакта на основе высокоподвижного двумерного электронного газа в GaAs квантовой яме	11:50-12:20
Дричко И.Л. (приглашенный доклад)	L-19 Вигнеровский кристалл в режимах дробного и целочисленного квантовых эффектов Холла в n-AlGaAs/GaAs.	12:20-12:50
Клепикова А.С.	L-20 Температурная зависимость пиковых значений проводимости в гетероструктурах n-InGaAs/GaAs с одиночной и двойной квантовыми ямами	12:50-13:20
Степина Н.П. (приглашенный доклад)	L-21 Температурно-стимулированный переход от макро- к мезоскопическому поведению прыжковой проводимости по ансамблю квантовых точек	13:20-13:50

Thursday, 18 February 2016

Morning Oral Session

Cinema Hall

9:30 - 13:50

Chairman	Skipetrov E.P.	9:30- 11:30
Grinberg M. (invited talk)	NM-13 Coexistence Eu^{2+} and Eu^{3+} luminescence and position of the Fermi level in dielectrics	9:30- 10:00
Oveshnikov L.N.	T-4 Anomalous Hall effect in GaAs/InGaAs/GaAs quantum wells with spatially separated manganese delta-layer	10:00- 10:30
Krainov I.V.	T-5 Spin relaxation mechanism of manganese in ferromagnetic (Ga, Mn) As	10:30- 11:00
Pudonin F.A. (invited talk)	NM-14 Peculiarities of magnetization of the magnetic nanoisland systems	11:00- 11:30

Coffee Break 20 minutes

Chairman	Kulbachinskii V.A.	11:50-13:50
Kvon Z.D. (invited talk)	L-18 Properties of a tunneling point contact on the basis of high mobility 2DEG in GaAs quantum well	11:50- 12:20
Drichko I.L. (invited talk)	L-19 Wigner Crystal in the Integer and Fractional Quantum Hall Effect Regimes in n-GaAs/AlGaAs	12:20- 12:50
Klepikova A.S.	L-20 The temperature dependence of the peak values of conductivity in n-InGaAs / GaAs heterostructures with single and double quantum wells	12:50- 13:20
Stepina N.P. (invited talk)	L-21 Temperature-stimulated transition from macroscopic to mezosopic behavior of hopping conductance via 2D array of quantum dots	13:20- 13:50

Четверг, 18 февраля 2016 г.

Вечернее заседание

Кинозал

16:00 - 19:20

Председатель	Godlewski M.	16:00-18:00
Jakubowska M. (invited talk)	L-22 Flexible Transparent Electrode based on Carbon Nanotubes and Graphene Nanoplatelets	16:00-16:30
Deren P. (invited talk)	NM-15 Measurement of Nephelauxetic Effect in Nanosized $ZnAl_2O_4$ Applying Chromium Ions	16:30-17:00
Аплеснин С.С. (приглашенный доклад)	NM-16 Магнитосопротивление в полупроводниках с орбитально-зарядовым упорядочением	17:00-17:30
Kowalski B. (invited talk)	L-23 Cathodoluminescence spectroscopy of wide-band-gap nanorods	17:30-18:00

Перерыв 20 мин

Председатель	Лашкарев Георгий Вадимович	18:20-19:20
Кульбачинский В.А. (приглашенный доклад)	NM-17 Термоэлектрические свойства, эффект Шубникова - де Гааза и подвижности носителей заряда в теллуридах и селенидах висмута-сурьмы и нанокompозитах на их основе	18:20-18:50
Неверов В.Н. (приглашенный доклад)	L-24 Влияние шероховатостей гетерограницы на электросопротивление в параллельном плоскости гетероструктуры магнитном поле	18:50-19:20

Thursday, 18 February 2016

Evening Oral Session

Cinema Hall

16:00 - 19:20

Chairman	Godlewski M.	16:00-18:00
Jakubowska M. (invited talk)	L-22 Flexible Transparent Electrode based on Carbon Nanotubes and Graphene Nanoplatelets	16:00- 16:30
Deren P. (invited talk)	NM-15 Measurement of Nephelauxetic Effect in Nanosized $ZnAl_2O_4$ Applying Chromium Ions	16:30- 17:00
Aplesnin S.S. (invited talk)	NM-16 Magnetoresistance of semi-conductors with charge-orbital ordering	17:00- 17:30
Kowalski B. (invited talk)	L-23 Cathodoluminescence spectroscopy of wide-band-gap nanorods	17:30- 18:00

Coffee Break 20 minutes

Chairman	Lashkarev G.V.	18:20-19:20
Kulbachinskii V.A. (invited talk)	NM-17 Thermoelectrical properties, Shubnikov-de-Haas effect and mobilities of the charge carriers in tellurides and selenides of bismuth-antimony and their nanocomposites	18:20- 18:50
Neverov V.N. (invited talk)	L-24 Effect of heteroboundary roughness on the electrical resistivity in in-plane magnetic field	18:50- 19:20

Пятница, 19 февраля 2016 г.

Утреннее заседание

Кинозал

9:30 - 13:50

Председатель	Якунин Михаил Викторович	9:30 - 11:30
Ткаченко В.А. (приглашенный доклад)	L-25 Устойчивость к беспорядку графеноподобных решеток антиточек и квантовых точек	9:30 - 10:00
Гудина С.В. (приглашенный доклад)	L-26 Квантовый эффект Холла в гетероструктуре HgCdTe/HgTe с инвертированным зонным спектром: от квантового туннелирования к классическому протеканию	10:00-10:30
Кунцевич А.Ю. (приглашенный доклад)	L-27 Термодинамическое измерение очень больших масс носителей в квантовых ямах HgTe	10:30-11:00
Добрецова А.А.	L-28 Проводимость безмассовых двумерных дираковских фермионов в HgTe квантовой яме	11:00-11:30

Перерыв 20 мин

Председатель	Аронзон Борис Аронович	11:50-13:50
Caprara S. (invited talk)	NM-18 Electronic polymers and soft-matter-like broken symmetries in underdoped cuprates	11:50-12:20
Петухов Д.С.	NM-19 Аномальная температурная зависимость верхнего критического поля в электронно-легированных сверхпроводниках на границе антиферромагнетик-сверхпроводник	12:20-12:50
Говоркова Т.Е. (приглашенный доклад)	NM-20 Эффекты усиления магнетизма сплава Fe-V-Al при малой вариации содержания переходного элемента в стехиометрическом составе	12:50-13:20
Сарычев М.Н.	T-6 Поглощение ультразвука в кристалле ZnSe, допированном ионами хрома, в продольном и поперечном магнитных полях	13:20-13:50

Friday, February 19, 2016

Morning Oral Session

Cinema Hall

9:30 - 13:50

Chairman	Yakunin M.V.	9:30 - 11:30
Tkachenko V.A. (invited talk)	L-25 Sensitivity to disorder of graphene-like lattices of quantum dots and antidots	9:30 - 10:00
Gudina S.V. (invited talk)	L-26 Quantum Hall effect in HgTe/CdHgTe heterostructures with inverted energy spectrum: from quantum tunneling to classical percolation	10:00- 10:30
Kuntsevich A.Yu. (invited talk)	L-27 Thermodynamical measurements of very large carrier masses in HgTe quantum wells	10:30- 11:00
Dobretsova A.A.	L-28 Conductivity of two-dimensional massless Dirac fermions in HgTe quantum well.	11:00- 11:30

Coffee Break 20 minutes

Chairman	Aronzon B.A.	11:50- 13:50
Caprara S. (invited talk)	NM-18 Electronic polymers and soft-matter-like broken symmetries in underdoped cuprates	11:50 - 12:20
Petukhov D.S. (invited talk)	NM-19 Anomalous temperature dependence of the upper critical field of electron-doped superconductors, on the border of antiferromagnetic-superconductor.	12:20 - 12:50
Govorkova T.E. (invited talk)	NM-20 Enhancing effects of magnetism in Fe-V-Al alloy with a small variation of the content of non-transition element in a stoichiometric composition	12:50 - 13:20
Sarychev M.N.	T-6 Absorption of ultrasound in ZnSe crystal doped with chromium ions in longitudinal and transverse magnetic fields	13:20 - 13:50

Пятница, 19 февраля 2016 г.

Пленарное заседание Кинозал 16:00 - 20:00

Председатель	Дричко Ирина Львовна	16:00- 18:00
Аронзон Б.А. (пленарный доклад)	NM-21 Магнитные нанокompозиты на основе полимеров	16:00 - 16:30
Лашкарев Г.В. (пленарный доклад)	L-29 Проблемы создания высокопроводящих прозрачных материалов на основе широкозонного полупроводника – оксида цинка	16:30- 17:00
Каган М.С. (пленарный доклад)	L-30 Проводимость короткопериодных сверхрешеток с распределенным ТГц резонатором	17:00 - 17:30
Скипетров Е.П. (пленарный доклад)	T-19 Вклад кластеров ионов примеси в магнитные свойства $Pb_{1-y}Fe_yTe$	17:30 - 18:00

Ужин 18:00 – 18:40

Председатель	Чарикова Татьяна Борисовна	18:40- 20:00
Окулов В.И. (пленарный доклад)	T-8 Токи намагничения и размагничивания в физической природе аномального эффекта Холла и спонтанной намагниченности систем электронов гибридных состояний в полупроводнике с примесями переходных элементов малой концентрации	18:40 - 19:10
	Заккрытие школы	19:10- 20:00

Friday, February 19, 2016

Plenary Lectures

Cinema Hall

16:00 - 20:00

Chairman	Drichko I.L.	16:00- 18:00
Aronzon B.A. (plenary talk)	NM-21 Magnetic nanocomposites based on polymers	16:00 - 16:30
Lashkarev G.V. (plenary talk)	L-29 Some issues of producing of the highly conductive transparent material using wideband semiconductor - zinc oxide	16:30- 17:00
Kagan M.S. (plenary talk)	L-30 Conductivity of short-period superlattices with extended THz cavities	17:00 - 17:30
Skipetrov E.P. (plenary talk)	T-19 Contribution of clusters of impurity ions in magnetic properties of $Pb_{1-y}Fe_yTe$	17:30 - 18:00

Supper 18:00 – 18:40

Chairman	Charikova T.B.	18:40- 20:00
Okulov V.I. (plenary talk)	T-8 Magnetization and demagnetization currents as the origins of the anomalous Hall effect and the spontaneous magnetization of the electron system in the hybridized states in semiconductors doped with transition elements of low concentration	18:40 - 19:10
	Final Sitting	19:10- 20:00

Тезисы докладов

Abstracts

Содержание

Электронные свойства низкоразмерных систем

Electron properties of Low-Dimensional systems

64

-
- L-1 Краевые состояния и майорановские моды в конденсированных средах
Вальков В.В., Аксенов С.В., Злотников А.О., Федосеев А.Д., Шустин М.С.
 Boundary states and Majorana modes in condensed matter
Val'kov V.V., Aksenov S.V., Zlotnikov A.O., Fedoseev A.D., Shustin M.S. 65
- L-2 Новые экспериментальные возможности исследования трехмерных топологических изоляторов
Козлов Д.А., Савченко М.Л., Квон З.Д., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.
 New experimental approaches to 3D topological insulators
Kozlov D.A., Savchenko M.L., Kvon Z.D., Mikhailov N.N. 67
- L-3 Особенности Андреевского отражения на интерфейсе между сверхпроводником и краем двумерного полуметалла
Девятов Э.В.
 Specifics of the Andreev reflection at the interface between a superconductor and the edge of a two-dimensional semimetal
Deviatov E.V. 69

- L-4 Оптические свойства двумерных полупроводниковых материалов
Глазов М.М.
 Optical properties of two-dimensional semiconductor materials
Glazov M.M...... 71
- L-5 Photovoltaics – new concepts
Godlewski M., Pietruszka R., Witkowski B.S. 73
- L-6 Резонансное спин-зависимое туннелирование в гетероструктурах
Рожанский И.В.
 Resonant spin-dependent tunneling in heterostructures
Rozhansky I.V...... 74
- L-7 Магнитотранспорт в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe с инвертированным и дираковским энергетическим спектром
Якунин М.В., Подгорных С.М., Попов М.Р., Криштопенко С.С., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.
 Magnetotransport in the HgTe/CdHgTe double quantum well with inverted and Dirac energy spectrum
Yakunin M.V., Podgornykh S.M., Popov M.R., Krishtopenko S.S., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A. 76
- L-8 Энергетический спектр носителей в квантовых ямах HgTe: Мифы и Реальность. Часть вторая.
Миньков Г.М.
 The energy spectrum of the carriers in HgTe quantum wells: "Myths and Reality" Part two.
Minkov G.M...... 78
- L-9 Электронный транспорт в двумерном топологическом изоляторе на основе квантовой ямы HgTe
Ольшанецкий Е.Б., Квон З.Д., Гусев Г.М., Райчев О.Е., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.

- Electron transport in a 2D topological insulator on the basis of HgTe quantum well
Olshanetsky E.B., Kvon Z.D., Raichev O.E., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A. 79
- L-10 Исследование транспорта между сверхпроводником/ферромагнетиком и двумерной электронной системой в 8 нм HgTe квантовой яме
Кононов А.А., Егоров С.В., Квон З.Д., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Девятков Э.В.
 Investigation of the transport between superconductor/ferromagnetic and the 2D electron system in 8nm HgTe quantum well
Kononov A.A., Egorov C.V., Kvon Z.D., Mikhailov N.N. Dvoretzky S.A., Deviatov E.V. 81
- L-12 Электронная структура интерфейсов трехмерных топологических изоляторов и материалов с большим рашбовским расщеплением
Еремеев С.В., Циркин С.С., Нечаев И.А., Чулков Е.В.
 Electronic structure of interfaces between three-dimensional topological insulators and materials with giant Rashba splitting
Eremeev S.V., Tsirkin S.S., Nechaev I.A., Chulkov E.V. 83
- L-13 Ориентация спинов носителей заряда током в полупроводниках и низкоразмерных структурах
Кокурин И.А., Аверкиев Н.С.
 Charge-carrier spin orientation by the current in semiconductors and low-dimensional structures.
Kokurin I.A., Averkiev N.S. 85
- L-14 Спин-поляризованные состояния в системе Bi/InAs(111)A
Терещенко О.Е., Аксенов М.С., Голяшов В.А., Степина Н.П., Кириенко В.В., Бондаренко Л.В., Тупчая А.Ю., Грузнев Д.В., Саранин А.А.

Spin-polarized states in Bi/InAs(111)A system

Tereshchenko O.E., Aksenov M.S., Golyashov V.A., Stepina N.P., Kirienko V.V., Bondarenko L.V., Tupchaya A.Yu., Gruznev D.V., Saranin A.A..... 87

L-15 Делокализационные свойства неупорядоченных мультитарьерных структур на основе щелевой модификации графена

Азарова Е.С., Максимова Г.М.

Delocalization properties of disordered multibarrier structures based on gapped graphene

E.S. Azarova, G.M. Maksimova..... 89

L-16 Слабая антилокализация в трёхмерном топологическом изоляторе на основе напряжённого слоя HgTe

Савченко М.Л., Козлов Д.А., Квон З.Д., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.

Weak Antilocalization in 3D Topological Insulator Based on a Strained HgTe Film

Savchenko M.L., Kozlov D.A., Kvon Z.D., Mikhailov N.N. Dvoretzky S.A. 91

L-17 Магнитотранспорт в 2D структурах InGaAs/GaAs в области перехода изолятор – квантовохолловская жидкость

Савельев А.П., Арапов Ю.Г, Гудина С.В, Неверов В.Н., Подгорных С.М., Шелушинина Н.Г., Якунин М.В.

2D structures InGaAs/GaAs magnetotransport in the transition insulator - Quantum Hall liquid

Savelyev A.P, Arapov Yu.G, Gudina S.V., Neverov V.N., Podgornyykh S.M., Shelushinina N.G., Yakunin M.V..... 92

L-18 Свойства туннельного точечного контакта на основе высокоподвижного двумерного электронного газа в GaAs квантовой яме

Квон З.Д.

	Properties of a tunneling point contact on the basis of high mobility 2DEG in GaAs quantum well	
	Kvon Z.D.	94
L-19	Вигнеровский кристалл в режимах дробного и целочисленного квантовых эффектов Холла в n-AlGaAs/GaAs	
	Дричко И.Л. , Смирнов И.Ю., Суслов А.В., Гальперин Ю.М., Pfeiffer L.N., West K.W.	
	Wigner Crystal in the Integer and Fractional Quantum Hall Effect Regimes in n-GaAs/AlGaAs.	
	Drichko I.L. , Smirnov I.Yu., Suslov A.V., Gal'perin Yu.M., Pfeiffer L.N., West K.W.	96
L-20	Температурная зависимость пиковых значений проводимости в гетероструктурах n-InGaAs/GaAs с одиночной и двойной квантовыми ямами	
	Клепикова А.С. , Арапов Ю.Г., Неверов В.Н., Гудина С.В., Шелушинина Н.Г., Якунин М.В.	
	The temperature dependence of the peak values of conductivity in n-InGaAs / GaAs heterostructures with single and double quantum wells.	
	Klepikova A.S. , Arapov Y.G., Neverov V.N., Gudina S.V., Shelushinina N.G., Yakunin M.V.	98
L-21	Температурно-стимулированный переход от макро- к мезоскопическому поведению прыжковой проводимости по ансамблю квантовых точек	
	Степина Н.П. , Верхушин И.А., Ненашев А.В., Двуреченский А.В.	
	Temperature-stimulated transition from macroscopic to mezosopic behavior of hopping conductance via 2D array of quantum dots.	
	Stepina N.P. , Verhushkin I.A., Nenashev A.V., Dvurechensky A.V.	100

- L-22 Flexible Transparent Electrode based on Carbon Nanotubes and Graphene Nanoplatelets
Jakubowska M., Wróblewski G., Sloma M., Mlozniak A., Janczak D..... 102
- L-23 Cathodoluminescence spectroscopy of wide-band-gap nanorods
Kowalski B.J., Reszka A., Pieniążek A., Witkowski B.S., Sobczak K., Sobanska M., Klocek K., Zytkiewicz Z.R., Wachnicki Ł., Gierałtowska S., Godlewski M., Zeimer U., Jahn U. 104
- L-24 Влияние шероховатостей гетерограницы на электросопротивление в параллельном плоскости гетероструктуры магнитном поле
Неверов В.Н., Боголюбский А.С., Гудина С.В., Якунин М.В.
 Effect of heteroboundary roughness on the electrical resistivity in in-plane magnetic field
Neverov V.N., Bogolyubsky A.S., Gudina S.V., Yakunin M.V. 106
- L-25 Устойчивость к беспорядку графеноподобных решеток антиточек и квантовых точек
Ткаченко О.А., Ткаченко В.А.
 Sensitivity to disorder of graphene-like lattices of quantum dots and antidots
O.A. Tkachenko, V.A. Tkachenko 108
- L-26 Квантовый эффект Холла в гетероструктуре HgCdTe/HgTe с инвертированным зонным спектром: от квантового туннелирования к классическому протеканию
Гудина С.В., Арапов Ю.Г., Неверов В.Н., Подгорных С.М., Попов М.Р., Харус Г.И., Шелушинина Н.Г., Якунин М.В., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н.

- Quantum Hall effect in HgTe/CdHgTe heterostructures with inverted energy spectrum: from quantum tunneling to classical percolation
- S.V.Gudina**, Yu.G.Arapov, V.N.Neverov, S.M.Podgornykh, M.R.Popov, N.G.Shelushinina, M.V.Yakunin, S.A.Dvoretzky, N.N.Mikhailov 110
- L-27 Термодинамическое измерение очень больших масс носителей в квантовых ямах HgTe
- Кунцевич А.Ю.**, Тупиков Е.В., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.
- Thermodynamical measurements of very large carrier masses in HgTe quantum wells
- A.Yu.Kuntsevich**, Y.V. Tupikov, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzki 112
- L-28 Проводимость безмассовых двумерных дираковских фермионов в HgTe квантовой яме
- Добрецова А.А.**, Квон З.Д., Брагинский Л.С., Энтин М.В., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.
- Conductivity of two-dimensional massless Dirac fermions in HgTe quantum well.
- Dobretsova A.A.**, Kvon Z.D., Braginskii L.S., Entin M.V., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A. 114
- L-29 Проблемы создания высокопроводящих прозрачных материалов на основе широкозонного полупроводника – оксида цинка
- Лашкарев Г.В.**, Карпина В.А., Радченко М.В., Миронюк Д.В., Попович В.И., Дранчук Н. В., Тимофеева И. И., Годлевский М., Петрушка Р., Костылев В. П., Романюк В. Р., Власюк В. М., Маслюк В. Т., Позняк И. И., Петросян Л. И.
- Some issues of producing of the highly conductive transparent material using wideband semiconductor - zinc oxide

	Lashkarev G.V., Karpina V.A., Radchenko M.V., Mironyuk D.V., Popovich V.I., Dranchuk N.V., Timofeeva I.I., Godlevsky M., Petrushka P., Kostilyov V.P., Romanyuk V.R., Vlasyuk V.M., Maslyuk V.T., Poznyak I.I., Petrosyan L.I.	115
L-30	Проводимость короткопериодных сверхрешеток с распределенным ТГц резонатором Каган М.С., Алтухов И.В., Дижур С.Е., Папроцкий С.К., Баранов А.Н., Тесье Р., Буравлев А.Д., Васильев А.П., Задиранов Ю.М., Ильинская Н.Д., Усикова А.А., Устинов В.М. Conductivity of short-period superlattices with extended THz cavities Kagan M.S., Altukhov I.V., Dizhur S.E., Paprotskiy S.K., Baranov A.N., Teissier R., Buravlev A.D., Vasil'iev A.P., Zadiranov Yu.M., Il'inskaya N.D., Usikova A.A., Ustinov V.M.	117
L-31	Шумовая термометрия в графене Бердюгин А.И., Дрёмов В.В., Храпай В.С. Noise thermometry in graphene Berdyugin A. I., Dremov V. V., Khrapai V. S.	119
L-32	Intrinsic spin Hall effect in systems with striped spin-orbit coupling Саргара С., Grilli М., Raimondi R., Seibold G.	121
L-33	Влияние параллельного плоскости гетероструктуры магнитного поля на электросопротивление Боголюбский А.С., Неверов В.Н., Гудина С.В., Якунин М.В. Effect of in-plane magnetic field on the electrical resistivity of heterostructure Bogolubsky A.S., Neverov V.N., Gudina S.V., Yakunin M.V.	122

- L-34 Универсальность критических индексов в квантовом эффекте Холла в наногетероструктурах n- InGaAs/InAlAs
Гудина С.В., Арапов Ю.Г., Савельев А.П.,
 Неверов В.Н., Шелушинина Н.Г., Якунин М.В.,
 Васильевский И.С., Виниченко А.Н.
 Universality of critical indices in quantum Hall effect in n-
 InGaAs/InAlAs heterostructures
S.V.Gudina, Yu.G.Arapov, A.P. Saveliev, V.N. Neverov,
 N.G.Shelushinina, M.V.Yakunin, I.S.Vasil'evsky,
 A.N.Vinichenko 124
- L-35 Баллистический магнетотранспорт в подвешенном
 двумерном электронном газе с периодической решёткой
 антиточек
Жданов Е.Ю., Погосов А.Г., Буданцев М.В.,
 Похабов Д.А.
 Ballistic magnetotransport of two-dimensional electron gas
 structured with periodical lattice of antidots
Е.Yu. Zhdanov, A.G. Pogosov, M.V. Budantsev,
 D.A. Pokhahov 126
- L-36 Влияние подсветки на подвижность 2D- электронов при
 рассеянии на коррелированном распределении примесных
 ионов
Михеев В. М.
 Influence of the illumination on the mobility of 2D - electrons
 scattered on the correlated distribution of impurity ions
Mikheev V.M...... 128
- L-37 Обменное взаимодействие в ванадиевых пирохлорах
 R2V2O7 (R = Lu,Y): первопринципный расчёт
Назипов Д.В., Никифоров В.А., Чернышев В.А.
 Exchange interaction in vanadate pyrochlores R2V2O7
 (R=Lu,Y): ab initio calculation
Nazipov D.V., Nikiforov A.E., Chernyshev V.A. 129

- L-38 Аномальный эффект Холла в двумерном неупорядоченном ферромагнетике Рашбы
Новокшенов С.Г.
 Anomalous Hall effect in two-dimensional disordered Rashba ferromagnet
Novokshonov S.G...... 131
- L-39 Туннельный перенос LD ($L=0-2$) электронов через барьер в окрестности интерфейсов
Орлов Л.К., Ивина Н.Л.
 LD ($L=0-2$) electrons tunneling transfer through interface barrier.
Orlov L.K., Ivina N.L. 133
- L-40 Шумовая термометрия краевых каналов в двумерном топологическом изоляторе
Петруша С.В., Тихонов Е.С., Храпай В.С.
 Noise thermometry of the edge states in two-dimensional topological insulator
Piatrusha S.V., Tikhonov E.S., Khrapai V.S. 135
- L-41 Прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка в режиме квантового эффекта Холла в гетероструктурах HgTe/CdHgTe
Попов М.Р., Арапов Ю.Г., Гудина С.В., Неверов В.Н., Подгорных С.М., Шелушинина Н.Г., Харус Г.И., Якунин М.В., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н.
 Variable – range hopping conductivity in quantum Hall regime for HgTe – based heterostructure
Popov M.R., Arapov Yu.G., Gudina S.V., Neverov V.N., Podgornykh S.M., Shelushinina N.G., Harus G.I., Yakunin M.V., Dvoretzky S.A., Mikhailov N.N. 137
- L-42 Неравновесный химический потенциал в двумерном электронном газе в режиме квантового эффекта Холла
Похабов Д.А., Погосов А.Г, Буданцев М.В., Жданов Е.Ю.

- Imbalance of the chemical potential in a 2DEG in the quantum Hall effect regime
D.A. Pokhabov, A.G. Pogosov, M.V. Budantsev, E.Yu. Zhdanov..... 138
- L-43 Магнитотранспорт в квантовой яме HgTe шириной 20.5нм в условиях гидростатического давления.
Прудкогляд В.А., Ольшанецкий Е.Б., Квон З.Д., Пудалов В.М., Мартовицкий В.П., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.
 Magnetotransport in 20.5nm HgTe quantum well under hydrostatic pressure conditions
Prudkoglyad V.A., Olshanetsky E.B., Kvon Z.D., Pudalov V.M., Martovitsky V.P., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A. 140
- L-44 Noncommutative algebra of single particle operators in 2D Dirac-like semiconductors
Rumyantsev E.L., Kunavin P.E. 142
- L-45 Переходы с переносом заряда в оптических спектрах нанокристаллов $Mg_{1-x}Ni_xO$
Соколов В.И., Пустоваров В.А., Чурманов В.Н., Груздев Н.Б., Уймин М.А., Бызов И.В., Дружинин А.В., Ким Г.А., Зацепин А.Ф., Кузнецова Ю.А.
 Charge Transfer Transitions in Optical Spectra of $Mg_{1-x}Ni_xO$ nanocrystals
Sokolov V.I., Pustovarov V.A., Churmanov V.N., Gruzdev N.B., Uimin M.A., Byzov I.V., Druzhinin A.V., Kim G.A., Zatsepina A.F., Kuznetsova J.A. 144
- L-46 Шумовой сенсор на основе InAs-нанопровода
Тихонов Е.С., Шовкун Д.В., Храпай В.С., Ercolani D., Sorba L., Roddaro S.
 InAs nanowire based noise sensor
Tikhonov E.S., Shovkun D.V., Khrapai V.S., Ercolani D., Sorba L., Roddaro S..... 146

- L-47 Затворные характеристики и емкость полупроводникового искусственного графена
Ткаченко О.А., Ткаченко В.А.
 Gate voltage characteristics and capacitance of a semiconductor artificial graphene
О.А. Tkachenko, V.A. Tkachenko 148

Структура и свойства

полупроводников с примесями переходных элементов

Structure and properties

of semiconductors with transition metal impurities

150

-
- T-1 Структура и ферромагнетизм тонких пленок $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ с $x \approx 0.5$
Б.А. Аронзон, А.Б. Давыдов, А.Л. Васильев, О.А. Новодворский, Н.С. Перов
 Structure and Ferromagnetism of $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x \approx 0.5$) thin films.
Aronzon B.A., Davydov A.B., Vasiliev A.L., Novodvorskii O.A., Perov N.S. 151
- T-2 Наблюдение проявлений токов спонтанного намагничивания в кристаллах HgSe с низкой концентрацией кобальта
 А.Т. Лончаков, **С.Б. Бобин**, В.В. Дерюшкин, В.И. Окулов, Т.Е. Говоркова
 Observation of manifestations of spontaneous magnetization current in HgSe crystals with a low cobalt concentration
Bobin S.B., Lonchakov A.T., Deryushkin V.V., Okulov V.I., Govorkova T.E. 153
- T-3 Фотоэмиссионные исследования электронной структуры CIGS материалов для солнечных элементов
Гребенников В.И., Кузнецова Т.В.

- Photoemission study of the electronic structure of CIGS materials for solar cells
Grebennikov V.I., Kuznetsova T.V. 155
- T-4 Аномальный эффект Холла в квантовых ямах GaAs/InGaAs/GaAs, с пространственно отделенным дельта-слоем марганца
Овешников Л.Н., Кульбачинский В.А., Нехаева Е.И., Аронзон Б.А.
 Anomalous Hall effect in GaAs/InGaAs/GaAs quantum wells with spatially separated manganese delta-layer
L.N. Oveshnikov, V.A. Kulbachinskii. E.I. Nehaeva, B.A. Aronzon..... 157
- T-5 Механизмы спиновой релаксации марганца в ферромагнитном (Ga,Mn)As.
Крайнов И.В., Сапега В.Ф., Аверкиев Н.С., Димитриев Г.С., Плог К.Н.
 Spin relaxation mechanism of manganese in the ferromagnetic (Ga, Mn) As
Krainov I.V., Sapega V.A., Averkiev N.S., Dmitriev G.S., Ploog K.H. 159
- T-6 Поглощение ультразвука в кристалле ZnSe, допированном ионами хрома, в продольном и поперечном магнитных полях
 Аверкиев Н.С., Bersuker I.B., Гудков В.В., **Сарычев М.Н.**, Zherlitsyn S., Yasin S., Жевстовских И.В.
 Absorption of ultrasound in ZnSe crystal doped with chromium ions in longitudinal and transverse magnetic fields
M.N. Sarychev, V.V. Gudkov, I.V. Zhevstovskikh, N.S. Averkiev, I.B. Bersuker, S. Zherlitsyn, S. Yasin 161
- T-7 Гальваномагнитные свойства теллурида свинца, легированного кобальтом
Скипетров Е.П., Ковалев Б.Б., Шевченко И.В., Хворостин А.В., Кнотько А.В., Слынько В.Е.

- Galvanomagnetic properties of the Co-doped PbTe
E.P. Skipetrov, B.B. Kovalev, I.V. Shevchenko,
 A.V. Khvorostin, A.V. Knotko, V.E. Slyngo 163
- T-9 Магнитооптические свойства $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ ($0 \leq x \leq 1$) в неполяризованном свете
Бучкевич А.А., Сухоруков Ю.П., Телегин А.В., Бессонов В.Д., Федоров В.А., Менщикова Т.К.
 Magnetooptical properties of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ ($0 < x < 1$) in unpolarized light
Buchkevich A.A., Sukhorukov Yu.P., Telegin A.V., Bessonov V.D., Fedorov V.A., Menshchikova T.K. 165
- T-10 Адиабатический и изотермический модули упругости в кристалле флюорита $\text{SrF}_2:\text{Cr}^{2+}$
 Аверкиев Н.С., Bersuker I.B., Гудков В.В., Жевстовских И.В., Сарычев М.Н., Zherlitsyn S., Yasin S., Шакуров Г.С., Уланов В.А., Суриков В.Т.
 Adiabatic and isothermal elastic moduli in $\text{SrF}_2:\text{Cr}^{2+}$ fluorite crystal.
 N.S. Averkiev, I.B. Bersuker, **V.V. Gudkov**, I.V. Zhevstovskikh M.N. Sarychev, S. Zherlitsyn, S. Yasin, G.S. Shakurov, V. A. Ulanov, V.T. Surikov 167
- T-11 Обнаружение угловой зависимости аномального эффекта Холла в кристаллах HgSe с низкими концентрациями примесей 3d-переходных металлов
 А.Т. Лончаков, **В.В. Дерюшкин**, С.Б. Бобин, В.И. Окулов, Т.Е. Говоркова
 Detection of the angular dependence of the anomalous Hall effect in HgSe crystals doped with low concentrations of 3d-transition metal impurities
 Lonchakov A.T., **Deryushkin V.V.**, Bobin S.B., Okulov V.I., Govorkova T.E. 169

- T-12 Электрические свойства смесей графита с оксидом циркония при давлениях от 7 до 44 GPa
Жарков А.В., Тихомирова Г.В.
Electrical properties of the graphite/zirconium oxide mixtures under the 7 to 44 GPa pressures
Zharkov A.V., Tikhomirova G.V. 171
- T-13 Определение параметров гибридизированных электронных состояний примесей переходных элементов в кристаллах селенида ртути по данным ультразвуковых экспериментов
Жевстовских И.В., Окулов В.И., Гудков В.В., Сарычев М.Н., Паранчич Л.Д., Андрийчук М.Д.
Determination of the parameters characterizing the hybridized electron states of the transition element impurities in mercury selenide crystals by ultrasonic experiment
I.V. Zhevstovskikh, V.I Okulov, V.V. Gudkov, M.N. Sarychev, L.D. Paranchich, M.D. Andriichuk 173
- T-14 Атомная и электронная структура тонких пленок CZTS полупроводников
Кузнецова Т.В., Гребенников В.И.
Atomic and electronic structure of the CZTS semiconductors thin films
Kuznetsova TV, Grebennikov VI 175
- T-15 Наблюдение и теоретическое описание квантовых осцилляций гальваномагнитных параметров при термодинамическом аномальном эффекте Холла в системе спин-поляризованных донорных электронов примесей кобальта малой концентрации в кристаллах селенида ртути
А.Т. Лончаков, В.И. Окулов, С.Б. Бобин, В.В. Дерюшкин, Е.А. Памятных, Т.Е. Говоркова, В.Н. Неверов

Observation and theoretical description of the quantum oscillations of the galvanomagnetic parameters under conditions of the thermodynamic anomalous Hall effect in the system of spin-polarized donor electrons of low concentration cobalt impurity in mercury selenide crystals

Lonchakov A.T., Okulov V.I. Bobin S.B. Deryushkin V.V. Pamyatnikh E.A. Govorkova T.E. 177

T-16 Транспортные и магнитные свойства полупроводниковых гетероструктур с различной толщиной δ -слоя марганца

Луговых А.М., Чарикова Т.Б., Окулов В.И., Моисеев К.Д., Неведомский В.Н., Кудрявцев Ю.А., Галлардо С., Лопес-Лопес М.

Transport and magnetic properties of semiconductor heterostructures with different thickness of Mn δ -layer.

A. Lugovikh, T. Charikova, V. Okulov, K. Moiseev, V. Nevedomsky, Yu. Kudriavstev, S. Gallardo, M. Lopez-Lopez 179

T-17 Исследования релаксации избыточного тока кремниевых диодов Шоттки, изготовленных с применением аморфного металлического сплава

Пашаев И.Г., Гадимли А.А., Курбанова Н.О.

Investigation of relaxation of the excess current silicon Schottky diodes made with amorphous metal alloys

Pashayev I. G., Gadimli A. A, Kurbanova N. O..... 181

T-18 Термический коэффициент движения резонансного уровня железа в теллуриде свинца

Скипетров Е.П., Крулевецкая О.В., Скипетрова Л.А., Слынько В.Е.

Temperature coefficient of iron resonant impurity level in PbTe

E.P. Skipetrov, O.V Kruleveckaya, L.A Skipetrova, V.E Slynko... 183

- T-19 Вклад кластеров ионов примеси в магнитные свойства $Pb_{1-y}Fe_yTe$
Скипетров Е.П., Соловьев А.А., Маркина М.М.,
 Захаров К.В., Константинов Н.С., Ржевский В.В.,
 Слынько В.Е.
 Contribution of clusters of impurity ions in magnetic properties
 of $Pb_{1-y}Fe_yTe$
E.P. Skiptetrov, A.A. Solovev, M.M. Markina, K.V. Zakharov,
 N.S. Konstantinov, V.V. Rzhhevskiy, V.E. Slynko..... 185
- T-20 Нейтронографическое исследование кристалла $Zn_{0.95}Fe_{0.05}Se$
Суркова Т.П., Максимов В.И., Юшкова Е.Н.
 Neutronographic investigation of $Zn_{0.95}Fe_{0.05}Se$ crystal
Surkova T.P., Maksimov V.I., Yushkova E.N. 187

Новые электронные явления и материалы

New electronic phenomena and materials

189

- NM-1 Зондирование поверхностных состояний в топологических
 изоляторах с помощью лазерного терагерцового излучения
 А.В. Галеева, С.Г. Егорова, В.И. Черничкин, Л.И. Рябова,
 Е.П. Скипетров, М.Е. Тамм, Л.В. Яшина, С.Н. Данилов,
 С.Д. Ганичев, **Д.Р. Хохлов**
 Investigation of the surface states in topological insulators using
 terahertz laser radiation
 A.V. Galeeva, S.G. Egorova, Chernichkin V.I., Ryabova L.I.,
 Skiptetrov E.P., Tamm M.E., Yashina L.V., Danilov S.N.,
 Ganichev S.D., **Khohlov D.R.**..... 190
- NM-2 Структура краевых и поверхностных состояний в
 топологических изоляторах на основе $HgTe$
 Дурнев М.В., Будкин Г.В., **Тарасенко С.А.**

- The structure of the boundary and surface states in topological insulators based on HgTe
- Durnev M.V., Budkin G.V., **Tarasenko S.A.** 192
- NM-3 Переход к металлической проводимости и сверхпроводимости под давлением в твердом растворе $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$
 Адрианов Г.О, Козуб В.И, Михайлин Н.Ю, **Парфеньев Р.В.**, Шамшур Д.В., Черняев А.В.
 Electronic transitions to the metallic conductivity and superconductivity under pressure in solid solutions $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})\text{Te}:\text{In}$.
 G.O. Andrianov, V.I. Kozub, N.Yu. Mikhailin, **R.V.Parfeniev**, D.V. Shamshur, A.V. Chernyaev..... 193
- NM-4 Особенности корреляций продольного и холловского сопротивлений в низкоразмерном неупорядоченном соединении $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ на границе антиферромагнетик-сверхпроводник
Чарикова Т.Б., Харус Г.И, Шелушинина Н.Г., Петухов Д.С., Петухова О.Е., Иванов А.А.
 Correlation peculiarities of longitudinal and Hall resistivity in low-dimensional disordered compound $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ on the antiferromagnetic-superconductor border.
T.B. Charikova, N.G. Shelushinina, G.I. Harus, D.S. Petukhov, O.E. Petukhova, A.A. Ivanov 195
- NM-5 Spin Hall conductivity in three-dimensional topological insulator/normal insulator heterostructures
 Men'shov V.N., **Tugushev V.V.**, Chulkov E.V. 197
- NM-6 Транспортные свойства топологических изоляторов Bi_2Te_3 и $\text{Bi}_x\text{Sb}_{2-x}\text{Te}_3$ с p-n переходом
Голяшов В.А., Кох К.А., Терещенко О.Е.

	Transport properties of Bi_2Te_3 and $\text{Bi}_x\text{Sb}_{2-x}\text{Te}_3$ topological insulators with p-n transition	
	Golyashov V.A. , Kokh K.A., Tereshchenko O.E.	199
NM-7	Резонансное генерирование спин-волнового тока в структурах полупроводник/ферромагнитный диэлектрик	
	Ляпилин И.И. , Окоороков М.С	
	Resonant generation of a spin-wave current in a semiconductor/magnetic insulator structure	
	I. I. Lyapilin , M. S. Okorokov	201
NM-8	Топологический эффект Холла при рассеянии носителей на магнитном скирмионе	
	Денисов К.С. , Рожанский И.В., Аверкиев Н.С.	
	Topological Hall effect due to the scattering of carriers on magnetic skyrmion	
	Denisov K.S. Rozhansky I.V. Averkiev N.S.....	203
NM-9	Особенности электросопротивления полуметаллических ферромагнетиков Co_2MeAl ($\text{Me} = \text{Ti}, \text{V}, \text{Cr}, \text{Mn}, \text{Fe}$)	
	Перевозчикова Ю.А. , Коуров Н.И., Weber H.W., Марченков В.В.	
	Peculiarities in the electroresistivity of Co_2MeAl ($\text{Me} = \text{Ti}, \text{V}, \text{Cr}, \text{Mn}, \text{Fe}$) half-metallic ferromagnets	
	Perevozchikova Yu.A. , Kourov N.I., Weber H.W., Marchenkov V.V.	205
NM-10	Квантовые точки и квантовые штрихи в системе $\text{InSb}/\text{InAs}(\text{Sb}, \text{P})$ с компенсационно-напряженным матричным слоем	
	Моисеев К.Д. , Романов В.В., Дементьев П.А., Неведомский В.Н., Сокура Л. А., Берт Н.А.	

Quantum dots and quantum dashes in the InSb/InAs(Sb,P) system with compensatory-tense matrix layer	
Moiseev K.D. , Romanov V.V., Dement'ev P.A., Nevedomsky V.N., Sokura L.A., Bert N.A.	207
NM-11 Легирование теллурида кадмия мышьяком в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии	
Михайлов Н.Н. , Сизиков П.В., Дворецкий С.А., Протасов Д.Ю.	
The CdTe doping by arsenic at MBE	
Mikhailov N.N. , Sizikov P.V., Dvoretzky S.A., Protasov D.Yu.....	209
NM-12 Фотонно-усиленная термоэлектронная эмиссия из <i>p</i> -GaAs со слоями цезия	
Журавлев А.Г. , Альперович В.Л.	
Photon-enhanced thermionic emission from <i>p</i> -GaAs with Cs overlayers	
Zhuravlev A.G. , Al'perovich V.L.....	211
NM-13 Coexistence Eu ²⁺ and Eu ³⁺ luminescence and position of the Fermi level in dielectrics	
Grinberg M.	212
NM-14 Особенности намагничивания магнитных наноостровковых систем	
Пудонин Ф.А. , Ковалева Н.Н., Багдинов А.В., Горбацевич А.А., Шерстнев И.А.	
Peculiarities of magnetization of the magnetic nanoisland systems	
Pudonin F.A. , Kovaleva N.N., Bogdanov A.V., Gorbatshevich A.A., Sherstnev I.A.....	214
NM-15 Measurement of Nephelauxetic Effect in Nanosized ZnAl ₂ O ₄ Applying Chromium Ions	
Dereń P.J. , Gağor A., Walerczyk W, Stefańska, D, Miniajluk N., Bondzior B., Watras A., Lemański K.	216

- NM-16 Магнитосопротивление в полупроводниках с орбитально-зарядовым упорядочением
Аплеснин С.С., Королев В.В., Кретинин В.В., Ситников М.Н.
Magnetoresistance of semiconductors with charge-orbital ordering
S.S. Aplesnin, V.V. Korolev, V.V. Kretinin, M.N. Sitnikov218
- NM-17 Термоэлектрические свойства, эффект Шубникова - де Гааза и подвижности носителей заряда в теллуридах и селенидах висмута-сурьмы и нанокompозитах на их основе
Кульбачинский В.А., Кытин В.Г., Кудряшов А.А., Лунин Р.А., Banerjee A.
Thermoelectrical properties, Shubnikov-de-Haas effect and mobilities of the charge carriers in tellurides and selenides of bismuth-antimony and their nanocomposites
Kulbachinskii V.A., Kytin V.G., Kudryashov A.A., Lunin P.A., Banerjee A.220
- NM-18 Electronic polymers and soft-matter-like physics in underdoped cuprates
S. Caprara, M. Capati, C. Di Castro, M. Grilli, J. Lorenzana, G. Seibold222
- NM-19 Аномальная температурная зависимость верхнего критического поля в электронно-легированных сверхпроводниках на границе антиферромагнетик-сверхпроводник
Петухов Д.С., Чарикова Т.Б., Шелушина Н.Г., Харус Г.И., Петухова О.Е., Иванов А.А.
Anomalous temperature dependence of the upper critical field in electron-doped superconductors on the border antiferromagnetic-superconductor
Petukhov D.S., Charikova T.B., Shelushina H.G., Kharus G.I., Petukhova O.E., Ivanov A.A.224

- NM-20 Эффекты усиления магнетизма сплава Fe-V-Al при малой вариации содержания непереходного элемента в стехиометрическом составе
Говоркова Т.Е., Усик А.Ю., Лончаков А.Т., Окулов В.И., Марченков В.В., Подгорных С.М., Бобин С.Б., Дерюшкин В.В.
 Enhancing effects of magnetism in Fe-V-Al alloy with a small variation of the content of non-transition element in a stoichiometric composition
Govorkova T.E., Usik A.Yu., Lonchakov A.T., Okulov V.I., Marchenkov V.V., Podgornykh S.M., Bobin S.B., Deryushkin V.V.226
- NM-21 Магнитные нанокompозиты на основе полимеров
Аронзон Б.А., Вдовиченко А.Ю., Стрельцов Д. Р., Озерин С.А., Чвалун С.Н.
 Magnetic nanocomposites based on polymers
Aronzon B.A., Vdovichenko A.Yu., Streltsov D.R., Ozerin S.A., Chvalun S.N.228
- NM-22 Циркулярно-поляризованная электролюминесценция спиновых светоизлучающих диодов с инжектором вида (Al₃Mn)B5
Ведь М.В., Дорохин М.В, Малышева Е.И, Здоровейщев А.В.
 Circularly polarized electroluminescence of the spin light-emitting diodes with a (Al₃, Mn) B5 injector type
Ved' M.V., Dorohin M.V., Malyusheva E.I., Zdoroveishev A.V. ...230
- NM-23 Исследование поверхностных состояний в топологических изоляторах (Bi_{1-x}In_x)₂Se₃
Егорова С.Г., Галеева А.В., Тамм М.Е., Яшина Л.В., Данилов С.Н., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р.
 Investigation of surface states in topological insulators (Bi_{1-x}In_x)₂Se₃
Egorova S.G., Galeeva A.V., Tamm M.E., Yashina L.V., Danilov S.N., Ryabova L.I., Khokhlov D.R.232

- NM-24 Магнитонезависимый спиновый светодиод с инжектором CoPt
Здоровейшев А.В., Дорохин М.В., Вихрова О.В., Демина П.Б., Кудрин А.В.
Magnetic field-independent light-emitting diode with CoPt injector
A.V. Zdoroveyshchev, M.V. Dorokhin, O.V. Vikhrova, P.B. Demina, A.V. Kudrin.....234
- NM-25 Биосовместимые кремниевые наночастицы как контрастные агенты для магнитно-резонансной томографии
Каргина Ю.В., Гонгальский М.Б.
Biocompatible silicon nanoparticles as contrast agents for magnetic resonance imaging
Kargina Yu.V., Gongalsky M.B.....236
- NM-26 Эпитаксиальный рост графеноподобного и графитоподобного AlN на поверхности (111) Si и измерение параметров кристаллической решетки методом ДБЭО
Конфедератова К.А., Мансуров В.Г., Галицын Ю.Г., Малин Т.В., Журавлев К.С.
Graphene-like and graphite-like AlN layers epitaxial growth on Si (111) surface and measurement of lattice parameters by RHEED
Konfederatova K.A., Mansurov V.G., Galitsyn Yu.G., Malin T.V., Zhuravlev K.S.238
- NM-27 Влияние высокого давления на электрические, структурные и оптические свойства термоэлектриков $(\text{Bi,Sb})_2(\text{Te,Se})_3$.
Коробейников И.В., Лукьянова Л.Н., Овсянников С.В., Щенников В.В., Кутасов В.А.
High Pressure Impact on Electrical, Structural and Optical Properties of $(\text{Bi,Sb})_2(\text{Te,Se})_3$ Thermoelectrics.
Korobeynikov I.V., Lukyanova L.N., Ovsyannikov S.V., Shchennikov V.V., Kutasov V.A.....240

- NM-28 Свойства полупроводниковой керамики p-типа CuAlO_2
Кыгин В.Г., Кульбачинский В.А., Кондратьева Д.Ю.,
 Максимова О.В., Константинова Е.А., Горбунова Д.А.,
 Корсаков И.Е.
 Properties of p-type semiconductor ceramics CuAlO_2
Kytin V.G., Kulbachinskii V.A., Kondratieva D. Yu.,
 Maximova O.V., Konstantinova E.A., Gorunova D.A.,
 Korsakov I.E.241
- NM-29 Спин-волновой ток и эффекты увлечения в гибридных
 структурах металл/ферромагнитный диэлектрик
Ляпилин И.И., Огороков М.С.
 Thermal spin effects and a magnon-phonon drag in hybrid
 structures: metal/magnetic insulator
Lyapilin I.I., Okorokov M.S.243
- NM-30 Сравнительное изучение оптических свойств соединений
 BiTeX ($X = \text{Cl}, \text{Br}, \text{I}$) с сильным спин-орбитальным
 взаимодействием Рашба
Махнев А.А., Номерованная Л.В., Кузнецова Т.В.,
 Терещенко О.Е.
 A comparative study of the optical properties of the compounds
 BiTeX ($X = \text{Cl}, \text{Br}, \text{I}$) with a strong spin-orbit Rashba interaction
Makhnev A.A., Nomerovannaya L.V., Kuznetsova T.V.,
 Tereshchenko O.E.244
- NM-31 Магнитокалорический эффект в сплавах Гейслера на
 основе Ni-Mn-X ($X = \text{In}, \text{Sb}$)
Емельянова С.М., Патраков Е.И., Калетина Ю.В.,
 Перевозчикова Ю.А., Марченков В.В.
 Magnetocaloric effect in Heusler alloys based on Ni-Mn-X
 ($X = \text{In}, \text{Sb}$)
Emelyanova S.M., Patrakov E.I., Kaletina Yu.V.,
 Perevozchikova Yu.A., Marchenkov V.V.246

- NM-32 Ab initio моделирование структуры и динамики решетки ферроборатов $RFe_3(BO_3)_4$ ($R = Pr, Nd, Sm$)
Петров В.П., Чернышев В.А., Никифоров А.Е.
Structural and vibrational properties of $RFe_3(BO_3)_4$ ($R = Pr, Nd, Sm$) ferroborate: ab initio simulation
Petrov V.P., Chernyshev V.A., Nikiforov A.E. 248
- NM-33 Фотопроводящий GaAs, выращенный на подложках GaAs (100) и (111)A
Галиев Г.Б., Климов Е.А., **Пушкарёв С.С.**, Васильев А.Л., Трунькин И.Н., Мишина Е.Д., Буряков А.М., Хусяинов Д.И.,
Photoconductive GaAs, grown on GaAs (100) and (111) A
Galiev G.B., Klimov E.A., **Pushkarev S.S.**, Vasyliov A.L., Trun'kin I.N., Mishina E.D., Buryakov A.M., Husyainov D.I. 250
- NM-34 ИК люминесценция $\alpha-Al_2O_3-\delta$ при 4-300К
Сарычев М.Н., Мамытбеков Ж.К., Мильман И.И., СюрдоА.И., Абашев Р.М., Воинов В.С.
IR luminescence of $\alpha-Al_2O_3-\delta$ at 4-300K
M.N. Sarychev, I.I. Milman, R.M.Abashev, Zh.K. Mamytbekov, A.I. Surdo, V.S. Voinov 252
- NM-35 Электрофизические свойства углеродных материалов при высоких давлениях
Тихомирова Г.В., Петросян Т.К., Волкова Я.Ю., Тебеньков А.В.
Electrophysical properties of carbon materials at high pressures.
Tikhomirova G.V., Petrosyan T.K., Volkova Ya.Yu., Tebenkov A.V. 254
- NM-36 Аномалии гальваномагнитных свойств магнитоупорядоченных сплавов Fe-V-Al при изменении содержания алюминия вблизи стехиометрии
Усик А.Ю., Говоркова Т.Е., Лончаков А.Т., Окулов В.И., Марченков В.В., Окулова К.А.

The anomalies of the galvanomagnetic properties in magnetically ordered alloys Fe-V-Al with variation of aluminum content in vicinity the stoichiometry Usik A.Yu. , Govorkova T.E., Lonchakov A.T., Okulov V.I., Marchenkov V.V., Okulova K.A.	256
NM-37 Кристаллическая структура и фононный спектр редкоземельных титанатов $R_2Ti_2O_7$ (R = Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb, Lu): первопринципный расчет Чернышев В.А. , Петров В.П., Никифоров А.Е. Crystal structure and phonon spectra of rare earth titanates $R_2Ti_2O_7$ (R = Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb, Lu):ab initio calculations V.A. Chernyshev , V.P. Petrov, A.E. Nikiforov	258
NM-38 The mixed-state Hall conductivity of single-crystal films $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ (x=0.14) Shelushinina N.G. , Charikova T.B., Harus G.I., Petukhov D.S., Petukhova O.E., Lugovykh A.M., Ivanov A.A.....	259
Авторский указатель	261
Электронные адреса участников школы.....	267



Электронные
свойства низкоразмерных систем

Electron properties of Low-Dimensional systems

Краевые состояния и майорановские моды в конденсированных средах

Вальков В.В.¹, Аксенов С.В.¹, Злотников А.О.¹, Федосеев А.Д.¹,
Шустин М.С.^{1,2}

¹ИФ СО РАН, 660036, Красноярск, Академгородок, 50, стр. 38

²СФУ, 660041, Красноярск, пр. Свободный, 82

В обзоре рассмотрены симметричные свойства решений уравнения Дирака, а также решения, описывающего фермион Майорана [1] – частицу, совпадающую со своей античастицей.

Обсуждены условия реализации майорановских фермионов в конденсированных средах. Подробно рассмотрено решение задачи о спектре фермиевских возбуждений в модели Китаева [2], описывающей одномерную систему бесспиновых фермионов, в которой за счет эффекта близости инициируется взаимодействие, соответствующее сверхпроводящему спариванию. На основе детального анализа решений системы уравнений Боголюбова-де Жена показано, каким образом происходит формирование элементарного возбуждения с нулевой энергией, представляющего собой связанное состояние двух фермионов Майорана, один из которых локализован в начале цепочки, а другой – в конце. Проанализирована зависимость характеристик такого возбуждения от параметров модели.

В качестве второго примера возникновения моды со связанными майорановскими фермионами рассмотрена двумерная система электронов на треугольной решетке, которая реализуется в слоистых кобальтитах $\text{Na}_x\text{CoO}_2 \cdot y\text{H}_2\text{O}$. В таком материале при определенных уровнях легирования реализуется бесщелевая сверхпроводящая фаза с киральным параметром порядка $\Delta(k)$ [3]. При этом изменение концентрации носителей тока приводит к топологическому фазовому переходу [3,4], когда контур Ферми пересекает систему нодальных точек $\Delta(k)$. Проанализировано влияние неколлинеарного магнитного упорядочения в треугольной решетке,

свернутой в цилиндр, на формирование майорановской моды [5]. Изучено влияние краевых эффектов на условия реализации самосогласованного решения, соответствующего фазе сосуществования киральной сверхпроводимости и неколлинеарного магнитного упорядочения.

Изучены условия возникновения краевых состояний в системе двумерных фермионов на решетке типа пчелиных сот для трех случаев формирования границы: 1) граница ориентирована параллельно вектору трансляции с обрывом одной связи; 2) граница формируется как и первом случае, но с обрывом двух связей; 3) граница ориентирована перпендикулярно вектору трансляции. Показано, что в первых двух случаях краевые состояния локализованы на подрешетке, у которой узлы расположены на поверхности. В третьем случае обе подрешетки эквивалентны и краевые состояния не возникают.

Проанализировано влияние краевых состояний и майорановской моды на вольт-амперную характеристику туннельной структуры, в которой в качестве устройства выступает нанопроволока конечной длины со спин-орбитальным взаимодействием. Рассмотрены случаи, когда проволока ориентирована перпендикулярно направлению туннельного тока и параллельно ему [6]. Обсуждены модификации особенности вольт-амперной характеристики, обусловленной наличием моды с нулевой энергией, соответствующей связанным фермионам Майорана, находящихся на противоположных концах проволоки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ № 16-02-00073.

[1] E. Majorana, *Nuovo Cimento*, 14, 171 (1937)

[2] A.Y. Kitaev, *Phys. Usp.*, 44, 131 (2001),

[3] S. Zhou, Z. Wang, *Phys. Rev. Lett.*, 100, 217002 (2008).

[4] В.В. Вальков, Т.А. Валькова, В.А. Мицкан, *Письма в ЖЭТФ*, 102, 399 (2015).

[5] Y.-M. Lu, Z. Wang, *Phys. Rev. Lett.*, 110, 096403 (2013).

[6] Q.Chen et al., *Low Temp. Phys.*, 182, 82 (2016).

Новые экспериментальные возможности исследования трехмерных топологических изоляторов

Козлов Д.А.¹², Савченко М.Л.¹², Квон З.Д.¹², Михайлов Н.Н.¹²,
Дворецкий С.А.¹²

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

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

В работе представлены результаты изучения транспортного, емкостного, а также терагерцового отклика тонкой высокоподвижной напряженной пленки HgTe, являющейся трехмерным топологическим изолятором. Показано, что комбинирование представленных методик позволяет не только надежно идентифицировать вклад от различных групп носителей, но и извлечь ранее недоступную информацию о системе.

Измерение квантовой емкости между затвором и HgTe пленкой дает прямую информацию о двумерной плотности состояний. Сравнение поведения возникающих в магнитном поле осцилляций Шубникова-де Гааза, одновременно наблюдаемых в емкости и проводимости исследуемой системы, позволяет сделать вывод о селективной чувствительности емкостной спектроскопии к дираковским электронам, расположенным на верхней поверхности пленки HgTe. Это означает, что магнитоёмкостная спектроскопия позволяет зондировать уровни Ландау, формируемые поверхностными электронами, даже в условиях наличия большого количества объемных носителей и, таким образом, является мощным инструментом для изучения любых трехмерных топологических изоляторов, в которых наблюдаются осцилляции ШдГ в перпендикулярном магнитном поле.

В данной системе также был изучен и терагерцовый отклик, т.е. сигналы фотопроводимости, фототоков, а также величина прошедшего излучения. Обнаружено, что под воздействием ТГц излу-

чения в системе формируются фототоки, амплитуда которых испытывает резонансное усиление при магнитных полях, соответствующих циклотронному резонансу. Анализ положения резонансов позволяет определить величину эффективной массы различных видов электронов. Несомненный плюс методики регистрации фототоков состоит в том, что она не требует большой площади образцов и поэтому позволяет изучать оснащенные полупрозрачным затвором образцы. В результате появляется возможность определения величины эффективной массы электронов в широком диапазоне уровней Ферми.

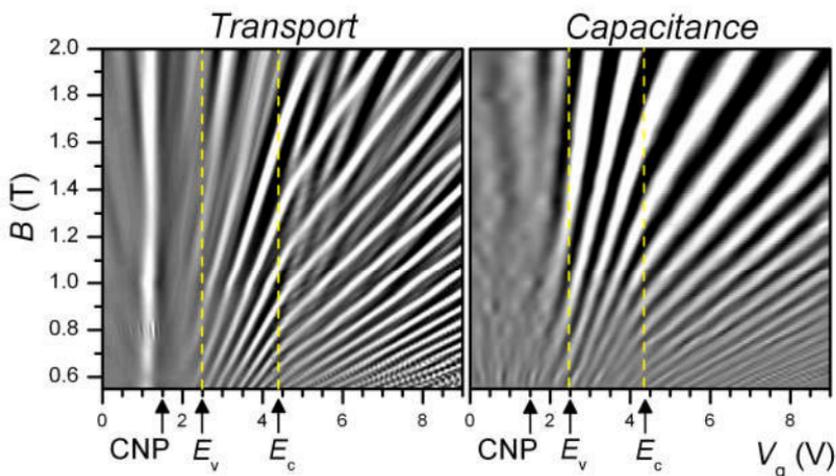


Рис.1. – Сравнение диаграмм уровней Ландау, полученных из транспортных и емкостных измерений напряженной пленки HgTe толщиной 80 нм. Идентифицированы затворные напряжения, соответствующие положению уровня Ферми вблизи точки зарядовой нейтральности (CNP), потолка валентной зоны (E_v) и дна зоны проводимости (E_c).

Особенности Андреевского отражения на интерфейсе между сверхпроводником и краем двумерного полуметалла

Девятов Э.В.

ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская. обл., ул. Академика Осипьяна, 2

Современный интерес к исследованию транспортных свойств полуметаллов связан с появлением новых двумерных систем, таких как двуслойный графен, тонкие плёнки BiSe и широкие квантовые ямы HgTe. Подобно висмуту, ставшему классическим примером полуметалла, все эти новые материалы характеризуются некоторым перекрытием валентной зоны и зоны проводимости, так что транспорт осуществляется одновременно носителями обоих знаков, что приводит к появлению новых, нетривиальных физических эффектов в транспортных свойствах полуметаллических систем.

В последние годы возник ряд теоретических предсказаний, в которых ожидается, что двухкомпонентные системы могут демонстрировать новые корреляционные эффекты в режиме близости со сверхпроводником. В частности, предсказан [1, 2] четырёхчастичный Андреевский процесс на интерфейсе сверхпроводник/двуслойный экситонный конденсат [3]. В случае “классического” двумерного полуметалла с непрямой зонной структурой мы так же можем ожидать появления нетривиальных корреляционных эффектов [4,5] между электронами и дырками, в силу подавленной межподзонной рекомбинации в полуметалле.

В данной работе мы представляем результаты экспериментального исследования процессов переноса заряда на интерфейсе между сверхпроводником и краем двумерного полуметалла, реализованного в широкой квантовой яме HgTe либо в двуслойной систе-

ме InAs/GaSb. Фактически образец представляет собой одиночный Андреевский контакт. Наиболее нетривиальным оказалось наблюдение, на фоне стандартного сигнала для одиночного Андреевского контакта, резкого провала в сопротивлении при нулевом напряжении смещения на контакте и мелких осцилляций сопротивления с $1/n$ периодичностью по напряжению смещения, расположенных строго внутри сверхпроводящей щели. Мы интерпретируем данные результаты как проявление зеркального (спекулярного) Андреевского отражения [5] на границе двумерного полуметалла.

[1] *Fabrizio Dolcini, Diego Rainis, Fabio Taddei, Marco Polini, Rosario Fazio, and A. H. MacDonald, Phys. Rev. Lett.* 104, 027004 (2010); *Sebastiano Peotta, Marco Gibertini, Fabrizio Dolcini, Fabio Taddei, Marco Polini, L. B. Ioffe, Rosario Fazio, and A. H. MacDonald, Phys. Rev. B* 84, 184528 (2011)

[2] *M. Veldhorst, M. Hoek, M. Snelder, H. Hilgenkamp, A. A. Golubov, and A. Brinkman, Phys. Rev. B* 90, 035428

[3] *I. B. Spielman et al., Phys. Rev. Lett.* 84, 5808 (2000); *I. B. Spielman et al., ibid.* 87, 036803 (2001); *J. P. Eisenstein and A. H. MacDonald, Nature (London)* 432, 691 (2004) and work cited therein.

[4] *D. Jerome, T. M. Rice, and W. Kohn Phys. Rev.* 158, 462 (1967)

[5] *C. W. J. Beenakker, Reviews of Modern Physics* 80, 1337 (2008).

Оптические свойства двумерных полупроводниковых материалов

Глазов М.М.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 21

В последние годы сформировался устойчивый интерес к двумерным полупроводникам: графену, монослоям нитрида бора и дихалькогенидов переходных металлов и др. Имеются возможности формирования гетероструктур на основе таких систем, активно исследуются их электрические, оптические и транспортные свойства [1].

Особенно интересными с точки зрения оптических эффектов являются монослои дихалькогенидов переходных металлов, например, MoS_2 , MoSe_2 , WSe_2 . В этих наносистемах в точках K_+ и K_- на границах зоны Бриллюэна реализуется прямая запрещенная зона (порядка 2 эВ), а сильное спин-орбитальное взаимодействие приводит к жесткой связи между спиновым и долинным состояниями электрона. При этом оптические переходы в одной из долин, K_+ , индуцируются светом, поляризованным по правому кругу, а в другой долине, K_- , – светом, поляризованным по левому кругу [2].

В оптических свойствах монослоев дихалькогенидов переходных металлов определяющую роль играют нейтральные и заряженные экситоны (трионы) [3]. Относительно большие (около половины массы свободного электрона) эффективные массы носителей заряда и слабая экранировка кулоновского взаимодействия приводят к тому, что энергия связи электрон-дырочной пары – экситона – составляет ~500 мэВ. Энергия связи триона, представляющего собой пару носителей заряда одного знака и неспаренный носитель противоположного знака заряда, достигает нескольких десятков мэВ.

В докладе дается обзор оптических свойств монослоев дихаль-

когенидов переходных металлов, обусловленных экситонными эффектами [4]. Особое внимание уделено тонкой структуре энергетического спектра экситонов и трионов и ее проявлению в поляризационно-зависимом оптическом отклике. Обсуждаются модели оптической ориентации и выстраивания спинов экситонов, механизмы спиновой деполяризации носителей заряда и их кулоновских комплексов [5], эффект Зеемана на экситонах и трионах [6], проводится сопоставление модельных результатов с данными экспериментов.

[1] A. K. Geim, I. V. Grigorieva, *Nature* **499**, 419 (2013),

[2] K. F. Mak, K. He, J. Shan, T. F. Heinz, *Nat. Nano.* **7**, 494 (2012),

[3] A. Chernikov, T. C. Berkelbach, H. M. Hill, A. Rigosi, Y. Li, O. B. Aslan, D. R. Reichman, M. S. Hybertsen, T. F. Heinz, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 076802 (2014),

[4] M. M. Glazov, E. L. Ivchenko, G. Wang, T. Amand, X. Marie, B. Urbaszek, B. L. Liu, *Phys. Status Solidi B* **252**, 2349 (2015),

[5] M. M. Glazov, T. Amand, X. Marie, D. Lagarde, L. Bouet, B. Urbaszek, *Phys. Rev. B* **89**, 201302(R) (2014),

[6] G. Wang, L. Bouet, M. M. Glazov, T. Amand, E. L. Ivchenko, E. Palleau, X. Marie, B. Urbaszek, *2D Mater.* **2**, 034002 (2015).

Photovoltaics – new concepts

Godlewski M.^{1,2}, Pietruszka R.¹, Witkowski B.S.¹

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*

Limited energy supply will soon affect further growth of a national product of many countries. This relates not only to limits in gas, oil and coal resources, but also to ecology-related aspects. CO₂ emission becomes a problem affecting the world ecology. This is why photovoltaics (PV) is so attractive an alternative source of energy (electricity). At present only a small fraction of electricity is produced by PV panels. This is because, costs of electricity produced by solar panels are still too high. Thus, we must further improve efficiency of PV devices or (this is even more important!) significantly reduce costs of solar panels.

In the talk it will be discuss how to improve panels efficiency and reduce their costs. This will include short review of intensive works on new generations of solar cells, as well as, of works on modifications of silicon-based solar panels of the first and second generation. Examples of our recent works will be given.

The research was partially supported by the National Centre for Research by “Maestro” grant (2012/06/A/ST7/00398) and by the EU 7th Framework Program - REGPOT-CT-2013-316014 (EAgLE) project.

Резонансное спин-зависимое туннелирование в гетероструктурах

Рожанский И.В.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, ул. Политехническая, 26

В докладе рассматривается ряд спиновых явлений, связанных с резонансным туннелированием в полупроводниковых гетероструктурах и системах пониженной размерности. Комбинация двух принципиально квантовых особенностей, спина и резонансного туннелирования, приводит к новым фундаментальным явлениям.

В первой части рассматривается резонансный туннельный транспорт между двумерными электронными или дырочными слоями со спин-орбитальным взаимодействием. Резонансный характер туннельных переходов между 2D слоями обусловлен требованием сохранения энергии и импульса в плоскости слоев, поэтому дифференциальная проводимость имеет резонанс только при нулевом напряжении между слоями. Этот эффект экспериментально наблюдается для гетероструктур n-типа и p-типа. Проведенные нами теоретические расчеты показывают, что спин-орбитальное взаимодействие в слоях приводит к сложной интерференционной картине в туннельном транспорте. Для соединений на основе GaAs показано, что при туннелировании электронов однородное уширение резонанса оказывается большим, так что спин-орбитальное взаимодействие не проявляется. Однако, для туннелирования дырок в наноструктурах на основе соединений GaAs или SiGe ситуация оказывается благоприятна для экспериментального наблюдения спиновых особенностей на туннельной ВАХ [1].

Примером неравновесного резонансного процесса является туннельная спин-зависимая рекомбинация в полупроводниковых гетероструктурах с квантовой ямой на основе InGaAs и пространственно отделенным слоем магнитных примесей (Mn). Как было продемонстрировано экспериментально, в таких системах

при неполяризованной оптической импульсной накачке наблюдается циркулярная поляризация фотолюминесценции из квантовой ямы в магнитном поле, вызванная наличием магнитной примеси вблизи квантовой ямы. Мы показали, что основной причиной динамической поляризации излучения является резонансное спин-зависимое туннелирование электронов из квантовой ямы на донорные состояния Mn в междоузельном положении. Развитая нами теория спин-зависимой туннельной рекомбинации объясняет наблюдаемую сверхбыструю временную динамику интенсивности и поляризации фотолюминесценции [2].

Третьим примером резонансного спин-зависимого туннелирования является резонансное косвенное обменное взаимодействие между двумя магнитными ионами за счёт электронного или дырочного газа, отделенного от магнитных ионов потенциальным барьером, допускающим туннелирование. Мы показали, что в случае, когда на магнитном ионе имеется связанное состояние с энергией, попадающей в диапазон заполненных состояний электронного газа, возникает резонансно-туннельная связь, которая усиливает косвенный обмен по сравнению с нерезонансным случаем. Особенно интересен случай, когда носителем электронного газа является графен. В графене с магнитными адатомами резонансный косвенный обмен приводит к определенному типу магнитного взаимодействия (ферромагнетизму или антиферромагнетизму) для случайного распределения магнитных адатомов по поверхности, в то время как в нерезонансном случае магнитного взаимодействия не возникает [3].

[1] I. V. Rozhansky, N. S. Averkiev, E. Lähderanta, *arXiv:1512.02509* (2015)

[2] I. V. Rozhansky, K. S. Denisov, N. S. Averkiev, I. A. Akimov, E. Lähderanta, *Phys. Rev. B* **92**, 125428 (2015)

[3] I. V. Krainov, I. V. Rozhansky, N. S. Averkiev, E. Lähderanta, *Phys. Rev. B*, **92**, 155432 (2015)

Магнитотранспорт в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe с инвертированным и дираковским энергетическим спектром

Якунин М.В.¹, Подгорных С.М.¹, Попов М.Р.¹,
Криштопенко С.С.², Михайлов Н.Н.³, Дворецкий С.А.³

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²ИФМ РАН, 603087, д. Афонино Нижегородской обл.,
ул. Академическая, 2

³ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13

Квантовая яма (КЯ) HgTe имеет уникальную энергетическую структуру, поскольку в объемном материале это инвертированный бесщелевой спектр, сформированный из состояний p -типа симметрией Γ_8 . Состояния в тонком слое HgTe между барьерами CdHgTe формируются в результате гибридизации состояний Γ_8 и состояний Γ_6 , образованных из s -орбиталей CdTe. В этой связи картина уровней в КЯ HgTe радикально меняется с изменением ее ширины: при ширине менее критической величины $d_c = 6.3$ нм уровнями зоны проводимости являются состояния Γ_6 , зоны валентной – уровни Γ_8 , как в обычных полупроводниках; однако при ширине более критической порядок уровней меняется, что реализуется в инвертированном энергетическом спектре, а при $d_w > \sim 8.3$ нм обе актуальные зоны – и валентная, и проводимости – формируются из состояний Γ_8 . Данное свойство столь же радикально отображается в энергетическом спектре двойной квантовой ямы (ДКЯ), выращенной в гетеросистеме HgTe/CdHgTe, чей спектр формируется на основе наложения спектров отдельных ям с модификациями из-за эффектов межслойной гибридизации и туннелирования. При этом симметрия рассматриваемых состояний оказывается принципиально важной, поскольку туннелирование между состояниями Γ_8 исчезающе слабое, а между состояниями Γ_6 – сильное.

Мы исследовали магнитотранспорт и квантовый эффект Холла в ДКЯ HgTe/CdHgTe со слоями HgTe шириной $d_w = 20$ нм, что отвечает инвертированному спектру, и в группе ДКЯ с $d_w = 8.5, 6.5$ и 4.5 нм (барьер 3 нм) для окрестности критической толщины. В первой группе показана возможность увеличения перекрытия зон проводимости и валентной, что позволяет сместить в область сильных полей критическое магнитное поле перехода из состояния топологического изолятора в нормальное. В результате наблюдался ряд новых особенностей при переходе к состоянию нулевого фактора заполнения магнитных уровней в условиях хорошо выраженного квантового эффекта Холла [1].

Во второй группе ДКЯ наблюдались особенности, обусловленные пересечениями дырочных и электронных магнитных уровней в сложном энергетическом спектре. Обнаружены сильные трансформации этих особенностей с наклоном поля и при ИК подсветке (рис.1). В параллельном слое поле выявлены особенности магнитосопротивления, связанные с наличием туннельных щелей.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин», № 01201463330) при частичной поддержке РФФИ (проект № 14-02-00151).

[1] M.V. Yakunin et al., <http://arxiv.org/abs/1510.08718> (2015).

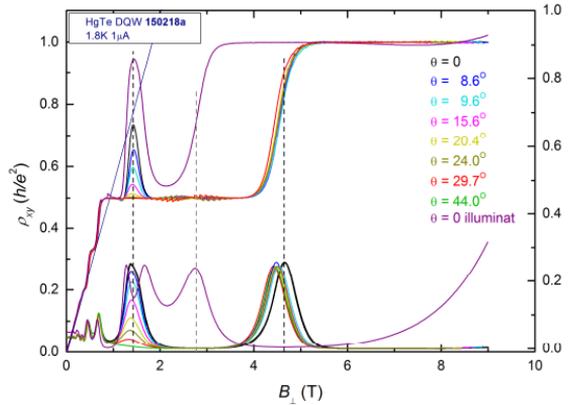


Рис.1. – Квантовый магнитотранспорт в ДКЯ с $d_w = 6.5$ нм.

L-8

Энергетический спектр носителей в квантовых ямах HgTe: Мифы и Реальность. Часть вторая.

Миньков Г.М.

ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Экспериментально исследованы осцилляции Шубникова де Гааза в наклонных магнитных полях. Обсуждаются методы определения зеемановского расщепления из таких измерений. Определено отношение зеемановского расщепления к орбитальному (X) для электронов в структурах с квантовой ямой HgTe с «прямым» и «инвертированным» спектром при толщинах, близких к критической $d_c \sim 6.3$ nm. При использовании модифицированного метода совпадений определено значение X в широком диапазоне концентраций электронов от 10^{11} до $5 \cdot 10^{11}$ см⁻². Показано, что значения X в структурах с «нормальным» спектром в 1.5 - 2 раза меньше рассчитанных в рамках **kP**-метода, а в структурах с «инвертированным» это отличие достигает 3 - 4 раз.

Обсуждаются возможные причины такого расхождения.

Электронный транспорт в двумерном топологическом изоляторе на основе квантовой ямы HgTe

Ольшанецкий Е.Б.¹, Квон З.Д.¹, Гусев Г.М.², Райчев О.Е.³, Михайлов Н.Н.¹, Дворецкий С.А.¹

¹*Институт физики полупроводников СОРАН, 630090 Новосибирск, Россия*

²*Instituto de Fisica da Universidade de Sao Paulo, 135960-170, Sao Paulo, SP, Brazil*

³*Институт физики полупроводников, 03028 Киев, Украина*

В настоящем докладе рассматриваются некоторые аспекты электронного транспорта в двумерном топологическом изоляторе на основе квантовой ямы HgTe. В частности обсуждаются следующие результаты:

Переход от фазы двумерного топологического изолятора к металлической фазе под влиянием приложенного параллельного магнитного поля. Исследовано влияние параллельного магнитного поля на транспортные свойства квантовых ям HgTe с ориентацией поверхности (013) и толщиной 8 нм, в которых реализуется состояние двумерного топологического изолятора. В отсутствие магнитного поля поведение сопротивления, измеренного в локальной и нелокальных конфигурациях указывает на важную роль краевого транспорта в исследуемой системе. В магнитном поле наблюдается монотонное уменьшение сопротивления, причем в то время как локальное сопротивление выходит на насыщение, нелокальное сопротивление становится равным нулю независимо от затворного напряжения. Предполагается, что наблюдаемое поведение указывает на вызванный приложенным магнитным полем переход к бесщелевой металлической двумерной фазе, что согласуется с предсказанием теории. Рассмотрено влияние беспо-

рядка на транспортные свойства квантовых ям HgTe в параллельном магнитном поле.

Исследование температурной зависимости сопротивления двумерного топологического изолятора в условиях небаллистического транспорта по краевым токовым состояниям. Исследована температурная зависимость сопротивления двумерного топологического изолятора на основе квантовой ямы HgTe с ориентацией (013) и толщиной 8 нм. Характер поведения локальной и нелокальной проводимости указывает на то, что электронный транспорт в исследуемых структурах осуществляется по краевым токовым состояниям, как и ожидается в двумерном топологическом изоляторе. В то же время сопротивление образцов примерно в 100 раз превышает квант сопротивления, равный $h/2e^2$, что свидетельствует о наличии некоторого механизма рассеяния краевых состояний. При столь высоких значениях сопротивления естественно предположить наличие сильной локализации краевых токовых состояний и, соответственно, ожидать сильного роста сопротивления при понижении температуры. Вопреки этому в эксперименте обнаружено почти полное отсутствие температурной зависимости сопротивления при низких температурах. Проведено сравнение полученных экспериментальных результатов с теорией.

Линейное магнетосопротивление в двумерном топологическом изоляторе. Исследованы транспортные свойства квантовой ямы HgTe толщиной 8 нм с инвертированным спектром, в которой реализуется состояние двумерного топологического изолятора. Согласно теории слабое магнитное поле, приложенное перпендикулярно плоскости ямы, разрушает симметрию относительно обращения времени, что должно приводить к обратному рассеянию электронов в краевых токовых состояниях. В эксперименте наблюдается квазилинейное положительное магнетосопротивление, когда уровень Ферми расположен в запрещенной зоне. Наблюдаемое магнетосопротивление сравнивается с существующими численными расчетами краевого магнетотранспорта в присутствии рассеяния на немагнитных примесях.

L-10

Исследование транспорта между сверхпроводником/ферромагнетиком и двумерной электронной системой в 8 нм HgTe квантовой яме

Кононов А.А.¹, Егоров С.В.¹, Квон З.Д.^{2,3}, Михайлов Н.Н.²,
Дворецкий С.А.², Девятов Э.В.¹

¹*ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская. обл., ул. Академика Осипьяна, 2*

²*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13*

³*Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*

В последнее время возрос интерес к изучению гибридных структур, образованных контактом металла с макроскопическим параметром порядка и электронной системы пониженной размерности. В основном, этот интерес связан с модификацией транспортных свойств низкоразмерной системы из-за эффекта близости со сверхпроводником [1]. С другой стороны, использование ферромагнетика в гибридных системах позволяет изучать спиновые эффекты в транспорте между металлом и низкоразмерной электронной системой [2].

Особый интерес представляют гибридные структуры, в которых двумерная электронная система обладает инверсией зон. Примечательным свойством таких систем является наличие краевых проводящих состояний, обладающих специфической спиновой поляризацией носителей в нулевом внешнем магнитном поле. Примером системы с инверсией зон является квантовая яма HgTe: при толщине выше 6.3 нм в ней можно реализовать режим топологического изолятора.

В данной работе мы экспериментально исследовали электронный транспорт между сверхпроводником (или ферромагнетиком) и краем двумерной электронной системы, реализованной в 8 нм

CdHgTe/HgTe/CdHgTe квантовой яме. Мы продемонстрировали: интерференционные осцилляции для транспорта вдоль краевого состояния, вызванные эффектом близости со сверхпроводником; сохранение информации о спине при транспорте вдоль геликоидальных краевых состояний на макроскопическое расстояние.

Эти результаты частично отражены в следующих работах: Письма в ЖЭТФ **101**, вып. 1, 44(2015) и Письма в ЖЭТФ **101**, вып. 12, 913(2015).

[1] *C.W.J. Beenakker, Annu. Rev. Con Mat. Phys. 4, 113 (2013).*

[2] *T. Yokoyama, Y. Tanaka, and N. Nagaosa, Phys. Rev. Lett. 102, 166801 (2009).*

Электронная структура интерфейсов трехмерных топологических изоляторов и материалов с большим рашбовским расщеплением

Еремеев С.В.^{1,2,3}, **Циркин С.С.**^{2,3,4}, **Нечаев И.А.**^{2,3,5},
Чулков Е.В.^{2,3,4,5,6}

¹*Институт физики прочности и материаловедения, 634055, Томск, Россия*

²*Томский госуниверситет, 634050, Томск, Россия*

³*Санкт-Петербургский госуниверситет, 198504, Санкт-Петербург, Россия*

⁴*Donostia International Physics Center (DIPC), 20018 San Sebastian/Donostia, Spain*

⁵*Centro de Fisica de Materiales CFM - MPC, Centro Mixto CSIC-UPV/EHU, 20080 San Sebastian/Donostia, Spain*

⁶*Departamento de Fisica de Materiales UPV/EHU, Facultad de Ciencias Quimicas, UPV/EHU, Apdo. 1072, 20080 Sebastian/Donostia, Spain*

Двумерные электронные системы, которые содержат спин-расщепленные геликоидальные состояния, такие как топологические дираковские состояния и состояния с гигантским рашбовским расщеплением привлекают большое внимание. Дираковские геликоидальные электронные состояния с необходимой спиновой поляризацией существуют на поверхностях топологических изоляторов. С другой стороны, в последние годы активно исследуются полупроводниковые материалы BiTeX ($X=\text{Cl}, \text{Br}, \text{I}$), обладающие гигантским рашбовским спиновым расщеплением как объемных так и поверхностных состояний. Причем, если для формирования дираковского топологического состояния необходим полуограниченный объем топологического изолятора или его достаточно толстая пленка, то для рашбовских состояний в BiTeX достаточен

одиночный структурный элемент, а именно трехслойный структурный блок X-Vi-Te. В настоящей работе проведено теоретическое исследование поверхностных гетероструктур состоящих из подложки трехмерного топологического изолятора и тонкой пленки полупроводников с гигантским рашбовским расщеплением ViTeX (X=Cl,Br,I), толщиной в один трехслойный структурный блок. Детально были рассмотрены возможные интерфейсы в гетероструктуре ViTeI@PbSb₂Te₄ [1], отличающиеся взаимной гексагональной упаковкой слоев пленки и подложки, а также ориентацией пленки. Расчет полных энергий показал, что все рассмотренные варианты очень близки по энергии, а значит, реализация конкретной структуры будет определяться условиями роста пленки. Рассмотренные интерфейсы демонстрируют сильную зависимость электронной структуры от типа упаковки и ориентации пленки. Наиболее перспективная с точки зрения возможных приложений в спинтронике интерфейсная электронная структура реализуется при гексагональной упаковке атомных плоскостей на интерфейсе типа AC, где пленка ориентирована йодной поверхностью к поверхности подложки. В этом случае в результате гибридизации пленочного рашбовского и топологического состояний возникает спин-геликоидальное состояние, замещающее дираковское состояние подложки. Это новое состояние характеризуется большим волновым вектором, по сравнению с чистой поверхностью, при этом оно имеет похожую скорость и сильно локализовано внутри пленки и тем самым, в сравнении с топологическим состоянием, проникающим достаточно глубоко вглубь кристалла, является более локализованным и, следовательно, менее подверженным рассеянию на объемных состояниях. Интерфейсы ViTeBr@Bi₂Te₂Se и ViTeCl@PbBi₂Te₂S₂ демонстрируют аналогичную электронную структуру. Также мы разработали модель, основанную на гамилтонианах Рашбы и Фу для изучения свойств квазичастиц в формирующихся интерфейсных состояниях.

[1] S.V. Ereemeev et al., *Sci. Rep.* **5**, 12819 (2015).

Ориентация спинов носителей заряда током в полупроводниках и низкоразмерных структурах

Кокурин И.А.^{1,2}, Аверкиев Н.С.¹

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

²*Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева,
430005, Саранск, ул. Большевикская, 68*

Связь между величиной спиновой поляризации и электрическим полем (током через образец) обусловлена спин-орбитальным взаимодействием. При этом может возникать два типа явлений: спиновый эффект Холла [1], представляющий собой пространственное разделение носителей с противоположно ориентированными спинами и однородная по объему поляризация носителей [2,3]. Микроскопически данные явления обусловлены наличием нечетных по импульсу слагаемых в гамильтониане, описывающем спектр носителей. Такие вклады могут возникать в системах низкой симметрии, например, в деформированных кристаллах или квантовых ямах.

Линейная связь между спином и электрическим полем возможна в средах, в которых отсутствуют плоскости отражения, так что компоненты истинных и псевдовекторов преобразуются по одинаковым представлениям. Из симметрии по отношению к обращению времени следует, что микроскопический механизм такого эффекта должен быть диссипативным. Доклад представляет собой обзор теоретических и экспериментальных работ, посвященных этому явлению, а также родственным эффектам.

Впервые на возможность ориентации спинов электрическим полем было указано в [4] для гиротропного полупроводника теллура. В этом случае из-за особенностей зонной структуры материала протекание тока вдоль тригональной оси приводит к возникновению среднего спина, также ориентированного вдоль

этого направления. Эффект был обнаружен в [5] по дополнительному повороту плоскости поляризации света.

Для двумерных систем эффект теоретически рассмотрен в [2,3]. Наиболее полное теоретическое исследование для деформированных объемных кристаллов $A^{III}B^V$ и двумерных систем проведено в [6]. В квантовых ямах эффект был обнаружен по круговой поляризации фотолуминесценции, при дополнительном межзонном фотовозбуждении [7] и по эффекту Фарадея [8].

Представляет интерес изучение данного явления в квази-одномерных структурах (квантовых проволоках), в которых из-за большей длины свободного пробега величина среднего спина может быть велика. Теоретическое исследование ориентации спинов током в квази-одномерных проволоках выполнено в [9], где показано, что степень ориентации может быть сравнимой с величиной эффекта в хорошо проводящих двумерных структурах.

Работа выполнена при поддержке Правительства РФ (договор № 14.Z50.31.0021, ведущий ученый М.Х. Байер), Министерства образования и науки РФ (проект №2665 в рамках госзадания вузам) и совета по грантам Президента РФ для поддержки молодых ученых и ведущих научных школ.

[1] M.I. Dyakonov, V.I. Perel, *Phys. Lett. A*, 35, 459 (1971).

[2] А.Г. Аронов, Ю.Б. Лянда-Геллер, *Письма ЖЭТФ*, 50, 398 (1989).

[3] V.M. Edelstein, *Solid State Commun.*, 73, 233 (1990).

[4] Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус, *Письма ЖЭТФ*, 27, 640 (1978).

[5] Л.Е. Воробьев и др., *Письма ЖЭТФ*, 29, 485 (1979).

[6] А.Г. Аронов, Ю.Б. Лянда-Геллер, Г.Е. Пикус, *ЖЭТФ*, 100, 973 (1991).

[7] A.Yu. Silov et al., *Appl. Phys. Lett.*, 85, 5929 (2004).

[8] S.D. Ganichev et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, 300, 127 (2006).

[9] И.А. Кокурин, Н.С. Аверкиев, *Письма ЖЭТФ*, 101, 627 (2015).

Спин-поляризованные состояния в системе Bi/InAs(111)A

Терещенко О.Е.¹, Аксенов М.С.¹, Голяшов В.А.¹, Степина Н.П.¹,
Кириенко В.В.¹, Бондаренко Л.В.², Тупчая А.Ю.²,
Грузнев Д.В.², Саранин А.А.²

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

²Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, г.
Владивосток

В семействе полупроводниковых соединений A3B5 арсенид индия представляет особый интерес в связи с наличием на поверхности изгиба зон вниз, что приводит к формированию двумерных электронных состояний в приповерхностной области. Такие системы продемонстрировали много интересных и фундаментальных явлений: целый и дробный эффекта Холла, 2D сверхпроводимость, а также нашли практическое приложение в таких устройствах, как полевой транзистор с высокой подвижностью носителей. Другим важным и перспективным приложением является создание спин-транзистора на основе InAs. Идея работы спин-транзистора основана на эффекте Рашбы, приводящему к снятию спинового вырождения вследствие структурной асимметрии и сильного спин-орбитального взаимодействия. Модуляция тока исток-сток в спин-транзисторе в значительной степени зависит от возможности изменения параметра Рашбы. Один из способов управления параметром Рашбы заключается в нанесении адсорбатов тяжелых металлов на поверхность полупроводника.

Целью работы является изучение влияния адсорбции Bi на зонную структуру 2D электронного газа в приповерхностной области InAs и поиск условий, при которых происходит снятие вырождения поверхностных электронных состояний.

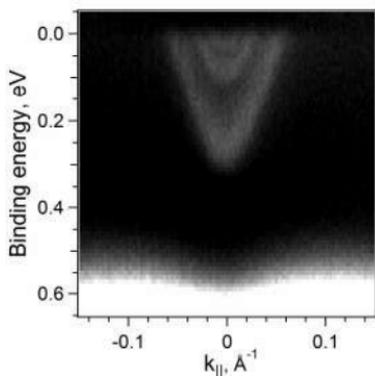


Рис. 1. Дисперсионная зависимость $E(\mathbf{k})$ электронных состояний на поверхности $\text{InAs}(111)\text{A}$.

На первом этапе была решена задача приготовления и изучения электронной структуры атомарно-чистой и структурно-упорядоченной поверхности $\text{InAs}(111)\text{A}$. На рис. 1 показана дисперсионная зависимость, измеренная на поверхности $\text{InAs}(111)\text{A}$ методом фотоэмиссии с угловым разрешением с использованием синхротронного излучения. Хорошо видна зона шириной 0.3 эВ, расположенная ниже уровня Ферми, с тремя уровнями размерного квантования.

Далее, нами было исследовано влияние адсорбированного монослоя висмута на электронный спектр поверхности. Обнаружены новые поверхностные состояния, принадлежащие слою висмута. Методом фотоэмиссии с разрешением по спину удалось обнаружить асимметрию в поляризации заполненных состояний на уровнях размерного квантования поверхности $\text{InAs}(111)$ с субмонослойным покрытием Bi , что может свидетельствовать о расщеплении состояний по механизму Рашбы.

Вторая часть работы посвящена исследованию границы раздела диэлектрик/ InAs с открепленным уровнем Ферми [1] и изучению магнито-осцилляций емкости и кондактанса в МОП структурах на основе InAs .

[1] M.S. Aksenov et al., *Appl. Phys. Lett.* **107**, 173501 (2015).

L-15

Делокализационные свойства неупорядоченных мультибарьерных структур на основе щелевой модификации графена

Азарова Е.С., Максимова Г.М.

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

В последние годы теоретически и экспериментально активно изучаются графеновые сверхрешетки (СР) [1, 2]. Возможность формирования зонной структуры с помощью периодического потенциала, открывает пути для создания различных наноэлектронных устройств на основе графена. Однако в условиях реального эксперимента изготовление идеально периодической СР является невыполнимой задачей из-за случайных дефектов, обусловленных, например, флуктуациями параметров системы. Транспортные свойства неупорядоченных графеновых сверхрешеток исследовались ранее, например, авторами [3].

В данной работе изучается влияние слабого беспорядка на локализационные свойства щелевых графеновых сверхрешеток, сформированных периодически расположенными прямоугольными потенциальными барьерами. Нами рассмотрены два типа сверхрешеток: СР с однородной щелью и СР, образованная полосками щелевого (барьеры) и бесщелевого (ямы) графенов. На основе теории возмущений нами получено аналитическое выражение для обратной длины локализации (ОДЛ) в случае флуктуаций геометрических (ширины графеновых слоев) и энергетических (величины потенциала и щели в барьерных областях) параметров. В первом случае, когда флуктуирует барьерная (ямная) ширина, соответствующее выражение для ОДЛ выявляет наличие резонансов Фабри-Перо, в условиях которых длина локализации бесконечна. Эти резонансы являются точными, т.е. сохраняются при любой

степени беспорядка. В случае позиционного беспорядка, обусловленного флуктуациями ширин как барьеров, так и ям выражение для ОДЛ получено с учетом корреляций, которые приводят к увеличению (или уменьшению) длины локализации вблизи двойных резонансов. Флуктуации высоты потенциальных барьеров также приводят к делокализационным резонансам, которые возникают только в приближении слабого беспорядка. Нами установлено, что для СР с неоднородной щелью эти резонансы могут появляться только в случае нормального падения частиц на структуру. Это означает, в частности, что при слабом беспорядке в одномерном случае не все состояния массивных дираковских частиц локализованы.

Работа поддержана грантом РФФИ 16-32-00712-мол_а.

[1] *S. Dubey et al., Nano. Let. 13, 3990 (2013),*

[2] *G.M. Maksimova et al., Phys. Rew. B 86, 205422 (2012),*

[3] *Q. Zhao, J. Gong, Phys. Rew. B 85, 104201 (2012).*

Слабая антилокализация в трёхмерном топологическом изоляторе на основе напряжённого слоя HgTe

Савченко М.Л.^{1,2}, Козлов Д.А.^{1,2}, Квон З.Д.^{1,2}, Михайлов Н.Н.²,
Дворецкий С.А.²

¹Новосибирский государственный университет, 630090, Россия

²Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, 630090, Россия

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию слабой локализации в квантовой яме на основе напряжённого слоя HgTe, который является трёхмерным топологическим изолятором

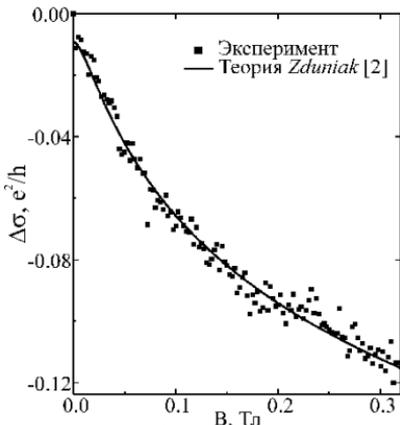


Рис. 1. – Зависимость антилокализационной поправки к проводимости от магнитного поля.

[1]. Измерения проводились на образце с управляемым затвором положением уровня Ферми при $T = 0.2\text{K}$. Установлено, что во всем исследуемом диапазоне затворных напряжений поправка к проводимости имеет положительную величину и растёт по мере увеличения электронной концентрации в системе. На рисунке 1 изображен пример подавления поправки к проводимости магнитным полем. Анализ экспериментальных кривых проводился на основе баллистической теории слабой локализации Zduniak [2].

[1] D.A. Kozlov et al, *Phys. Rev. Lett.*, **112**,196801 (2014),

[2] A. Zduniak et al., *Phys. Rev. B* **56**, 1996 (2003).

L-17

Магнитотранспорт в 2D структурах InGaAs/GaAs в области перехода изолятор – квантовохолловская жидкость

Савельев А.П., Арапов Ю.Г., Гудина С.В., Неверов В.Н., Подгорных С.М., Шелушинина Н.Г., Якунин М.В.

ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

В ряде экспериментальных работ в слабом магнитном поле B_c была обнаружена так называемая температурно-независимая точка (T_{ind} -точка) на семействе кривых магнитосопротивления (МС),

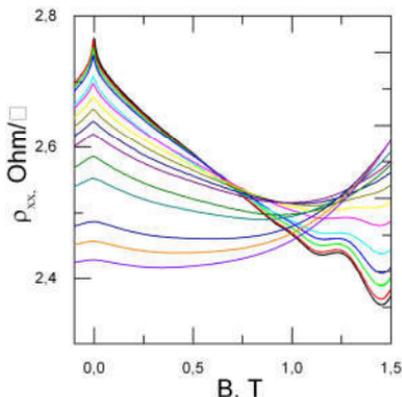


Рис.1. – Зависимости $\rho_{xx}(B)$ при $T=(1.8-20\text{ K})$.

снятых при различных температурах. Существует два объяснения происхождения этой точки: 1) при T_{ind} происходит квантовый фазовый переход изолятор – квантовохолловская жидкость; 2) природа T_{ind} связана с совместным действием классического циклотронного движения и межэлектронного взаимодействия в диффузионном режиме. Интерпретация экспериментальных данных (рис. 1) в рамках первой модели представлены в [1]. Целью

данной работы является обсуждение второй модели на том же экспериментальном материале.

В слабонеупорядоченных 2D системах ($k_F l \gg 1$) (l – длина свободного пробега) при низких температурах проводимость определяется проводимостью Друде $\sigma_D = e^2 k_F l / h$ и вкладом от квантовых интерференционных поправок двух типов $\Delta\sigma = \Delta\sigma^{WL} + \Delta\sigma^{ee}$

(слабая локализация и межэлектронное взаимодействие). В диффузионном режиме $k_B T \tau / \hbar \ll 1$ и в магнитных полях $B > B_r = h(4eD\tau)^{-1}$ (τ - время релаксации импульса, D - коэффициент диффузии), где подавлены эффекты слабой локализации, продольное МС дается выражением [2]

$$\rho_{xx}(B, T) = \frac{1}{\sigma_D(T)} + (1 - (\mu(T)B)^2) \frac{|\Delta\sigma_{ee}(T)|}{\sigma_D(T)^2}. \quad (1)$$

Отсюда видно, что ρ_{xx} квадратичным образом зависит от B и при $\mu B = 1$ перестает зависеть от T .

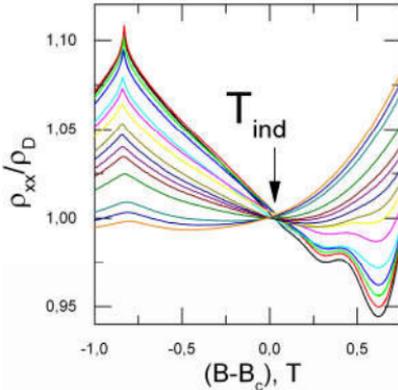


Рис.2. – Зависимость ρ_{xx}/ρ_D от $(B-B_c)$ при $T=(1.8-20$ К)

сти $\mu(T)$. В полном соответствии с выражением (1) прекрасно видна температурно-независимая точка, T_{ind} .

Работа выполнена при поддержке РФФИ 14-02-00151 и 16-32-00725.

[1] А.П. Савельев, и др. СПФКС-16, Екатеринбург, 12-19 ноября, 2015: Тез.докл.:ИФМ УрО РАН.- 97 с.

[2] Арапов Ю.Г., и др., ФНТ 2007. — V. 33. — P. 222—227.

На рис. 1 для образца InGaAs/GaAs с одиночной квантовой ямой в интервале $T=(1.8-20$ К) представлены экспериментальные зависимости $\rho_{xx}(B)$, на которых видна размытая по температуре T_{ind} точка. В [1] было показано, что это связано с температурной зависимостью подвижности электронов $\mu(T)$. На рис. 2 приведены те же данные, что и на рис 1, построенные в координатах $[(B - B_c); \rho_{xx}/\rho_D]$ с учетом зависимости

L-18

Свойства туннельного точечного контакта на основе высокоподвижного двумерного электронного газа в GaAs квантовой яме

Квон З.Д.

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

Квантовые точечные контакты (КТК), вошедшие в обиход физики низкоразмерных электронных систем почти 30 лет назад, в настоящее время являются уже классическими объектами, давно ставшими предметом не только многочисленных обзоров, но и учебников [1]. Однако, как ни удивительно, вся литература, посвященная указанным контактам, сосредоточена на исследованиях, фактически, только открытого состояния контакта, когда кондактанс $G \geq 2e^2/h$ и наблюдается его квантование.

В данной работе излагаются результаты изучения квантового точечного контакта в туннельном режиме, когда кондактанс $G \ll 2e^2/h$. Отметим, что для создания туннельного контакта не годится обычный КТК, изготавливаемый с помощью техники расщепленного затвора на основе гетероструктуры с двумерным электронным газом (ДЭГ), имеющим концентрацию электронов $N_s < 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. В этом случае вместо короткого туннельного барьера с характерной длиной около 100 нм возникает разупорядоченный проводник длиной около 1 мкм. Для того чтобы создать туннельный контакт, в качестве исходного был использован ДЭГ с высокой концентрацией ($N_s \approx 10^{12} \text{ см}^{-2}$), а вместо расщепленного затвора был предложен затвор, не подвергавшийся расщеплению, а представляющий собой сужение шириной 100 нм и длиной 200-300 нм. Ширина квантовых ям с ДЭГ, использованных в данной работе была 12.5 и 16 нм. Полученный описанным образом квантовый точечный контакт представлял собой короткую неадиабатическую проволоку, и по этой причине в открытом режиме квантование

кондактанса было подавлено и в эксперименте не наблюдалось. В туннельном режиме он представлял собой короткий барьер. Благодаря этому факту в квантующем магнитном поле впервые наблюдалось туннелирование между двумя краевыми состояниями. Но наиболее интересным свойством туннельного контакта оказалась его реакция на микроволновое излучение, когда рост кондактанса под действием излучения (в диапазоне частот 100 ГГц -150 ГГц) достигал двух порядков. Сравнение точечных контактов, изготовленных стандартным методом расщепленного затвора и предложенного нами непрерывного затвора, показало, что реакция второго на порядок выше. Это указывает на важную роль усиления микроволнового поля в окрестности контакта с непрерывным затвором. В докладе проведен сравнительный анализ описанных экспериментальных результатов и двух различных предложенных недавно теорий обнаруженного эффекта: одной, объясняющей эффект фотонно-стимулированным туннелированием через короткий одномерный туннельный барьер; и другой, в которой предполагается неизменность туннельного барьера, а резкий рост кондактанса считается связанным с появлением неравновесной добавки к функции распределения приконтактных электронов, возникающей под воздействием микроволнового поля. Этот анализ показывает, что обе теории достаточно хорошо описывают эксперимент, причем и первая и вторая согласуются с экспериментом только при учете возрастания электрического поля волны в окрестности контакта.

В заключительной части доклада обсуждаются аномальные свойства (переход металл-изолятор, гигантские осцилляции Шубникова-де Гааза) точечного контакта изготовленного на основе 16 нм GaAs квантовой ямы.

[1]. Щелкачѳв Н.М., Фоминов Я.В. Учебно-методическое пособие. М.: МФТИ, 2010.

L-19

Вигнеровский кристалл в режимах дробного и целочисленного квантовых эффектов Холла в n-AlGaAs/GaAs

Дричко И.Л.¹, Смирнов И.Ю.¹, Суслов А.В.², Гальперин Ю.М.^{1,3}, Pfeiffer L.N.⁴, West K.W.⁴

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

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

³Department of Physics, University of Oslo, 0316 Oslo, Norway

⁴Department of Electrical Engineering, Princeton University, Princeton, New Jersey 08544, USA

На образце n-AlGaAs/GaAs/AlGaAs ($n=5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и $\mu=8.5 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$) при низких температурах $T=(40-380) \text{ мК}$ в магнитном поле до 18 Тл наблюдались осцилляции высокочастотной проводимости $\sigma^{\text{AC}} = \sigma_1 - i\sigma_2$ в зависимости от магнитного поля, соответствующие целочисленному и дробному квантовым эффектам Холла. Измерения проводились бесконтактными акустическими методами в диапазоне частот поверхностных акустических волн 30-300 МГц. В режиме дробного квантового эффекта Холла в магнитном поле, соответствующем числам заполнения $\nu=0.19$ и 0.21 и $T=40 \text{ мК}$, на частоте $f \approx 100 \text{ МГц}$ в $\sigma_1(f)$ наблюдался максимум, а σ_2 на этой же частоте изменяла знак. При изменении температуры от 40 до 380 мК при $\nu=0.19$ и 0.21 на частоте $f=142 \text{ МГц}$ σ_1 уменьшалась в 20 раз. Это можно объяснить, предполагая, что в окрестности $\nu=1/5$ образуется локализованный на дефектах («pinned») вигнеровский кристалл (стекло). Оценка характерного размера домена, ξ , согласно [1] дала $\xi \sim 4 \cdot 10^{-4} \text{ см}$.

При увеличении напряженности магнитного поля и, соответственно, уменьшении числа заполнения ν до величины 0.125

($B=17.6$ Тл) при $T=40$ мК характер эффектов сохраняется: σ_1 в зависимости от частоты имеет максимум при $f \approx 100$ МГц, величина которого уменьшается с ростом магнитного поля, а σ_2 меняет знак, что по-видимому подтверждает существование и в этой области магнитных полей вигнеровского кристалла. Температурные зависимости σ_1 имеют максимумы, причем со стороны низких температур эта зависимость соответствует диэлектрическому состоянию – проводимость сначала растет с ростом температуры, а при дальнейшем росте температуры начинает уменьшаться. Мы полагаем, что температуру максимума можно интерпретировать как температуру плавления вигнеровского кристалла. По мере роста магнитного поля эта температура плавления растет [2].

В режиме целочисленного квантового эффекта Холла в магнитных полях, соответствующих числам заполнения $0.9 < \nu < 1.1$, в зависимостях σ_1 от магнитного поля при $T < 380$ мК наблюдаются максимумы («wings»), положение и величина которых зависят от разности $|\nu - 1|$. Показано, что при $\nu = 1.0$ и 2.0 осуществляется сильная одноэлектронная локализация носителей заряда. При $\nu = 1.1$ реальная компонента, σ_1 , на полтора порядка больше по величине, чем при $\nu = 1.0$, и уменьшается при росте температуры (характер зависимости соответствует плавлению вигнеровского кристалла). Температурная зависимость σ_1 , частотная зависимость σ_2 (с изменением знака) дает нам возможность предположить, что и в режиме целочисленного квантового эффекта Холла может возникать вигнеровский кристалл, локализованный на беспорядке в двумерном канале. Для промежуточных значений ν от 1.0 до 1.1 проводимость σ_1 сначала растет при повышении температуры, как и для $\nu = 1.0$, а затем уменьшается как для $\nu = 1.1$. Эти результаты демонстрируют, что в области $0.9 < \nu < 1.1$ наблюдается переход системы от режима сильной одноэлектронной локализации к электронному вигнеровскому кристаллу.

[1] M.M.Fogler D.A.Huse, *Phys.Rev.B* 62, 7553 (2000)

[2] Y.P.Chen et al., *Phys Rev.Lett*, 89, 176802 (2002).

L-20

Температурная зависимость пиковых значений проводимости в гетероструктурах n-InGaAs/GaAs с одиночной и двойной квантовыми ямами

Клепикова А.С.¹, Арапов Ю.Г., Неверов В.Н., Гудина С.В., Шелушнина Н.Г., Якунин М.В.

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Проведены измерения продольного и холловского магнитосопротивлений в режиме квантового эффекта Холла, проанализирована температурная зависимость пиковых значений продольной проводимости (σ_{xx}^{peak}) и оценен второй критический индекс теории двухпараметрического скейлинга в гетероструктурах n-InGaAs/GaAs с одиночной и двойной квантовыми ямами в диапазоне магнитных полей $B = (0 \div 16)$ Т и температур $T = (0.4 \div 4.2)$ К после подсветки инфракрасным светом.

В температурной зависимости амплитуды пика $\sigma_{xx}(T)$ можно выделить две области. В области низких температур $kT \ll \Delta v$ (Δv - ширина полосы делокализованных состояний) реализуется режим скейлинга, когда $\sigma_{xx}^{peak} - \sigma_{xx}^c \sim T^{\mu_\sigma}$, где $\mu_\sigma = -p y_\sigma / 2$, p - константа, отвечающая за механизм рассеяния, y_σ - масштабная размерность продольного кондактанса вблизи фиксированной критической точки ($i + 1/2, \sigma_{xx}^c$). Предельное значение σ_{xx}^c соответствует $T = 0$ в бесконечном образце. При $kT > \Delta v$ скейлинговая зависимость не существенна, и $\frac{h}{e^2} \sigma_{xx}^{peak} = a + \frac{T_2}{T}$ [1].

В исследованном образце с двойной квантовой ямой для пиков, соответствующих переходам со второго на третье плато и с

третьего на четвёртое плато квантового эффекта Холла, переход к режиму скейлинга происходит при $T \sim 1\text{К}$, $\mu_\sigma \approx 1$, $y_\sigma \approx 2$. Полученные величины μ_σ по порядку величины соответствуют экспериментально найденным ранее значениям для систем $Ge_{1-x}Si/p-Ge/Ge_{1-x}Si$ ($\mu_\sigma \approx 1$), а также для систем $InGaAs/InP$ ($\mu_\sigma \approx 2.5$). При этом экспериментально найденные величины μ_σ существенно превышают значения, получаемые из численных расчетов ($0.2 \leq \mu_\sigma \leq 0.4$) [2].

Для пика, соответствующего переходу с первого на второе плато квантового эффекта Холла в гетероструктуре n-InGaAs/GaAs с одиночной квантовой ямой величина $\mu_\sigma = 1.2$, что также по порядку величины соответствует экспериментально найденным ранее значениям.

Работа выполнена в рамках государственного задания «Спин» № 01201463330 и при поддержке РФФИ, проекты № 14-02-00151 и № 16-32-00725.

[1] Yu. G. Arapov et al., *Semiconductors* 31, 221 (1997).

[2] B. Huckestein, *Physical Review Letters*, 72, 1080 (1994).

L-21

Температурно-стимулированный переход от макро- к мезоскопическому поведению прыжковой проводимости по ансамблю квантовых точек

Степина Н.П., Верхушин И.А., Ненашев А.В., Двуреченский А.В.

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

Когда размер системы, в которой транспорт заряда определяется прыжковой проводимостью, сравним или меньше, чем корреляционный радиус перколяционного кластера L_c , становятся существенными ограничения по выбору оптимальной траектории транспорта заряженной частицы, и наблюдается переход от макро- к мезоскопическому поведению проводимости. Однако не только масштабирование может привести к данному переходу. В принципе, он должен наблюдаться в одном и том же образце при изменении температуры, поскольку уменьшение температуры, согласно [1], приводит к увеличению L_c . Среднеквадратичная амплитуда флуктуаций тока в мезоскопической системе связана с корреляционным радиусом L_c и, следовательно, должна отражать его температурную зависимость. То есть, анализируя изменение средней амплитуды флуктуаций при изменении температуры, можно делать вывод об изменении масштаба однородности системы.

В данной работе, на основе исследования мезоскопических флуктуаций прыжковой проводимости (Рис.1), вызываемых освещением массива квантовых точек (КТ) германия в кремнии,

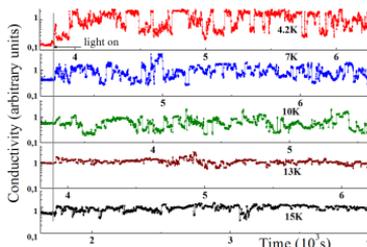


Рис.1. – Кинетика фотопроводимости мезоскопического образца при разных температурах.

обнаружен температурно-стимулированный переход от макроскопического режима прыжковой проводимости, к проводимости по мезоскопически-ограниченной перколяционной сетке. Измерения проводились на структуре с шириной проводящего канала 25 нм и длиной 100 нм четырехзондовым методом. Облучение светом с длиной волны 1.3 мкм осуществлялось с помощью лазера с оптоволоконным входом; ослабления мощности света добивались с помощью оптоволоконных аттенуаторов.

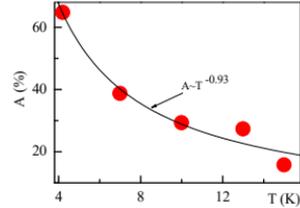


Рис.2. Температурная зависимость среднеквадратичной амплитуды вынужденных флуктуаций проводимости.

Показано, что температурная зависимость относительной амплитуды флуктуаций A описывается степенной функцией $A \sim T^{-0.93}$ (Рис.2), что соответствует температурной зависимости L_c : $L_c \sim T^{-1.24}$. Данный результат хорошо согласуется с теоретической зависимостью $L_c(T)$. Из соответствия размеров структуры и температуры перехода оценен корреляционный радиус, который при 4.2 К составил ~ 130 нм.

[1] Б.И. Шкловский, А.А. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*. - Москва: Наука, 1979.

L-22

Flexible Transparent Electrode based on Carbon Nanotubes and Graphene Nanoplatelets

Jakubowska M.^{1,2}, Wróblewski G.¹, Sloma M.,^{1,2} Mlozniak A.², Janczak D.¹

¹Warsaw University of Technology, Mechatronics Faculty, Andrzeja Boboli 8, 02- 525 Warsaw, Poland

²Institute of Electronic Materials Technology, Wólczyńska 133, 01-919 Warsaw Poland

Modern electronics market analysis shows that not only electronic components are getting smaller but also trends in the development of electronic devices rely on flexible solutions[1-5].

Transparent electrodes are used in a variety of applications in flexible, modern electronic systems. The most common application is front electrode for almost all types of LCDs displays or thick film electroluminescent structures (TFELs) but they apply also in touch screens, transparent cathodes for photovoltaics, window heaters or even electromagnetic shielding [5-7].

Indium tin oxide (ITO) is commonly used as a transparent electrode material but in many cases there is an additional need to provide the elasticity of an electrode, where **ITO cannot be implemented** because of their **low mechanical strength**. The first figure shows the microstructure of

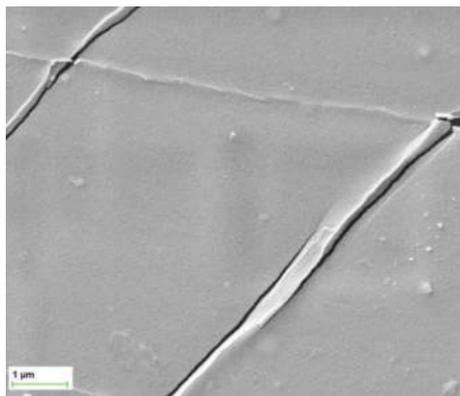


Fig.1. – SEM micrographs of ITO-degradation of mechanical properties in ITO based structures.

the surface layer of ITO tested mechanically (Fig. 1).

During our research the method of spray applying was successfully used in developing a technology for producing **flexible transparent electrodes**.

In presented study we used **carbon nanotubes** and **graphene nanoplatelets** as a **functional phase material**. Carbon nanostructures provided **the electrode mechanical strength and good electrical properties**. Transparency of the layer was over 80% and sheet resistivity $1 \text{ k}\Omega/\square$. Authors employed screen-printing and spray-coating techniques to prepared thick film electroluminescent structures (TFELs). These structures with nanomaterials exhibited much higher resilience to mechanical factors and had more **stable parameters** after aging process than typical ITO based structures (Fig.2).



Fig.2. – *Transparent conductive layer based on carbon nanotubes and graphene nanoplatelets.*

During the studies it was also demonstrated that the developed transparent electrode worked great as **a large-area heat source**.

[1] Gamota, Daniel R., et al. (ed.). *Printed organic and molecular electronics*. Springer Science & Business Media, 2013.

[2] Wróblewski G., et al, *Acta Physica Polonica A*, 125,4,861-863, (2014)

[3] Słoma M., et al, *Journal of Nanomaterials*, ID 143094, (2014),

[4] Janczak D., et al., *Sensors*, 2014, 14.9: 17304-17312.

[5] Stapiński T.J., et al. , *Materiały i metody optymalizacji budowy ogniw i paneli fotowoltaicznych*, ISBN 978-83-63179-17-5, (2014).

[6] Wróblewski G., et al. *Journal of Nanomaterials*, 316315, (2015).

[7] Jakubowska, M., et al. *Elektronika: konstrukcje, technologie, zastosowania*, 53.6: 97-99 (2012).

L-23

Cathodoluminescence spectroscopy of wide-band-gap nanorods

Kowalski B.J.¹, Reszka A.¹, Pieniążek A.¹, Witkowski B.S.
Sobczak K.¹, Sobanska M.¹, Klosek K.¹, Zytikiewicz Z.R.¹
Wachnicki Ł.¹, Gieraltowska S.¹, Godlewski M.^{1,2}
Zeimer U.³, Jahn U.⁴

¹*Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Warsaw, Poland*

²*Cardinal S. Wyszyński University, Warsaw, Poland*

³*Ferdinand-Braun-Institut, Leibniz-Institut für Höchstfrequenztechnik, Berlin, Germany*

⁴*Paul-Drude-Institut für Festkörperelektronik, Berlin, Germany*

The quasi one-dimensional systems (micro- or nano-rods) with the diameter comparable to the wavelength of optical transitions characteristic of the semiconductor from which they are made attract interest as microresonators, elements of light-emitting devices, lasers etc. Their optical and electronic properties are investigated in view of revealing the links between their crucial parameters and preparation conditions. Development of reliable but faster, more flexible and cheaper growth methods is also an important research subject. The state-of-the art electron microscopy techniques and related spectroscopic methods, like cathodoluminescence (CL), allow us to study both individual nanorods as well as their ensembles, with the submicron lateral resolution. The favourable geometry of the CL experiments carried out for individual nanorods enables the conclusive observations of the emission spectra from the pieces smaller than 20 nm. Since the spectral features depend on the chemical composition of the material, strains and defects in the crystal lattice, the CL spectra can be used as a tool for local measurements of such properties of the system. The results can be used to determine the microscopic phenomena responsible for luminescence observed in the macroscopic scale. We will present two examples of such studies.

GaN nanorods (600-800 nm long) with $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ segments and accompanying Al-rich shell surrounding the part of the nanorod just below the $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ segment were grown on Si(111) substrates by plasma-assisted molecular-beam epitaxy. Morphology and structure of the nanorods were examined with the use of scanning and transmission electron microscopy. The local luminescent properties were studied by low-temperature CL spectroscopy and imaging. The near-band-edge luminescence of GaN from the core-shell region exhibits a strong blueshift which can be ascribed to the occurrence of the compressive strain exerted on the GaN core by the Al-rich shell. Spectral features characteristic of nanorods with the $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ segments of different composition and thickness were analyzed and compared with the emission spectra of the whole nanorod ensembles.

The ZnO microrods grown on GaN templates by fast and inexpensive hydrothermal method are vertically well aligned with length, diameter, and distribution density modified in a controlled way by changes in such technological parameters as pH value, temperature, growth time and microwave power. The variations of near-band-edge and defect-related CL of ZnO microrods were observed as the function of growth conditions, as well as the experimental conditions (such as excitation density, irradiated surface area, etc.). The optimized conditions leading to the luminescence intensity patterns and spectral fine structures characteristic of whispering galleries modes in a hexagonal microresonator have been successfully achieved.

Acknowledgment: This work was partly supported by the Polish National Science Centre (NCN) Grant No. DEC-2012/07/B/ST5/02484.

L-24

Влияние шероховатостей гетерограницы на электросопротивление в параллельном плоскости гетероструктуры магнитном поле

Неверов В.Н., Боголюбский А.С., Гудина С.В., Якунин М.В.

ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Большинство свойств двумерного электронного газа чувствительно к его нормальной компоненте магнитного поля и крайне слабо к его параллельной компоненте. Однако параллельное магнитное поле может сильно влиять на волновую функцию 2D-электронов.

В нашей работе [1] сообщалось о наблюдении эффекта анизотропии магнитосопротивления в зависимости от направления тока, когда магнитное поле лежит в плоскости двумерной системы и перпендикулярно направлению тока. Этот эффект связан с совместным действием силы Лоренца, которая приводит к смещению максимума электронной плотности из центра к разным стенкам квантовой ямы (КЯ) при противоположных направлениях тока, и различием вкладов рассеивателей в сопротивление с разных сторон квантовой ямы ($\Delta R_{xx} = R_{xx}^+ - R_{xx}^-$, где R_{xx}^+ и R_{xx}^- сопротивления структуры при разных направлениях тока).

Другое интересное явление связано с локализацией волновой функции электрона в квантовой яме в пределах магнитной длины $l_B \sim B^{-1/2}$, которое конкурирует с силой Лоренца, которая смещает волновую функцию от центра КЯ. Это должно привести наблюдению максимума на зависимостях $\Delta R_{xx}(B)$.

При этом величина магнитной длины выступает масштабом по которому можно судить на каком расстоянии от центра КЯ находятся рассеиватели, дающие вклад в $\Delta R_{xx}(B)$.

Исследованы 2D – структуры с двойной и одиночной КЯ n-

GaAs/ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ /GaAs, выращенные методом металлоорганической газофазной эпитаксии на полуизолирующей подложке в НИФТИ Нижегородского университета группой Б.Н. Звонкова. Ширины КЯ составляла 10нм для одиночной и 2×5 нм двойных. Структуры были δ -легированы в барьерах на расстоянии 19нм от гетерограниц.

Нами были проведены измерения гальваномагнитных эффектов в магнитных полях до 12 Т, лежащих в плоскости гетероструктуры и перпендикулярных направлению тока через образец, при температуре 4.2К.

С увеличением силы тока анизотропия магнитосопротивления при изменении направления тока $\Delta R_{xx}(B)$ растет (рис. 1). На всех кривых $\Delta R_{xx}(B)$ при разных значениях тока наблюдается максимум в магнитных полях ~ 8 Т, когда магнитная длина ($l_B(8\text{T}) \sim 90 \text{ \AA}$) становится порядка ширины КЯ.

Из величины магнитного поля, в котором наблюдается максимум можно сделать вывод, что различие рассеяния с разных сторон ямы связано с шероховатостями гетерограницы. А именно гетерограница GaAs/ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (со стороны подложки) менее совершенна, чем $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ /GaAs со стороны поверхности гетероструктуры.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин» № 01201463330) и частичной поддержке РФФИ (проект № 14-02-31164).

[1] В.Н. Неверов, и др. Международная конференция «XXXVII Собрание по физике низких температур» (НТ-37), Казань, 29 июня-3 июля, 2015: Тез.докл. с.161

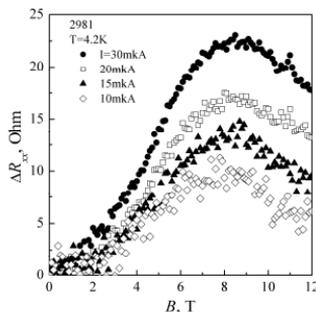


Рис.1 – Зависимости $\Delta R(B)$ при разных величинах тока.

L-25

Устойчивость к беспорядку графеноподобных решеток антиточек и квантовых точек

Ткаченко О.А., Ткаченко В.А.

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

Ранее были испробованы два пути создания полупроводникового искусственного графена в 2D электронном газе легированных структур GaAs/AlGaAs: с помощью графеноподобных решеток антиточек (ADs) [1], либо квантовых точек (QDs) [2]. Вариант QDs [2] был гораздо хуже варианта ADs [1] из-за меньших характерных энергий и перекрытия второй дираковской точки другими состояниями. Основной помехой для наблюдения минизонного спектра решеток является беспорядок. Чтобы подавить примесный беспорядок, мы предлагаем создавать подобные решетки в нелегированных структурах с помощью двух металлических затворов. Нижний затвор перфорирован и отделен от верхнего тонким изолятором (рис.1). Силовые линии от верхнего затвора, проходя через отверстия диаметром D , формируют в 2DEG потенциальные барьеры – антиточки в случае отталкивающего V_{tg} и притягивающего V_{pg} , либо потенциальные ямы – квантовые точки, когда роли V_{tg} и V_{pg} инвертируются. Решением задач 3D электростатики и 2D квантовой механики исследовано влияние беспорядка в геометрии

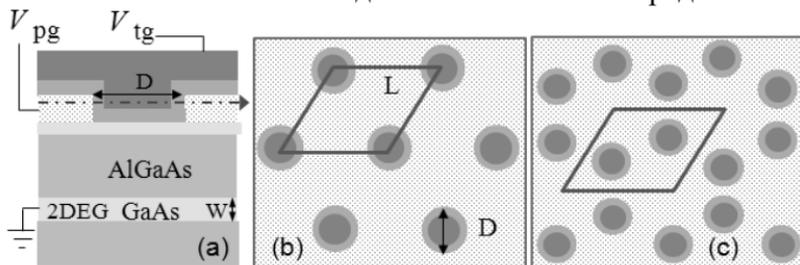


Рис.1. – Изображение структур с ADs (b) и QDs (c) в разрезе по вертикали (a) и в сечениях по штрих-пунктирной стрелке.

затворов на удерживающий потенциал и электронный транспорт. Найдены параметры структур, при которых вторая дираковская особенность в решетках ADs и QDs не перекрыта другими состояниями и ее ширина равна, соответственно, $\Delta = 0.7$ и 0.6 мэВ (период $L=130$ нм). В случае ADs беспорядок в радиусах и положении отверстий в затворе ~ 3 нм не разрушает вторую дираковскую точку [3]. Однако чувствительность удерживающего потенциала к беспорядку сильно зависит от электронной и затворной экранировки. В экранировке большую роль играет взаимное расположение электронной решетки и отверстий в затворе (источников беспорядка). При оптимальных параметрах в случае ADs уровень флуктуаций потенциала $\delta U = U_{\text{disord}} - U_{\text{ideal}}$ в электронных каналах ($U_{\text{id}} < E_{\text{F}}$) близок к Δ (рис.2).

Большие флуктуации при $U_{\text{id}} > E_{\text{F}}$ не фатальны для транспорта [3], ибо в барьерах нет электронов. Напротив, в случае QDs флуктуации $\delta U > \Delta$ при $U_{\text{id}} < E_{\text{F}}$ (рис.2), поэтому дираковская особенность, как показывают расчеты транспорта, разрушается. Расчеты выполнялись на машине МВС-10П МСЦ РАН (Москва) и поддержаны РФФ (№14-22-00143).

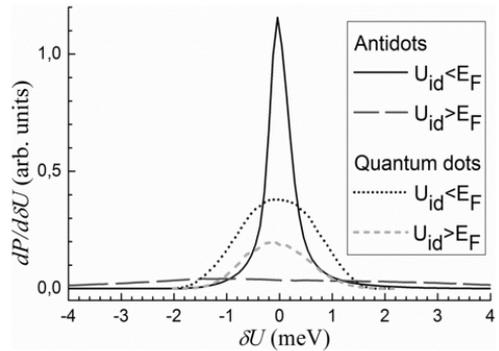


Рис.2.— Плотность вероятности $dP/d\delta U$ для указанных случаев при разбросе до 5 нм в радиусах и положении отверстий в затворе.

[1] L. Nádvarník et al., *New J. Phys.*, **14**, 053002 (2012),

[2] M. Gibertini et al., *Phys. Rev. B*, **79**, 241406 (2009),

[3] O.A.Tkachenko, V. A.Tkachenko, I. S.Terekhov, O. P. Sushkov, *2D Materials*, **2**, 014010 (2015).

L-26

Квантовый эффект Холла в гетероструктуре HgCdTe/HgTe с инвертированным зонным спектром: от квантового туннелирования к классическому протеканию

Гудина С.В.¹, Арапов Ю.Г.¹, Неверов В.Н.¹, Подгорных С.М.¹,
Попов М.Р.¹, Харус Г.И.¹, Шелушнина Н.Г.¹, Якунин М.В.¹,
Дворецкий С.А.², Михайлов Н.Н.²

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева 13.

Выполнены измерения продольного и холловского сопротивлений в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) на структуре HgTe/HgCdTe с шириной квантовой ямы 20.3 нм при $T=(2.9-50)$ К в магнитных полях $B \geq 9$ Тл. Проведен анализ полученных данных в области переходов плато-плато (металлическая проводимость по делокализованным состояниям) и в областях плато КЭХ (прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям в щели подвижности между уровнями Ландау).

Анализ магнитополевых и температурных зависимостей проводимости в области перехода плато-плато $1 \rightarrow 2$ в рамках гипотезы скейлинга [1-2] показал, что реальное скейлинговое поведение, $\nu_0(T) \sim T^\kappa$, наблюдается в широком интервале температур $T=(2.9-30)$ К, критический индекс $\kappa=0.54 \pm 0.01$. Найденное значение κ находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными [3] для систем с крупномасштабным примесным потенциалом. Отметим, что области температур, где наблюдаются скейлинговые закономерности, существенно различны для различных веществ: от гелиевых и субгелиевых температур для структур A_3B_5 до температур порядка 100К для монослойного графена. Для исследованной нами структуры на основе HgTe эта область простирается

до 30 К благодаря большой величине циклотронного и спинового расщеплений уровней Ландау из-за чрезвычайной малости эффективной массы и большой величины g-фактора.

Для описания температурно-индуцированной проводимости в области плато КЭХ используется представление о прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка [4]. Принимая во внимание степенную расходимость длины локализации $\xi(E)$ [1], когда энергия электронов E приближается к центру уровня Ландау $\xi(E) \sim |E - E_c|^{-\gamma} \sim |\nu - \nu_c|^{-\gamma}$, при $0.16 < |\nu - \nu_c| < 0.35$ найдены значения $\gamma = 1.25 \pm 0.03$ для первого и $\gamma = 1.34 \pm 0.01$ для второго плато КЭХ, что не соответствует универсальному значению критического индекса длины локализации $\gamma = 7/3 \cong 2.3$ [1], однако, находится в хорошем соответствии с результатом классической теории протекания для крупномасштабного примесного потенциала $\gamma = 4/3$.

Для крупномасштабного примесного потенциала теоретические модели квантового туннелирования дают значение $\gamma = 7/3$ в ближайшей окрестности $E = E_c$. С другой стороны, далеко от E_c зависимость ξ от $(E - E_c)$ определяется моделями классического протекания с $\gamma = 4/3$ [1]. Изучаемый нами режим прыжковой проводимости реализуется при достаточно большом удалении от центра уровней Ландау при $|\nu - \nu_c| > 0.16$, т.е. мы наблюдаем режим прыжков по локализованным состояниям в хвостах уширенных уровней Ландау, вне полосы квантового туннелирования, то есть в области действия законов классического протекания. Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Спин» № 01201463330 при поддержке РФФИ: 14-02-00151 и 16-32-00725.

[1] B. Huckestein, *Rev.Mod.Phys.* **67**, 357(1995).

[2] A.M.M. Pruisken, *PRL* **61**, 1297(1988).

[3] W. Li et al., *PRL* **94**, 206807(2005); *PRL* **102**, 216801(2009);
A.M.M. Pruisken, et al, *Sol. St. Comm.* **137** 540 (2006).

[4] D. G. Polyakov, B. I. Shklovskii, *Phys.Rev.B* **48**, 11167 (1993).

L-27

Термодинамическое измерение очень больших масс носителей в квантовых ямах HgTe

Кунцевич А.Ю.¹, Тупиков Е.В.^{1,2}, Михайлов Н.Н.³,
Дворецкий С.А.³

¹ФИАН, 119991, Москва, Ленинский проспект, 53

²Department of Physics, Pennsylvania State University, University Park, PA 16802, USA

³ИФП СО РАН, 630790, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

Квантовые ямы HgTe примечательны тем, что закон дисперсии двумерной системы в них сильно зависит от толщины ямы и по мере увеличения последней может быть полупроводниковым, дираковским, топологически нетривиальным, полуметаллическим[1]. В спектре дырок помимо легких носителей вблизи Г-точки, присутствуют боковые экстремумы, не описываемые точно в ($k\rho$)-приближении, и имеющие гораздо большую массу (см. Рис. 1).

Если масса легких носителей может быть измерена магнито-транспортными и магнитооптическими методами, благодаря большим циклотронным щелям в магнитном поле, то для тяжелых дырок магнитное поле бесполезно. Недавно нами был развит метод измерения энтропии двумерных систем, величины, пропорциональной плотности состояний D : $S = \pi 2/3 * DT$, а значит и массе в вырожденных Ферми системах[2]. Метод основан на измерении токов перезарядки емкостной структуры при изменении температуры. В настоящей работе измерялась производная энтропии по концентрации $\partial S / \partial n$ в полевых структурах на основе квантовых ям HgTe с неинвертированным спектром, толщиной 6-6.5 нм. По мере увеличения концентрации дырок от 0, с началом заполнения побочных экстремумов, наблюдалось резкое увеличение энтропии системы, соответствующее массе порядка $2 m_e$ (левый верхний рисунок). Отношение S/T падало с ростом температуры, что означает невырожденность тяжелой подсистемы уже при температуре не-

сколько Кельвин. Наши термодинамические данные находятся в разумном качественном согласии с транспортными измерениями группы Минькова[4].

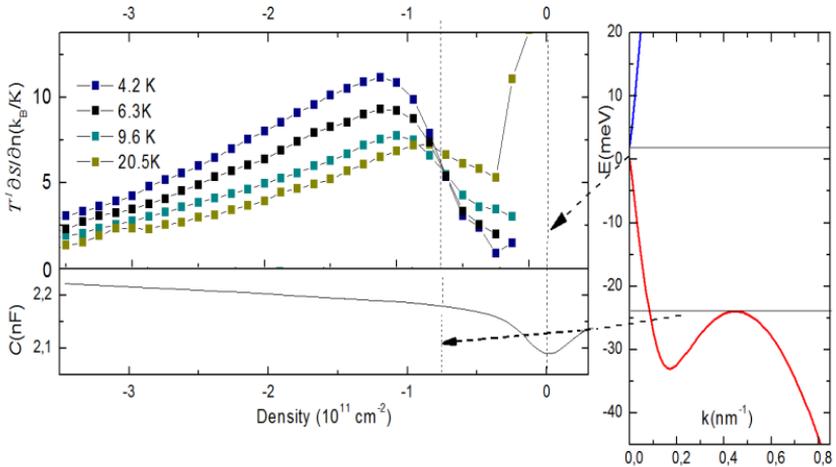


Рис.1. – Примерный закон дисперсии (справа) для КЯ HgTe толщиной чуть меньше критической и измеренный сигнал энтропии на электрон (слева сверху при различных температурах) и электрической емкости структуры (слева внизу при температуре 3K) в зависимости от концентрации дырок. Стрелками показано соответствие точек особенностей в измеряемых величинах особенностям на спектре.

[1] B. A. Bernevig, T. L. Hughes, and S.-C. Zhang, *Science* **314**, 1757 (2006)

[2] A.Yu. Kuntsevich, Y.V. Tupikov, V.M. Pudalov, I.S. Burmistrov, *Nature Communications*, **6**:7298 (2015)

[3] G.M. Minkov et al, *Phys. Rev. B* **89**, 165311 (2014)

L-28

Проводимость безмассовых двумерных дираковских фермионов в HgTe квантовой яме

Добрецова А.А.^{1,2}, Квон З.Д.^{1,2}, Брагинский Л.С.^{1,2}, Энтин М.В.^{1,2},
Михайлов Н.Н.^{1,2}, Дворецкий С.А.¹

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 18

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

Графен оказался первой твердотельной системой, в которой были реализованы безмассовые двумерные дираковские фермионы (ДДФ), являющиеся на данный момент объектом интенсивных исследований физики двумерных электронных систем. Другой возможностью реализации ДДФ в твердом теле являются трехмерные топологические изоляторы и квантовые ямы (КЯ) на основе полупроводников с инвертированным зонным спектром. Однако в сравнении с ДДФ в графене, обусловленными особой симметрией решетки графена, ДДФ в указанных случаях обусловлены сильными релятивистскими эффектами, в частности, спин-орбитальным взаимодействием. В данной работе проведено экспериментальное исследование низкотемпературной проводимости безмассовых ДДФ в HgTe КЯ с толщинами близкими к критической $d = 6.3\text{--}6.6$ нм, соответствующей переходу от прямого спектра к инвертированному. Обнаружена особенность в зависимости проводимости ДДФ от затворного напряжения при его малом значении, соответствующем электронной концентрации $N_s = 0.6\text{--}1.5 \cdot 10^{11}$ см⁻². Предположено, что данная особенность является следствием особенности плотности состояний ДДФ в HgTe КЯ, предсказанной в [1] и связанной с расщеплением дираковских конусов по спине. Также исследована низкотемпературная подвижность безмассовых ДДФ как функция электронной концентрации. Показано, что при концентрациях $N_s > 2\text{--}4 \cdot 10^{11}$ см⁻² она хорошо описывается рассеянием на заряженных примесях.

[1] S.A. Tarasenko et al., *Phys. Rev. B* 91, 081302(R) (2015)

Проблемы создания высокопроводящих прозрачных материалов на основе широкозонного полупроводника – оксида цинка

Лашкарев Г.В.¹, Карпина В.А.¹, Радченко М.В.¹, Миронюк Д.В.¹, Попович В.И.¹, Дранчук Н.В.¹, Тимофеева И.И.¹, Годлевский М.², Петрушка Р.², Костылев В.П.³, Романюк В.Р.³, Власюк В.М.³, Маслюк В.Т.⁴, Позняк И.И.¹, Петросян Л.И.¹

¹*Институт проблем материаловедения им. И. Н. Францевича НАНУ, 03680, Украина, Киев, ул. Кржижановского, 3*

²*Institute of Physics PAS, 02668, Poland, Warsaw, al. Lotników 32/46*

³*Институт физики полупроводников им. В. Е. Лашкарева НАНУ, 03680, Украина, Киев, просп. Науки, 45*

⁴*Институт электронной физики НАНУ, 88017, Украина, Ужгород, ул. Университетская 21*

В настоящее время активно развиваются новые высокоэффективные фотовольтаические устройства. Для них требуются прозрачные электроды $\text{In}_2\text{O}_3:\text{Sn}$ (ITO). Однако запасы индия ограничены, а его цена превышает стоимость Zn более чем в 400 раз. Поэтому проблема замены ITO на сильнолегированный алюминием ZnO является крайне актуальной. Однако проводимость ZnO в настоящее время в четыре раза меньше таковой в ITO.

Повышение электропроводности ZnO:Al сталкивается с проблемами кластеризации Al в виде его оксида Al_2O_3 , и компенсации донорных центров алюминия собственными дефектами акцепторного типа. В связи с этими процессами электрическая активность (ЭА) алюминия т.е. отношение числа свободных электронов на 1 введенный атом Al падает до $\sim 10\%$.

На пленках ZnO:Al, осажденных методами высокочастотного и двухкатодного магнетронного распыления, достигнуто минималь-

ное электросопротивление $\sim 6 \cdot 10^{-4}$ Ом·см (при концентрации электронов $3 \cdot 10^{21}$ см⁻³, и подвижности 3 см²/В·с) и пропускание в видимой области спектра ~ 90 %. Они обладают ярко выраженной текстурой (002).

Электрические характеристики пленок ZnO:Al, выращенных методом атомно-слоевого осаждения, находятся в следующих пределах: концентрация электронов $(0,9-4) \cdot 10^{20}$ см⁻³, подвижность (6-16) см²/В·с и удельное сопротивление $(2,5-4,2) \cdot 10^{-3}$ Ом·см, при концентрации примеси Al в диапазоне 0,5-7 ат. %. Из аппроксимации ИК-спектров отражения с использованием модели Друде-Лоренца была определена плазменная частота и эффективная масса электронов m^* .

Выявлен эффект сильной непараболичности зоны проводимости ZnO, приводящий к сильному возрастанию m^* от $0,37m_0$ до $0,49m_0$ (m_0 - масса свободного электрона) при увеличении концентрации электронов от $0,9 \cdot 10^{20}$ см⁻³ до $4 \cdot 10^{20}$ см⁻³.

На гетеропереходе n+-ZnO/n-Si исследованы спектральные зависимости внешнего квантового выхода фотоэффекта в диапазоне 400-1200 нм и сделан вывод о низкой скорости поверхностной рекомбинации на интерфейсе и о нижней границе работы выхода ZnO (2,35-2,55 эВ).

Для применения фотовольтаических устройств в космосе существенна радиационная стойкость ZnO по сравнению с Si, Ge, GaAs и GaN. Осуществлено облучение пленок ZnO высокоэнергетическими электронами (10 МэВ) и быстрыми тяжелыми ионами Xe²⁶⁺ (167 МэВ). ZnO радиационно стоек по отношению к электронному потоку. В случае облучения тяжелыми ионами стойкость против радиации продемонстрировали пленки ZnO, выращенные на сапфире. В случае слабого легирования малыми концентрациями изоэлектронной цинку примесью кадмия, пленки ZnO увеличивают стойкость к облучению тяжелыми ионами, благодаря диффузии радиационных дефектов в область поля деформационных напряжений, окружающую примесный ион, что освобождает от дефектов значительную часть объема пленки.

Проводимость короткопериодных сверхрешеток с распределенным ТГц резонатором

Каган М.С.¹, Алтухов И.В.¹, Дижур С.Е.¹, Папроцкий С.К.¹,
Баранов А.Н.², Тесье Р.², Буравлев А.Д.³, Васильев А.П.³,
Задиранов Ю.М.³, Ильинская Н.Д.³, Усикова А.А.³, Устинов В.М.³

¹ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, 125009, Москва, Моховая, 11

²IES, Université Montpellier 2, CNRS, Montpellier, France

³Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
С.Петербург

В настоящем сообщении приведены данные о влиянии распределенного терагерцового (ТГц) резонатора на туннельный ток в сверхрешетках (СР) InAs/AlSb и GaAs/AlAs при комнатной температуре.

Структуры, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии, содержали 60 и 100 периодов СР, соответственно, InAs/AlSb и GaAs/AlAs, расположенных между сильно легированными верхним контактным слоем и подложкой. С помощью сухого (ионного) травления и обычной фотолитографии изготовлены меза-структуры в форме дисков диаметром 10-15 мкм. Металлические контакты к структуре имели форму кольца, образуя распределенный резонатор на длины волн в свободном пространстве от 110 до 160 мкм.

На вольтамперных характеристиках (ВАХ) InAs/AlSb в области нерезонансного туннелирования (при напряжениях, когда перекрытие основных состояний в соседних квантовых ямах и, соответственно, минизонная проводимость отсутствуют) была обнаружена серия максимумов с участками отрицательной дифференциальной проводимости. Максимумы на ВАХ оказались периодическими по напряжению, а расстояние между ними коррелировало с резонансной частотой резонатора. Возникновение этих максимумов связывается с эффектом Пёрселла, который заключается в

увеличении интенсивности спонтанного излучения в резонаторе по сравнению с интенсивностью спонтанного излучения в свободное пространство.

В резонаторных структурах на основе короткопериодных СР GaAs/AlAs исследовался вертикальный транспорт в режиме мини-зонной проводимости (в присутствии электрических доменов). Образование движущихся доменов, происходившее при некотором пороговом напряжении, сопровождалось скачкообразным уменьшением тока на ВАХ, которое могло достигать 50%. Обнаружено, что при изменении параметров резонатора это пороговое напряжение существенно меняется. Предложено объяснение, связывающее этот сдвиг порога с возбуждением в резонаторе колебаний значительной амплитуды, которые за счет выпрямления на сильной нелинейности образца сдвигают рабочую точку на вольтамперной характеристике. Таким образом, этот опыт является указанием (разумеется, косвенным) на возбуждение резонатора за счет отрицательного сопротивления СР с доменами.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 14-02-01062).

Шумовая термометрия в графене

Бердюгин А.И.^{1,2}, Дрёмов В.В.^{1,2}, Храпай В.С.^{1,2}

¹ИФТТ РАН, Черноголовка, ул. Академика Осипьяна д.2, 142432

²Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Институтский пер 9, 141700

Будет представлен постерный доклад по промежуточным результатам идущего в данный момент эксперимента.

Измерения проводятся на эксфолированном графене, лежащем на оксиде кремния. Под оксидом находится легированный кремний, что позволяет контролировать концентрацию носителей в графене напряжением

на заднем затворе. Зависимость сопротивления образца от напряжения на заднем затворе представлена на рис. 1. Образец имеет достаточно высокую подвижность, порядка $10000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, что позволяет наблюдать на нём «полуцелый» квантовый эффект холла (рис. 2), характерный для однослойного графена.

В эксперименте производится разогрев электронной системы при пропускании тока через

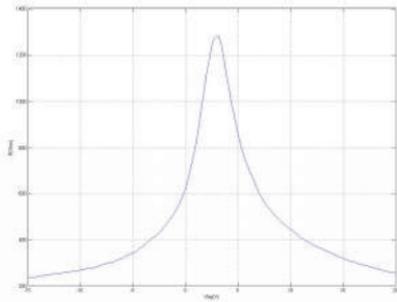


Рис.1. – Зависимость сопротивления образца от напряжения на заднем затворе.

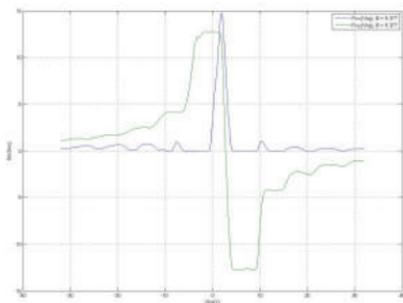


Рис.2. – Зависимость сопротивления образца от напряжения на заднем затворе в магнитном поле.

образец. Измерение температуры электронов осуществляется через измерение токового шума. Определяется зависимость температуры электронов от подаваемой на образец мощности при различных концентрациях. Полученные результаты будут сравнены с результатами, полученными в других экспериментальных работах [1], [2], [3].

[1] Christopher B. McKitterick, Michael J. Rooks, Daniel E. Prober <http://arxiv.org/abs/1505.07034>

[2] A.C. Betz, F. Violla, D. Brunel, C. Voisin, M. Picher, A. Cavanna, A. Madouri, G. Fe`ve, J.-M. Berroir, B. Plac, ais, and E. Pallecchi. *Phys Rev Letters*, **109**, 056805 (2012)

[3] Juan F. Sierra, Ingmar Neumann, Marius V. Costache, and Sergio O. Valenzuela. *Nano letters*, **15 (6)**, pp 4000–4005 (2015)

Intrinsic spin Hall effect in systems with striped spin-orbit coupling.

Caprara S.^{1,2,3}, Grilli M.^{1,2,3}, Raimondi R.⁴, Seibold G.⁵

¹*Dipartimento di Fisica, Università di Roma Sapienza, Piazzale Aldo Moro 5, I-00185 Roma, Italy.*

²*ISC-CNR, Via dei Taurini 19, I-00185 Roma, Italy.*

³*CNISM Unità di Roma Sapienza, Piazzale Aldo Moro 5, I-00185 Roma, Italy.*

⁴*Dipartimento di Matematica e Fisica, Università Roma Tre - Via della Vasca Navale 84, I-00146 Roma, Italy.*

⁵*Institut für Physik, BTU Cottbus—Senftenberg, PO Box 101344, 03013 Cottbus, Germany*

The Rashba spin-orbit coupling arising from structure inversion asymmetry couples spin and momentum degrees of freedom providing a suitable (and very intensively investigated) environment for spintronic effects and devices. In this framework, the spin Hall effect is a crucial ingredient since it allows for the manipulation of spin degrees of freedom without magnetic fields. Here we show that, in the presence of disorder, a striped modulation of a two-dimensional electron gas, affecting both density and Rashba spin-orbit coupling, gives rise to a finite spin Hall conductivity in contrast with the corresponding homogeneous system. We suggest that this mechanism can be exploited for a practical realization of a spin Hall device. This could be implemented at oxide interfaces with periodic top gating, leading to a large ratio between the induced spin and charge currents [1].

[1] G. Seibold, S. Caprara, M. Grilli, and R. Raimondi, *Europhysics Letters* **112**, 17004 (2015).

Влияние параллельного плоскости гетероструктуры магнитного поля на электросопротивление

Боголюбский А.С., Неверов В.Н., Гудина С.В., Якунин М.В.

ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Магнитное поле, приложенное параллельно плоскости идеальных двумерных систем, не влияет на их проводимость (сопротивление). Реальные двумерные структуры имеют конечные размеры в поперечном плоскости системы направлении, что приводит к зависимости сопротивления от продольного магнитного поля. Это эффекты диамагнитного сдвига [1] и подавление эффектов тунnelирования между ямами в системах с двойными квантовыми ямами [2], влияние шероховатостей гетероперехода в слабой локализации [3]. В данной работе мы сообщаем об еще одном эффекте влияния продольного магнитного поля (B) на сопротивление, который связан с совместным действием силы Лоренца, смещающей электрон к разным стенкам квантовой ямы (КЯ) в зависимости от направления $[\vec{I} \times \vec{B}]$, и различием вкладов рассеивателей в сопротивление с разных сторон КЯ. Очевидно, что этот эффект будет нечетным по магнитному полю. Кроме того, он является нелинейным, и его величина должна расти с увеличением силы тока. В случае, когда ток сонаправлен с магнитным полем данного эффекта нет. Иссле-

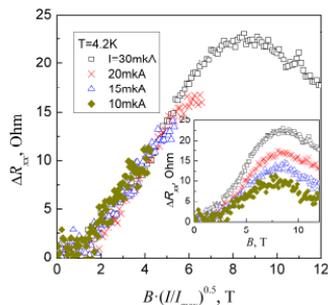


Рис.1 – Зависимости $\Delta R(B)$ от $B \cdot (I/I_{\max})^{0.5}$. На вставке: $\Delta R(B)$ при разных величинах тока.

дованы 2D – структуры с двойной и одиночной квантовой ямой n -GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs, выращенные методом металлоорганической газофазной эпитаксии на полуизолирующей подложке в НИФТИ Нижегородского университета группой Б.Н. Звонкова. Структуры δ -легированы в барьерах на расстоянии 19 нм от гетерограниц. Введём величину разности сопротивлений $\Delta R = R^+ - R^-$, где R^+ и R^- сопротивления структуры при разных направлениях тока, при фиксированном направлении B . На рисунке 1 приведена величина $\Delta R(B)$ усредненная по магнитному полю. Видно, что в магнитных полях до 8Т зависимости $\Delta R(B)$ формируют единую кривую при построении их от произведения магнитного поля и квадратного корня от величины. В больших магнитных полях на всех кривых $\Delta R(B)$ наблюдается максимум (вставка рис. 1), который мы связываем с перестройкой энергетического спектра в продольном магнитном поле. Для выявления природы такого поведения необходимо провести дальнейшие исследования.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин» № 01201463330) и частичной поддержке РФФИ (проект № 14-02-31164).

[1] A. Zrenner, H. Reisinger, F. Koch, et al. *Phys. Rev. B*, **33**, 5607 (1986).

[2] M.V. Yakunin, G.A. Alshanskii, Yu.G. Arapov, et al. *Physica E*, **22**, 68 (2004)

[3] A.Palevski, F. Beltram, F. Capasso, et al. *Phys. Rev. Lett*, **65**, 2844 (1990).

Универсальность критических индексов в квантовом эффекте Холла в наногетероструктурах n- InGaAs/InAlAs

**Гудина С.В.¹, Арапов Ю.Г.¹, Савельев А.П.¹, Неверов В.Н.¹,
Шелушина Н.Г.¹, Якунин М.В.¹, Васильевский И.С.²,
Виниченко А.Н.²**

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

*²Национальный исследовательский ядерный университет
«МИФИ», Москва*

Наличие беспорядка является необходимым условием для наблюдения целочисленного квантового эффекта Холла (КЭХ). В зависимости от масштаба случайного потенциала квантовые фазовые переходы между различными состояниями квантово-холловской жидкости описываются разными феноменологическими моделями для невзаимодействующих электронов [1, 2]. Для короткодействующего потенциала переходы между плато КЭХ хорошо описываются гипотезой двухпараметрического скейлинга [2], предсказывающей степенную расходимость длины локализации при приближении к критической точке квантового фазового перехода с универсальным индексом. В приближении плавного (дальнодействующего) потенциала особенности картины КЭХ могут быть прекрасно поняты в модели протекания [3].

Оба этих случая нашли экспериментальное подтверждение [1,4]. Однако, получающийся при этом разброс значений критических индексов заставляет исследователей сомневаться в их универсальности [5]. Кроме того, не достигнута ясность в понимании влияния других факторов, таких как электрон-электронное взаимодействие, спиновое и псевдоспиновое вырождение электронных состояний, наличие туннельной связи, учет которых в теории представляет определённую трудность [1-2].

В работе рассматривается ряд метаморфных НЕМТ наногетероструктур n - InGaAs/InAlAs с высоким содержанием InAs в активном слое [6], что приводит к уменьшению эффективной массы электронов и увеличению g -фактора. Исследованы температурные зависимости компонент тензора сопротивления в области перехода между плато КЭХ (т.н. температурный скейлинг), зависимости этих компонент от величины тока через образец (т.н. токовый скейлинг (рис.1)), прыжковая проводимость между уровнями Ландау при изменении температуры. Полученные значения критических индексов свидетельствуют о присутствии в исследованных структурах разных типов рассеивающих потенциалов, что ухудшает условия наблюдения универсальности критических индексов, которые должны быть заданы границами квантовой критической области на фазовой плоскости КЭХ с учетом номера уровня Ландау.

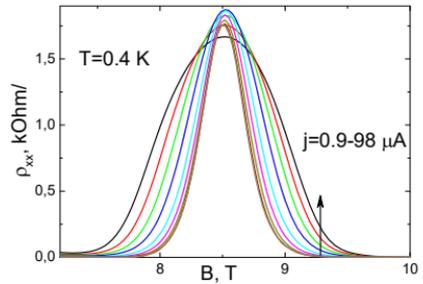


Рис.1. – Зависимость продольной компоненты сопротивления ρ_{xx} от магнитного поля при изменении тока j через образец (увеличение j показано стрелкой) для структуры n - In_{0.85}Ga_{0.15}As/In_{0.82}Al_{0.18}As.

[1] B. Huckestein, *Rev.Mod.Phys.* 67, 357(1995),

[2] A.M.M. Pruisken, *PRL* 61, 1297(1988); I.S. Burmistrov et al., *Ann. of Physics*, 326, 1457(2011).

[3] J.T.Chalker, P.D.Coddington, *J.Phys.C* 21, 2665 (1988).

[4] H.P. Wei et al., *PRB* 50.14609(1994); W. Li et al., *PRL* 102, 216801(2009); N. Dodoo-Amoo et al., *J.Phys:Conf.Ser.* 456, 012007 (2013),

[5] N.A. Dodoo-Amoo et al., *J.Phys:Cond.Matt.* 26, 475801 (2014),

[6]. И.С. Васильевский и др., *ФТП*, 45, 1203(2011).

L-35

Баллистический магнетотранспорт в подвешенном двумерном электронном газе с периодической решёткой антиточек

Жданов Е.Ю.^{1,2}, Погосов А.Г.^{1,2}, Буданцев М.В.¹, Похабов Д.А.^{1,2}

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

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

В данной работе описываются результаты исследований электронного транспорта в баллистическом режиме в подвешенном

двумерном электронном газе (ДЭГ), структурированном периодическими решётками искусственных рассеивателей — антиточек. Оторванные от подложки («подвешенные») наноструктуры с ДЭГ вызывают интерес исследователей благодаря ряду их уникальных свойств, среди которых можно отметить: усиленное электрон-электронное взаимодействие [1], отсутствие отвода

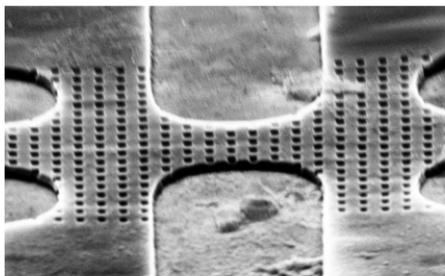


Рис.1. — Подвешенный холловский мостик с периодической решёткой антиточек (период решётки $d = 600$ нм, диаметр антиточек $a = 200$ нм.).

тепла непосредственно через подложку и связанные с ним особенности явлений теплопереноса [2,3]. Несмотря на это, фундаментальные вопросы электронного транспорта, как квантового, так и классического, остаются малоизученными в таких системах.

Экспериментальные образцы были изготовлены на основе гетероструктур AlAs/GaAs, содержащих высокоподвижный ДЭГ. Кон-

центрация ДЭГ составляла $n_s = 7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, а подвижность электронов – $\mu = 2 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ при температуре жидкого гелия. Гетероструктуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии поверх жертвенного слоя $\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ толщиной 400 нм. Затем образцы покрывались периодической решёткой антиточек, при помощи электронной литографии. Были созданы серии образцов с различными диаметрами (от 100 нм до 200 нм) и периодами решёток (от 500 нм, до 800 нм). Жертвенный слой впоследствии удалялся посредством жидкостного селективного травления в растворе плавиковой кислоты. Магнетотранспортные измерения проводились в широком диапазоне температур 0.5÷50 К и в магнитных полях до 11 Тл.

Показано, что подвешенные образцы демонстрируют хорошо выраженные соизмеримые осцилляции (СО) магнетосопротивления и термоэдс. Температурные зависимости СО оказались практически идентичны для подвешенных и неподвешенных образцов, в то время как нелинейные эффекты, обусловленные подавлением постоянным током, сильно отличались. Причём СО магнетосопротивления в подвешенных образцах оказались, как ни странно, более устойчивыми по отношению к воздействию постоянного электрического тока, что, предположительно, может быть объяснено усилением электрон-электронного взаимодействия после подвешивания наноструктур.

Работа поддержана РФФИ (№16-02-00579).

[1] A.A. Shevyrin, A.G. Pogosov, M.V. Budantsev, A.K. Bakarov, A.I. Toropov, S.V. Ishutkin, E.V. Shesterikov, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 203102 (2014).

[2] A.G. Pogosov, M.V. Budantsev, E.Yu. Zhdanov, D.A. Pokhobov, A.K. Bakarov and A.I. Toropov, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 181902 (2012).

[3] E.Yu. Zhdanov, A.G. Pogosov, M.V. Budantsev and D.A. Pokhobov, *AIP Conf. Proc.* **1566**, 211 (2013).

L-36

Влияние подсветки на подвижность 2D- электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов

Михеев В.М.

ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

На примере гетероструктуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ изучено влияние подсветки на подвижность 2D-электронов при рассеянии на неравновесном коррелированном распределении примесных ионов. Показано, что подсветка образца при достаточно низких температурах приводит к появлению эффекта «инверсии электронной проводимости». Суть эффекта, предсказанного в [1], в случае равновесного распределения примесных ионов связана исключительно с особенностями строения структурного фактора системы примесных ионов. В области низких температур, когда 2D-электроны вырождены, основной вклад в рассеяние электронов вносит область значений волнового вектора, на которую приходится минимум структурного фактора. В этой области температур с ростом корреляций в расположении примесных ионов растет подвижность электронов. С ростом температуры увеличивается концентрация электронов, энергия которых превышает энергию Ферми. В этой области температур основной вклад в рассеяние электронов вносит область первого максимума структурного фактора, а потому подвижность электронов падает с ростом корреляций в распределении примесных ионов. Мы назвали этот температурный переход, обусловленный исключительно формой структурного фактора, эффектом инверсии электронной подвижности. В докладе показано, что даже в случае неравновесного распределения примесных ионов этот эффект может наблюдаться после подсветки системы при гелиевых температурах.

[1] В.М. Михеев ФТТ 55, 507 (2013).

Обменное взаимодействие в ванадиевых пирохлорах $R_2V_2O_7$ ($R = Lu, Y$): первопринципный расчет

Назипов Д.В., Никифоров В.А., Чернышев В.А.

Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

Магнитные оксиды со структурой пирохлора $R_2M_2O_7$ (R – редкоземельный ион или Y , M – ион переходного металла) являются объектами повышенного внимания среди исследователей, благодаря своим необычным магнитным свойствам [1]. Соединения на основе ванадия $Lu(Y)_2V_2O_7$ в последнее время обратили на себя внимание в связи с обнаружением эффекта Холла на магнонах [2]. Представляет особый интерес анализ микроскопических механизмов ферромагнитного упорядочения ионов V^{4+} на пирохлоровой решетке и значительного по величине антисимметричного взаимодействия Дзялошинского-Мория.

В данной работе проведен первопринципный расчет электронной структуры и параметров обменного взаимодействия в кристаллах $Lu_2V_2O_7$ и $Y_2V_2O_7$ методом неограниченного Хартри-Фока и в рамках теории функционала плотности (DFT) используя гибридные функционалы. Расчеты проведены в программном пакете CRYSTAL14 [3].

В рамках исследования рассчитаны значения обменного интеграла при разных долях Хартри-Фоковской энергии в обменно-корреляционном функционале. Наилучшее согласие с экспериментом достигнуто при доле Хартри-Фока 100%, полученные значения равны 8.18 мэВ и 7.67 мэВ для $Lu_2V_2O_7$ и $Y_2V_2O_7$ соответственно. Из первых принципов мы подтвердили, что в данных соединениях коллинеарная ферромагнитная

структура энергетически более выгодна, чем антиферромагнитные структуры.

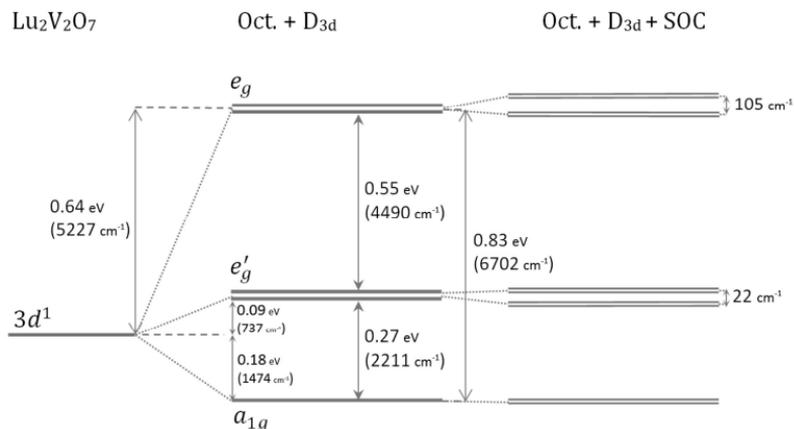


Рис. 1. – Структура уровней иона V^{4+} в $Lu_2V_2O_7$

Кроме того, получено расщепление $3d^1$ уровня атома V^{4+} в кристаллическом поле, используя модельный подход в приближении точечных зарядов, в том числе с учетом спин-орбитального взаимодействия. Результат для $Lu_2V_2O_7$ приведен на рисунке 1.

[1] J. S. Garden et al. *Magnetic pyrochlore oxides. Rev. Mod. Phys.* 82, 53-107 (2010),

[2] Y. Onose et al. *Observation of magnon Hall effect. Science* 329, 5989, 297-299 (2010),

[3] URL: <http://www.crystal.unito.it/>

Аномальный эффект Холла в двумерном неупорядоченном ферромагнетике Рашбы Новокшенов С.Г.

*ИФМ им. М.Н. Михеева УрО РАН, 620990, Екатеринбург,
ул. С. Ковалевской, 18*

В работе исследуется влияние рассеяния носителей заряда на внутренний эффект Холла в двумерном неупорядоченном ферромагнитном металле. Рассматривается простейшая модель, одно-электронный гамильтониан которой имеет вид

$$H_p + U = \frac{p^2}{2m} + i\alpha\alpha(+p_- - \sigma_- p_+) + M\sigma_z + U(r) \quad (1)$$

Здесь α - константа спин-орбитальной связи Рашбы, $\sigma_{\pm} = (\sigma_x \pm i\sigma_y)/2$ и σ_z - спиновые матрицы Паули, $p_{\pm} = p_x \pm ip_y$ - циркулярно-поляризованные компоненты оператора импульса p , M - параметр обменного расщепления уровней энергии, обусловленного поляризацией спиновой подсистемы. В отличие от обычно используемой модели δ -коррелированного беспорядка [1-3] здесь рассматривается движение носителей заряда в гауссовском случайном поле $U(\mathbf{r})$ с конечным радиусом корреляций

$$\langle U(\mathbf{r}) \rangle = 0, \quad \langle U(\mathbf{r})U(\mathbf{r}') \rangle = W(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|), \quad W(r) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} 0 \quad (2)$$

Угловые скобки $\langle \dots \rangle$ обозначают конфигурационное усреднение.

Получено общее выражение для слагаемого Стржеды холловской компоненты электропроводности

$$\sigma_{yx}^{St} = \frac{\hbar e^2}{4\pi} \text{Im} \sum_p \int f(E) \text{Tr} \left(V_+^A \frac{\partial G_p^A}{\partial E} V_-^A G_p^A - (V_+^A \leftrightarrow V_-^A) \right) dE \quad (3)$$

Здесь $f(E)$ - функция распределения Ферми-Дирака, Tr обозначает след по спиновым степеням свободы,

$$G_p^A = \frac{1}{E - H_p - \Sigma^A(p)} \quad (4)$$

- усредненная по конфигурациям случайного поля функция Грина одноэлектронного уравнения Шредингера с гамильтонианом (1). Циркулярно-поляризованные компоненты оператора скорости

$$V_{\pm}^A = 2 \frac{\partial[H_p + \Sigma^A(p)]}{\partial p_{\mp}} = \frac{p_{\pm}}{m} \pm 2i\alpha\sigma_{\pm} + 2 \frac{\partial\Sigma^A(p)}{\partial p_{\mp}} \quad (5)$$

содержат дополнительное слагаемое $2\partial\Sigma^A(p)/\partial p_{\mp}$, которое отлично от нуля в случае беспорядка с конечным радиусом корреляций (2) и приводит к появлению зависящих от рассеяния поправок к внутреннему аномальному эффекту Холла [1,2].

В самосогласованном борновском приближении электронная собственно-энергетическая часть $\Sigma^A(p)$ имеет вид

$$\Sigma^A(p) = \sum_{p'} \frac{W_{p-p'}}{E - H_{p'} - \Sigma^A(p')} \quad (6)$$

где W_p - Фурье-образ парной корреляционной функции случайного потенциала $U(r)$ (2).

На основе уравнений (3), (6) выполнен аналитический и численный анализ зависимости собственной холловской электропроводности модели (1) от положения уровня Ферми и влияния на нее рассеяния носителей заряда.

Работа выполнена в рамках госзадания ФАНО России «Спин» (номер госрегистрации 01201463330) при частичной поддержке грантов РФФИ (№ 14-02-00151) и УрО РАН (№ 15-9-2-21).

[1] V.K. Dugaev et al., *Physical Review B*, **71**, 224423 (2005),

[2] T.S. Nunner et al., *Physical Review B*, **76**, 235312 (2007)

[3] I.A. Ado et al., *arXiv: 1511.07413* (2015).

Туннельный перенос LD ($L=0-2$) электронов через барьер в окрестности интерфейсов

Орлов Л.К., Ивина Н.Л.

*ИФМ РАН, Нижний Новгород, д.Афонино, ул. Академическая, 7
РАНХиГС, Нижний Новгород, пр. Гагарина, д. 46*

В последнее время в литературе широко анализируются способы расширения частотного и динамического диапазонов полевых транзисторов. Наиболее обсуждаемыми являются формирование отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) в канале транзисторов за счет междолинного либо межслоевого диффузионного переноса носителей [1] при их разогреве электрическим полем и использование плазменных неустойчивостей в низкоразмерном (LD) электронном газе [2]. Рассматриваются также варианты формирования ОДП за счет туннелирования горячих электронов через барьер в окрестности интерфейсов, разделяющих 2D [3] либо 1D [4] транспортный канал и континуум 3D состояний в соседнем барьерном слое. Поскольку границы каналов являются важнейшими факторами, оказывающими критическое влияние на транспорт электронов в системе, исследование характера распределения потенциала, определение типа состояний в окрестности интерфейсов реальных гетерокомпозиций и установление природы протекающих в структуре токов, представляет сегодня важную задачу физики низкоразмерных структур. Особенно актуальна эта задача для напряженных гетерокомпозиций. В этих системах границы слоев являются мощными геттерами как точечных дефектов, так и атомов примеси вследствие формирования в окрестности гетерограниц слоев полей упругой деформации. Локальные состояния в окрестности интерфейсов могут способствовать проявлению резонансного туннельного эффекта, приводя к существенному понижению высоты потенциального барьера, формируемому между соседними слоями структуры, при его проколе. Данный эффект,

обуславливающий появление особенностей на вольт-амперных характеристиках структур, неоднократно наблюдался в экспериментах как на транзисторных структурах InGaAs/InAlAs [3,4], так и в системе Si/SiGe с напряженным Si каналом [5,6]. В последнем случае резонансный туннельный прокол барьера между верхним легированным барьерным слоем твердого раствора SiGe и двумерным транспортным каналом Si приводил к появлению серии падающих участков на проходной характеристике транзисторной структуры. Эффект наблюдался в аномально низких полях, прикладываемых поперек плоскости слоев системы. Эффективный прокол барьера при пониженных температурах за счет туннельного эффекта наблюдается не только в плоскостойких структурах, обуславливая переход электронов из 2D в 3D [3,5], либо из 1D в 2D [4] состояния, но и в системах InAs/GaAs, содержащих массивы квантовых точек (КТ) [7]. В последнем случае эффективность туннельных переходов электронов из 0D состояний в InAs КТ в 3D состояния прилегающих GaAs барьерных слоев в присутствии сильного приповерхностного электрического поля обсуждалась нами на базе данных фотоэлектронной спектроскопии [8]. Показано, что прикладываемое поле оказывает заметное влияние на поведение резонансных особенностей на фотоэлектрических характеристиках системы вследствие доминирующей роли в общем токе системы туннельной составляющей. Нами также было обнаружено присутствие резонансной составляющей тока, связанной с туннелированием электронов через состояния на гетерогранице.

- [1] Z.S. Gribnikov, K. Hess, et al. *J. Appl. Phys.*, **77**, 1337 (1995),
- [2] M. Diyakonov, M. Shur. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 2465, (1993),
- [3] М.Л. Орлов, Л.К. Орлов. *Semiconductors*, **43**, 652 (2009),
- [4] K.Y. Yang, T. Sugaya, et al., *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 701 (2003),
- [5] M.L. Orlov, Zs. Horvath et.al. *Semiconductors*, **56**, 942 (2014),
- [6] L.K. Orlov et al., *Physica E., LDS&NanoStr.*, **51**, 87 (2013),
- [7] B.N. Zvonkov, et.al. *Semiconductors*, **35**, 92 (2001),
- [8] L.K. Orlov et.al. *Proceed. Int. Symp. PSP&PT-5*, 174 (2014).

Шумовая термометрия краевых каналов в двумерном топологическом изоляторе

Петруша С.В.^{1,2}, Тихонов Е.С.^{1,2}, Храпай В.С.^{1,2}

¹Московский физико-технический институт (государственный университет) 141700, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер. 9.

²Институт Физики твердого тела РАН, 142432, г. Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна 2.

Топологическими изоляторами называют материалы, обладающие диэлектрическим объемом и проводящими краевыми электронными состояниями, для которых процесс рассеяния назад является запрещенным [1]. В частности, двумерными топологическими изоляторами являются квантовые ямы, образованные тонким слоем HgTe, заключенным между двумя слоями CdHgTe. Для таких структур в электронном спектре объема присутствует щель, в которой расположены бесщелевые краевые состояния, со связанным направлением движения электрона и спином [2].

Существование краевых каналов подтверждено непосредственными транспортными измерениями нелокального сигнала [2] и измерениями магнитного поля в области предполагаемого протекания тока [3]. Однако явление топологической защиты, когда электроны, движущиеся в краевом канале, не рассеиваются назад, не наблюдается для краевых каналов длиной уже в несколько микрометров. При этом сопротивление длинных краев линейно масштабируется с изменением длины края [4]. Детали механизма рассеяния электронов в краевых каналах на данный момент не ясны.

В данной работе рассматриваются квантовой ямы HgTe/CdHgTe с шириной 8 нм и геометрией моста Холла [5]. Сопротивление краев составляет около 150 кОм, что значительно больше значения кванта сопротивления e^2/h и свидетельствует о присутствии в системе сильного рассеяния.

Шумовая термометрия позволяет дополнить информацию о поведении электронной системы с целью получения информации о механизме рассеяния электронов в краевых каналах. Методика измерения спектральной плотности мощности шума аналогична используемым в статье [5] и основана на усилении и детектировании шумового сигнала с контакта образца в узкой полосе частот. Усиление производится с помощью усилительного каскада, первый усилитель находится при криогенной температуре.

Измерения показали линейную зависимость избыточной спектральной плотности мощности токового шума от протекающего через краевой канал тока вплоть до напряжений, для которых $eV \gg k_B T$. Для таких напряжений ожидается значительный перегрев электронной подсистемы. При этом зависимость спектральной плотности не соответствует ожидаемой для диффузного проводника или для одноканального баллистического проводника с соответствующим сопротивлению коэффициентом прохождения.

Спектральная плотность мощности токового шума может быть переведена в электронную температуру с использованием соотношения для теплового шума $S_I = 4k_B T/R$.

Полученные кривые зависимости шумовой температуры от мощности, выделяемой в краевом канале, соответствуют зависимости $P \sim T^\alpha$ с показателем степени $2 < \alpha < 3$. Мы полагаем, что такая зависимость свидетельствует либо о присутствии в системе необычного механизма теплоотдачи посредством неупругих процессов, либо о нарушении закона Видемана-Франца в краевых каналах двумерного топологического изолятора.

[1] M.Z. Hasan, C.L. Kane, *Reviews of Modern Physics* **82(4)**, 3045-3067 (2010).

[2] M. Konig et al., *Science* **318(5851)**, 766-770 (2007)

[3] K.C. Nowack et al., *Nature Materials* **12(9)**, 787-791 (2013)

[4] G.M. Gusev et al. *Physical Review B* **84(12)**, 121302 (2011)

[5] E.S. Tikhonov et al., *Jetp Letters* **101(10)**, 708-713 (2015)

Прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка в режиме квантового эффекта Холла в гетероструктурах HgTe/CdHgTe

**Попов М.Р.¹, Арапов Ю.Г.¹, Гудина С.В.¹, Неверов В.Н.¹,
Подгорных С.М.¹, Шелушина Н.Г.¹, Харус Г.И.¹, Якунин М.В.¹,
Дворецкий С.А.², Михайлов Н.Н.²**

¹*ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18*

²*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук 630090, Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 13*

Были измерены продольное и холловское сопротивления гетероструктуры HgCdTe/HgTe/HgCdTe с квантовой ямой HgTe в режиме квантового эффекта Холла в магнитных полях до 9 Тл при температурах $T = (2.9-50)$ К.

Температурно индуцированный транспорт в минимуме зависимости продольного сопротивления от магнитного поля, соответствующем плато квантового эффекта Холла, исследовался в представлениях прыжковой проводимости в сильно локализованной электронной системе. Анализ прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка в области первого и второго плато квантового эффекта Холла позволил получить зависимость длины локализации от магнитного поля и определить критический индекс длины локализации.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Спин» № 01201463330 и при поддержке РФФИ (проекты № 16-32-00-725 и № 14-02-00151).

L-42

Неравновесный химический потенциал в двумерном электронном газе в режиме квантового эффекта Холла

Похабов Д.А.^{1,2}, Погосов А.Г.^{1,2}, Буданцев М.В.¹, Жданов Е.Ю.^{1,2}

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр-т. ак. Лаврентьева, 13

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

Двумерный электронный газ (ДЭГ) в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) демонстрирует неравновесное состояние, проявляющееся в гистерезисе различных характеристик ДЭГ, таких как магнетосопротивление, намагниченность, заряд и другие. В работе [1] было сделано предположение, что в ДЭГ в режиме КЭХ разбивается на две подсистемы — «край» и «объём», между которыми отсутствует равновесие, т.е. уровни электрохимических потенциалов края и объёма ДЭГ значительно отличаются. Модель, основанная на этом предположении, объясняет возникновение неравновесных токов на краю ДЭГ [2], а также ряд гистерезисных явлений, наблюдающихся в ДЭГ. Однако, модель не позволяет оценить величину неравновесия, т.е. разность электрохимических потенциалов между краем и объёмом ДЭГ. В данной работе приведены результаты измерений разности потен-

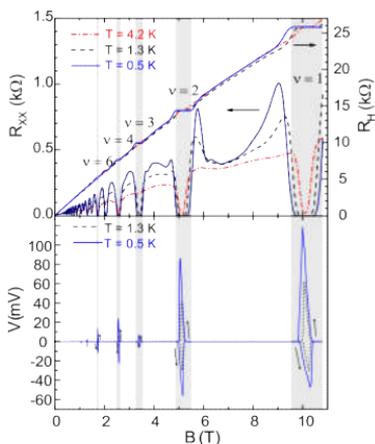


Рис. 1. – (а) Продольное и холловское магнетосопротивление образца. (б) Зависимость напряжения между внутренним и внешним контактами от магнитного поля.

циала между краем и объёмом ДЭГ. В данной работе приведены результаты измерений разности потен-

циалов между краевыми и объёмными состояниями в холловских мостиках, снабжённых как обычными внешними омическими контактами (расположенными вдоль периметра мостика), так и дополнительными внутренними омическими контактами (помещёнными внутрь мостиков). Полученные результаты указывают на то, что неравновесное состояние ДЭГ состоит в отсутствии равновесия между краем и объёмом ДЭГ и проявляет себя в разности электрохимических потенциалов между контактами, вожёнными в край и в объём ДЭГ. Наблюдаемая в эксперименте разность электрохимических потенциалов между краем и объёмом ДЭГ имеет огромную величину (150 мэВ), что в десятки раз превышает расстояние между уровнями Ландау ($\hbar\omega_c \sim 10$ мэВ). Напряжение между краем и объёмом возникает в магнитных полях, соответствующих холловским плато, и меняет знак при изменении развёртки магнитного поля (рис. 1 а), т.е. обнаруживает гистерезисное поведение. В то же время, дополнительные измерения магнетосопротивления показали, что при этом наблюдается типичное для КЭХ поведение магнетосопротивления (рис. 1 б), а области возникновения разности потенциалов находятся строго в центрах плато холловского магнетосопротивления. Появление разности потенциалов между внутренними и внешними контактами является следствием неравенства электрохимических потенциалов $\Delta\mu$ между краевыми и объёмными состояниями, возникающим в ДЭГ в результате неравновесного перераспределения заряда между краевыми и объёмными состояниями. Предложенная работе физическая картина, предполагающая сильное ($\Delta\mu \gg \hbar\omega_c$) неравновесие между краем и объёмом, существенно дополняет общепринятую картину КЭХ и позволяет объяснить ряд гистерезисных явлений, наблюдающихся в режиме КЭХ. Работа поддержана РФФИ (№16-32-00405 мол_а).

[1] М. В. Буданцев, Д. А. Похабов, А. Г. Погосов и др, *ФТП*, **48**, 1458 (2014).

[2] M. V. Budantsev, A. G. Pogosov, D.A. Pokhabov, et al., *J. Phys.: Conf. Ser.*, **456** 012005 (2013).

L-43

Магнитотранспорт в квантовой яме HgTe шириной 20.5нм в условиях гидростатического давления.

Прудкогляд В.А.¹, Олышанецкий Е.Б.², Квон З.Д.^{2,3}, Пудалов В.М.¹,
Мартовицкий В.П.¹, Михайлов Н.Н.², Дворецкий С.А.²

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

²Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, 630090, пр. ак. Лаврентьева 13, Новосибирск, Россия

³Новосибирский государственный университет, 630090, ул. Пирогова 2, Новосибирск, Россия

Нами проведено исследование вопроса о влиянии гидростатического давления на магнитотранспорт в двумерных полуметаллических системах - квантовых ямах HgTe толщиной 20.5нм с ориентацией (100). Измерения проводились в диапазоне давлений 0-15кбар в перпендикулярном магнитном поле и при температурах 1.3-30К. Концентрации электронов и дырок в системе изменялись при помощи затвора. При нулевом давлении в изучаемых структурах величина перекрытия энергетических зон оценивается как 1.2 - 1.5мэВ [1]. Согласно теоретическим оценкам, вплоть до давлений около 24кбар величина перекрытия зон для 20нм квантовой ямы должна монотонно уменьшаться. Нами обнаружено, что изменение сопротивления с давлением в нулевом магнитном поле носит немонотонный характер – в области давлений 8-10кбар сопротивление как функция давления имеет широкий максимум (Рис.1). Выяснено, что значительный рост сопротивления происходит лишь вблизи точки зарядовой нейтральности системы, где концентрации электронов и дырок одинаковы. Такое поведение согласуется с предложенной в [2] моделью электронного транспорта в 2D полуметалле при наличии длинноволнового беспорядка, но только в

предположении немонотонного изменения величины перекрытия зон.

При сопоставлении транспортных свойств образца до и после приложения давления выявлено необратимое их изменение. Данные рентгеноструктурного анализа говорят о том, что после снятия приложенного давления изменяется величина релаксации напряжений между слоями гетероструктуры, увеличивается число дислокаций в промежуточных слоях и падает концентрация ртути в ртутьсодержащих слоях. Эти структурные преобразования объясняют необратимость изменения транспортных свойств, но вопрос о причинах немонотонного изменения сопротивления с давлением остается по-прежнему открытым.

Анализ зависимостей сопротивления от магнитного поля показал, что проводимость вблизи максимальных значений сопротивления (точка зарядовой нейтральности) носит прыжковый характер. При этом при различных величинах давления характер прыжкового транспорта меняется, демонстрируя переход от режима квадратичного отрицательного магнитосопротивления к линейному.

Авторы благодарят Криштопенко С.С. за ряд ценных замечаний. Данная работа была выполнена при поддержке гранта РФФИ №16-32-00910 - мол_a.

[1] E.B. Olshanetsky, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, E.G. Novik, I.O. Parm, S.A. Dvoretzki, *Solid State Communications*, **152**, 265–267 (2012).

[2] M. Knap, J.D. Sau, B.I. Halperin, and E. Demler, *PRL*, **113**, 186801 (2014).

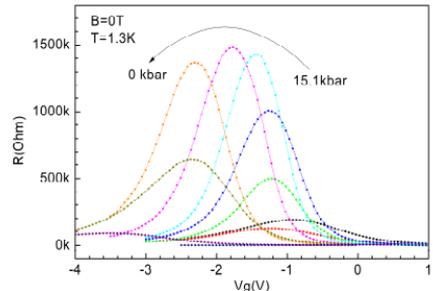


Рис.1. – Зависимости сопротивления образца от напряжения на затворе при различных давлениях.

Noncommutative algebra of single particle operators in 2D Dirac-like semiconductors

Rumyantsev E.L., Kunavin P.E.

Institute of Natural Science, Ural Federal University, 620000 Ekaterinburg, Russia

Noncommutative Quantum Mechanics (NCQM), finding application in string theory, quantum gravity and black hole models, is extensively studied subject [1,2 and references herein]. Usually, the Heisenberg-Weyl algebra of position and momentum operators

$$[x_i, x_j] = 0 \quad [p_i, p_j] = 0 \quad [x_i, p_j] = i\hbar\delta_{ij} \quad (1)$$

is interchanged in NCQM to noncommutative algebra (NCA) specified by the following commutators:

$$[x_i, x_j] = i\hbar\theta_{ij} \quad [p_i, p_j] = 0 \quad [x_i, p_j] = i\hbar\delta_{ij} \quad (2)$$

θ_{ij} is anti-symmetric matrix chosen either constant or momentum dependent []. We argue that NCA of position operator emerges naturally in any $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ Hamiltonian considered within second quantization method (SQM). The 2D Dirac-like $k \cdot p$ Hamiltonian (as a simplest example of such systems) is considered within SQM with account for filled valence band (intrinsic semiconductor). The main result is, that position operator commutator in single particle channel in momentum representation is of the form:

$$[x(\vec{k}), y(\vec{k}')] = i\hbar \frac{1}{2} \nabla^2 \ln(E_g + \varepsilon(\vec{k})) \delta(\vec{k} - \vec{k}') \quad (3)$$

$x(\vec{k})$ and $y(\vec{k})$ are invented position operators in momentum space, E_g -band gap, $\varepsilon(\vec{k}) = \sqrt{E_g^2 + \gamma^2 k^2}$ -electron energy. By substituting the proposed position operators in “ordinary” Schrodinger single parti-

cle equation in external potential in momentum space we obtain in Envelope Function Approximation (EFA) classical expression for spin-orbit interaction. This result confirms the validity of our choice of functional form of position operators. We consider the confinement of our NCA system in parabolic potential within EFA. It is demonstrated, that the obtained form of position operators leads to the problem, which is equivalent to the problem of two-dimensional oscillator in magnetic field.. Within proposed approach, the source of arising pseudo magnetic field in general case can be ascribed formally to the action of Berry monopole. We discuss the peculiarities of this monopole features (Berry curvature and Berry connection) in gapped and gapless (graphene) cases. We discuss also the problem of Landau levels in constant magnetic field in the presence of NCA. Comparing our results with the well-known expression of position operator in Bloch theory [3] we can assume that NCA is due to the inner structure of SQM vacuum- filled valence band. In our case, the characteristic length of virtual “bare” electron-hole pairs determines the needed characteristic length. It must be underlined that virtual pair presence, so as the possibility of their creation in external potential is indispensable attribute of proposed SQM consideration. We consider the possible implications of such unusual behavior of position operators on the problem of carrier localization. It must be noted that the same problem has been discussed in [4] within generalized Foldy-Wouthuysen transformation. The results obtained in this paper are compared with the conclusions reached within used SCM.

[1] A. Berard et al., *Physical Review D*, **69**, 127701 (2004),

[2] S. Bellucci et al., *Phys. Let.B.*, **522**, 345 (2001).

[3] -P.S. Kireev *Semiconductor Physics*, Mir, 1978

[4] P.Gosselin et al. *Eur. Phys.J. C* **59**, 883 (2009)

L-45

Переходы с переносом заряда в оптических спектрах нанокристаллов $Mg_{1-x}Ni_xO$

Соколов В.И.¹, Пустоваров В.А.², Чурманов В.Н.², Груздев Н.Б.¹,
Уймин М.А.¹, Бызов И.В.¹, Дружинин А.В.¹, Ким Г.А.³,
Зацепин А.Ф.², Кузнецова Ю.А.²

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

³Институт органического синтеза УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 20

Исследование переходов с переносом заряда является одной из важнейших теоретических и прикладных задач физики конденсированного состояния. Для твёрдых растворов $Mg_{0.992}Ni_{0.008}O$ в работе [1] впервые наблюдались переходы с переносом заряда в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) и возбуждения фотолюминесценции (ВФЛ). В спектре ВФЛ была обнаружена структура эквидистантных колебательных повторений, которая свидетельствовала о проявлении р-d экситонов с переносом заряда.

В настоящей работе представлены результаты более детального исследования спектров ФЛ и ВФЛ, а также спектров оптического поглощения и диффузного отражения нанокристаллов $Mg_{1-x}Ni_xO$. Спектры ФЛ и ВФЛ для состава $Mg_{0.99}Ni_{0.01}O$ при температурах $T=300$ К и 80 К на рисунке 1 даны для двух значений энергии возбуждения E_{exc} , а спектры ВФЛ - для двух значений

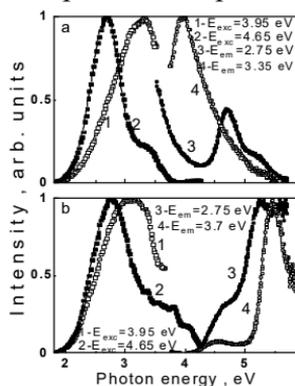


Рис.1. – Спектры ФЛ (1 и 3) и ВФЛ (3 и 4) твёрдых растворов $Mg_{0.99}Ni_{0.01}O$ при температурах 300 К (а) и 80 К (б)

энергии излучения E_{em} . При $T=300$ К пик при энергии 3.3 eV обусловлен излучательным переходом с переносом заряда, а пик 2.75 eV - внутрицентровым переходом иона Ni^{2+} . Спектры ВФЛ этих двух пиков существенно различны. Трансформация спектров ФЛ и ВФЛ при изменении температуры от 300 К до 80 К просматривается явно. Так при $E_{exc}=4.65$ eV проявляются некоторые слабые пики зоны ФЛ 3.25 – 4 eV. Спектр возбуждения центральной части полосы ФЛ (2.75 eV) при $T=80$ К содержит плечо и широкий пик при энергиях 4.7 eV и 5.25 eV соответственно. Спектр ВФЛ для $E_{em}=3.35$ eV при температуре 300 К имеет максимум в области 3.9 эВ и затянутый спад в область больших энергий. При $T=80$ К максимум смещается в область 6.5 eV. Этот спектр понимается как результат возбуждения излучательной рекомбинации с p-d – переносом заряда. Общая особенность при энергии 4.7 eV может быть обусловлена совпадающими по энергии состояниями ${}^1T_{2g}$ (1G) и 1E_g (1G). Подобные особенности при соответствующих энергиях наблюдаются в спектрах ФЛ и ВФЛ и для других составов $Mg_{1-x}Ni_xO$, а также в спектрах оптического поглощения и диффузного отражения. В спектрах поглощения нанокристаллов $Mg_{1-x}Ni_xO$ в диапазоне температур 8 – 300 К наблюдается край фундаментального поглощения в области 3.7 – 4 eV, обусловленный прямыми разрешёнными переходами. Сравнение с этими спектрами свидетельствует, что широкая полоса ФЛ обусловлена внутрицентровыми излучательными переходами d^8 - конфигурации иона Ni^{2+} .

Полученные результаты исследования системы внутрицентровых состояний и состояний с переносом заряда могут быть полезны для изучения оксида никеля, где также сосуществуют состояния d^8 -конфигурации иона Ni^{2+} и состояния с переносом заряда, формирующие край фундаментального поглощения.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» № 01201463326 и частично поддержана Уральским отделением РАН (проект № 15-9-2-46).

[1] V.I. Sokolov et al., *J. of Luminescence*, **169B**, 642 (2016)

L-46

Шумовой сенсор на основе InAs-нанопровода

Тихонов Е.С.^{1,2}, Шовкун Д.В.^{1,2}, Храпай В.С.^{1,2}, Ercolani D.³,
Sorba L.³, Roddaro S.³

¹ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, ул.Академика Осипьяна, 2

²МФТИ (ГУ), 141700, Долгопрудный, Институтский пер., 9

³NEST, Istituto Nanoscienze - CNR and Scuola Normale Superiore,
Piazza S. Silvestro 12, I-56127 Pisa, Italy

Изучение и контроль свойств нано-устройств, находящихся вдали от состояния теплового равновесия, представляет существенный интерес, например, в экспериментах с тепловым транспортом. Электронная функция распределения в этом случае может быть неравновесной и пространственно неоднородной на масштабе длины, сравнимой с размером образца. Непосредственное пространственно разрешенное измерение электронной функции распределения проводилось при помощи спектроскопии проводимости туннельного контакта с использованием сверхпроводника [1] или квантовой точки [2]. В первом случае сопротивление туннельного контакта определяется функцией распределения в месте контакта, а во втором дискретные энергетические уровни квантовой точки служат в качестве фильтра по энергии. В других подходах могут использоваться микроскопические классические [3] и квантовые [4] резисторы.

Мы предлагаем альтернативный подход, основанный на использовании полупроводниковых InAs-нанопроводов. При электрическом контакте изучаемого проводника с нанопроводом неравновесная функция распределения из проводника инжектируется в нанопровод. Шум нанопровода при этом оказывается чувствительным к функции распределения в месте электрического контакта. Хороший электрический контакт между двумя материалами и достаточно высокое сопротивление допированных InAs-нанопроводов, минимизирующее тепловые утечки, делают такие

нанопровода идеальным объектом для неинвазивного изучения локальной функции распределения в металлических проводниках шумовыми методами.

Возможность реализации этой идеи основана на результатах измерений дробового шума InAs-нанопроводов в стандартной конфигурации. Эти результаты показывают, что зарядовый транспорт в таких проводах при гелиевых температурах осуществляется за счет упругой диффузии, а процессами электрон-фононной релаксации и электрон-электронного рассеяния можно пренебречь вплоть до энергий масштаба 10 мэВ над уровнем Ферми. В отсутствие процессов неупругого рассеяния шумовой отклик нанопровода оказывается известным образом связанным с локальной функцией распределения в месте контакта [5], что и позволяет применять данный подход.

[1] H. Pothier et al., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3490 (1997),

[2] C. Altimiras et al., *Nat Physics* **6**, 34 (2010),

[3] Phillip M. Wu et al., *Nano Letters*, **13**, 4080 (2013),

[4] M.G. Prokudina et al., *Phys. Rev. Lett.* **112**, 216402 (2014),

[5] K. E. Nagaev, *Physics Letters A* **169**, 103 (1992).

Затворные характеристики и емкость полупроводникового искусственного графена

Ткаченко О.А., Ткаченко В.А.

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

Свойства полупроводниковых электростатических сверхрешеток ранее предсказывались, исходя из вычисленных энергетических характеристик в предположении линейной зависимости энергии и управляющих затворных напряжений. Мы показываем, что это предположение нарушается для двумерных (2D) решеток с периодом порядка 100 нм. Мы рассчитали затворные зависимости Γ и K -точек зоны Бриллюэна, плотности состояний на уровне Ферми и концентрации электронов для оптимизированной твердотельной структуры [1] с треугольной решеткой антиоточек в 2D электронном газе (2DEG). Для согласования 3D потенциала с электронной плотностью использованы методы Томаса-Ферми (Т-Ф), либо Хартри. Потенциалы и минизонные спектры в двух подходах получаются близкими, но затворные зависимости существенно различаются (плавные пунктирные и сложные сплошные линии на рис.1,2). Так, кривые $E_j(V_{pg})$ по Хартри имеют ступенчатый вид, начиная с резкого излома при появлении в структуре электронов. Плоские участки объясняются пиннингом зон с высокой плотностью состояний на уровне Ферми. В подходе Хартри зависимость числа

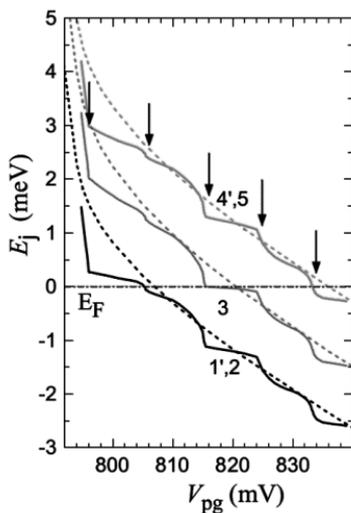


Рис.1. – Энергии K -точек зоны Бриллюэна: расчеты по Хартри, либо Т-Ф; (j, j') – номера минизон для их дна и потолка.

электронов в элементарной ячейке $N(V_{pg})$ имеет узкие особенности и лишь приближенно может быть представлена прямой линией $C(V_{pg} - V_c)$ и нулем ниже V_c . Соответственно, емкость имеет узкие провалы и пики вокруг значения C (рис.2с). Самый глубокий провал отвечает запрещенной зоне между минизонами 2 и 3, а два другие – первой и второй дираковскими точками. Это видно из сопоставления с затворной зависимостью плотности состояний на уровне Ферми (рис.2d). Мы обнаружили, что в узких особенностях нарушается обычная связь между полной, геометрической и квантовой емкостями: $1/C_{tot} = 1/C_G + 1/C_Q$, т.е. не выполняется условие $1/C_G = \text{const}$ при замене $1/C_Q$ одночастичной плотностью состояний на уровне Ферми. Отделить геометрическую емкость от квантовой не удастся, поскольку моделируется резко неоднородная 3D система, в которой расстояние от затворов до 2DEG меньше периода решетки и диаметра антиоточек, а взаимодействие электронов с затворами оказывается столь же важным, как межэлектронное взаимодействие. Работа поддержана РФФ (грант 14-22-00143) и использован доступ к вычислительным ресурсам МСЦ РАН (Москва).

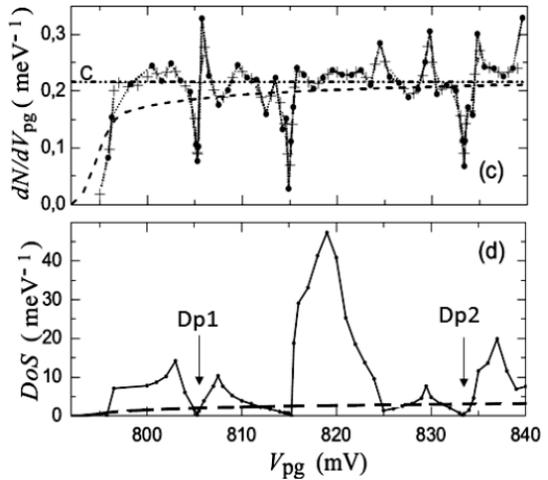


Рис.2.– Емкость dN/dV_{pg} (c) и плотность состояний dn/dE на уровне Ферми (d): расчет по Хартри и Т-Ф (пунктир).

[1] O.A.Tkachenko et al., *2D Materials*, **2**, 014010 (2015).



**Структура и свойства полупроводников
с примесями переходных элементов**

Structure and properties of semiconductors with
transition metal impurities

Структура и ферромагнетизм тонких пленок $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ с $x \approx 0.5$

Аронзон Б.А.^{1,2}, Давыдов А.Б.¹, Васильев А.Л.,
Новодворский О.А.³, Перов Н.С.⁴,

¹ФИАН им. П.Н. Лебедева, Ленинский пр. 53, Москва, Россия

²НИЦ «Курчатовский институт», пл. Курчатова 1, Москва,
123182, Россия

³ИПЛИТ РАН, Шатура, Московская обл., 140700, Россия

⁴МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва 119991, Россия

В последнее время значительный интерес вызывают соединения $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ с большим содержанием Mn. В этих материалах был обнаружен высокотемпературный ферромагнетизм, сопровождаемый наблюдением аномального эффекта Холла (АХЭ) [1,2]. В указанных работах состав характеризовался усредненным по площади пленки значением x , которое было определено методом РФЭС, после удаления поверхностного слоя толщиной 5 – 10 нм.

В указанных работах был обнаружен высокотемпературный (температура Кюри - T_C выше 300 К) тонких пленок $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$, проявляющийся в магнитометрических и транспортных экспериментах. Наиболее интересными представляются исследования систем с $x \approx 0.5$, поскольку, как оказалось, высокотемпературный ферромагнетизм наблюдается только при малом отклонении состава от стехиометрии и параметры ферромагнитного состояния сильно зависят от x . Однако, вопрос о природе этого состояния требует подробного исследования микроструктуры пленки и потому остается открытым.

Исследования зависимости намагниченности насыщения M_s и релаксации остаточной намагниченности от температуры, а также анализ кривых ZFC и FC показали, что в образцах присутствуют 3 различных магнитных фазы. Зависимости $M_s(T)$ для каждой из фаз хорошо аппроксимируются упрощенной функцией Бриллюэна ви-

да $M_s(T) = M_s(0)[1 - (T/T_c)^n]$.

Для анализа структуры пленок были проведены исследования с помощью просвечивающего электронного микроскопа. Показано, что состав пленки неоднороден по толщине, что согласуется с ранее проведенными измерениями РФЭС. Пленка имеет колонковую микроструктуру. Колонки состоят из округлых кристаллических частиц сильно дефектного силицида марганца со структурой B20 размером 2-5 нм. Между колонками находится аморфный MnSi.

Низкотемпературная фаза ($T_c \approx 30\text{K}$) отвечает соединению MnSi. Хвост при высоких температурах, по-видимому, связан с суперпарамагнитными наночастицами, чье наличие следует из данных электронной микроскопии.

Высокотемпературная (наиболее интересная фаза) обладает $T_c > 300\text{K}$. Магнитный момент кристаллитов со структурой близкой к B20 и сильно дефектных, скорее всего, определяется наличием вакансий кремния. Как ранее было показано эти вакансии приводят к высоким значениям магнитного момента элемента структуры [3]. Обмен между различными ферромагнитными кристаллитами в колонках происходит, по-видимому, через флуктуации магнитного момента в матрице (пармагноны), которая обладает ферромагнетизмом при 30K и, соответственно, в которой данные флуктуации присутствуют. Крупномасштабный ферромагнетизм определяется, скорее всего, магнитным моментом колонок, взаимодействующих между собой через пармагноны SiMn (стонеровское усиление ФМ) [3].

[1] B.A. Aronzon, V.V. Rylkov, S.N. Nikolaev, et al., PRB 84, 075209 (2011)

[2] B.V. Рыльков, С.Н. Николаев, К.Ю. Черноглазов, Б.А. Аронзон и др., Письма в ЖЭТФ, 96, 272 (2012)

[3] V.N. Men'shov, V.V. Tugushev, et al. PRB 83, 035201 (2011)

Наблюдение проявлений токов спонтанного намагничивания в кристаллах HgSe с низкой концентрацией кобальта

Лончаков А.Т., Бобин С.Б., Дерюшкин В.В., Окулов В.И.,
Говоркова Т.Е.

Институт физики металлов им. М.Н.Михеева Уральского отделения Российской академии наук, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия

В настоящем докладе представлены данные экспериментов по возбуждению и исследованию магнитных токов, отвечающих существованию термодинамического аномального эффекта Холла, обнаруженного в работах [1, 2]. Появление таких токов в кристаллах HgSe с низкой концентрацией примесей Co наблюдалось с помощью измерения угловой и полевой зависимостей тока I в относительно низкоомной вторичной цепи, параллельной основной высокоомной цепи, с последующим выделением нечетной составляющей этого тока. На рис.1 для кристалла HgSe:Co показана типичная зависимость нечетной компоненты I_{odd} от угла поворота образца α в поперечном магнитном поле $H=20\text{кЭ}$. Ось вращения совпадает с направлением протекания основного электрического тока. Экспери-

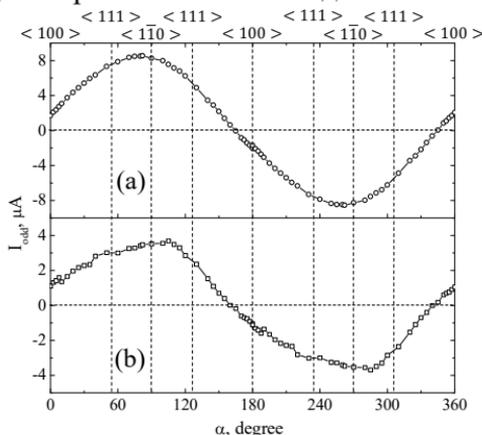


Рис.1. — Зависимость нечетного вклада в ток вторичной цепи I_{odd} от угла поворота образца HgSe:Co с концентрацией кобальта $1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при $T=300\text{К}$ (а) и $T=77\text{К}$ (б).

ментальные зависимости описываются функцией $I_{odd}=A \cdot \sin(\alpha+\varphi_0)$. Этот результат отвечает полученному в работе [1] выражению для аномального вклада тока намагничивания в холловский ток: $\sigma_m[\mathbf{E} \times \mathbf{h}]$ или $\sigma_m E \sin(\alpha + \varphi_0)$, где \mathbf{E} – напряжённость приложенного электрического поля, \mathbf{h} – единичный вектор вдоль напряжённости магнитного поля, σ_m – введённая в работе [1] магнитная проводимость, характеризующая спонтанную намагниченность. Оценки дают для $\sigma_m \sim (0.1-1) \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Зависимость амплитуды полученной величины тока j_{odd} от напряжённости магнитного поля имеет явную тенденцию к насыщению, связанному с соответствующим проявлением поведения спонтанной намагниченности (или величины σ_m), что вместе с полученными оценками величины σ_m однозначно подтверждает отождествление наблюдаемого тока с вкладом спонтанного намагничивания.

Таким образом, развитый в настоящей работе подход к изучению роли токов намагничивания оказывается более прямым и наглядным, чем применявшийся в [1, 2] прецизионный анализ полевой зависимости холловского сопротивления. При этом отвечающий термодинамическому аномальному эффекту Холла экспериментальный параметр, а именно – нечетная компонента тока вторичной цепи I_{odd} , указывающая на наличие тока намагничивания (а значит и спонтанной намагниченности), выявлен нами из эксперимента напрямую.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Электрон», № 01201463326) и при частичной поддержке гранта РФФИ № 15-02-08909.

[1] А.Т.Лончаков, В.И. Окулов и др., *Письма ЖЭТФ* **96**, 444 (2012).

[2] A.T. Lonchakov, V.I. Okulov, et al., *Sol. St. Phenom.*, **233-234**, 456-459 (2015).

Фотоэмиссионные исследования электронной структуры CIGS материалов для солнечных элементов

Гребенников В.И., Кузнецова Т.В.

ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Полупроводники со структурой халькопирита на основе CuInSe_2 являются важными материалами для тонкопленочных солнечных элементов. Исследования показали существование CuIn_5Se_8 или подобных обедненных медью соединений в виде сепараций второй фазы на поверхности тонких пленок CuInSe_2 обогащенных индием. Ожидается, что такие слои будут играть важную роль в создании высокоэффективных солнечных элементов с высокой радиационной стойкостью. С этой целью было изучено изменения фотолюминесценции в результате воздействия пучка 6 МэВ электронов от ускорителя. Показано, что ARPES спектроскопия в широком интервале волновых векторов позволяет выделить из десятков расчетных кривых основные состояния, формирующие валентные полосы и их вариацию при изменении химического состава материалов.

Роль меди в формировании электронной структуры изучалась методом резонансной рентгеновской фотоэмиссии (XPS) с возбуждением $\text{Cu } 2p$ внутреннего уровня [1,2]. На меди (и других элементах с почти заполненной d -оболочкой таких, как кобальт, никель [3]) отсутствуют долгоживущие возбужденные состояния (ловушки). Электрон, возбужденный с внутреннего уровня достаточно быстро покидает родительский атом, а образовавшаяся фотодырка распадается по оже каналу с образованием двух дырок в валентной полосе на атоме переходного элемента. Эти дырки образуют сильно коррелированные состояния, энергетический спектр которых был нами измерен. Исследована эволюция элек-

тронной структуры системы сплавов энергии $\text{CuIn}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Se}_2$ при изменении концентрации галлия $x = 0, 0.05, 0.1, 0.25, 0.5, 1$. Структура составов $x = 5$ и 10% размыта, что указывает на наличие беспорядка в чередовании атомов Ga и In. При 25% происходит восстановление тонкой структуры за счет их упорядочения. Предложен метод определения локальных плотностей состояний компонентов в валентной полосе по спектрам фотоэмиссии, полученным на синхротронном источнике при разных энергиях фотонов. В его основе лежит решение обратной задачи с использованием энергетической зависимости сечений фотоионизации, входящих в соединение химических элементов. На рис. 1 приведены экспериментальные спектры CuInSe_2 и полученные по ним парциальные плотности состояний. Состояния меди, находящиеся в интервале энергий $0 - 4.5$ эВ с максимумом при 3 эВ, расталкивают состояния других элементов.

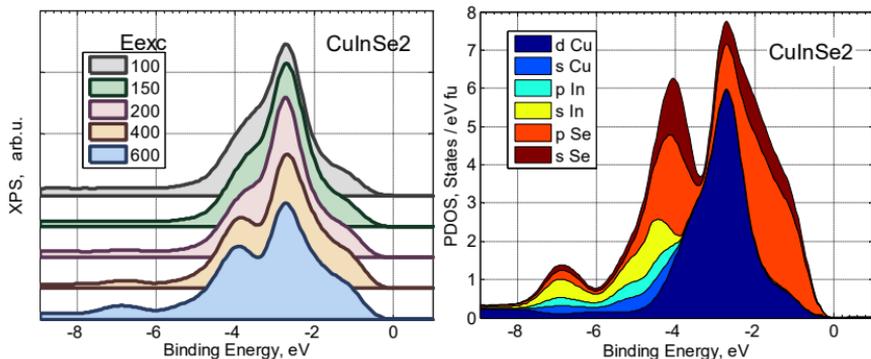


Рис. 1. – XPS спектры CuInSe_2 при пяти энергиях фотонов (эВ). Парциальные плотности состояний.

Работа выполнена в рамках гос. задания по теме "Квант" № 01201463332, РФФИ № 14-02-00080 и УрО РАН № 15-8-2-10.

[1] Гребенников В.И. и др. Изв. РАН, физ., 77, 1282 (1913).

[2] Grebennikov V.I. et al., J.Struc.Chem., 56, 511 (2015).

[3] Grebennikov V.I. et al., Bull RAS: Phys.. 79, 134 (2015).

Аномальный эффект Холла в квантовых ямах GaAs/InGaAs/GaAs, с пространственно отделенным дельта-слоем марганца

**Овешников Л.Н.^{1,2}, Кульбачинский В.А.^{1,3}, Нехаева Е.И.^{1,2},
Аронзон Б.А.^{1,2}**

¹*НИЦ «Курчатовский Институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1*

²*Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский проспект, 53*

³*МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, 119991, Москва, Ленинские горы, 1*

В настоящее время активно ведутся исследования полупроводниковых систем с магнитной примесью, с целью создания спинтронных устройств нового поколения. Детектирование спиновой поляризации носителей заряда осуществляется в рамках различных методик, однако, наиболее простым в реализации способом является наблюдение аномального эффекта Холла (АЭХ). При этом теория, описывающая это явление, была построена, в основном, для систем с трехмерным спектром носителей заряда и дрейфовой проводимостью [1]. Исследование низкоразмерных систем с магнитной примесью является важной фундаментальной задачей, поскольку особенности свойств спин-поляризованных носителей заряда имеют квантовую природу, а понижение размерности системы должно приводить к более отчетливому их проявлению.

В работе исследовались квантовые ямы GaAs/InGaAs/GaAs, с пространственно отделенным дельта-слоем марганца. Подвижности носителей заряда в этих структурах оказываются на 2-3 порядка выше, чем в структурах с магнитной примесью непосредственно в проводящем канале. При низких температурах в сильных магнитных полях наблюдаются осцилляции Шубникова – де Гааза,

а также квантовый эффект Холла, свидетельствующие о двумерности спектра носителей заряда, участвующих в токопереносе. Соответствие нелинейного поведения эффекта Холла (ЭХ) с данными магнитных измерений и наличием спиновой поляризации носителей заряда, зафиксированной в оптических экспериментах, доказывает аномальную природу особенностей ЭХ.

При охлаждении в магнитном слое возникают области локального упорядочения, в связи с чем переход в состояние с дальним магнитным порядком носит перколяционный характер. Неоднородное распределение атомов марганца приводит к возникновению крупномасштабного флуктуационного потенциала. В случае низкой концентрации дырок, в плоскости канала образуются проводящие капли, разделенные изолирующими областями. В результате, проводимость такой системы при низких температурах становится прыжковой. При этом изменяется механизм возникновения нормального холловского напряжения [2]. В работе впервые экспериментально обнаружено наличие вклада в АЭХ в двумерной структуре, определяемого топологией магнитной подсистемы, схожего с механизмом, связанным с фазой Берри [3], что также согласуется с представлением о неколлинеарности основного состояния содержащего Mn слоя. В области локального упорядочения наблюдается смена знака производной аномального холловского сопротивления при охлаждении. На параметрических зависимостях АЭХ от магнетосопротивления отчетливо видны несколько областей (до четырех), соответствующих разным доминирующим механизмам АЭХ, зависящих от состояния магнитной подсистемы и типа проводимости.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 16-32-00446 и госконтракта № 14.613.21.0019 (RFMEFI61314X0019).

[1] N. Nagaosa et al., *Rev. Mod. Phys.*, 82, 1539-1592 (2010),

[2] T. Holstein, *Phys. Rev.*, 124, 1329-1347 (1961),

[3] L.N. Oveshnikov et al., *Nature: Sc. Rep.* 5, 17158 (2015).

Т-5

Механизмы спиновой релаксации марганца в ферромагнитном (Ga,Mn)As.

Крайнов И.В.¹, Сапега В.Ф.¹, Аверкиев Н.С.¹, Дмитриев Г.С.¹,
Ploog К.Н.²

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²Paul-Drude-Institut fer Festkörperelektronik, Hausvogteiplatz 5-7, D-10117 Berlin, Germany

Одним из направлений современной физики конденсированного состояния является получение материалов комбинирующих в себе магнитные и «классические» полупроводниковые свойства и изучение способов управления ими. Примером такого материала может служить $Ga_{1-x}Mn_xAs$ с $x=1-8\%$. Одной из центральных характеристик магнитных материалов является время релаксации магнитной подсистемы. В данной работе теоретически и экспериментально изучалось время поперечной спиновой релаксации марганца и величина g-фактора в ферромагнитном (Ga,Mn)As. Данные характеристики центров марганца исследовались методом Рамановского спин-флип рассеяния. По изменению ширины линии Рамановского спин-флип рассеяния дырок на центрах марганца от температуры была получена зависимость времени жизни спина марганца начиная от ферромагнитного состояния заканчивая парамагнитным. Зависимость положения центра линии Рамановского спин-флип рассеяния от магнитного поля позволяет экспериментально определить g-фактор марганца, таким образом была получена его температурную зависимость. Анализ экспериментальных данных в совокупности с предложенной теоретической моделью позволил выявить наличие двух основных механизмов спиновой релаксации связанных с дырками. Первый – это релаксация спина дырок не связанная с наличием магнитных ионов и, как следствие,

последующая релаксация спина марганца из-за коллективного движения системы состоящей из ионов марганца и ансамбля дырок. Этот механизм является преобладающим в ферромагнитной фазе. Второй связан с флуктуациями спина дырок, создающих случайное эффективное поле для центров марганца. Этот механизм существует на всем диапазоне температур, однако преобладает в парамагнитной фазе.

Поглощение ультразвука в кристалле ZnSe, допированном ионами хрома, в продольном и поперечном магнитных полях

Аверкиев Н.С.¹, Bersuker I.B.², Гудков В.В.³, Сарычев М.Н.³,
Zherlitsyn S.⁴, Yasin S.⁴, Жевстовских И.В.⁵

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

²Institute for Theoretical Chemistry, the University of Texas at Austin, TX 78712, Austin, USA

³УрФУ, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

⁴Dresden High Magnetic Field Laboratory, Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, D-01314, Dresden, Germany

⁵ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Представлены результаты магнитоакустических исследований кристалла селенида цинка, содержащего примесь хрома малой концентрации, в различных ориентациях магнитного поля относительно волнового вектора и поляризации ультразвуковой волны. Ранее в этом кристалле был обнаружен на температурной зависимости поглощения пик вблизи 10 К для медленной поперечной моды, связанной с упругим модулем $(C_{11}-C_{12})/2$, который был интерпретирован как проявление релаксации в системе невзаимодействующих центров Cr^{2+} , обусловленной эффектом Яна-Теллера [1,2]. Исследование поглощения в магнитных полях до 14 Т всех нормальных мод, распространяющихся в кубическом кристалле, выявило немонотонные зависимости для медленной поперечной моды: пик в области слабых магнитных полей (вблизи 2 Т) и рост поглощения в сильных полях (до 14 Т) [3,4]. Направление магнитного поля совпадало с направлением волнового вектора ультразвука (с осью [110]). В данной работе представлены полевые зависимости поглощения медленной поперечной моды при ориентации

магнитного поля вдоль осей [001] (кривая 1 на Рис.1) и [1-10] (кривая 2) в плоскости, перпендикулярной волновому вектору. Обнаружена сильная ориентационная зависимость пика поглощения в слабых магнитных полях, обсуждаются возможные причины такого поведения.

Работа выполнена в рамках государственного

задания ФАНО России (тема «Электрон» № 01201463326), при поддержке РФФИ (грант № 15-02-02750а), при финансовой поддержке постановления № 211 Правительства Российской Федерации, контракт № 02.А03.21.0006, ключевой центр превосходства "Радиационные и ядерные технологии".

[1] V.V.Gudkov et al., *Phys. Rev. B*, **73**, 035213 (2006).

[2] V.V. Gudkov et al., *J. Phys.:Cond. Matter*, **23**, 115401 (2011).

[3] V.V.Gudkov et al., *Sol. State Phen.*, **190**, 707 (2012).

[4] N.S.Averkiev et al., *Sol. State Phen.*, **233-234**, 125 (2015).

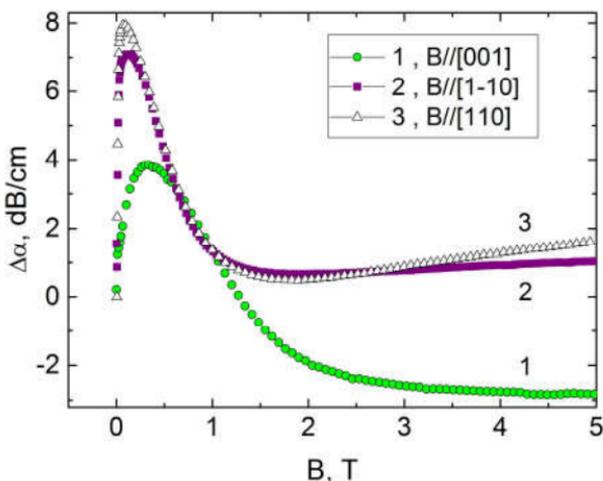


Рис.1. – Зависимость поглощения медленной поперечной моды при различных ориентациях магнитного поля: кривая 1 получена при $B//[001]$, 2- при $B//[1\bar{1}0]$, 3- при $B//[110]$, $\Delta\alpha=\alpha(B)-\alpha(0)$, $T=1.3$ К.

Т-7

Гальваномагнитные свойства теллурида свинца, легированного кобальтом

Скипетров Е.П.¹, Ковалев Б.Б.¹, Шевченко И.В.¹,
Хворостин А.В.¹, Кнотько А.В.¹, Слынько В.Е.²

¹Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1

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

В теллуриде свинца известные в настоящее время примесные уровни $3d$ -переходных металлов (Sc, Ti, V, Cr, Fe) в основном являются резонансными. В последние годы это обстоятельство привлекает к сплавам на основе $PbTe$, легированным этими примесями, особое внимание в связи с появлением новых возможностей повышения их термоэлектрической добротности, связанных с резким увеличением плотности состояний на уровне Ферми при его стабилизации в примесной полосе [1]. Однако, сплавы, легированные примесями из конца ряда переходных металлов (Co, Ni, Cu, Zn) изучены гораздо хуже или пока вообще не исследовались.

В настоящей работе исследованы фазовый и элементный составы и гальваномагнитные свойства ($T = 4.2 - 300$ К, $B < 0.07$ Тл) $PbTe$ примесью Co, синтезированного методом Бриджмена. Монокристаллический слиток разрезался на серию шайб, номера которых используются ниже как номера исследованных образцов.

Установлено, что в начале и середине слитка концентрация кобальта практически не меняется и составляет примерно 0.2 мол.%, а в конце слитка вместо ожидаемого увеличения наблюдается даже некоторое ее уменьшение. В целом все образцы были однородны, но в ряде образцов обнаружены микроскопические включения второй фазы, близкие по составу к соединению Co_2Te_3 .

Почти все образцы $Pb_{1-y}Co_yTe$ характеризуются металлической проводимостью p -типа: с ростом температуры удельное сопротив-

ление ρ монотонно увеличивается, коэффициент Холла R_H почти не меняется вплоть до азотных температур, а затем увеличивается на 20-40 % (рис. 1), холловская подвижность при гелиевых температурах составляет 10^5 – 10^6 $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. И только в образце 14 зависимость $R_H(T)$ имеет полупроводниковый характер с двумя активационными участками ($\Delta E_1 \approx 0.2$ мэВ и $\Delta E_2 \approx 2.5$ мэВ), которые могут отвечать проводимости по примесной зоне и примесной проводимости. При движении вдоль слитка температурные зависимости удельного сопротивления и коэффициента Холла постепенно и почти параллельно смещаются друг относительно друга вверх, а затем вниз.

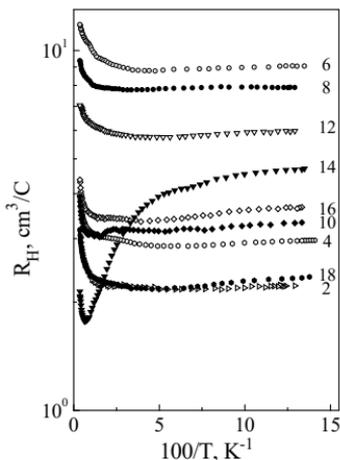


Рис.1. – Температурные зависимости удельного сопротивления Холла в $\text{Pb}_{1-x}\text{Co}_x\text{Te}$.

В рамках закона дисперсии Кейна по величинам коэффициента Холла при гелиевых температурах рассчитана кинетика изменения концентрации дырок и положения уровня Ферми относительно потолка валентной зоны вдоль слитка. Показано, что при движении от начала к концу слитка концентрация дырок сначала уменьшается до $p \approx 7 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а затем практически возвращается к исходному значению $p \approx 3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. С учетом известных литературных данных [2] сделан вывод о достижении предела растворимости примеси в исследованных сплавах и проведена оценка возможного положения примесного уровня кобальта в теллуриде свинца.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №16-02-00865).

[1] J.P. Heremans et al., *Science*, **321**, 554 (2008).

[2] В.В. Асоцкий и др., *ФТП*, **30**, 153 (1996).

Магнитооптические свойства $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ ($0 \leq x \leq 1$) в неполяризованном свете

Бучкевич А.А.¹, Сухоруков Ю.П.¹, Телегин А.В.¹, Бессонов В.Д.¹, Федоров В.А.², Менщикова Т.К.²

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²ИОНХ РАН, 119991, Москва, Ленинский просп., 31

В работе проведено исследование магнитоотражения и магнитопропускания неполяризованного ИК-излучения образцов хромхалькогенидных ферромагнитных полупроводниковых шпильей $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$. Монокристаллы были выращены с различной концентрацией кадмия ($0 \leq x \leq 1$) методом химических транспортных реакций, описанным в работе [1]. На поверхности всех образцов (кроме $x=0$) присутствовали вакансии в Se подрешётке (V_{Se}). Все образцы имели p -тип проводимости. Для сравнения был исследован монокристалл с электронным типом проводимости. Для исследования оптических свойств использовалась криомагнитная установка на базе призмного спектрометра. Эффекты магнитоотражения и магнитопропускания рассчитывались как относительное изменение интенсивности отраженного и прошедшего света в магнитном поле и без поля. В кристаллах p -типа проводимости все изменения оптических свойств кристалла наблюдались при $T < T_C$ ($T_C \sim 110$ К для HgCr_2Se_4 и $T_C \sim 130$ К для CdCr_2Se_4). В кристалле n -типа проводимости эффекты достигают максимума вблизи T_C . Внешнее магнитное поле приводит к появлению эффектов положительного магнитопропускания (до 80% в поле 7 кЭ) и магнитоотражения света (от -4% до +3% в поле 4 кЭ). Эффекты наблюдаются в широкой ИК-области спектра от 1 до 20 мкм и демонстрируют насыщение в малых магнитных полях порядка 250 Э. Знак и величина магнитоотражения определяются изменением под действием поля края поглощения, вклада от взаимодействия света с носителями заряда, максимального в области $\omega\tau \sim 1$, и смещением

минимума отражения вблизи первой фононной полосы (при $\lambda > 15$ мкм) [2]. Знак и величина магнитопротекания определяются конкуренцией механизмов, связанных с изменением под действием магнитного поля края поглощения (при $\lambda < 3$ мкм), интенсивности переходов внутри комплексов $V_{Se}-Cr^{2+}$ (при $3 < \lambda < 6$ мкм) и вклада от взаимодействия света со свободными носителями заряда (при $\lambda > 6$ мкм). Магнитоотражение и магнитопротекание являются чётными функциями магнитного поля. В случае ориентации магнитного поля в плоскости образца спектры эффектов зависят от его направления относительно кристаллографических осей кристалла, что связано с эллипсоидальностью валентной зоны р-шпинелей. Величина эффектов магнитоотражения и магнитопротекания также зависит от концентрации Cd и типа проводимости, что обусловлено изменением электронной структуры шпинели [3]. Проведённые исследования позволили установить связь оптических свойств указанных шпинелей с зонной структурой и выяснить механизмы формирования магнитооптических свойств в неполяризованном свете. Полученные результаты являются важными для изучения природы магнитоотражения и магнитопротекания света в магниторезистивных магнетиках и практического применения обнаруженных эффектов.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин» № 01201463330) при частичной поддержке РФФИ № 16-12-10196 и программы УрО РАН № № 15-9-2-4.

[1] Г. Шеффер, *Химические транспортные реакции*, Изд. «Мир», Москва (1964),

[2] Ю. П. Сухоруков, Н. Н. Лошкарёва, А. В. Телегин, Е. В. Мостовщикова, *Оптика и спектроскопия*, **116** (6), 73 (2014),

[3] М.И. Ауслендер, Н.Г. Бебенин и др. *ЖЭТФ*, **95** (1), 247 (1989).

Адиабатический и изотермический модули упругости в кристалле флюорита $\text{SrF}_2:\text{Cr}^{2+}$

Аверкиев Н.С.¹, Bersuker I.B.², Гудков В.В.³, Жевстовских И.В.^{3,4}, Сарычев М.Н.³, Zherlitsyn S.⁵, Yasin S.⁵, Шакуров Г.С.⁶, Уланов В.А.⁷, Суриков В.Т.⁸

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

²Institute for Theoretical Chemistry, the University of Texas at Austin, TX 78712, Austin, USA

³УрФУ, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

⁴ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

⁵Dresden High Magnetic Field Laboratory, Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, D-01314, Dresden, Germany

⁶ИФТИ им. Е.К.Завойского РАН, 420029, Казань, ул. Сибирский тракт, 10/7

⁷Казанский государственный энергетический университет, 420066, Казань, ул. Красносельская, 51

⁸ИХТТ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. Первомайская, 91

Исследовались температурные зависимости поглощения и скорости всех нормальных упругих мод, распространяющихся в направлении $\langle 110 \rangle$ в кристалле $\text{SrF}_2:\text{Cr}^{2+}$, на частотах 50-160 МГц. Ранее при изучении центров Cr^{2+} в этом кристалле методом ЭПР в диапазоне 9,3-300 ГГц были обнаружены орторомбические искажения кластера $[\text{CrF}_4\text{F}_4]^{6-}$ [1]. В качестве возможной причины искажения структуры кристалла вблизи примесного центра рассматривался эффект Яна-Теллера. Ультразвуковые исследования выявили аномалии на температурных зависимостях как поперечных волн, скорость которых определяется модулем C_{44} (мода с поляризацией вдоль оси $\langle 100 \rangle$, кривая 1 на Рис.1) либо модулем $(C_{11}-C_{12})/2$ (поляризация вдоль $\langle 110 \rangle$), так и продольной волны (определяемой модулем $(C_{11}+C_{12}+2C_{44})/2$). Интерпретация наблюдаемых

особенностей выполнена в рамках квадратичной

$$T_{2g} \otimes (e_g + t_{2g}) -$$

задачи эффекта Яна - Теллера. Методом, изложенным в [2], получены адиабатический и изотермический модули (кривые 2 и 3 на Рис.1). С помощью ур.(1) [3], где s и t – константы,

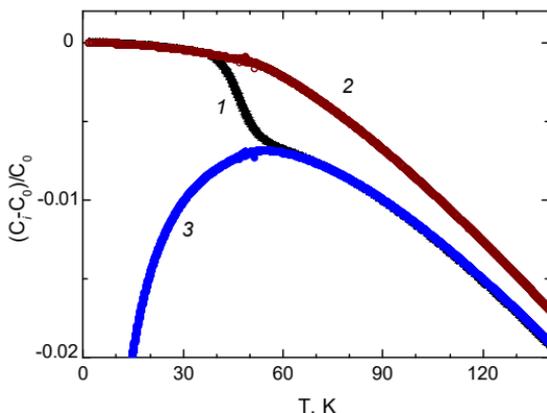


Рис.1. – Температурные зависимости динамического (1), адиабатического (2) и изотермического (3) упругих модулей $\Delta C_{44} = C_{44}(T) - C_{44}(T_0)$. $T_0 = 1.4$ К.

$$\frac{\Delta C(T)}{C_0} = - \frac{s}{\exp(t/T) - 1} \quad (1)$$

был выделен вклад в $C_{44}(T)$, не связанный с примесями, и определена линейная вибронная константа $F_T = 3.7 \times 10^{-5}$ dyn.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Электрон» № 01201463326), при финансовой поддержке РФФИ (грант № 15-02-02750а) и постановления № 211 Правительства РФ (контракт № 02.А03.21.0006, ключевой центр превосходства «Радиационные и ядерные технологии»).

[1] М.М. Зарипов, В.Т. Тарасов, В.А. Уланов, et al., ФТТ, 37, 806 (1995),

[2] V.V. Gudkov, I.B. Bersuker, In Vibronic Interaction and the Jahn-Teller Effect. Eds.: M. Atanasov, C. Daul, Ph.L.W. Tregenna-Piggot. Springer, Dordrecht, Heidelberg, New York, p.143-161 (2012),

[3] Y.P. Varshni, Phys.Rev., 2, 3952 (1970).

L-11

Обнаружение угловой зависимости аномального эффекта Холла в кристаллах HgSe с низкими концентрациями примесей 3d- переходных металлов

Лончаков А.Т., Дерюшкин В.В., Бобин С.Б., Окулов В.И.,
Говоркова Т.Е.

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

В бесщелевом полупроводнике HgSe с низкими концентрациями примесей 3d- переходных металлов имеет место спонтанная спиновая поляризация электронов в гибридизированных состояниях, о чем свидетельствует наблюдение аномального эффекта Холла (АЭХ) [1, 2]. В настоящем докладе приведены результаты исследования аномального вклада в эффект Холла для образцов HgSe с примесями Co и Ni при вращении образца в магнитном поле. Ось вращения была параллельна электрическому току, при этом магнитное поле \vec{H} оставалось перпендикулярным направлению тока. Исследованные образцы имели форму прямоугольного параллелепипеда с размерами $\sim (1 \times 2 \times 8)$ мм³. Угол поворота α полагался равным 0, если вектор \vec{H} находился в плоскости широкой грани образца. Результат исследования

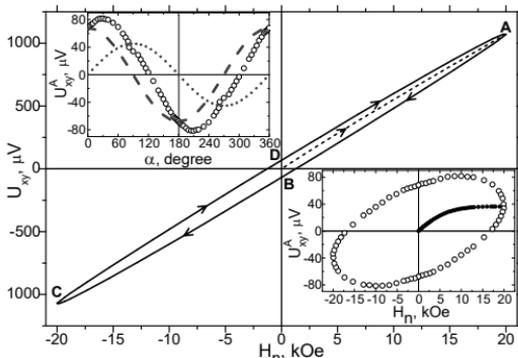


Рис. 1. Зависимость холловского напряжения U_{xy} от нормальной компоненты магнитного поля H_n для образца HgSe:Co. Пояснения – в тексте.

угловой зависимости холловского напряжения U_{xy} при $T = 300\text{K}$ приведен на рис.1 для образца $\text{HgSe}:\text{Co}$ с концентрацией кобальта $4 \cdot 10^{18}\text{см}^{-3}$. Пунктирная линия на рис.1 показывает увеличение U_{xy} до точки A с ростом поля до 20кЭ для холловской конфигурации ($\alpha = 90^\circ$) Затем перпендикулярная компонента поля H_n уменьшалась до нуля путем увеличения α от 90° до 180° . При этом напряжение $U_{xy}(H_n)$ при $H_n=0$ достигало некоторого остаточного значения в точке B . Увеличении α от 180° до 270° приводило U_{xy} в точку C . При дальнейшем вращении напряжение U_{xy} достигало точки D , а затем при $\alpha = 90^\circ$ возвращалось к первоначальному значению в точке A . Таким образом, впервые в соединениях $\text{HgSe}:\text{3d}$ мы наблюдали необычное поведение эффекта Холла в зависимости от H_n , связанное с аномальным вкладом, которое можно определить как «холловский гистерезис».

Аномальный вклад в эффект Холла U_{xy}^A был выделен с помощью графического метода [1, 2]. Его зависимость от H_n и α представлена на вставках к рис. 1 в правом и левом углах соответственно. Она описывается эмпирической формулой $U_{xy} = A \sin(\alpha + \varphi_0) = a \sin \alpha + b \cos \alpha$. Подобный закон был выявлен нами для угловой зависимости тока намагничивания в кристаллах $\text{HgSe}:\text{Co}$ [3]. Полученная корреляция дает основание связать наблюдаемый холловский гистерезис с возбуждением токов спонтанного тока намагничивания.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Электрон», № 01201463326) и при частичной поддержке гранта РФФИ № 15-02-08909.

[1] А.Т. Лончаков, В.И. Окулов и др., *Письма в ЖЭТФ* – 2012. – Т. 96 В.6 – С. 444-448.

[2] A.T. Lonchakov, V.I. Okulov et al. *Solid St. Phenom.* V. 233-234 P. 456 – 459, 2015.

[3] А.Т. Лончаков и др., *Труды 12-ой Российской конференции по физике полупроводников, Звенигород, 21-25 сен. 2015г., с.109.*

Т-12

Электрические свойства смесей графита с оксидом циркония при давлениях от 7 до 44 ГПа

Жарков А.В., Тихомирова Г.В.

УрФУ им. Первого президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург 620083 Ленина 51

Проведены измерения ТЭДС образцов смесей графита с оксидом циркония в объемных пропорциях 40% на 60%, 50% на 50%, 11% на 89% соответственно при давлениях до 44 ГПа (GPa). Установлены особенности поведения ТЭДС, произведены расчеты химического потенциала и концентрации носителей заряда.

Для измерений использовалась камера высокого давления с наковальнями типа «закругленный конус - плоскость», изготовленными из искусственных поликристаллических алмазов «карбонадо» [1]. Разность температур между наковальнями при исследованиях составляла порядка одного градуса.

Зависимости ТЭДС смесей представлены на рисунке 1. Качественное и количественное поведение ТЭДС смесей графита с оксидом циркония при обработке высоким давлением схоже с поведением зависимости ТЭДС графита от давления в проведенных ранее исследованиях. Приложение давления вызывает увеличение абсолютной величины ТЭДС. Установлено, что в поведении ТЭДС смесей графита с оксидом циркония в за-

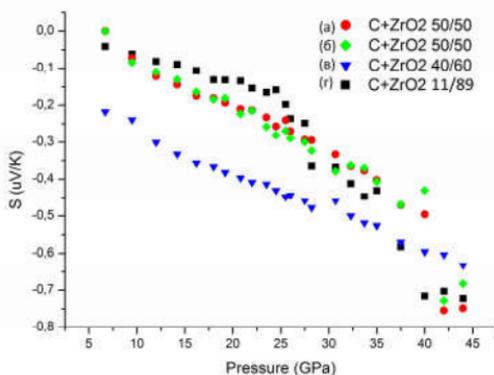


Рис.1. – Барическая зависимость ТЭДС смесей графита с оксидом циркония

висимости от давления существует особенность в диапазоне давлений от ~ 22 GPa до ~ 34 GPa. Эта особенность, вероятно, связана с фазовыми переходами в графите [2]. Так же наблюдается особенность поведения ТЭДС в области ~ 40 GPa, которая, вероятно, обусловлена содержанием оксида циркония в смеси.

Высокое содержание графита в образцах не позволяет наблюдать вероятные особенности поведения ТЭДС оксида циркония при давлениях до 30 GPa, в связи с преобладающим влиянием графита на ТЭДС, и его более высокой электропроводностью. При давлениях выше 30-35 GPa вклад оксида циркония становится сопоставим с вкладом графита и проявляются особенности связанные с содержанием в образцах оксида циркония.

Таблица 1. Химический потенциал и концентрации носителей заряда в смесях графита с оксидом циркония

<i>Материал</i>	<i>P, GPa</i>	<i>μ, eV</i>	<i>$n \cdot 10^{28}$</i>
<i>C+ZrO 40/60</i>	<i>6,7</i>	<i>11,92</i>	<i>11,98</i>
<i>C+ZrO 40/60</i>	<i>44</i>	<i>6,82</i>	<i>5,19</i>
<i>C+ZrO 11/89</i>	<i>6,7</i>	<i>17,06</i>	<i>20,52</i>
<i>C+ZrO 11/89</i>	<i>44</i>	<i>12,27</i>	<i>12,51</i>

Из полученных значений ТЭДС для исследуемых образцов были проведены расчеты химического потенциала и концентрации носителей заряда [1]. Оцененные значения приведены в таблице

Из полученных значений видно, что с увеличением давления происходит уменьшение концентрации носителей заряда. Так же в смесях углерода с оксидом циркония концентрация носителей заряда выше, чем в чистом графите. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 16-02-01137

[1] *А.Н. Бабушкин Диссертация докт. физ.-мат. наук, Свердловск, (1992)*

[2] *Quan Li, Yanming Ma, A. R. Oganov, Superhard DOI: 10.1103/PhysRevLett.102(2009).*

Определение параметров гибридизированных электронных состояний примесей переходных элементов в кристаллах селенида ртути по данным ультразвуковых экспериментов

Жевстовских И.В.^{1,2}, Окулов В.И.¹, Гудков В.В.²,
Сарычев М.Н.², Паранчич Л.Д.³, Андрийчук М.Д.³

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург,
ул. Мира, 19

³Черновицкий национальный университет им. Ю. Федьковича,
58012, Черновцы, ул. Коцюбинского, 2, Украина

Представлены результаты температурных измерений поглощения и скорости ультразвуковых волн в кристаллах селенида ртути, содержащих примеси железа и кобальта различной концентрации. Измерения выполнены в диапазоне температур (1.3 -100 К) на частоте 53 МГц для всех нормальных мод, распространяющихся в кубическом кристалле. В кристаллах, содержащих 3-*d* примесь, при температурах ниже 10 К обнаружены аномалии поглощения и скорости ультразвука для медленной поперечной волны, связанной с упругим модулем $(C_{11} - C_{12})/2$. Для продольной волны (модуль $(C_{11} + C_{12} + 2C_{44})/2$) и быстрой поперечной (C_{44}) во всем исследованном температурном интервале наблюдались монотонные зависимости [1, 3-5].

Аномалии упругих характеристик были интерпретированы как проявление гибридизации примесных *d*-состояний в полосе проводимости кристалла. Теория, описывающая температурные зависимости вклада таких состояний в упругие модули, изложена в [2,3]. Проведено детальное сравнение расчетных и экспериментальных зависимостей, которое подтвердило правильность предложенной интерпретации и позволило определить параметры, характеризующие

ющие такие гибридизированные состояния, а именно, положение резонансного уровня относительно уровня Ферми и его полуширину, величину интервала гибридизации, константу Ферми-жидкостного взаимодействия.

Различие этих параметров для примесей железа и кобальта обусловлено тем, что донорный энергетический уровень кобальта, дающий вклад в плотность состояний в кристалле HgSe, содержит два электрона, в отличие от уровня железа, содержащем один электрон на донорном уровне.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема "Электрон" No. 01201463326), частично при поддержке РФФИ (грант No.15-02-08909a) и программы фундаментальных исследований УрО РАН (проект № 15-17-2-32).

[1] В.И. Окулов и др., ФТТ, **49**, 1971 (2007).

[2] В.И. Окулов и др., ФНТ, **35**, 891 (2009).

[3] В.И. Окулов и др., ФНТ, **37**, 443 (2011).

[4] И.В. Жевстовских и др., ФТТ, **57**, 866 (2015).

[5] I.V. Zhevstovskikh et al., J. Low Temp.Phys., **12**(2015). DOI 10.1007/s10909-015-1418-3).

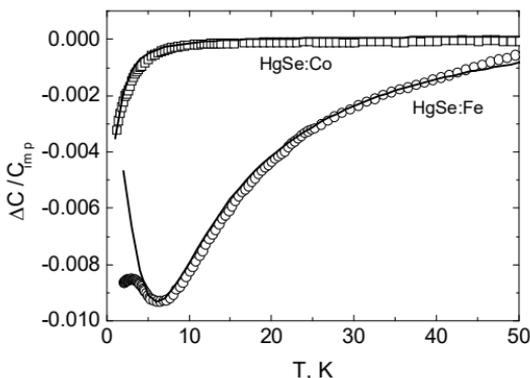


Рис.1. – Температурная зависимость примесного вклада в упругий модуль медленной поперечной волны $\Delta C = C(T) - C(T_0)$, $T_0 = 1.3$ К. Сплошные линии – результат расчета.

Т-14

Атомная и электронная структура тонких пленок CZTS полупроводников

Кузнецова Т.В., Гребенников В.И.

ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18.

Изучено распределение дефектов и их влияние на свойства $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$ (CZTS) пленок методом катодолюминесценции (КЛ).

Сканирующий электронный луч заставляет образец излучать свет, который показывает локальные характеристики пленки. Тонкие пленки $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$ были получены реакцией с серой распыленных магнетроном металлов. Обедненные медью и обогащенные цинком составы оказываются полезными для работы солнечных батарей. Даже хорошие устройства содержат вторичные фазы, в том числе ZnS (ширина запрещенной зоны ~ 3.5 эВ). На рис. 1 показаны профиль напыленной на стекло пленки, и изображение ее поверхности во вторичных электронах (SEM).

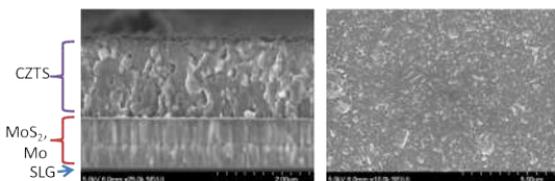


Рис. 1. – Микрофотография профиля и поверхности CZTS пленки во вторичных электронах (SEM).

даю и обогащенные цинком составы оказываются полезными для работы солнечных батарей. Даже хорошие устройства содержат вторичные фазы, в том числе ZnS (ширина запрещенной зоны ~ 3.5 эВ). На рис. 1 показаны профиль напыленной на стекло пленки, и изображение ее поверхности во вторичных электронах. Видны гранулы размером порядка 0.1 мкм. Рентгеновский флуоресцентный анализ показал следующие отношения компонентов $\text{Zn} / \text{Sn} = 1,21$, $\text{Cu} / (\text{Zn} + \text{Sn}) = 0,74$, $\text{Cu} / \text{Sn} = 1,63$, $\text{Cu} / \text{Zn} = 1,35$. Рентгеновская дифракция и комбинационное рассеяние (КР) явно показывают наличие CZTS. Отсутствуют неучтенные XRD пики, нет Cu_3SnS_4 , Cu_2SnS_3 фаз. Исследовано пространственное изменение КЛ трех характерных спектральных линий 1,28, 1,18 и 1.03 эВ. Первые два сигнала изменяются на масштабе длины зерна, а третий сигнал равномерно распределен по образцу и не зависит от присутствия гранул на поверхности. В КЛ спектре явно присут-

ствуют четыре пика (рис. 2). Исследование зависимости мощности этих пиков от величины тока электронов позволило установить, что три низкоэнергетических линии формируются переходами из свободных состояний в связанные примесные состояния, а линия 1,28 эВ – рекомбинацией экситонов. Также была получена температурная серия КЛ спектров в интервале от 6 до 300 К. Точки на рис. 2 показывают изменение площадей четырех линий с температурой, которое хорошо описывается кривыми, полученными по формуле погасания. Отсюда определяется энергии активации E_i и скорости b_i безрадиационного распада состояний, участвующих в процессе люминесценции. Энергии активации (положение состояний относительно краев запрещенной зоны) равны 208, 174, 141 и 256 мэВ.

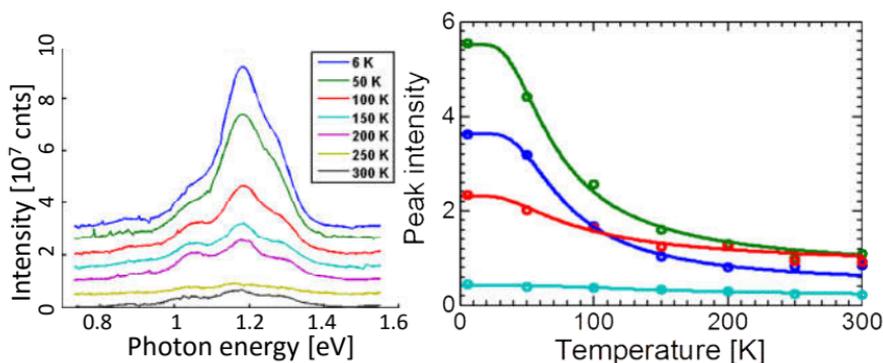


Рис. 2. – Интенсивность КЛ из $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$ в зависимости от энергии фотонов при шести температурах. Площадь линий (точки) в зависимости от температуры и подгонка по формуле (1) (сплошные кривые).

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме "Квант" № 01201463332, РФФИ № 14-02-00080 и УрО РАН № 15-8-2-10.

Т–15

**Наблюдение и теоретическое описание
квантовых осцилляций гальваномангнитных
параметров при термодинамическом
аномальном эффекте Холла в системе
спин-поляризованных донорных электронов
примесей кобальта малой концентрации
в кристаллах селенида ртути**

Лончаков А.Т.¹, Окулов В.И.¹, Бобин С.Б.¹, Дерюшкин В.В.¹,
Памятных Е.А.², Говоркова Т.Е.¹, Неверов В.Н.¹

¹*Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН*

²*Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н.Ельцина, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19*

В работе [1] был предсказан эффект спонтанной спиновой поляризации электронов в гибридизированных состояниях донорных примесей малой концентрации в полосе проводимости кристалла. Этот эффект получил экспериментальное подтверждение в работе [2], благодаря наблюдению аномального эффекта Холла (АЭХ) в кристаллах селенида ртути, легированных железом, при комнатной температуре. Затем аномальный вклад в холловское сопротивление был обнаружен в кристаллах, легированных другими донорными $3d$ - атомами – V, Ni, Cr и Co [3], которые образуют, как и примесные атомы железа, гибридизированные электронные состояния. В работах [2-4] развито квантово-статистическое описание АЭХ в системах со спонтанной спиновой поляризацией электронов, в основе которого лежит термодинамический механизм, отражающий свойства локального равновесия электронной системы. Важный результат квантовой теории АЭХ [4] заключается в предсказании сравнительно сильных квантовых магнитопольевых осцилляций параметров термодинамического АЭХ, связанных с ос-

цилляциями спонтанной намагниченности спин-поляризованных электронов в квантующем магнитном поле. В настоящем докладе мы сообщаем об обнаружении такого рода осцилляций в кристаллах селенида ртути, легированных кобальтом с концентрациями $3 \cdot 10^{18}$ и $7 \cdot 10^{18}$ см⁻³, и предлагаем теоретическое описание этого нового явления.

В докладе изложена разработанная методика выделения осциллирующей компоненты аномального вклада в холловское сопротивление. Приводится сравнение поведения осцилляций аномального холловского и четного по магнитному полю продольного напряжений. Впервые обсуждается нечетный вклад в продольное напряжение и его корреляция с магнитополевой зависимостью аномального холловского напряжения. Получены согласованные оценки величин электронных концентраций из периода осцилляций и эффекта Холла. Представлена теоретическая интерпретация квантовых осцилляций аномальной компоненты эффекта Холла и нечетной составляющей продольного напряжения, основанная на представлениях о возбуждении магнитным полем токов намагничивания.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Электрон», № 01201463326) и при частичной поддержке гранта РФФИ № 16-32-00131 мол_а.

[1] В.И.Окулов, Е.А.Памятных, В.П. Силин, ФНТ, т. 39, 1007 (2011).

[2] А.Т.Лончаков, В.И.Окулов, Т.Е.Говоркова, М.Д.Андрійчук, Л.Д.Паранчич, Письма в ЖЭТФ, 96, 444 (2012).

[3] A.T. Lonchakov, V.I. Okulov, E.A. Pamyatnykh, T.E. Govorkova, M.A. Andriichuk, L.D. Paranchich, S.B. Bobin, V.V. Deryushkin, Sol. St. Phenom., 233-234, 456 (2015).

[4] В.И.Окулов, Е.А.Памятных, А.Т. Лончаков, ФНТ, 40,1322 (2014).

Транспортные и магнитные свойства полупроводниковых гетероструктур с различной толщиной δ -слоя марганца

Луговых А.М.¹, Чарикова Т.Б.¹, Окулов В.И.¹, Моисеев К.Д.²,
Неведомский В.Н.², Кудрявцев Ю.А.³, Галлардо С.³,
Лопес-Лопес М.³

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

³Национальный политехнический институт Синвестав, Мексика

Полупроводниковые гетероструктуры на основе $A^{III}B^V$ с примесью переходных элементов представляют большой интерес для исследования, поскольку как зарядовая, так и спиновая подсистемы данных соединений могут быть использованы в электронных устройствах управления информацией. Одно из перспективных направлений создания магнитных материалов связано с методом δ – легирования марганцем многослойных гетероструктур [1]. Для получения ферромагнитного отклика в гетероструктурах р-типа с δ – слоем Mn слои с высокой концентрацией дырок должны быть сформированы и расположены вблизи магнитного слоя [2,3]. Примером такого слоя, аккумулирующего дырки может служить квантовая яма GaAs/InGaAs/GaAs.

В настоящей работе приведены результаты исследования температурных и полевых зависимостей удельной намагниченности и сопротивления в гетероструктурах с квантовой ямой GaAs/Ga_{0.84}In_{0.16}As/GaAs и с δ – слоем марганца в правом барьерном слое, причем толщина δ – слоя марганца контролировалась атомарно, а левый барьерный слой GaAs легировался бериллием для обеспечения высокой концентрации дырок в квантовой яме.

Полевые и температурные зависимости удельной намагниченности в интервале температур $T = (1.8-300)K$ и $H = \pm 3 T$ для данных гетероструктур были измерены с помощью СКВИД-магнетометра (ЦКП «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов» ИФМ УрО РАН). Температурные и полевые зависимости удельного сопротивления гетероструктур $p\text{-GaAs:Be/Ga}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{As/p-GaAs:Be}$ и $\text{GaAs:Be/Ga}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{As/GaAs/}\delta\text{-Mn/GaAs}$, контакты к которым были подготовлены методом мокрого травления (литография), были исследованы с использованием четырех-контактного метода измерения сопротивления на постоянном токе в интервале температур $T = (1.8-300)K$ на установке для измерения гальваномагнитных эффектов лаборатории полупроводников ИФМ УрО РАН и в ЦКП «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов» ИФМ УрО РАН.

Представлены сравнительные результаты для гетероструктур $\text{GaAs:Be/Ga}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{As/GaAs/}\delta\text{-Mn/GaAs}$ с различной толщиной δ -слоя марганца и $\text{GaAs/Ga}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{As/Ga(Mn)As}$, марганец был разбавлен в слое GaAs.

Работа выполнена в рамках федеральной целевой программы «Электрон» № 01201463326 при частичной финансовой поддержке программы фундаментальных исследований УрО РАН (грант № 15-7-2-32) и РФФИ (грант №15-02-08909).

[1] T. Schallenberg, H. Munekata, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 042507 (2006).

[2] F. Matsukura, H. Ohno, A. Shen et al., *Phys. Rev. B* **57**, R2037 (1998).

[3] A.M. Nazmul, S. Sugahara, M. Tanaka, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 3120 (2002).

Т-17

Исследования релаксации избыточного тока кремниевых диодов Шоттки, изготовленных с применением аморфного металлического сплава

Пашаев И.Г., Гадимли А.А., Курбанова Н.О.

Сумгаитский Государственный Университет AZ5008, Сумгаит, Азербайджан

Увеличение надежности и улучшение качества электронных приборов, в том числе приборов на основе барьера Шоттки, остается настоящей потребностью современной полупроводниковой техники [1-4].

Данная работа посвящена исследованию релаксации избыточного тока кремниевых $\alpha\text{NiTi-nSi}$ ДШ с аморфного металлического сплава.

Для изготовления ДШ использовали кремниевую пластину p -типа с ориентацией (111) и удельным сопротивлением $0,7 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Матрица содержала 14 диодов, площади которых менялись в интервале от 100 до 1400 мкм^2 . В нашем случае контакта ДШ была равна 900 мкм^2 .

Для напыления пленки металлического сплава αNiTi была использована промышленная установка "ОРАТОРИЯ-9".

Металлический сплав αNiTi наносили методом электронно-лучевого испарения из двух источников. Сплав Ni-Ti был выбран из тех соображений, что оба компонента широко применяются в микроэлектронике, а сам сплав технологичен.

Исследование релаксации избыточного тока с аморфного металлического сплавам ВАХ ДШ заключается в том, что она в нормальных условиях встречается нечасто, поэтому для подробного изучения указанных вопросов исследовали ВАХ ДШ деградированного искусственно путём локального нарушения ГР [6 Термотжиг диодов проводился при температурах 100-400°C в течение

одинакового промежутка времени $t=20$ мин.

Для количественной характеристики релаксации избыточного тока с помощью термоотжига с учетом времени применялась формула

$$a_t = \frac{I_t - I_H}{I_o - I_H}$$

где I_H -ток нормального (неповрежденного) диода Шоттки,

I_o -ток диода непосредственно после воздействия индентером ($t=0$),

I_t -ток поврежденного диода, отожденного в течение t сек,

α_t - характеристики релаксации избыточного тока под действием термоотжига за время t .

ВАХ для релаксации избыточного тока кремниевых $\alpha\text{NiTi-nSi}$ ДШ с аморфного металлического сплава, подвергнутых локальному нарушению структуры границы раздела с помощью алмазного индентора (под нагрузкой $F(100 \text{ Г})$, количество нарушений $N=1$) до и после отжига 400°C в течение определенного времени: 1-17с, 2-65с, 3-148с, 4-260с, 5-410с,6-580с). Исследованию релаксации избыточного тока $\alpha\text{NiTi-nSi}$ ДШ контролировалось методом снятия ВАХ как в прямом направлении, так и в обратном. Выявлено, что релаксации деградации вследствие термических обработок $\alpha\text{NiTi-nSi}$ ДШ связано с изменением параметров отжига, в данной работе его значение меняется в интервале $0 \leq a_t \leq 1$, основной этап процесса отжига «излечивает» поврежденные диоды.

[1]К.Т.У Kung, I Suni., М.А Nikolet., J.Appl.Phus.55, 10(1984).

[2]Н.А.Торхов, В.А.Новиков ФТП, 43, No 8, 1116(2009).

[3]Пашаев И.Г. ФТП, 47, №. 6.761(2013).

[4]Пашаев И.Г. ФТП, 46, No 8, 1108(2012).

Термический коэффициент движения резонансного уровня железа в теллуриде свинца

Скипетров Е.П.¹, Крулевецкая О.В.¹, Скипетрова Л.А.¹,
Слынько В.Е.²

¹Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1

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

В полупроводниках A^4B^6 с резонансными уровнями примесей III группы, переходных и редкоземельных металлов легирование приводит к пиннингу уровня Ферми примесными уровнями [1]. Одним из основных признаков пиннинга уровня Ферми считается появление характерного максимума на температурной зависимости коэффициента Холла R_H . При этом увеличение абсолютной величины коэффициента Холла, указывающее на уменьшение концентрации носителей заряда, связывается с перетеканием электронов или дырок из разрешенной зоны на уровень в условиях стабилизации уровня Ферми уровнем примеси и увеличения ширины запрещенной зоны с ростом температуры, а последующее его уменьшение – с собственной ионизацией носителей заряда. Таким образом, появляется возможность определения параметров резонансного уровня (энергетического положения и термического коэффициента движения уровня относительно краев зон) путем моделирования зависимостей $R_H(T)$.

В $PbTe$ с примесью железа, в котором резонансный уровень железа при $T = 4.2$ К расположен совсем близко к краю валентной зоны, этот эффект проявляется наиболее ярко [2]. При движении от начала к концу монокристаллического слитка $Pb_{1-x}Fe_xTe$ (от 24 ко 2 образцу) происходит p - n -инверсия типа проводимости и изменение характера зависимостей $R_H(T)$ (рис. 1). При этом в области

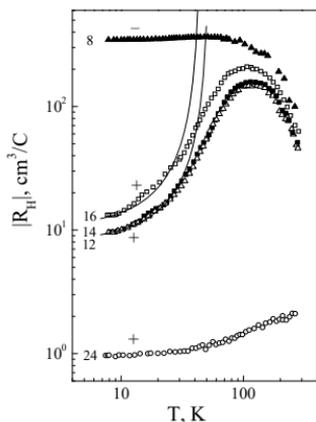


Рис.1. – Зависимости $R_H(T)$ в образцах $Pb_{1-x}Fe_xTe$ (24 – 8).

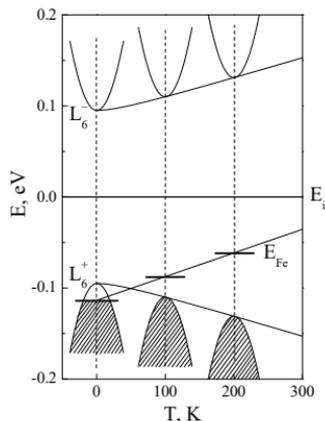


Рис.2. – Модель электронной структуры $Pb_{1-x}Fe_xTe$.

пиннинга уровня Ферми уровнем железа (в образцах 16 – 10) коэффициент Холла увеличивается с ростом температуры более чем на порядок. Расчет теоретических зависимостей $R_H(T)$ (линии на рис. 1) проводился в рамках закона дисперсии Кейна, в предположениях вырожденной статистики дырок при низких температурах и линейного характера движения уровня железа относительно краев зон с ростом температуры и под давлением ($P < 10$ кбар).

Путем сопоставления теоретических зависимостей с экспериментальными определены термический и барический коэффициенты движения уровня железа относительно края валентной зоны. Предложена модель перестройки электронной структуры (рис. 2), согласно которой уровень железа движется почти параллельно дну зоны проводимости, пересекает потолок валентной зоны и выходит в запрещенную зону при увеличении температуры.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №16-02-00865).

[1] B.A. Volkov et al., *Sov. Phys. – Usp.*, **28**, 31 (1985).

[2] E.P. Skipetrov et al., *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 022101 (2014).

Т-19

Вклад кластеров ионов примеси в магнитные свойства $Pb_{1-y}Fe_yTe$

Скипетров Е.П.¹, Соловьев А.А.¹, Маркина М.М.¹, Захаров К.В.¹,
Константинов Н.С.¹, Ржевский В.В.¹, Слынько В.Е.²

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1

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

Сплавы на основе $PbTe$ с примесями $3d$ -переходных металлов (Sc , Ti , V , Cr , Fe), индуцирующими появление глубоких уровней вблизи запрещенной зоны, являются разбавленными магнитными полупроводниками, магнитные свойства которых определяются не только содержанием примеси, но и их электронной структурой. Свойства сплавов $Pb_{1-y}Fe_yTe$ изучались ранее всего в нескольких работах [1,2]. Известно, что они являются парамагнетиками с низкой (≈ 0.1 мол.%) растворимостью примеси и упоминалось существование заметных вкладов свободных носителей заряда и ферромагнитных кластеров ионов железа в намагниченность сплавов.

Для изучения вклада кластеров в магнитные свойства и определения их основных параметров нами исследованы полевые зависимости намагниченности $Pb_{1-y}Fe_yTe$ ($T = 2-70$ К, $B < 7.5$ Тл) при увеличении содержания примеси вдоль слитка, выращенного методом Бриджмена. Слиток разрезался на 24 шайбы, номера которых используются ниже как номера исследованных образцов.

Установлено, что намагниченность образцов содержит несколько вкладов: бриллюэновский парамагнетизм ионов примеси, диамагнетизм матрицы, линейный по полю вклад свободных носителей заряда и быстро насыщающийся с ростом поля вклад, связанный, очевидно, с формированием кластеров ионов железа (рис. 1). Для его выделения из полевых зависимостей намагниченности

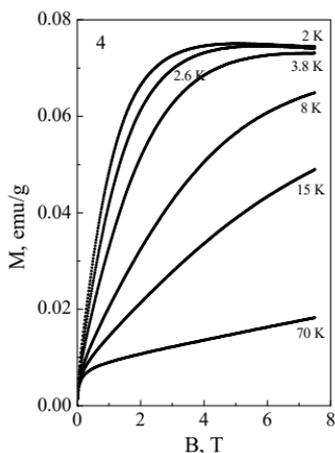


Рис. 1. – Полевые зависимости намагниченности образца 4.

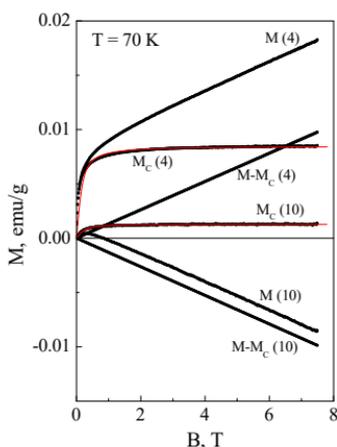


Рис. 2. – Вклады кластеров ионов железа в образцах 4, 10.

$M(B)$ при $T = 70$ К вычитался линейный по полю ход, включающий в себя парамагнетизм ионов примеси, диамагнетизм решетки и вклад свободных носителей заряда (рис. 2). Затем для определения параметров кластеров ионов железа зависимости $M_c(B)$ аппроксимировались функцией Бриллюэна [2] (линии на рис. 2).

Таким образом определены средний спин и концентрация кластеров ионов железа в образцах и показано, что эти величины практически монотонно увеличиваются вдоль слитка (в образцах 24 – 4), резко возрастая в результате достижения предела растворимости примеси в конце слитка. Тем не менее, доля ионов, принимающих участие в формировании кластеров, оказалась менее 10% от общего числа магнитоактивных ионов примеси.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №16-02-00865).

[1] Д.Г. Андрианов и др., ФТП, **14**, 175 (1980).

[2] D.T. Morelli et al., Physical Review B, **67**, 035206 (2003).

Нейтроннографическое исследование кристалла $Zn_{0.95}Fe_{0.05}Se$

Суркова Т.П.¹, Максимов В.И.¹, Юшкова Е.Н.¹

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Легированные магнитоактивными ионами кристаллы соединений $A^{II}B^{VI}$ относятся к разбавленным магнитным полупроводникам, перспективным как для применения, так и физического моделирования свойств [1]. В настоящей работе методом рассеяния тепловых нейтронов при комнатной температуре проведено исследование структурного состояния объемного монокристалла $Zn_{0.95}Fe_{0.05}Se$.

Эксперименты по упругому рассеянию нейтронов были выполнены на дифрактометре для исследований монокристаллов (реактор ИВВ-2М, г. Заречный). Кристалл $Zn_{0.95}Fe_{0.05}Se$ был выращен из газовой фазы методом химического транспорта. Данные его нейтроннографической аттестации показали соответствие основного структурного мотива ГЦК- решётке.

Картины нейтронного рассеяния, полученные при сканировании структурных брэгговских рефлексов в разных направлениях, а также данные о рассеянии в высокосимметричных сечениях характеризуют существенную дестабилизацию реальной структуры кристалла $Zn_{0.95}Fe_{0.05}Se$ на локальном уровне.

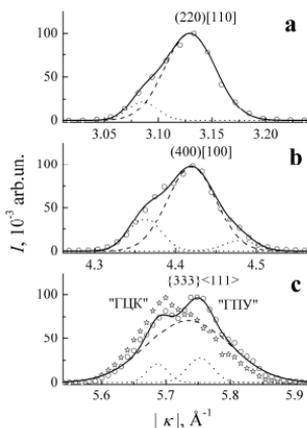


Рис.1. – Картины рассеяния нейтронов кристалла $Zn_{0.95}Fe_{0.05}Se$, измеренные в радиальных направлениях через узлы: а) 220, б) 400, в) 333 и $3\bar{3}\bar{3}$.

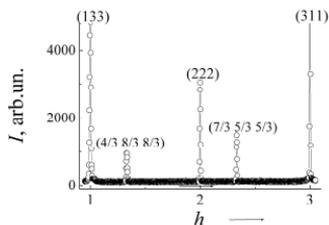


Рис.2. – Рефлексы коротковолновой сверхструктуры кристалла $Zn_{0.95}Fe_{0.05}Se$ в сечении (110) , на линии $(133) < \bar{1} \bar{1} >$.

Результаты, представленные на рис.1, свидетельствуют о формировании сложного поля решётчных микродеформаций, появление которого, по нашему мнению, обусловлено легированием. Рефлексы коротковолновой сверхструктуры вследствие атомных смещений (рис. 2) относятся к системе с волновым вектором $k = (1/3 \ 1/3 \ 1/3) 2\pi/a$ (a – параметр кубической элементарной ячейки) и могут быть индикатором структурного состояния, предшествующего фазовому переходу ГЦК-

ГПУ. В основе указанной трансформации, при её реконструктивном характере, в соединениях II-VI лежит, по-видимому, реакция кристаллической решётки на сильное дестабилизирующее влияние, порождаемое легированием примесью. Способность чужеродных $3d$ - ионов индуцировать нанобласти неоднородных искажений в структуре матрицы [2] может дополнительно «провоцировать» развитие дефектов упаковки, либо активировать системы скольжения в плоскостях $\{111\}$ согласно представлениям, изложенным в [3].

Работа выполнена с использованием УНУ «НМК ИФМ» в рамках государственного задания по теме «Поток» г.р. № 01201463334 при частичной финансовой поддержке Комплексной программы УрО РАН (проект № 15-17-2-32).

[1] *Introduction to the Physics of Diluted Magnetic Semiconductors* / J. Kossut, J.A. Gaj eds. Springer series in material sci., **144**. Springer, 2010. 469 pp.,

[2] V. I. Maksimov et.al., *J. Surface Investigation*, **7**, 105 (2013),

[3] M. Akizuki. *Am. Mineral.* **66**, 1006 (1981).



Новые электронные
явления и материалы

New electronic phenomena and materials

NM-1

Зондирование поверхностных состояний в топологических изоляторах с помощью лазерного терагерцового излучения

Галеева А.В.¹, Егорова С.Г.¹, Черничкин В.И.¹, Рябова Л.И.²,
Скипетров Е.П.¹, Тамм М.Е.², Яшина Л.В.², Данилов С.Н.³,
Ганичев С.Д.³, Хохлов Д.Р.^{1,4}

¹*Физический факультет Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр.2, Москва, 119991, Россия.*

²*Химический факультет Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр.2, Москва, 119991, Россия.*

³*Faculty of Physics, University of Regensburg, Universitaetstrasse 33, Regensburg, D-93053, Germany.*

⁴*Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991, Россия.*

В работе предложен метод детектирования протяженных поверхностных электронных состояний, включая топологические. Метод основан на измерениях фотоэлектромагнитного эффекта с использованием импульсного терагерцового лазерного излучения. В отличие от обычных транспортных измерений, метод нечувствителен к объемной проводимости.

В качестве объекта исследований выбраны твердые растворы $Pb_{1-x}Sn_xSe$ и $(Bi_{1-y}In_y)_2Se_3$. Диапазон составов x включал как в область прямого ($x < 0.15$ и $y > 0.06$), так и инверсного ($x > 0.15$ и $y < 0.06$) спектра. В области составов, соответствующих инверсному спектру, рассматриваемые полупроводники являются топологическими изоляторами. Для исследования использовался метод, позволяющий анализировать характер диффузионных потоков, направленных от поверхности в объем полупроводника, при воз-

буждении носителей импульсами терагерцового лазера с длиной волны 90 и 148 мкм и с длительностью около 100 нс в условиях приложенного магнитного поля до 7 Тл. Температура образца изменялась от 4.2 до 20 К. Диффузионный поток возникал вследствие теплового возбуждения носителей в приповерхностном слое. Вектор магнитного поля, направленный перпендикулярно потоку падающего излучения, обеспечивал отклонение диффундирующих носителей в направлении силы Лоренца, создавая разность потенциалов, знак и напряженность которой зависят от направления и скорости диффузионного потока и приложенного магнитного поля.

Показано, что протяженные поверхностные электронные состояния присутствуют в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ как в области прямого, так и инверсного энергетического спектра. Таким образом, продемонстрировано, что даже в случае, когда наличие топологических состояний подтверждено экспериментами по ARPES, наблюдение высокоподвижных поверхностных электронных состояний не означает, что данные состояния являются топологическими. Могут существовать другие поверхностные высокопроводящие состояния, которые «скрывают» топологические в транспортных экспериментах. Единственным достоверным критерием, позволяющим приписать какой-то транспортный эффект влиянию топологических состояний, является наличие этого эффекта в образцах с инверсным спектром и его отсутствие в образцах с прямым спектром. Такому критерию удовлетворяют поверхностные состояния, обнаруженные в $(\text{Bi}_{1-y}\text{In}_y)_2\text{Se}_3$. Существуют особенности эффекта, различающиеся для прямого и инверсного спектра.

NM-2

Структура краевых и поверхностных состояний в топологических изоляторах на основе HgTe

Дурнев М.В., Будкин Г.В., Тарасенко С.А.

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

Представлены результаты исследований электронной структуры краевых и объемных состояний в двумерных топологических изоляторах на основе квантовых ям HgTe/CdHgTe [1,2] и поверхностных состояний в трехмерных топологических изоляторах на основе напряженных пленок HgTe [3]. Обсуждается тонкая структура уровней, связанная с сильной естественной асимметрией интерфейсов, эффект Зеемана в продольном и поперечном магнитных полях, квантование Ландау и переход между топологическими фазами Z и Z_2 в сильном магнитном поле.

Естественная асимметрия интерфейсов квантовой ямы, обусловленная её атомной структурой, приводит к смешиванию состояний электронных и дырочных подзон размерного квантования, формирующих дираковские состояния, и качественно модифицирует спектр и электронную структуру объемных и спиральных краевых состояний. Интерфейсное смешивание приводит к сильной анизотропии тензора эффективных g -факторов краевых состояний в магнитном поле, лежащем в плоскости ямы. В перпендикулярном магнитном поле интерфейсное смешивание ответственно за возникновение недиагональной компоненты тензора g -факторов и открытие энергетической щели в спектре краевых состояний в сколь угодно малом поле.

[1] S.A. Tarasenko, M.V. Durnev, M.O. Nestoklon, E.L. Ivchenko, J.-W. Luo, and A. Zunger, *Physical Review B* **91**, 081302 (2015)

[2] M.V. Durnev and S.A. Tarasenko, *Arxiv:1512.05312*

[3] K.-M. Dantscher et al., *Physical Review B* **92**, 165314 (2015)

NM-3

Переход к металлической проводимости и сверхпроводимости под давлением в твердом растворе $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$

Адрианов Г.О., Козуб В.И., Михайлин Н.Ю., Парфеньев Р.В., Шамшур Д.В., Черняев А.В.

ФТИ им. А.Ф. РАН, 194021, Россия, г. Санкт-Петербург

Ранее было установлено, что определяющую роль в реализации как сверхпроводящего (СП), так и диэлектрического состояний в $\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z}\text{Te}:\text{In}$ при гелиевых температурах играет энергетическое положение примесной зоны In (пиннигующей уровень Ферми E_F) относительно края валентной зоны в зонном спектре соединений [1]. Характер изменений критических параметров СП состояния

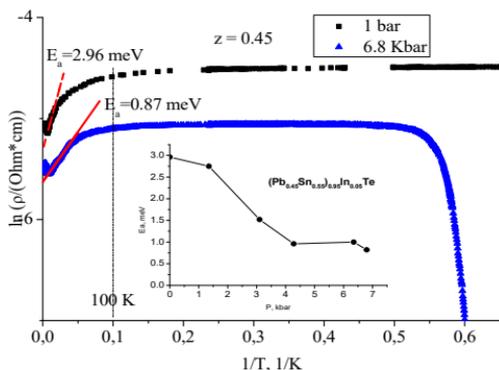


Рис.1. Зависимость $\ln\rho(1/T)$ при $P=1\text{бар}$, 6.8кбар в $(\text{Pb}_{0.45}\text{Sn}_{0.55})_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}$. На вставке: барические зависимости E_a в этом же образце, определенной из экспоненциального участка $\rho(1/T)$. $dE_a/dP=-0.31\text{meV/kbar}$

(температуры T_c и второго критического магнитного поля H_{c2}) в $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ от гидростатического сжатия P оказался принципиально разным в зависимости от содержания свинца z .

Барические изменения зависимостей $\rho(T, H)$ в образцах с содержанием $\text{In } x = 0.05$ и свинца $z = 0.05$,

0.30 и 0.45 изучались при давлении до $P=12\text{кбар}$. В материале с

$z=0.3$ была обнаружена колоколообразная зависимость параметров СП перехода от P , интерпретированная как барическое смещение уровня Ферми вблизи максимума плотности гибридных состояний в примесной полосе In [2]. Согласно [3], в твердых растворах с $x=0.05$ и $z=0.45$ были установлены совершенно иные зависимости $T_c(P)$. Увеличение P в образце $z=0.45$ приводило к переходу от активационного характера возрастания сопротивления с понижением T и к возникновению СП ($T_c=1.75\text{K}$ при $P=6.8\text{кбар}$). Анализ зависимостей $\rho(1/T, z, P)$ показал, что энергия активации E_a при этом уменьшается (Рис.1). В развитии работы [2] изучалось барическое изменение характерных энергетических параметров спектра $(\text{Pb}_{0.45}\text{Sn}_{0.65})_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}$, приводящих к переходу от диэлектрического к СП состоянию материала при сохранении слабой E_a .

Предполагается, что в валентной зоне соединения формируется край подвижности (КП), который сдвигается вглубь валентной зоны (со смещением примесного уровня In при внешнем воздействии (P, z)). Проводимость соединения имеет активационный характер вплоть до того момента, когда E_F пересекает положение КП. E_a при этом уменьшается по мере сближения E_F и КП; СП состояние материала возникает до начала проявления чисто металлического поведения проводимости, когда E_a становится меньше, чем энергетическая СП щель. Гибридизация примесных и зонных состояний в окрестности E_F приводит к увеличению эффективной плотности состояний на E_F и увеличению T_c . Истощение примесного уровня, выключая резонансные процессы рассеяния при смещении уровня In вглубь зоны от предельного положения E_F , приводит к уменьшению значения T_c . Предложенная теоретическая модель объясняет установленные ранее экспериментальные данные о низкотемпературной проводимости полупроводникового твердого раствора $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ при изменении z и/или P .

[1] В.И. Козуб, и др., *Письма в ЖЭТФ*, **84**, 1, 37 (2006).

[2] Г.О. Адрианов, и др., *ФТТ* **52**, 9, 1688 (2010).

[3] R.V. Parfeniev et al., *Low Temp Phys*, **41**, 2, 112 (2015).

NM-4

Особенности корреляций продольного и холловского сопротивлений в низкоразмерном неупорядоченном соединении $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ на границе антиферромагнетик-сверхпроводник

**Чарикова Т.Б.^{1,2}, Харус Г.И.¹, Шелушинина Н.Г.¹, Петухов Д.С.¹,
Петухова О.Е.¹, Иванов А.А.³**

¹*ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18*

²*ФГАОУ ВПО «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина», 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19*

³*Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", 115409, г. Москва, Каширское ш., 31*

Изучение эффекта Холла наряду с исследованием электро- и магнитосопротивления, а также эффекта Нернста являются ключевым моментом в теоретическом и экспериментальном анализе зарядовой системы высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) и электронно-легированных ВТСП, в частности. Более того, в электронно-легированных ВТСП два момента являются ключевыми в изменении концентрации и типа носителей (электронов и дырок): содержание легирующей примеси и уровень нестехиометрического кислорода. Участие двух типов носителей в сверхпроводимости (СП) и в образовании других фаз с различными параметрами порядка, таких как антиферромагнитная (АФ), волны спиновой (SDW) и зарядовой (CDW) плотности, активно обсуждается в настоящее время. Предложенные модели и теории для дырочно-легированных ВТСП не могут полностью объяснить особенности поведения тензора электросопротивлений в электронно-легированных сверхпроводящих соединениях.

Для дырочно-легированных ВТСП-соединений было установлено, что корреляции между продольным и холловским электро-

сопротивлениями в смешанной области можно проанализировать на основе скейлинговых соотношений $\rho_{xy}(H) \sim \rho_{xx}^\beta(H)$ при $\beta=2$ [1-3]. Для электронно-легированных соединений эффект Холла в смешанном состоянии был исследован на монокристаллах $L_{1.85}Ce_{0.15}CuO_4$ ($L = Nd, Sm$) с оптимальным легированием церием [4]: скейлинговые соотношения также наблюдались, однако показатель степени был равен $\beta = 0.8 \pm 0.2$.

Целью нашей работы было установить особенности корреляции между ρ_{xx} и ρ_{xy} в смешанной области электронно-легированного соединения $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ с $x=0.14$ и с разной степенью нестехиометрического беспорядка (δ) на границе антиферромагнетик-сверхпроводник.

Экспериментально установлено, что корреляции между продольным и холловским электросопротивлениями можно проанализировать на основе скейлинговых соотношений: $\rho_{xy}(H) \sim \rho_{xx}^\beta(H)$. Для совокупности исследованных нами монокристаллических пленок $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}/SrTiO_3$ с $x = 0.14-0.17$ найдено значение $\beta = 1.5 \pm 0.4$. Учет модели течения потока вихрей при условии сильного пиннинга [5] вследствие возможной макроскопической неомогенности системы $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ на границе антиферромагнетик-сверхпроводник при $x = 0.14$, а также большой концентрации нестехиометрических дефектов (δ), позволил объяснить отклонение величины β от универсального значения $\beta = 2$.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» № 01201463326 при частичной финансовой поддержке программы фундаментальных исследований УрО РАН (грант № 15-8-2-6) и РФФИ (грант № 15-02-02270).

[1] J.Luo et al., *Phys.Rev.Lett.* **68**, 690 (1992).

[2] R.C.Budhani et al., *Phys.Rev.Lett.* **71**, 621 (1993).

[3] W.Gob et al., *Phys.Rev.B* **62**, 9780 (2000).

[4] M.Cagigal et al., *Physica C* **248**, 155 (1995).

[5] Z.D. Wang et al., *Phys.Rev.Lett.* **72**, 3875 (1994).

Spin Hall conductivity in three-dimensional topological insulator/normal insulator heterostructures

Men'shov V.N.^{1,2,4}, Tugushev V.V.^{1,2,3,4}, Chulkov E.V.^{2,4}

¹*National Research Centre Kurchatov Institute, Kurchatov Sqr. 1, 123182, Moscow, Russia*

²*Tomsk State University, prosp. Lenina 36, 634050, Tomsk, Russia*

³*Prokhorov General Physics Institute, Vavilov st. 38, 119991, Moscow, Russia*

⁴*Donostia International Physics Center, 20080, San Sebastián, Basque Country, Spain*

Semiconductor heterostructures comprising three-dimensional (3D) topological insulator (TI) thin films interfaced with 3D normal insulator (NI) materials are considered to be highly promising for spintronic device applications [1]. Indeed, a boundary between 3D TI and 3D NI can host helical electron states with linear spectrum and spinmomentum locking [2]. On the one hand, the NI/TI/NI trilayer can be considered as a fundamental building block of a layered TI/NI heterostructure. On the other hand, such the trilayer can serve as a basic model unit for a study of the peculiar electronic properties of heterostructures. When the thickness of the TI film is comparable with the penetration length of the interfacial helical state into the film, the boundaries would significantly affect the electronic structure of the 3D TI film. This creates opportunities to design desirable transport and magneto-transport properties in TI/NI heterostructures.

In this work, in the framework of an effective functional approach [3] based on the 3D **kp** method, we study the combined effect of an interface potential (IP) and a thickness of 3D TI thin film on the spin Hall (SH) conductivity in layered heterostructures comprising TI and NI materials. We consider the heterostructure setup composed of a

3D TI film (for instance, few-quintuple layers of the Bi_2Se_3 crystal confined by the (111) planes) sandwiched between the slabs of 3D NI which is assumed to be a wide-gap nonmagnetic semiconductor. We derive an effective 2D Hamiltonian of a 3D TI thin film sandwiched between two NI slabs and define the applicability limits of approximations used. The energy gap and mass dispersion in the 2D Hamiltonian, originated from the hybridization between TI/NI interfacial bound electron states at the opposite boundaries of a 3D TI film, are demonstrated to change sign with the TI film thickness and the IP strength. We also argue that SH conductivity can efficiently be tuned varying the TI film thickness and the IP strength. However, our approach has serious limitation in the TI film thickness and it is impossible to provide a correct description of the crossover from the 3D regime to the 2D one with reducing the TI film thickness. Hence, we assert that a prediction of a quantization of SH conductivity in 3D TIs should be taken with great care.

Our findings shed light on the possibility for achieving a control of electron properties in the 3D TI/NI heterostructures. We demonstrate that the SH effect in the 3D TI thin films is more complicated and rich than it was thought before. So, experimental and theoretical explorations of the finite size and interface effects in the 3D TI/NI heterostructures remain to be a challenging task.

[1] *D. Pesin and A. H. MacDonald, Nature Mater. 11, 409 (2012); T. Fujita, M. B. A. Jalil, and S. G. Tan, Applied Physics Express 4, 094201 (2011).*

[2] *M. Z. Hasan and C. L. Kane, Rev. Mod. Phys. 82, 3045 (2010); X. L. Qi, S. C. Zhang, Rev. Mod. Phys. 83, 1057 (2011); Y. Ando, J. Phys. Soc. Jpn. 82, 102001 (2013).*

[3] *V.N.Men'shov, V.V.Tugushev, S.V.Eremeev, P.M.Echenique and E.V.Chulkov, Phys. Rev. B91, 075307 (2015).*

NM-6

Транспортные свойства топологических изоляторов Bi_2Te_3 и $\text{Bi}_x\text{Sb}_{2-x}\text{Te}_3$ с p-n переходом

Голяшов В.А.¹, Кох К.А.², Терещенко О.Е.¹

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

²Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Коптюга, 3

В последние несколько лет активно изучаются материалы с сильным спин-орбитальным взаимодействием. Так у ряда соединений V_2VI_3 , и в частности Bi_2Sb_3 , Bi_2Te_3 и Bi_2Se_3 , были обнаружены свойства трехмерных топологических изоляторов (ТИ). В объеме эти материалы являются узкозонными полупроводниками с $E_g \sim 150\text{-}200$ мэВ, но на их поверхности (0001) в запрещенной зоне существуют металлические поверхностные состояния с законом дисперсии, образующим конус Дирака. Поскольку носители заряда на таких поверхностных состояниях оказываются поляризованными по спине, то ТИ оказываются интересны в плане изучения в них спин-зависимых явлений и возможности их применения в устройствах спинтроники. Однако высокая концентрация свободных носителей в объеме, обусловленная большой плотностью дефектов кристаллической структуры, и, как следствие, закрепление уровня Ферми в разрешенных зонах и сильное шунтирующее действие объема не позволяют выделить поверхностные состояния в транспортных измерениях. В данной работе для решения этой проблемы рассматривается возможность управления уровнем Ферми в объеме и на поверхности для получения области собственной проводимости путем создания p-n перехода в объеме ТИ.

Известно, что тип проводимости Bi_2Te_3 определяется наличием антиструктурных дефектов Bi_{Te} (p-тип) и Te_{Bi} (n-тип). Кристаллы, выращенные из расплавов с содержанием Te >63 % всегда имеют электронную проводимость, <60% - дырочную. На основании рав-

новесной фазовой диаграммы и условий роста кристаллов Bi_2Te_3 из нестехиометричных расплавов (60-63% Te) модифицированным вертикальным методом Бриджмена можно реализовать p-n переход в направлении роста кристалла, механизм формирования которого связан с эффектом сегрегации компонентов в процессе роста и изменения состава ростового расплава [1].

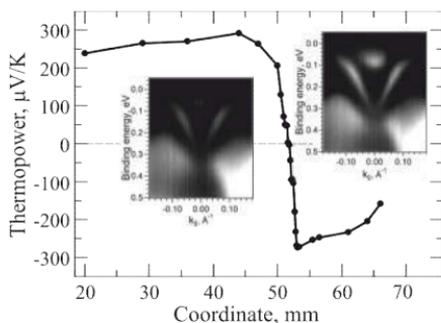


Рис. 1 – Величина термоэдс, измеренная вдоль оси роста кристалла $\text{Bi}_{1.4}\text{Sb}_{0.6}\text{Te}_3$; смена знака указывает на смену типа проводимости. На вставках - дисперсионные зависимости, полученные методом ARPES на поверхности (0001) в p- и n- областях кристалла (Γ -K, $h\nu=23$ эВ).

ностный изгиб зон вниз, что может приводить к формированию двумерного электронного газа. В работе обсуждаются механизмы транспорта носителей в p-n переходе, включающие транспорт по ТИ состояниям и в 2D электронном газе.

[1] К.А. Kokh, S.V. Makarenko, V.A. Golyashov, O.A. Shegai, O.E. Tereshchenko. *CrystEngComm*. 16, p.p. 581-584 (2014).

Изменяя соотношение Bi/Te в растворе-расплаве удалось получить p-n переход в кристаллах с начальным составом расплава $\text{Bi}_{1.9}\text{Te}_{3.1}$. Также, p-n переход был получен в кристаллах $\text{Bi}_{1.34}\text{Sb}_{0.66}\text{Te}_3$ (рис.1). Вблизи p-n перехода в обоих кристаллах наблюдалось наличие нескольких типов носителей. При этом в n-области кристалла $\text{Bi}_{1.9}\text{Te}_{3.1}$ измеренная подвижность электронов достигала ~ 70000 $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{с}$ при концентрации $\sim 2 \cdot 10^{18}$ cm^{-3} . Обнаружено, что на поверхности (0001) как в p-, так и n-областях кристаллов формируется приповерх-

NM-7

Резонансное генерирование спин-волнового тока в структурах полупроводник/ферромагнитный диэлектрик

Ляпилин И.И., Окорочков М.С

ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

В гибридных структурах парамагнетик/ферромагнитный диэлектрик возможны два типа спиновой накачки: резонансный (или когерентный), который связан с возбуждением в подсистеме локализованных спинов ферромагнитного (или спин-волнового) резонансах [1]. Другой метод связан с отклонением от равновесия как спиновой подсистемы электронов проводимости, так и подсистемы локализованных спинов посредством внешних возмущений, например, термических. При этом в зависимости от соотношения между температурами подсистем, становятся возможными как эффект спиновой накачки (spin pumping), так и передача спин-углового момента от парамагнитной подсистемы в магнитную – спин-торк эффект (spin torque effect). Примером такого возбуждения является спиновый эффект Зеебека [2], при котором функции распределения, как электронов, так и магнонов, модулируются внешними электрическим полем и температурными градиентами. Применение эффекта спиновой накачки позволяет получать спиновый ток без переноса спин-поляризованных носителей заряда через интерфейс и тем самым избежать проблемы несоответствия проводимостей (mismatch problem) [3].

Во многих эффектах, наблюдаемых в спинтронике, (например, спиновый эффект Холла, спиновый эффект Зеебека и т.д.), определяющую роль играет спин-орбитальное взаимодействие (SOV), которое связывает трансляционную (кинетическую) и спиновую подсистемы электронов. SOV приводит также к возможности резонансных переходов электронов на частотах, представляющих

собой комбинации циклотронной ω_c и спиновой ω_s частот, причем такого рода переходы возможны как в пучности электрического, так и магнитного полей. Резонанс такого типа известен, как комбинированный резонанс Рашбы [4].

Нами рассмотрена генерация спин-волнового тока в магнитном диэлектрике структуры полупроводник/магнитный диэлектрик при резонансном возбуждении электронной подсистемы полупроводника. Рассмотрен случай, когда воздействие (электродипольного типа) приводит к реализации и насыщению спинового резонанса в подсистеме электронов проводимости, а релаксация электронных спинов обусловлена рассеянием их на локализованных моментах на интерфейсе структуры. Результатом такого рассеяния является отклонение подсистемы локализованных спинов от равновесия. В качестве механизма рассеяния магнонов рассмотрено магнон-фононное взаимодействие.

Найдены макроскопические уравнения баланса энергии рассматриваемых подсистем (электронной спиновой и магнитной) в слабонелинейном режиме поглощения, когда неравновесные поправки к средним значениям энергии подсистем квадратичны по амплитуде поля. Из анализа уравнений баланса следует, что в рассмотренных нами условиях реализуется генерация спин-волнового тока, резонансным образом зависящая от частоты внешнего поля.

[1] *Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G.E. W. Bauer. Phys. Rev. Lett. V. 88, 117601 (2002),*

[2] *K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, et al / Nat. Mater.. V. 455, 778 (2008).*

[3] *E.I. Rashba./ Phys. Rev.B. V. 62, R17267 (2000).*

[4] *В.В. Калашиников, И.И. Ляпилин. ТМФ Т.18, 194 (1974).*

NM-8

Топологический эффект Холла при рассеянии носителей на магнитном скирмионе

Денисов К.С., Рожанский И.В., Аверкиев Н.С.

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

Большое внимание в современной физике магнитных материалов сосредоточено на изучении структур, в которых существуют неоднородные вихревые пространственно-локализованные спиновые текстуры, или магнитные скирмионы [1,2]. Одним из фундаментальных эффектов, связанных с наличием магнитных скирмионов в среде является Топологический эффект Холла (ТЭХ) [3], который заключается в появлении дополнительной поперечной разности потенциалов из-за взаимодействия носителей со скирмионами. Главная особенность ТЭХ заключается в том, что механизм его появления не связан со спин-орбитальным расщеплением состояний свободных носителей. Напротив, появление холловской разности потенциалов обусловлено специфическим для скирмиона упорядочением спинов магнитных примесей в пространстве. Теоретическое описание ТЭХ ранее производилось лишь в адиабатическом приближении [3], когда время пролета носителя через область скирмиона велико по сравнению с периодом осцилляций между обменно-расщепленными спиновыми подуровнями. В этом случае, влияние спиновой текстуры на движение носителя сводилось к появлению у него волновой функции фазы Берри, которую удастся интерпретировать как эффективное магнитное поле, действующее на орбитальное движение носителя.

Тем не менее, для многих систем, в частности, для полупроводниковых квантовых ям с магнитными примесями, условие адиабатичности не выполняется. В данной работе мы теоретически изучаем появление поперечного тока при рассеянии носителя на магнитном скирмионе в случае, когда понятие адиабатической фазы

Берри неприменимо и описание влияние скирмиона на орбитальное движение частиц должно учитывать процессы рассеяния с переверотом спина на магнитных примесях. Мы впервые определили микроскопические процессы, сопутствующие появлению холловского сопротивления. Вне зависимости от проекции спина, носитель отклоняется магнитным скирмионом в поперечном направлении. Знак соответствующего холловского тока, тем самым, не зависит от спиновой поляризации носителей, но определяется ориентацией скирмиона. Это принципиально отличает рассмотренный механизм от прочих известных механизмов аномального эффекта холла (*skew-scattering*, *side jump*, etc.), в которых появление холловского тока возможно только при условии наличия спиновой поляризации в среде.

[1] Masahiro Nagao, Yeong – Gi So et.al., *Nature Nanotech.*, vol.8:69, 325-328 (2013).

[2] T. Schulz, R. Ritz, A. Bauer et.al., *Nature Physics Letters*, vol.8, 301-304 (2012).

[3] Ye J., Kim Y. B. et.al., *Phys. Rev. Lett.* 83, 3737 (1999).

Особенности электросопротивления полуметаллических ферромагнетиков Co_2MeAl (Me = Ti, V, Cr, Mn, Fe)

Перевозчикова Ю.А.¹, Коуров Н.И.¹, Weber H.W.²,
Марченков В.В.^{1,3,4}

¹ИФМ УрО РАН, 620137, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²Atominstitut, Technical University, 1020 Vienna, Austria

³УрФУ, 620002 Екатеринбург, Россия

⁴International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, 53-421 Wroclaw, Poland

В настоящее время большой интерес представляют полуметаллические ферромагнетики (ПМФ). Главная особенность ПМФ – присутствие в их электронном спектре на уровне Ферми E_F энергетической щели в одной из подполос, отличающихся направлением спинов электронов [1]. Вследствие значительных изменений спектральных параметров в зависимости от температуры и, особенно, при переходе из ферромагнитного в парамагнитное состояние, следует ожидать наличие “целевых” особенностей в удельном электросопротивлении $\rho(T)$. Поэтому, в данной работе рассматривается поведение $\rho(T)$ в широком интервале температур $4 \leq T \leq 900$ К серии сплавов Co_2MeAl , где Me = Ti, V, Cr, Mn, Fe – переходные 3d-элементы. Эти сплавы являются ферромагнетиками с сильно отличающимися друг от друга значениями T_C [2-4]. Все исследованные сплавы упорядочиваются в одинаковой кристаллической структуре типа $L2_1$. Измерения электросопротивления были выполнены с использованием общепринятой 4-х контактной методики на постоянном токе, с коммутацией направления электрического тока через образец. Температурные зависимости электросопротивления ПМФ Co_2MeAl приведены на рис.1. Видно, что сплавы этой серии имеют разное поведение $\rho(T)$.

Представленные в данной работе результаты исследования показывают, что температурные зависимости сопротивления $\rho(T)$ ПМФ в основном определяются особенностями их электронной зонной структуры. Наличие энергетической щели на E_F в подзоне электронов со спинами, направленными вниз (minority), приводит к аномалии на температурной зависимости $\rho(T)$ в виде излома, максимума или минимума вблизи точки Кюри.

При $T \leq T_C$ сопротивление полуметаллических сплавов Co_2MeAl определяется, прежде всего, процессами перестройки электронной зонной структуры вблизи E_F в зависимости от температуры и при переходе из ферромагнитного в парамагнитное состояние.

При $T > T_C$ в исследованных сплавах наблюдается эффект насыщения сопротивления, заключающийся в уменьшении величины положительного ТКС с ростом температуры, или отрицательный ТКС. Высокотемпературные особенности поведения $\rho(T)$ в исследованных ПМФ объясняются при учёте, наряду с упругими, также и неупругими процессами рассеяния электронов проводимости.

Работа выполнена по плановому государственному заданию (тема «Спин») при частичной поддержке Комплексной программы УрО РАН (проект № 15-17-2-12), РФФИ (грант № 15-02-06686) и молодежный грант РФФИ (№ 16-32-00072).

[1] В.Ю.Ирхин, М.И.Кацнельсон. УФН **164**, 705 (1994),

[2] Н.И.Коуров и др., ФТТ **55**, 899 (2013),

[3] T.Kanomata et al., Phys. Rev. B **82**, 144415 (2010),

[4] T.Graf et al., J.Phys.D: Appl.Phys. **42**, 084003 (2009)

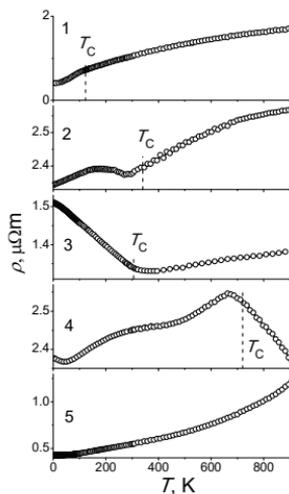


Рис.1. – Электросопротивление ПМФ сплавов Гейслера Co_2MeAl : 1 – Ti, 2 – V, 3 – Cr, 4 – Mn, 5 – Fe.

NM-10

Квантовые точки и квантовые штрихи в системе InSb/InAs(Sb,P) с компенсационно-напряженным матричным слоем

Моисеев К.Д., Романов В.В., Дементьев П.А., Неведомский В.Н., Сокура Л.А., Берт Н.А.

Физико-Технический Институт им.А.Ф.Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Полупроводниковые гетероструктуры на основе квантовых точек (КТ) и квантовых штрихов (КШ) привлекают значительный интерес исследователей в фундаментальной и прикладной физике благодаря их уникальной электронной структуре. Известно, что максимальная энергия оптических переходов в гетероструктурах с КТ лимитируется шириной запрещенной зоны матрицы, в которую они помещены [1,2]. В наногетероструктурах на основе системы InSb/InAs можно использовать многокомпонентные матричные слои, близкие по параметру решетки с подложкой InAs, что отвечает разной ширине запрещенной зоны матрицы. Введение компенсационного слоя позволяет контролировать внутренние упругие напряжения гетероструктуры и управлять формой и размерами осаждаемых нанобъектов.

Наногетероструктуры с КТ и КШ InSb были получены методом МОГФЭ. Осаждение нанобъектов InSb осуществлялось на предварительно наращенном эпитаксиальном слое как бинарного InAs, так и тройного $\text{InAs}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$ и четверного $\text{InAs}_{0.61}\text{Sb}_{0.13}\text{P}_{0.26}$ твердых растворов. Рельеф поверхности образца исследовался с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) Solver P47H и зондовой лаборатории «Ntegra-Aura» производства компании НТ-МДТ (Россия). Проведены электронно-микроскопические исследования структур методом ПЭМ в планарной геометрии и в поперечном сечении, в режимах дифракционного контраста и высокого разрешения.

При эпитаксиальном наращивании методом МОГФЭ поверхностные кинетические процессы, играющие основную роль в формировании КТ/КШ InSb, зависят от качества поверхности данной матрицы [3,4]. Управление скоростью диффузии реагентов по поверхности матрицы In(As,Sb) приводит к изменению размеров штрихов и появлению объектов с малыми размерами.

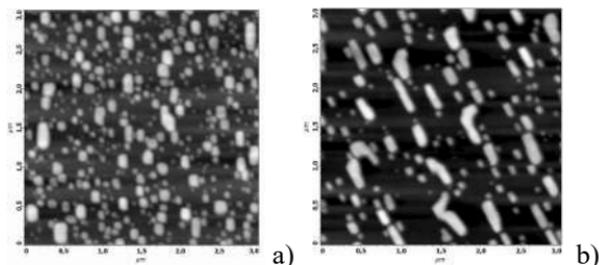


Рис.1. – АСМ изображения нанобъектов InSb, полученных на 3×3 мкм поверхности матрицы InAs (a) и InAsSb (b).

Особенность рабочей поверхности многокомпонентного слоя InAsSb заключается в том, что в кристаллической решетке матрицы помимо общего катиона In появляется общий анион Sb. При этом связь In-Sb слабее связи In-As и увеличивается активность Sb-обогащенных суфрактантов в газовой фазе. Более того, увеличение рассогласования между матричным слоем InAsSbP и подложкой InAs ведет к увеличению внутреннего напряжения (деформации) для гетеросистемы InSb/InAsSbP, что и выражается в трансформации формы квантовых точек от восьмиугольной в основании к прямоугольной.

Работа частично поддержана в рамках проекта РФФИ (14-02-01102а).

[1] Tsatsul'nikov A.F. et. al., *J. Electron. Mat.*, **27**, 414 (1998).

[2] Романов В.В. и др., *ФТП*, **48**, 938 (2014).

[3] Романов В.В. и др., *ФТП*, **47**, 420 (2013).

[4] Романов В.В. и др., *ФТП*, **50**, (2016), в печати.

NM–11

Легирование теллурида кадмия мышьяком в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии

Михайлов Н.Н.^{1,3}, Сизиков П.В.¹, Дворецкий С.А.^{1,2},
Протасов Д.Ю.^{1,3}

¹ФГБУН Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова
СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева 13,

²Национальный исследовательский Томский государственный
университет, 634050, Томск, пр. Ленина 36,

³Новосибирский государственный университет, 630090, Ново-
сибирск, ул. Пирогова 2

Для создания новых материалов фотоэлектроники и изучения новых квантовых явлений в наноструктурах на основе сверхрешеток (СР) CdTe/HgTe и квантовых ям (КЯ) HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te с составами X_{CdTe} близкими к CdTe необходимо проводить легирование CdTe или Cd_xHg_{1-x}Te для обеспечения высокой концентрации 2D носителей в узкозонном материале. Получение высокой концентрации 2D электронов проводится при легировании индием широкозонных спейсеров Cd_xHg_{1-x}Te. Получение дырочной проводимости при легировании As в процессе роста требует дополнительной термической активации при высоких температурах.

Слои теллурида кадмия выращивались на подложках ZnTe/GaAs(310) в СВВ установке молекулярно-лучевой эпитаксии «Обь-М». В качестве источников молекулярных потоков использовались эффузионные ячейки с элементарными Cd и Te.

Легирование мышьяком проводилось двухатомными молекулами мышьяка из двухзонного источника с зонами испарения и крекинга. Величина потока молекул As₄ определялась температурой зоны испарения. При температуре зоны крекинга 850⁰C степень диссоциации молекул As₄ близка к 100%, что обеспечивает в потоке молекулы As₂.

При температуре роста слоев CdTe 290⁰C наблюдалось умень-

шение на два порядка удельного сопротивления легированных мышьяком слоев CdTe до 5×10^5 Ом×см по сравнению с нелегированными слоями CdTe, что в хорошем соответствии с результатами [1], и свидетельствует о низкой концентрации встроенного мышьяка..

При понижении температуры роста увеличивается коэффициент встраивания мышьяка, однако кристаллическое совершенство слоев CdTe будет ухудшаться. Для определения минимальной температуры роста слоев CdTe высокого качества процесс проводился в присутствии постоянного потока мышьяка со ступенчатым понижением температуры с *in situ* эллипсометрическим контролем. Ступенчатое изменение эллипсометрических параметров дельта и пси соответствует ступенчатому понижению температуры роста, их постоянство на ступеньках о стабильности роста слоя и кристаллического совершенства CdTe. При понижении температуры роста до 260°C наблюдается увеличение дельта в соответствии с падением температуры роста. Последующее падение этого параметра при понижении температуры до 220°C связано с развитием рельефа поверхности.

Для получения р-типа легированного мышьяком CdTe без последующего активационного отжига был использован метод планарного легирования [2]. Суть метода заключается в периодическом замещении потока теллура на поток мышьяка при постоянном потоке Cd. В пленке, выращенной со скоростью роста 0,2 мкм/ч, соотношением потоков $J_{Te} / J_{Cd} = 1/5$, температуре роста 200°C и потоком мышьяка с давлением в источнике 10^{-2} Па получаем послеростовой материал р-типа проводимости с концентрацией $2,0 \times 10^{16}$ см⁻³. Увеличение потока кадмия на порядок позволяет увеличить концентрацию дырок до $9,4 \times 10^{16}$ см⁻³.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проекты № 15-52-16017 и № 15-52-16008)

[1] H. Lugauer et al., *J. Cryst. Growth.*, **161**, 630 (1996).

[2] Wijewarnasuriya et al., *J. Cryst. Growth.*, **175**, 647 (1997).

Фотонно-усиленная термоэлектронная эмиссия из *p*-GaAs со слоями цезия

Журавлев А.Г.^{1,2}, Альперович В.Л.^{1,2}

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

²НГУ, 630090, Новосибирск, Пирогова 2

Фотонно-усиленная термоэлектронная эмиссия (photon-enhanced thermionic emission, PETE) из полупроводников с положительным электронным сродством состоит в эмиссии электронов, рожденных светом в зоне проводимости ниже уровня вакуума и получивших недостающую для эмиссии энергию от нагретой решетки, за счет поглощения фононов. В [1] предложено использовать PETE для повышения эффективности преобразователей солнечной энергии. Для реализации этого предложения необходима стабильная при повышенных температурах поверхность полупроводника с высокой (близкой к 100%) вероятностью выхода электронов в вакуум. В [2] явление PETE изучено в системе Cs/*p*-GaAs, при Cs-индуцированном снижении эффективного сродства до $\chi^* \sim 0.1-0.5$ эВ. При комнатной температуре в системе Cs/GaAs наблюдается релаксационная кинетика поверхностного изгиба зон и сродства, обусловленная, предположительно, диффузией и аккомодацией адатомов цезия, а вероятность выхода электронов в вакуум оказалась существенно меньше 100%. В данной работе с помощью спектроскопии квантового выхода фотоэмиссии получено спектральное доказательство PETE. Показано, что при нагреве даже до относительно небольших температур ($T \sim 100^\circ\text{C}$) происходят необратимые изменения электронных свойств поверхности Cs/GaAs, а ожидаемая температурная зависимость PETE осложняется увеличением χ^* , обусловленным релаксацией изгиба зон.

[1] J.W. Schwede, et al., *Nat. Mater.* **9**, 762 (2010).

[2] A.G. Zhuravlev, et al., *Appl. Phys. Lett.* **105**, 251602 (2014).

NM-13

Coexistence Eu^{2+} and Eu^{3+} luminescence and position of the Fermi level in dielectrics

Grinberg M.

Institute of Experimental Physics, Gdańsk University, Wita Stwosza 57, 80, 952 Gdańsk, Poland

Depending on the treatment the one deals with Eu^{2+} , Eu^{3+} or with both Eu^{3+} and Eu^{2+} luminescence. The coexistence of Eu^{2+} and Eu^{3+} luminescence in the same materials have been observed in oxyfluoride glass ceramics, borates and fluorides. In both glassy and crystalline materials Eu replaces the divalent lattice ions and Eu^{2+} is achieved from the reduction of Eu^{3+} to Eu^{2+} . This lecture reports on the research on temperature and pressure dependence of the luminescence of the materials doped Eu. We focus on LiMgPO_4 , $\text{Ba}_2\text{K}(\text{PO}_3)_5$, $\beta\text{-Ca}_2\text{SiO}_4$ and $\text{Ca}_3\text{Y}_2(\text{SiO}_4)_3$ doped with Eu^{3+} and Eu^{2+} . Effects of temperature and pressure on the combined Eu^{2+} and Eu^{3+} luminescence and luminescence kinetics is presented and discussed.

Under excitation with near UV light, the luminescence above phosphors is a superposition of broad band(s) in the spectral region of UV – Vis for LiMgPO_4 and Vis for $\beta\text{-Ca}_2\text{SiO}_4$, related to the luminescence of Eu^{2+} ions and several sharp lines between 580 and 710 nm region, ascribed to the ${}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_J$ ($J = 0, 1, 2, 3$ and 4) transitions in Eu^{3+} . In the case of LiMgPO_4 and $\text{Ba}_2\text{K}(\text{PO}_3)_5$, intensity of the Eu^{2+} emission increases with increasing temperature. This is different behaviour than observed in the case of $\beta\text{-Ca}_2\text{SiO}_4:\text{Eu}^{2+}/\text{Eu}^{3+}$ where the $\text{Eu}^{2+}/\text{Eu}^{3+}$ intensity ratio has been temperature independent [1]. To explain this effect we considered that in phosphor containing europium in the Eu^{3+} and Eu^{2+} states the lowest state of europium is ground state of the Eu^{3+} - the ${}^7\text{F}_0$ state and the ground state of the Eu^{2+} - the ${}^8\text{S}_{7/2}$ is one of the excited states of the system, [2]. The different temperature behaviour of the Eu emission in the investigated phosphors was related to different compensation mechanisms. The short distance compensation of the Eu^{3+} in the

Ca^{2+} sites in $\beta\text{-Ca}_2\text{SiO}_4\text{:Eu}^{2+}/\text{Eu}^{3+}$, [1] and the long distance compensation of Eu^{3+} in the Mg^{2+} or Li^+ sites and Eu^{2+} in Li^+ sites in $\text{LiMgPO}_4\text{:Eu}^{2+}/\text{Eu}^{3+}$. In the first case we have either Eu^{2+} or the Eu^{3+} accompanied with compensation defect. In the second case the charge state of europium ion depends on the distance from the compensation defect and temperature. The importance of the energy of the Fermi level and nature of compensation is also discusses.

[1] A. Baran, J. Barzowska, M. Grinberg, S. Mahlik, K. Szczodrowski, *Opt. Matter.* 35 (2013) 2107

[2] P. Dorenbos., *Chemical Matter.* 17 (2005) 6452

NM-14

Особенности намагничивания магнитных наноостровковых систем

Пудонин Ф.А., Ковалева Н.Н., Багдинов А.В., Горбачев А.А.,
Шерстнев И.А.

ФИАН, 119991, Москва, Ленинский проспект, 53

В настоящее время изучение магнитных явлений в различного типа наноструктурах является одним из приоритетных направлений как фундаментальных так и прикладных исследований физики твердого тела. В настоящем сообщении приводятся результаты исследований магнитных явлений в многослойных системах, состоящих из периодически чередующихся наностровковых слоев различных по свойствам магнитных материалов типа $(\text{FeNi-Co})_N$.

Ранее [1] были предложены наностровковые многослойные структуры с эффективными толщинами слоев не более 1 нм. Эти островковые структуры способны реагировать на сверхслабые изменения магнитного поля (до 10^{-11}T и менее). Магнитная структура и физические причины, ответственные за высокую чувствительность этих структур к сверхслабым магнитным полям пока не выяснены. Так, в [2] было предположено, что в островковых магнитных слоях могут образовываться супервихри, намагниченность которых сосредотачивалась не в отдельных наностровах, а распределена по некоторому множеству островов. Наличие в таких островковых системах однонаправленной анизотропии ассоциировалось с корами таких супервихрей.

Для подтверждения существования супервихрей была измерена намагниченность островковых слоев FeNi на СКВИД-магнетометре в плоскости $H \parallel$ и перпендикулярно $H \perp$ поверхности образцов. Островковые слои FeNi с эффективными толщинами d от 0.6 до 3.0 нм наносились RF-распылением на подложку ситала. В данных структурах экспериментально определялась критическая толщина d^* , при которой возникал перколяционный порог –

$d^* \sim 1.8$ нм. Для толщин слоев FeNi $d < d^* \sim 1.8$ нм в магнитном поле $H \perp$ была обнаружена полярная намагниченность M_p , которая при $d > d^*$ значительно уменьшается. В тоже время в плоскости образцов, наоборот, при $d < d^*$ намагниченность практически отсутствовала и начинала существенно возрастать при $d > d^*$. Мы полагаем, что M_p в слоях FeNi для $d < d^*$ можно соотнести к корам супервихрей. Полученные данные косвенно подтверждают возможность существования в островковых системах супервихрей. Особенно интересным является наблюдение сильного диамагнитного отклика островковых слоев в области перколяционного порога, а также аномально большой по величине полярной намагниченности. В докладе будет проведено обсуждение полученных результатов.

В докладе также будет обсуждаться концепция плоских (двумерных) спиновых пружин в многослойных островковых системах. Спиновые пружины в островковых слоях возникают при перекрытии наноостровов различных слоев в области контакта «мягкого» острова и более «жесткого» острова. При этом спиновая пружина чем-то подобна «короткой» по длине доменной стенке. Поскольку такие магнетики, как FeNi и Co по «жесткости» отличаются не сильно, то спиновые пружины будут проявляться в основном лишь в слабых магнитных полях. Мы полагаем, что именно спиновые пружины могут способствовать возникновению добавочного магнитосопротивления в островковых системах в слабых магнитных полях, т.е. отвечать за высокую чувствительность при комнатной температуре островковых систем к сверхслабым изменениям магнитного поля.

[1] А.П.Болтаев, Ф.А.Пудонин, И.А.Шерстнев, ФТТ, 53(5), с.892, (2011)

[2] A.P.Boltaev, F.A. Pudonin, I.A.Sherstnev, Appl. Phys. Lett., 102, 142404 (2013).

NM-15

Measurement of Nephelauxetic Effect in Nanosized ZnAl₂O₄ Applying Chromium Ions

Dereń P.J., Gaĝor A., Walerczyk. W., Stefańska D., Miniajłuk N., Bondzior B., Watras A., Lemański K.

Institute of Low Temperature and Structure Research, PAS, 50-422 Wrocław, Poland

ZnAl₂O₄ is known as the wide band gap semiconductor. Doped with transition metal ions exhibits luminescence and catalytic properties. In a crystal net the 3d electrons of Cr³⁺ take part in bonds with ligands and spread out of the nucleus. As a result the electrostatic repulsion between these electrons are weaker and therefore the inter-electronic repulsion Racah parameter B decreases. Jorgensen [1] proposed simple and useful phenomenological description of this effect:

$$B = \beta B_0 \quad (1)$$

where B₀ is the Racah parameter of the free ion and $\beta = 1 - kh$ (k refers to the central ion and h to ligands) is a nephelauxetic reduction parameter.

There are papers dedicated to the nephelauxetic effect observed due to the external high pressure applied to the crystal [2]. When external pressure is applied the metal to ligand - distance decreases thus increases the overlap of orbitals changing the covalency of the bonds.

Here we show the results of our ob-

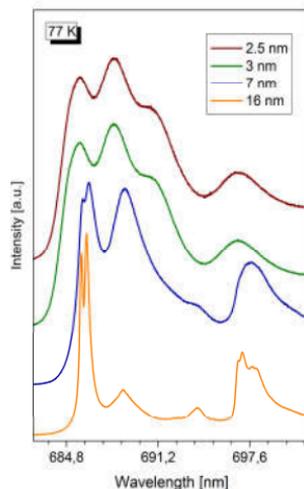


Fig.1. – Emission Spectra of ZnAl₂O₄: Cr³⁺ in function of the crystallite size.

ervation of the nephelauxetic effect in one compound in normal conditions without applying the high external pressure. The nephelauxetic effect arises from the size effect. To our knowledge it is the first report, where the nephelauxetic effect was assigned to the size of nanocrystallites.

ZnAl₂O₄ doped with Cr³⁺ was chosen for investigations. ZnAl₂O₄: Cr³⁺ monocrystal was already investigated at sixties of the 20th century [3], detailed study of so called N lines was published by Mikenda et al.[4], recently spectroscopic properties of ZnAl₂O₄: Cr³⁺ 80 - 90 nanopowder were published [5]. This article describes for the first time (to the best of our knowledge) the spectroscopic properties of ZnAl₂O₄: Cr³⁺ nanocrystals which diameter changes from 2 to 16 nm. The samples were synthesized by the hydrothermal method. Chromium ions occupy the aluminum positions. The site symmetry depends on the crystallite size. The bigger nanocrystals have higher crystal symmetry than the smaller ones.

[1] C.K. Jorgensen, *In Progress in Inorganic Chemistry*; Cotton, F. A., Ed.; Interscience Publishers: New York, London, (1962).

[2] A. Suchocki, S. Biernacki, M. Grinberg, **125**, 266 *J. Lumin.* (2007).

[3] D. Wood, G. Imbusch, R. M. Macfarlane, P. Kisliuk, D.M. Larkin, *J. Chem. Phys.*, **48**, 5255 (1968).

[4] W. Mikenda, A. Preisinger, *J. Lumin.*, **26**, 53 (1981).

[5] H. Luc, T.K. Nguyen, V. M. Nguyen, A. Suchocki, A. A. Kaminska, V.K. Le., V.H. Nguyen. *Acta Phys. Pol. A* **104**, 581 (2003).

NM-16

Магнитосопротивление в полупроводниках с орбитально-зарядовым упорядочением

Аплеснин С.С.^{1,2}, Королев В.В.², Кретинин В.В.², Ситников М.Н.²

¹*Институт физики им. Л.В. Киренского, 660036, Красноярск, Академгородок*

²*Сибирский государственный аэрокосмический университет им. М. Ф. Решетнева, Россия, 660014, г. Красноярск, пр. «Красноярский рабочий», 31*

Магнитосопротивление в парамагнитной области может быть обусловлено конкуренцией вырожденных орбитальных состояний электрона и сильных электронных корреляций. В сульфидах марганца индуцировать вырожденные электронные состояния можно в результате электронного допирования [1]. В результате сильных электронных корреляций снимается трехкратное вырождение t_{2g} -орбиталей, что приводит к неоднородному распределению электронной плотности в решетке с дополнительным вкладом в g -фактор от орбитального магнитного момента.

Цель данной работы выяснить механизм влияния магнитного поля на транспортные свойства полупроводников $Tm_xMn_{1-x}S$. Измерение сопротивления проведено четырехзондовым методом без магнитного поля и в магнитном поле до 12 кЭ, направленном перпендикулярно направлению тока для трех составов с $x=0.05$, 1 и 0.15 в области температур $80\text{ K} < 400\text{ K}$. Для составов $x=0.05$, 0.15 в узком интервале температур наблюдается минимум в температурной зависимости сопротивления с изменением величины на порядок при температурах 132 К и 165 К. В магнитном поле 8 кЭ сопротивление возрастает в два раза при $T=220\text{ K}$ и не зависит от магнитного поля выше 370 К для состава с $x=0.05$. В твердом растворе $Tm_{0.15}Mn_{0.85}S$ в области низких температур сопротивление увеличивается в магнитном поле при переходе в магнитоупорядоченное состояние и достигает максимума $(\rho(H)-\rho(0))/\rho(0) = 0.4$ при

$T=110$ К. При достижении температуры 170 К магнитосопротивление меняет знак и уменьшается в магнитном поле на 24% выше комнатной температуры и исчезает выше 350 К. Проведены измерения электросопротивления от магнитного поля до 12 кЭ при фиксированных температурах. Изменение сопротивления в магнитном поле достигает 10-15 %.

Из импедансной спектроскопии в интервале частот 0.1-1000 кГц и температур 80-400 К найден вклад в сопротивление от неоднородных электронных состояний. Активное сопротивление на порядок меньше реактивного и качественно отличаются по температурной зависимости, активное сопротивление скачком возрастает на порядок в окрестности магнитного фазового перехода 136 К и выше 300 К резко увеличивается с ростом температуры на всех частотах для состава с $x=0.15$. Реактивное сопротивление уменьшается на 10% и при нагревании имеет полупроводниковую зависимость от температуры. Реактивное сопротивление описывается степенной функцией от частоты $X=1/\omega C$, где C - величина емкости порядка 1нФ и активное сопротивление $R=A/\omega^n$, где n уменьшается от 2 при $T=80$ К до $n=1.5$ при $T=350$ К. В магнитном поле исчезает скачок в импедансе, активное сопротивление уменьшается в два раза в области низких температур. Частотные зависимости активного сопротивления качественно отличаются при $\omega > 5$ кГц и низких $\omega < 0.5$ кГц частот в магнитном поле. Для состава с $x=0.1$ скачок в импедансе наблюдается при $T=120$ К. Активное сопротивление при нагревании проходит через максимум при $T=168$ К и плавно уменьшается. Относительное изменение импеданса в магнитном поле порядка 1%, а реальная часть сопротивления изменяется в несколько раз при температурах меньших 180 К.

Работа поддержана грантами РФФИ № 16-02-00071, № 15-42-04099 р_сибирь_a и Государственного задания №114090470016.

[1] С.С. Аплеснин, М.Н. Ситников, Письма в ЖЭТФ, **100**, 104 (2014).

NM-17

Термоэлектрические свойства, эффект Шубникова - де Гааза и подвижности носителей заряда в теллуридах и селенидах висмута-сурьмы и нанокompозитах на их основе

Кульбачинский В.А.¹, Кытин В.Г.¹, Кудряшов А.А.¹, Лунин Р.А.¹
Banerjee A.²

¹МГУ им. М.В. Ломоносова, 119992, Москва, Ленинские горы

²Department of Physics, University of Calcutta, 92 A P C Road, Kolkata 700009, India

В данной работе представлены результаты исследования эффекта Шубникова – де Гааза (ШдГ) и термоэлектрических свойств монокристаллов $n\text{-Bi}_{2-x}\text{Tl}_x\text{Se}_3$ и $p\text{-Sb}_{2-x}\text{Tl}_x\text{Te}_3$. По Фурье-спектрам осцилляций рассчитаны подвижности носителей заряда и их изменение при легировании таллием. Установлено, что таллий оказывает акцепторное действие в $n\text{-Bi}_{2-x}\text{Tl}_x\text{Se}_3$ и увеличивает подвижность электронов, в то время как в $p\text{-Sb}_{2-x}\text{Tl}_x\text{Te}_3$ и концентрация дырок и их подвижность уменьшается при легировании Тl. В качестве примера на рис. 1 приведены осцилляции магнетосопротивления и их Фурье спектры для $n\text{-Bi}_{2-x}\text{Tl}_x\text{Se}_3$. Обсуждается изменение дефектности кристаллов, которое и приводит к этим эффектам.

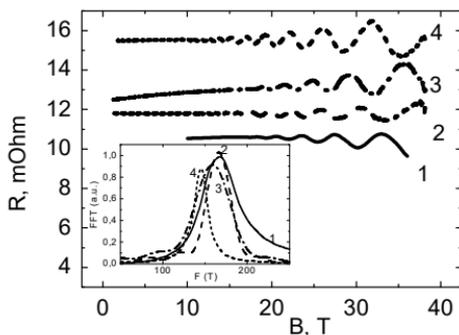


Рис.1. – Осцилляции ШдГ и их Фурье-спектры у $n\text{-Bi}_{2-x}\text{Tl}_x\text{Se}_3$; величина x : 1-0; 2-0.01; 3-0.02; 4-0.04

Кроме этого исследованы наноструктурированные твёрдые растворы $\text{Sb}_2\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x$ ($0 < x < 1$), полученные методом высокотемпературного спекания из компонент чистоты 99.999% в соответствующих выбранному составу пропорциях. Рентгенофазовый анализ показал однофазность и поликристалличность полученных образцов. Размер наночастиц полученного материала составлял от 13 до 46 нм. Se является изовалентной примесью по отношению к Te, однако его металлический радиус существенно меньше (0.142 и 0.100 нм, соответственно), поэтому размер элементарной ячейки уменьшался с роспом x . При увеличении содержания Se в тройном соединении $\text{Sb}_2\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x$ концентрация дырок, определённая из эффекта Холла уменьшается. При этом наблюдается уменьшение коэффициента Зеебека, что является нетипичным для полупроводниковых соединений, но коррелирует со свойствами кристаллических твёрдых растворов $\text{Sb}_2\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x$, исследованных ранее [1]. Концентрация дырок, определённая из эффекта Холла в наноструктурированных образцах заметно меньше концентрации дырок в кристаллических образцах $\text{Sb}_2\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x$, что указывает на локализацию части носителей заряда из-за разупорядоченности.

Предложена теоретическая модель, описывающая одновременно изменение коэффициента Зеебека, коэффициента Холла и электропроводности в зависимости от содержания селена x . Проведённые расчеты показывают, что для одновременного количественного описания термоэлектрических и гальваномагнитных свойств исследованных наноструктурированных материалов необходимо учитывать как изменение зонной структуры $\text{Sb}_2\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x$, наблюдавшееся в работе [1] в этих материалах, так и локализацию части дырок.

Работа поддержана РФФИ, грант ИНД-а 15-52-45037, DST Ref. no.: INT/RUS/RFBR/P-183

[1] *V.A. Kulbachinskii, Z.M. Dashevskii, M. Inoe, et.al., Phys. Rev. B, 52, 10915 – 10922 (1995).*

NM-18

Electronic polymers and soft-matter-like physics in underdoped cuprates

Caprara S.^{1,2,3}, Capati M.^{1,2}, Di Castro C.^{1,2,3}, Grilli M.^{1,2,3},
Lorenzana J.^{1,2}, Seibold G.⁴

¹*Dipartimento di Fisica, Università di Roma Sapienza, Piazzale Aldo Moro 5, I-00185 Roma, Italy.*

²*ISC-CNR, Via dei Taurini 19, I-00185 Roma, Italy.*

³*CNISM Unità di Roma Sapienza, Piazzale Aldo Moro 5, I-00185 Roma, Italy.*

⁴*Institut für Physik, BTU Cottbus—Senftenberg, PO Box 101344, 03013 Cottbus, Germany*

Empirical evidence in heavy-fermion materials, pnictides, and other systems suggests that unconventional superconductivity appears associated to some form of electronic order in real space. For the high- T_c superconducting cuprates, despite several proposals, the emergence of order in the phase diagram between the commensurate antiferromagnetic state, occurring at zero and very low doping, and the superconducting state, that establishes within a dome-shaped region of the phase diagram around optimal doping, is as yet not well understood. According to our proposal [1], in this regime doped holes assemble in *electronic polymers* sustaining a vortex and an antivortex of the antiferromagnetic background at the two-end points. Within a Monte Carlo study, we find that in clean systems, when the temperature is lowered, the polymer melt condenses first in a smectic state and then in a Wigner crystal, both with the addition of inversion symmetry breaking, being therefore labeled as ferro- phases (ferrosmectic and ferrocrystal). Disorder blurs the positional order leaving a robust inversion symmetry breaking and a ferronematic order, accompanied by vector chiral spin order, and with the persistence of a thermodynamic transition towards the polymer melt with increasing the temperature (see Fig. 1). Such electronic phases, whose properties are reminiscent of soft-matter physics, produce charge

and spin responses in good agreement with experiments [2,3].

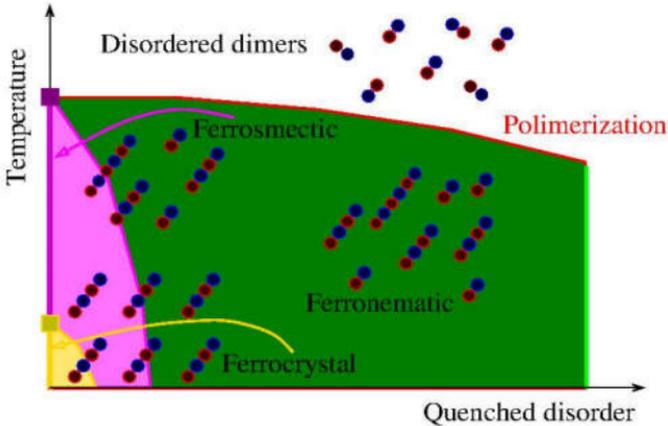


Fig. 1 – Sketchy phase diagram in the Temperature vs. Quenched disorder plane, illustrating the various ordered phases resulting from the polymerization of dimers of vortices (red circles) and antivortices (blue circles) of the antiferromagnetic background, associated with doped holes in underdoped cuprates. The disordered dimers undergo a polymerization process at temperatures below the red line. The polymers order in phase reminiscent of soft-matter physics, and all the ordered phases break inversion symmetry, being therefore labeled as ferro-phases. A sharp transition to the ferrosmectic and ferrocrystal phases only exists in the absence of disorder (magenta and yellow boxes, respectively). In the presence of disorder, these phases survive as short-range-ordered phases, crossing over to a robust ferro-nematic phase, represented by the green area. The crossover regions for the ferrosmectic and ferrocrystal short-range-ordered phases are the light-magenta and light-yellow shaded areas, respectively.

[1]M. Capati, S. Caprara, C. Di Castro, M. Grilli, G. Seibold, and J. Lorenzana, *Nat. Commun.* **6**, 7691 (2015).

[2]M. Matsuda, et al., *Phys. Rev. B* **65**, 134515 (2002).

[3]G. Drachuck, et al., *Nat. Commun.* **5**, 3390 (2014).

NM-19

Аномальная температурная зависимость верхнего критического поля в электронно- легированных сверхпроводниках на границе антиферромагнетик-сверхпроводник

**Петухов Д.С.¹, Чарикова Т.Б.¹, Шелушнина Н.Г.¹, Харус Г.И.¹,
Петухова О.Е.¹, Иванов А.А.²**

¹*ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18*

²*Национальный исследовательский ядерный университет
"МИФИ", 115409, г. Москва, Каширское ш., 31*

В настоящее время ряд исследований указывает на то, что причиной спаривания носителей в купратах является их обмен антиферромагнитными спиновыми флуктуациями, а не фононами [1]. Фазовая диаграмма купратного электронно-легированного соединения $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ [2] показывает, что в недолегированной области $x=0.14$ сосуществует как сверхпроводимость, так и антиферромагнитный порядок. Изучение этой области легирования, в частности, взаимовлияние вихревой и зарядовой подсистем, представляет большой интерес.

Обычные сверхпроводники 2 рода имеют температурную зависимость верхнего критического поля $H_{c2}(T)$, которая количественно описывается классической теорией Вертхамера-Гельфанда-Хоэнберга (ВНН) [3].

Для высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) зависимость $H_{c2}(T)$ имеет качественно иной вид, чем в обычных сверхпроводниках. Так для дырочно-легированных ВТСП наблюдается положительной наклон верхнего критического поля и отсутствие насыщения величины H_{c2} при приближении к низким температурам [4]. Для электронно-легированных ВТСП также характерно аномальное поведение верхнего критического поля от температуры. Для соединения $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ наблюдается положительная

кривизна $H_{c2}(T)$ вблизи критической температуры и насыщение при $T \rightarrow 0$ К [4].

Для анализа зависимостей верхнего критического поля от температуры привлекались различные теоретические модели, которые могли дать качественное описание поведения $H_{c2}(T)$. В рамках модели многозонных примесных сверхпроводниках, которая рассмотрена в работе Гуревича [5], был проведен теоретический анализ температурной зависимости верхнего критического поля. Было установлено [5], что на форму зависимости $H_{c2}(T)$ существенно влияет отношение коэффициентов диффузии носителей в разных зонах и наличие взаимодействия между зонами.

В настоящее время также имеются экспериментальные свидетельства сосуществования электронов и дырок в нормальном состоянии электронных купратных сверхпроводников [6].

В данной работе были проанализированы экспериментальные температурные зависимости верхнего критического поля для электронно-легированного сверхпроводника $\text{Nd}_{1.86}\text{Ce}_{0.14}\text{CuO}_4$ (область перехода антиферромагнетик-сверхпроводник) в рамках двухзонной модели примесного сверхпроводника и было показано, что учет двух типов носителей в процессе переноса заряда в данном соединении позволил качественно и количественно описать температурную зависимость верхнего критического поля.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» № 01201463326 при частичной финансовой поддержке программы фундаментальных исследований УрО РАН (грант № 15-8-2-6) и РФФИ (грант № 15-02-02270).

[1] S. Dal Conte et al., *Nature Phys.* 11, 421 (2015)

[2] T. Tohyama, *Journal of Applied Physics*, 51, 010004 (2012)

[3] N.R. Werthamer et al., *Phys. Rev.*, 147, 295 (1966)

[4] T. B. Charikova et al *Solid State Phenomen.*, 233, 729 (2015)

[5] A. Gurevich, *Phys.Rev.B*, 67, 184515 (2003)

[6] N. P. Armitage et al., *Phys.Rev.Lett.*, 88, 257001 (2002)

NM-20

Эффекты усиления магнетизма сплава Fe-V-Al при малой вариации содержания непереходного элемента в стехиометрическом составе

Говоркова Т.Е., Усик А.Ю., Лончаков А.Т., Окулов В.И.,
Марченков В.В., Подгорных С.М., Бобин С.Б., Дерюшкин В.В.

ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

В работе представлены результаты исследования намагниченности сплавов $Fe_{2+x}V_{1-x}Al$ с составами, близкими к стехиометрии (Fe_2VAl). Объекты исследования - образцы двух составов с обеднением и обогащением по алюминию $Fe_{2.21}V_{0.92}Al_{0.87}$ (1) и $Fe_{1.99}V_{0.89}Al_{1.12}$ (2). Элементный анализ проводился с помощью растрового электронного микроскопа FEI Company Inspect F, оснащенного EDAX спектрометром. Рентгеноструктурный анализ подтвердил присутствие во всех образцах структуры $L2_1$.

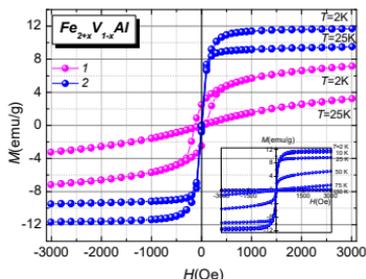


Рис.1. – Намагниченность сплавов $Fe_{2.21}V_{0.92}Al_{0.87}$ (1) и $Fe_{1.99}V_{0.89}Al_{1.12}$ (2).

Исследования намагниченности проведены на СКВИД-магнетометре (Quantum Design Co.) в интервале температур (2-300) К в магнитных полях до 3 кОе. На полевых зависимостях $M(H)$ (рис.1) наблюдается магнитный переход в ферромагнитное состояние в интервале $T_C = (10-25)$ К для образца (1) и $T_C = (50-75)$ К для образца (2). Более сильный спонтанный магнетизм проявляет образец (2), обогащенный по Al.

T_C для этого образца в 4 раза превышает температуру магнитного перехода для образца (1). Значительно отличаются спонтанные магнитные моменты Fe ($\mu_s(1) = 0.1 \mu_B/Fe$ и $\mu_s(2) = 0.18 \mu_B/Fe$).

Анализируя магнитное состояние исследуемых сплавов можно сделать следующий вывод: в обогащенном по Al образце $\text{Fe}_{1.99}\text{V}_{0.89}\text{Al}_{1.12}$ (2) механизм обменного взаимодействия между электронами переходных элементов через электроны проводимости, вносимые избыточным Al, усиливается, что приводит к ферромагнитному упорядочению при значительно более высоких температурах ($T_C > 50$ К), чем в образце $\text{Fe}_{2.21}\text{V}_{0.92}\text{Al}_{0.87}$ (1).

Результаты, полученные нами при исследовании влияния нестехиометрии по Al на магнитное состояние сплавов $\text{Fe}_{2+x}\text{V}_{1-x}\text{Al}$, согласуются с экспериментальными данными по гальваномагнитным свойствам сплавов других составов [1]. В частности, для образца с избыточным Al обнаружены аномалии, связанные с проявлением более сильного спонтанного магнетизма. На зависимости $\rho(T)$ наблюдается максимум вблизи температуры магнитного перехода ($T_{max} \sim 58$ К). Также на этом образце наблюдается заметный аномальный эффект Холла, свидетельствующий о наличии спиновой поляризации носителей тока.

В итоге проведенных исследований установлено, что замещение позиций V атомами Al в сплавах $\text{Fe}_{2+x}\text{V}_{1-x}\text{Al}$ приводит к более резкому увеличению T_C , чем в случае традиционного замещения позиций V атомами Fe. Таким образом, атомы непереходных элементов могут усиливать те свойства, которые обусловлены переходными элементами. Для объяснения этого эффекта основное значение имеет наличие у данных кристаллов особенностей в плотности состояний, заполнение которых дополнительными электронами приводит к усилению обменного взаимодействия, определяющего величину и поведение спонтанной намагниченности.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Электрон», № 01201463326) при частичной поддержке РФФИ (проект № 14-02-01238) и программы фундаментальных исследований УрО РАН (проект № 15-17-2-32).

[1] А.Т. Лончаков и др., *ЕТН*, 10, 72 (2015).

NM-21

Магнитные нанокompозиты на основе полимеров

Аронзон Б.А.^{1,2}, Вдовиченко А.Ю.¹, Стрельцов Д.Р.^{1,3},
Озерин С.А.^{1,3}, Чвалун С.Н.¹

¹НИЦ «Курчатовский институт» 123172, Москва,
пл. академика Курчатова 1

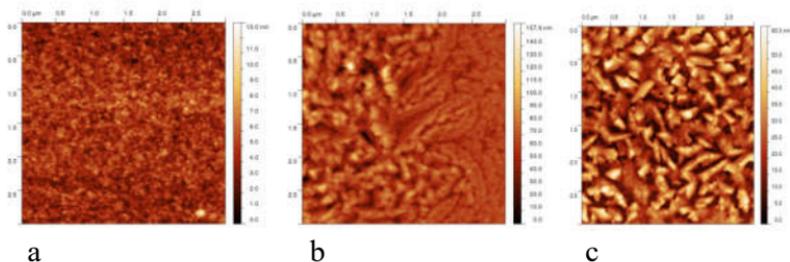
²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991,
Москва, Ленинский пр. 53

³Институт синтетических полимерных материалов им. Н.С.
Ениколопова РАН, 117393, Москва, Профсоюзная ул. 70.

Нанокompозиты, состоящие из полимерной матрицы с наночастицами металла, отличаются от нанокompозитов с неорганической, твердотельной матрицей целым рядом особенностей, которые оказываются привлекательными с прикладной точки зрения. Они гибки, пластичны и биосовместимы. Кроме того нанокompозиты на основе эластомерных матриц, наполненных микрочастицами низкокоэрцитивного магнетика демонстрируют недавно обнаруженный эффект магнитоиндуцированной пластичности.

В данном докладе будут обсуждаться, в основном, электрофизические свойства нанокompозитов на основе поли-пара-ксилилена с наночастицами никеля и их связь со структурой материала. Первое, что обращает на себя внимание, это очень низкие пороги перколяционного перехода (8-10% металла). Связано это с тем, что сама структура материала сильно меняется с ростом концентрации металлических частиц, которые влияют на процессы полимеризации и кристаллизации полимера в ходе синтеза. Это хорошо демонстрируется на рис.1, на котором представлены АСМ изображения тонких пленок нанокompозита с различным содержанием никеля. При малых концентрациях(5%) наночастиц металла они равномерно распределены по объему полимера и их размер составляет ≈ 4 нм, при возрастании этой концентрации до 7%, начинает образовываться дендритная структура, а при концентрации

металла 9% эта структура занимает весь объем образца и размер частиц достигает 8-10 нм. Именно в этот момент наблюдается перколяционный переход.



*Рис. 1. – АСМ-изображения тонких пленок нанокомпозитов поли-*n*-ксилилен – никель с концентрацией металла 5 (а), 7 (b) и 9 vol. % (с), толщина пленок ~300 нм). Размер изображений: 3х3 мкм*

Структура материала при этом может быть описана моделью полимерных глобул, окруженных наночастицами металла на их поверхности, модель ядро – оболочка,. В рамках этой модели могут быть получены подобные значения порога перколяции. Сходные результаты получены на серебро-содержащих композитах.

Дальнейшее увеличение концентрации металла до 30% приводит к дальнейшему росту размера металлических частиц, и структура материала начинает представлять собой отдельные металлические гранулы окруженные пленкой полимера. При этом нанокомпозит проявляет ферромагнитные свойства с коэрцитивной силой до 100 Э, заметным аномальным эффектом Холла и магнетосопротивлением.

Отдельное внимание будет обращено на свойства магнитных эластомеров и их необычные свойства, связанные с эффектом памяти формы.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 15-29-01267.

NM–22

Циркулярно-поляризованная электролюминесценция спиновых светоизлучающих диодов с инжектором вида (A₃Mn)B₅

Ведь М.В.^{1,2}, Дорохин М.В.², Малышева Е.И.², Здоровейщев А.В.²

¹Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, физический факультет, пр. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950

²НИФТИ Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950

Структуры на основе магнитных полупроводников находят применение в современной электронике и оптоэлектронике как элементы новых приборов на спин-поляризованных носителях [1]. Одним из распространённых видов инжектора является слой ферромагнитного полупроводника GaMnAs. Основными преимуществами указанного материала являются высокая совместимость со светоизлучающими диодами на основе GaAs, а также сравнительная простота технологии. Недостатками инжектора GaMnAs являются сравнительно низкие значения температуры Кюри, а также дырочная проводимость, обуславливающая функционирование приборов за счёт спин-поляризованных дырок. В работе [2] была предложена конструкция ССИД, основанная на межзонном туннелировании электронов из валентной зоны GaMnAs в зону GaAs – диод Зеннера в структуре с квантовой ямой (КЯ) Al_xGa_{1-x}As/GaAs. Использование инжекции электронов в подобной системе позволяет уменьшить потери на спиновое рассеяние и повысить степень циркулярной поляризации при одинаковых условиях эксперимента.

В настоящей работе продемонстрирована возможность инжекции спин-поляризованных электронов в диоде с туннельным барьером.

ером $\text{GaMnB}^5/\text{n}^{++}\text{GaAs}$. Отличием от известных работ является использование метода газофазной эпитаксии из металлорганических соединений (ГФЭ МОС) и лазерного распыления для формирования структуры ССИД, а также изготовление гетероструктуры $\text{GaMnB}^5/\text{n}^{++}\text{GaAs}/\text{InGaAs}$ с квантовой ямой $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ вместо квантовой ямы $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$. Проблема, связанная со снижением рабочих температур диода решается за счёт использования ферромагнитного слоя GaMnSb в качестве инжектора спинполяризованных носителей. Ранее в [3] было показано, что слои GaMnSb , сформированные методом импульсного лазерного осаждения, являются ферромагнетиками при комнатной температуре.

В настоящей работе были сформированы и исследованы светозлучающие диоды с туннельным барьером $\text{GaMnSb}/\text{n}^{++}\text{GaAs}/\text{InGaAs}$ и $\text{GaMnAs}/\text{n}^{++}\text{GaAs}/\text{InGaAs}$. Проведено варьирование основного параметра Зенеровских структур – толщины туннельного барьера, исследованы люминесцентные характеристики в зависимости от этого параметра.

Максимальное значение степени циркулярной поляризации электролюминесценции при температуре 15К было достигнуто у диодов с инжектором GaMnAs и составило 3.6%. Максимальная рабочая температура составила 300К при использовании диодов с инжектором GaMnSb (максимальная степень циркулярной поляризации при этой температуре – 0.3%). Температура Кюри для GaMnSb -инжектора, по-видимому, превышает 300К, что подтверждается нелинейным характером зависимости поляризации от магнитного поля $P(H)$ для исследуемых структур при комнатной температуре. Предположительно, наблюдаемая в эксперименте циркулярная поляризация обусловлена инжекцией спинполяризованных электронов из ферромагнитного полупроводника.

[1] M.Holub et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **40**, 179 (2007);

[2] P. Van Dorpe et al., *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 3495 (2004);

[3] A.V.Kudrin et al., *Phys. Rev. B.*, **90**, 024415 (2014).

NM–23

Исследование поверхностных состояний в топологических изоляторах $(\text{Bi}_{1-x}\text{In}_x)_2\text{Se}_3$

Егорова С.Г.¹, Галеева А.В.¹, Тамм М.Е.¹, Яшина Л.В.¹,
Данилов С.Н.², Рябова Л.И.¹, Хохлов Д.Р.¹

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1

²Университет Регенсбурга, D-93053, Германия, Регенсбург

Теоретическое предсказание и экспериментальное исследование методом фотоэлектронной спектроскопии топологических состояний в узкощелевых полупроводниках Bi_2Se_3 [1] повлекли за собой исследования особенностей транспорта носителей в этих материалах, которые могли бы быть обусловлены топологическими состояниями. Для обнаружения возможных особенностей транспортных свойств топологического изолятора как проявления вклада поверхностных дираковских состояний необходимо проведение сравнительного анализа экспериментальных данных, соответствующих топологической и тривиальной фазам. В этой связи особый интерес представляют системы, в которых наблюдается переход из топологического в тривиальное состояние. Примером подобной системы служит ранее изучавшийся ряд твердых растворов $(\text{Bi}_{1-x}\text{In}_x)_2\text{Se}_3$ в которых такой переход наблюдается в интервале составов $x \approx 3 - 7\%$ [2].

Нами был предложен метод исследования поверхностных состояний в сильных магнитных полях под воздействием терагерцовых лазерных импульсов – фотоэлектромагнитный (ФЭМ) эффект [3]. Исследование ФЭМ эффекта в твердых растворах $(\text{Bi}_{1-x}\text{In}_x)_2\text{Se}_3$ как с инверсным ($x < 0.05$), так и с прямым ($x > 0.05$) энергетическим спектром может выявить влияние топологических состояний на процессы диффузии носителей заряда в приповерхностном слое.

Монокристаллы $(\text{Bi}_{1-x}\text{In}_x)_2\text{Se}_3$ варьируемого состава

($0 \leq x \leq 0.184$) были синтезированы методом Бриджмена и охарактеризованы методами рентгенофазового, рентгенофлюоресцентного и рентгеноспектрального анализа. Исследование электрофизических свойств в статических электрических полях и в магнитных полях до 0.06 Тл в температурном интервале 4.2 К – 300 К не выявило выраженной зависимости концентрации свободных электронов от температуры.

Изучение ФЭМ эффекта проводилось под воздействием терагерцовых лазерных импульсов с длиной волны 90 мкм, 148 мкм и 280 мкм в магнитных полях до 3 Тл в диапазоне температур от 4.2 К до 20 К. ФЭМ эффект обнаружен во всех исследованных образцах, причем поток неравновесных носителей во всех случаях оказался направленным от поверхности вглубь образца. Фотопроводимость в образцах не наблюдается. В отсутствие процессов генерации носителей ФЭМ эффект может быть обусловлен разогревом электронного газа и градиентом подвижности на поверхности и в объеме.

Исследование ФЭМ эффекта в условиях варьируемой мощности падающего на образец излучения, проведенное для составов $x = 0$ (инверсный спектр) и $x = 0.12$ (прямой спектр), показало, что регистрируемая эдс увеличивается с ростом мощности. Однако для образца $x = 0.12$ амплитуда эффекта определяется только мощностью и не зависит от длины волны. Для образца с $x = 0$ значения эдс оказываются одинаковыми в пересчете на число падающих квантов. Полученные результаты могут указывать на различие свойств ФЭМ эффекта для тривиальной и топологической фазы и на принципиально квантовую природу эффекта в последнем случае. Нельзя исключить, что подобное различие может быть связано с формированием дираковских поверхностных состояний при $x > 0.05$.

[1] M.V. Yakunin et al., *Physical Review B*, **85**, 245321 (2012),

[2] S. Hikami et al., *Progr. Theor. Phys.*, **63**, 707 (1980),

[3] S.G. Egorova et al., *Scient. Rep.*, **5**, 11540-1-11540-6 (2015).

NM-24

Магнитонезависимый спиновый светодиод с инжектором CoPt

Здоровейцев А.В., Дорохин М.В., Вихрова О.В.,
Демина П.Б., Кудрин А.В.

НИФТИ ННГУ, 603950, Н. Новгород, пр. Гагарина, 23/3

Создание и исследование спиновых светоизлучающих диодов с циркулярно-поляризованным излучением (ССИД), работающих в широком диапазоне длин волн 0.9-1.3 мкм, с возможностью функционирования без приложения внешнего магнитного поля считается одной из основных научных задач в области спинтроники. При этом важным условием работы ССИД является сохранение остаточной намагниченности в направлении, перпендикулярном поверхности структур (геометрия Фарадея). Поэтому в данной работе в качестве ферромагнитного инжектирующего контакта были применены материалы, обеспечивающие указанные условия за счёт перпендикулярной анизотропии намагниченности [1,2].

Исследованные ССИД представляли собой гибридную структуру – ферромагнитный металл/туннельно-тонкий диэлектрик/полупроводник. Полупроводниковая часть светоизлучающих диодов на основе структур с квантовыми ямами $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ была сформирована методом газофазной эпитаксии при атмосферном давлении. Затем на поверхность структур методом электронно-лучевого распыления в высоком вакууме осаждались в едином ростовом цикле тонкий слой Al_2O_3 и контакт Шоттки на основе сплава $\text{Co}_{45}\text{Pt}_{55}$ [2,3].

Наличие оси легкого намагничивания пленки $\text{Co}_{45}\text{Pt}_{55}$, расположенной перпендикулярно плоскости гетероструктуры, регистрировалось по магнитополевым зависимостям намагниченности и магнитооптическим характеристикам при 300К.

Проведено исследование зависимости остаточной намагниченности от времени. Образец намагничивался полем 1300 Э, прило-

женным перпендикулярно поверхности пленки, затем внешнее магнитное поле выключалось, и измерялась величина остаточной намагниченности посредством магнетометра переменного градиента магнитного поля. Обнаружено сохранение величины намагниченности в течение длительного (более 72 часов) времени.

Полученный для пленок $\text{Co}_{45}\text{Pt}_{55}$ эффект был нами использован для изготовления ССИД (на основе гетероструктуры с квантовой ямой $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$), функционирующих в отсутствие внешнего магнитного поля. Было показано, что вид магнитополевой зависимости степени циркулярной поляризации электролюминесценции таких диодов подобен зависимостям намагниченности. Исследования временной эволюции степени циркулярной поляризации показали неизменность эффекта в течение более 60 минут.

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания (проекты № 8.1054.2014/К и № 3.285.2014/К, №3423) Минобрнауки России и при поддержке РФФИ (гранты №15-02-07824_a, 15-38-20642мол_a_вед и 16-07-01102_a).

[1] H. Sato, T. Shimatsu, Y. Okazaki et al., *J. Appl. Phys.*, **103**, 07E114 (2008).

[2] А.В. Здорвейцев, М.В. Дорохин, П.Б. Демина и др., *Физика и техника полупроводников*, **49**, Вып. 12, 1649 (2015).

[3] Бобров А.И., Данилов Ю.А., Дорохин М.В. и др., *Поверхность*, № 7, 57 (2015).

NM–25

Биосовместимые кремниевые наночастицы как контрастные агенты для магнитно-резонансной томографии

Каргина Ю.В.¹, Гонгальский М.Б.¹

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

Сегодня учёные уделяют особое внимание изучению наночастиц. Нанометровые размеры дают возможность наночастицам проникать в клетки, позволяя использовать их в качестве агентов для терапии и диагностики. Перспективными для этих целей являются кремниевые наночастицы (SiNPs). Показано, что они обладают низкой токсичностью, и, растворяясь, выводятся из организма (биodeградируют) [1,2]. В ряде работ SiNPs были использованы как основа для разработки новых эффективных методов терапии онкологических заболеваний. [3,4,5]. Предложенные методы борьбы с опухолями могут быть совмещены с одновременной диагностикой. SiNPs могут выступать в качестве контрастных агентов для магнитно-резонансной томографии (МРТ).

МРТ – один из наиболее информативных методов диагностики, позволяющий получать детальные изображения исследуемых областей. Для улучшения качества изображений используют контрастирующие средства. На сегодняшний день наиболее распространены контрастные средства на основе гадолиния и оксида железа. Они дают хороший контраст, но могут быть весьма токсичными [6,7]. Мы предлагаем использовать SiNPs в качестве магнитно-резонансных контрастных средств, которые позволили бы детектировать небольшие или плохо контрастируемые опухоли с минимальным вредом для здоровья пациента.

Изображение, получаемое на томограммах, строится на основе магнитных характеристик тканей, главные из которых – время

спин-решеточной (T_1) и спин-спиновой (T_2) релаксации намагниченности протонов. Установлено укорочение времен релаксации намагниченности протонов воды вблизи нанокристаллов кремния с большой концентрацией электронных спиновых состояний вследствие эффектов взаимодействия с магнитными моментами наночастиц кремния. T_1 падает с 4000 мс для воды до 2450 мс для суспензий SiNPs, T_2 с 2700 мс до 240 мс соответственно.

Экспериментальное наблюдение таких эффектов открывает путь к использованию SiNPs в качестве безопасных контрастных агентов для магнитно-резонансной томографии.

[1] S. Park et al., *Mater. Chem. B*, **3**, 198206 (2015).

[2] A.D Durnev et al., *Int. J. Biomed. Nanosci. Nanotechnol.*, **1**, 70 (2010).

[3] L.A. Osminkina et al., *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, **105**, 665668 (2011).

[4] K.P. Tamarov et al., *Sci. Rep.*, **4**, 7034 (2014).

[5] A.P. Sviridov et al., *Appl. Phys. Lett.*, **103**, 193110 (2013).

[6] T. Grobner et al., *Nephrol. Dial. Transplant*, **21**, 11041108 (2006).

[7] M. Mahmoudi, *Chem. Rev.*, **112**, 23232338 (2012).

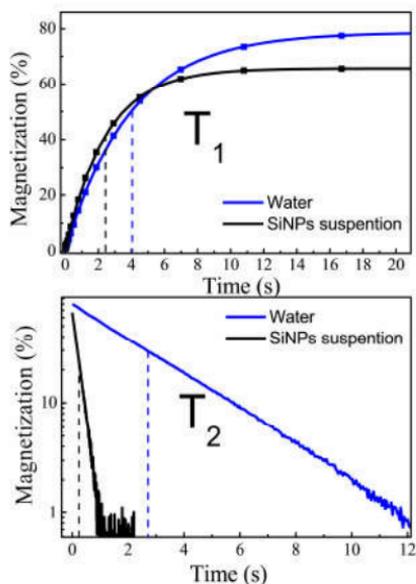


Рис.1 – Укорочение T_1 и T_2 в суспензиях SiNPs

NM–26

Эпитаксиальный рост графеноподобного и графитоподобного AlN на поверхности (111) Si и измерение параметров кристаллической решетки методом ДБЭО

Конфедератова К.А.^{1,2}, Мансуров В.Г.², Галицын Ю.Г.²,
Малин Т.В.², Журавлев К.С.^{1,2}

¹Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

²ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

После пионерских работ Гейма и Новоселова, посвященных исследованию графена, возник большой интерес ко многим другим графеноподобным материалам, в том числе и к графеноподобному AlN (g-AlN). На настоящий момент отсутствуют экспериментальные работы по формированию g-AlN, но имеется ряд теоретических работ [1,2] о возможности образования g-AlN.

В данной работе методом ДБЭО экспериментально обнаружен необычный AlN при взаимодействии потока металлического алюминия с высокоупорядоченной нитридизованной поверхностью кремния $(8 \times 8)\text{SiN}/(111)\text{Si}$ (рисунок 1а) при температурах 900–1150°C. Такой процесс приводит к образованию на поверхности кремния сверхструктуры (4×4) , которая наблюдалась впервые. Положение целочисленного рефлекса $(0\ 1)$ AlN в точности

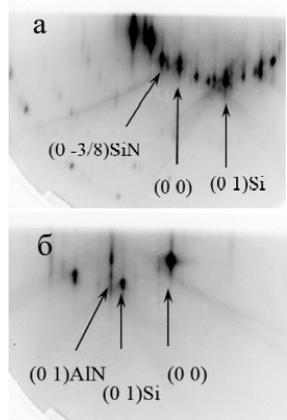


Рис.1. – Дифракционная картина $(8 \times 8)\text{SiN}/(111)\text{Si}$ (а) и (4×4) AlN на $(111)\text{Si}$ (б)

совпадает с дробным рефлексом (0 5/4) сверхструктуры (4x4). Измерены латеральная постоянная решетки g-AlN (с точность ± 0.003 Å) и межплоскостное расстояние. Производилось *in situ* сканирование «горизонтального» профиля интенсивности выбранных дифракционных пучков, дифракционные пики подгоняются набором гауссовых кривых, что и позволяет повысить точность измерения положения пиков и расстояния между пиками. Для измерения межплоскостных расстояний предложено сканирование в направлении перпендикулярном к поверхности определенного стержня двумерной обратной решетки за счет азимутального вращения образца $\pm 5^\circ$ вблизи симметричного азимута, поскольку измерение кривых качания обычно недоступно в установках МЛЭ.

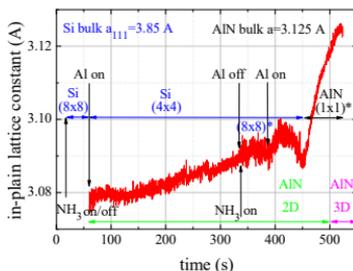


Рис.2. – Эволюция латеральной постоянной решетки AlN при росте на (111)Si

Получено значение латеральной постоянной **3.08 Å**, что может быть объяснено увеличением порядка связи Al-N, кроме того хорошо согласуется с теоретическими расчетами для g-AlN [1,2]. Межплоскостное расстояние оценено как **3.4–3.5 Å**, что больше, чем межплоскостные расстояния Si, Si₃N₄, и значительно больше вюрцитного AlN. Полученные данные позволяют идентифицировать слой нитрида алюминия как графеноподобный AlN. При увеличении толщины слоя этого AlN до 6 монослоев происходит срыв на объемный вюрцитный AlN (рисунок 2).

[1] M. Xu, T. Liang, M. Shi, H. Chen, *Chem. Rev.* **113**, 3766–3798 (2013).

[2] H. Şahin, S. Cahangirov, M. Topsakal, E. Bekaroglu, E. Akturk, R. T. Senger, S. Ciraci, *Phys. Rev. B* **80**, 155453 (2009).

NM-27

Влияние высокого давления на электрические, структурные и оптические свойства термоэлектриков $(\text{Bi},\text{Sb})_2(\text{Te},\text{Se})_3$.

Коробейников И.В.¹, Лукьянова Л.Н.², Овсянников С.В.³,
Щенников В.В.¹, Кутасов В.А.²

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

³ИХТТ УрО РАН, 620137, Екатеринбург, ул. Первомайская, 91

В данной работе исследованы эффекты от приложения высокого давления в электрических, структурных и оптических свойствах монокристаллических термоэлектриков р- и n-типов проводимости Bi_2Te_3 , $\text{Bi}_x\text{Sb}_{2-x}\text{Te}_3$ ($x=0.4, 0.5, 0.6$) и $\text{Bi}_2\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x\text{S}_y$ ($x = 0.27, 0.3, y = 0$, и $x = y = 0.09$) с высокими исходными термоэлектрическими характеристиками. Исследования поведения термоЭДС и электросопротивления под давлением до 20 ГПа проведены с использованием модифицированных камер высокого давления по типу Бриджмена при комнатной температуре[1]. Установлено, что приложение давления в диапазоне 2-4 ГПа способно повысить величину термоэлектрического фактора мощности в данных термоэлектриках в 2-3.5 раза, что потенциально может быть использовано в технике термоэлектрических генераторов. Результаты рентгеновской дифракции и рамановской спектроскопии на образцах Bi_2Te_3 и $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ показали наличие аномалии в этом диапазоне давления, что указывает на связь между деформациями кристаллической структуры и электрофизическими свойствами. В работе обсужден возможный механизм увеличения фактора мощности под давлением.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 14-02-00622а, и УрО РАН № 15-9-2-46.

[1] V.V. Shchennikov et al., *J. Phys. Chem. Solids* **71**, 1168 (2010)

NM-28

Свойства полупроводниковой керамики р-типа CuAlO_2

Кытин В.Г., Кульбачинский В.А., Кондратьева Д.Ю.,
Максимова О.В., Константинова Е.А., Горбунова Д.А.,
Корсаков И.Е.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, ГСП-1

В настоящее время прозрачные проводящие оксиды металлов широко используются в оптоэлектронных приборах. Особое значение имеет получение и исследование прозрачных проводящих оксидов р-типа. Одним из таких оксидов является соединение CuAlO_2 [1,2]. В докладе представлены результаты исследования оптических, электрофизических и термоэлектрических свойств керамики CuAlO_2 , а также спектры ЭПР и их анализ.

Синтез CuAlO_2 проводился керамическим методом (последовательные перетирания и отжига смеси порошков CuO и Al_2O_3) при температуре 1100°C и парциальном давлении кислорода соответствующем атмосферному воздуху. Общая продолжительность отжига составляла 72 ч. Согласно данным рентгенофазового анализа полученный после отжига порошок содержал только фазу CuAlO_2 . Из синтезированного порошка были сформованы и спечены керамические образцы.

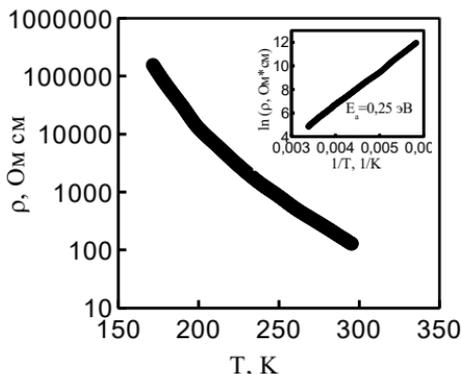


Рис.1. – Температурная зависимость сопротивления.

Температурная зависимость сопротивления одного из образцов исследованной нанокерамики представлена на рис. 1. Во всем исследованном диапазоне температур зависимость описывается активационным законом с энергией активации 250 мэВ, что соответствует активации носителей заряда уровня примеси или дефекта. Знак коэффициента Зеебека для всех исследованных образцов положителен, что подтверждает р-тип проводимости.

Ширина запрещённой зоны в исследованной нанокерамике, определённая из спектров оптического поглощения, составила 3,01 эВ. Это несколько меньше литературных данных для плёнок (3,5-3,75 эВ) [2] Наблюдалось поглощение электромагнитного излучения в видимой области спектра. Это указывает на присутствие дефектов или небольшого количества остаточной примеси фазы CuO .

Для проверки наличия в исследованной керамике ионов Cu^{2+} и других парамагнитных дефектов были измерены спектры ЭПР. Типичный спектр ЭПР представлен на рис. 2. Спектр состоит из широкой несимметричной линии. Подобные спектры наблюдались в образцах CuO и были объяснены присутствием комплексов, состоящих из ионов Cu^{2+} , связанных обменным взаимодействием [3]. При интегрировании спектра ЭПР для содержания парамагнитных центров получена оценка 0,15 ат. %.

Работа поддержана грантом РФФИ 15-03-07-408

[1] H. Kawazoe et al., *Nature*, 389, 939 (1997),

[2] F. Igbari et al., *J. Mater. Chem. A*, accepted manuscript, published online DOI 10.1039/C5TA07957H (2015),

[3] J. Pellicer-Porres et al. *Appl. Phys. Lett.*, 88, 181904 (2006)

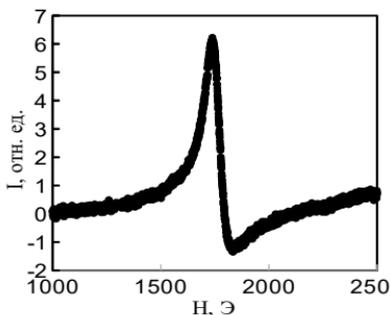


Рис.2. – Спектр ЭПР при 295 К.

Спин-волновой ток и эффекты увлечения в гибридных структурах металл/ферромагнитный диэлектрик

Ляпилин И.И., Огороков М.С.

ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Изучение спинового эффекта Зеебека в гибридных структурах металл/ферромагнитный диэлектрик (М/ФД)Т показало, что возбуждаемый в таких структурах магنونный (спин-волновой) ток распространяется на расстояния значительно превышающее характерные длины электронного спинового тока. Кроме того, в области низких температур ($T < 50\text{K}$) была обнаружена немонотонная зависимость коэффициента спинового эффекта Зеебека от температуры. Наличие таких температурных зависимостей в термоэлектрических коэффициентах, как правило, указывают на существенную роль эффектов увлечения в ФД структурах, где за спиновый ток отвечает возбуждаемый в таких структурах поток магнонов и наряду с этим в условиях изучения спинтермических эффектов реализуется и поток фононов, следует говорить о проявлении эффектов магنون-фононного увлечения.

В рамках метода неравновесного статистического оператора (НСО) нами изучен спиновый транспорт в ФД гибридных структурах. Построены макроскопические уравнения баланса, описывающие распространение спин-волнового тока в диэлектрике, учитывающие как диффузионный характер распространения магнонов, так и процессы связанные с релаксацией магнонов, ответственные за спиновый пампинг и торк эффекты. В рамках метода НСО нами развита теория магنون-фононного увлечения, описывающая наблюдаемые на эксперименте немонотонные температурные зависимости спинового коэффициента Зеебека.

NM-30

Сравнительное изучение оптических свойств соединений BiTeX ($X=\text{Cl}, \text{Br}, \text{I}$) с сильным спин-орбитальным взаимодействием Рашба

Махнев А.А.¹, Номерованная Л.В.¹, Кузнецова Т.В.¹,
Терещенко О.Е.²

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева

Использование эффекта большого расщепления электронных состояний в соединениях с сильной спин-орбитальной связью интенсивно исследуется не только в гетероструктурах, но также в некоторых объемных материалах. В частности, в полупроводниковых соединениях BiTeX ($X=\text{Cl}, \text{Br}, \text{I}$) [1]. Эффективное использование соединений, пригодных для спинтроники, требует понимания и управления их электронными свойствами, такими как энергетический спектр квазичастиц. В настоящей работе представлены результаты сравнительного изучения электронной структуры монокристаллов BiTeX методом оптической эллипсометрии. Оптические постоянные (n и k) измерены методом Битти на автоматическом эллипсометре в диапазоне спектра 0.08-5.0 eV. Получены спектры действительной $\varepsilon_1(E) = n^2 - k^2$ и мнимой $\varepsilon_2(E) = 2nk$ частей комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon(E)$, оптической проводимости $\sigma_1(E) = nk\omega/2\pi$ и функции объемных характеристических потерь энергии электронов $\text{Im}[-1/\varepsilon(E)]$.

Определены и сравниваются основные параметры электронной зонной структуры соединений семейства BiTeX : энергия края фундаментального поглощения (γ), энергии низкоэнергетических электронных переходов (α , β) между расщепленными ветвями зонного спектра, обусловленные спин-орбитальным взаимодействием Рашба, энергии пиков межзонного поглощения (таблица 1).

Для соединения BiTeI значения параметров получены ранее [2].

Спектры BiTeX показывают подобие дисперсионного хода оптических функций и близость значений энергетического положения структур фундаментального поглощения. Отличие связано с разной интенсивностью спектров. Интенсивность спектра $\sigma_1(E)$ монокристалла BiTeI намного ниже, чем для соединений BiTeCl и BiTeBr , что может быть связано с присутствием на поверхности BiTeI участков, оканчивающихся атомами разного типа (Te и I). Значения порога поглощения (γ) близки к значениям щелей, полученными в расчетах электронной зонной структуры [3], и совпадают со значениями, полученными в экспериментальной работе, выполненной измерением отражения и пропускания [4].

Из спектрального хода функции $\text{Im}[-1/\varepsilon(E)]$ получены оценки экранированной плазменной частоты электронов ω_p .

Показано, что в ряду соединений BiTeCl - BiTeBr - BiTeI в спектральной области $E < 2.0$ eV особенности поглощения сдвигаются в сторону меньших энергий. Плазменные частоты носителей заряда сдвигаются в сторону больших энергий. Положения полос фундаментального поглощения в области $E > 2.0$ eV близки.

Таблица 1 – Параметры электронной структуры (положение пиков функции $\varepsilon_2(E)$) соединений BiTeX , eV

	α	β	γ	Фундам. поглощение			ω_p
<i>BiTeCl</i>	0.2	0.55	0.7	1.6	2.5	4.25	~0.1
<i>BiTeBr</i>	0.2	0.5	0.6	1.45	2.5	4.3	0.1
<i>BiTeI</i>	0.2	0.3	0.44	1.1	2.5	3.7	0.13

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Электрон», № 01201463326) при частичной поддержке Проекта Президиума УРО РАН (проект № 15-9-2-46).

[1] L. Moreschini et al., *J. Elec. Spect. Rel. Phen.* **201**, 115 (2015).

[2] A.A. Makhnei et al., *Optics and Spectroscopy*, **117**, 764 (2014).

[3] I.P. Rusinov et al., *Phys.Rev.*, **B 87**, 205103 (2014).

[4] A. Akrap et al., *Phys.Rev.*, **B 90**, 035201 (2014).

NM-31

Магнитокалорический эффект в сплавах Гейслера на основе Ni-Mn-X (X = In, Sb)

Емельянова С.М.¹, Патраков Е.И.¹, Калетина Ю.В.¹,
Перевозчикова Ю.А.¹, Марченков В.В.^{1,2}

¹ИФМ УрО РАН, 620137, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18
²УрФУ, 620002 Екатеринбург, Россия

Традиционными материалами с большими значениями изменения магнитной энтропии ΔS_M считаются такие как $Gd_5(Si_{1-x}Ge_x)$, $La(Fe_{1-x}Si_x)_{13}$, однако в последнее время сплавы на основе Ni-Mn-X (X = Sn, In, Sb) также стали считаться перспективными для использования в технологии магнитного охлаждения. Для этого есть несколько причин: во-первых, было обнаружено, что в этих сплавах наблюдаются величины магнитокалорического эффекта (МКЭ), сопоставимые с таковыми для сплавов с гадолинием, во-вторых, эти материалы гораздо дешевле.

Объектами исследования в данной работе служили сплавы Гейслера $Ni_2Mn_{1,44}Sb_{0,56-x}Al_x$, $Ni_2Mn_{1,44}Sb_{0,56-x}Ge_x$ ($x = 0; 0,04; 0,08; 0,12$) и $Ni_{1,88-x}Mn_{1,68+x}In_{0,44}$ ($x = 0; 0,04; 0,08$), приготовленные в дуговой печи в инертной атмосфере. Полученные слитки были подвергнуты отжигу при температуре 1123 К в течение 24 часов с последующим охлаждением в печи. Элементный анализ, который проводился с помощью сканирующего электронного микроскопа (Inspect F, FEI Company), оснащенного EDAX спектрометром, показал, что состав объемных образцов соответствует заданному. Рентгеноструктурные исследования подтвердили присутствие во всех образцах структуры L2₁. Измерения намагниченности проводились на СКВИД-магнитометре (MPMS XL7, Quantum Design) при температурах от 4.2 до 330 К в магнитных полях до 1 Т.

Для всех исследованных сплавов из кривых температурной зависимости намагниченности были определены характерные температуры фазового перехода (начала и конца аустенитного A_s , A_f и

мартенситного M_s , M_f превращений). Оценка величины МКЭ проводилась косвенным путем: проводились изотермические измерения намагниченности образца, при которых полевая зависимость намагниченности $M(H)$ измеряется при постоянной температуре, а затем на основе этих данных вычисляется ΔS_M ; для всех исследованных сплавов знак изменения магнитной энтропии оказался положительным, что свидетельствует об обратном МКЭ. В результате показано, что в сплавах $Ni_2Mn_{1,44}Sb_{0,56}$, $Ni_2Mn_{1,44}Sb_{0,48}Al_{0,08}$ и $Ni_2Mn_{1,44}Sb_{0,48}Ge_{0,08}$ замещение атомов Sb атомами Ge приводит к сдвигу максимума ΔS_M от $T = 235$ К в область более низких температур. Напротив, если Sb замещен атомами Al, то это приводит к смещению ΔS_M в область комнатных температур до 290 К и выше.

Для сплава $Ni_{1,88}Mn_{1,68}In_{0,44}$ в интервале температур от 290 К до 320 К наблюдается существенное увеличение изменения магнитной энтропии с максимумом при $T = 310$ К и максимальной величиной $\Delta S_M = 14.2$ Дж/(кг·К). Замещение атомов Ni атомами Mn приводит к уменьшению величины ΔS_M и сдвигу ее максимума в область низких температур, соответственно, до 8.5 Дж/(кг·К) при 270 К для сплава $Ni_{1,84}Mn_{1,72}In_{0,44}$ и до 3.6 Дж/(кг·К) при 220 К для сплава $Ni_{1,8}Mn_{1,76}In_{0,44}$. Таким образом, максимальный эффект в изменении магнитной энтропии ΔS наблюдается для $Ni_{1,88}Mn_{1,68}In_{0,44}$ при $T = 310$ К, что можно объяснить непосредственной близостью, по сравнению с другими исследованными сплавами, к точке Кюри.

Работа выполнена по плановому государственному заданию (тема «Спин») при частичной поддержке Комплексной программы УрО РАН (проект № 15-17-2-12), РФФИ (грант № 15-02-06686) и молодежного гранта РФФИ (№ 16-32-00072).

NM-32

Ab initio моделирование структуры и динамики решетки ферроборатов $RFe_3(BO_3)_4$ ($R = Pr, Nd, Sm$)

Петров В.П., Чернышев В.А., Никифоров А.Е.

*Уральский Федеральный университет, Россия, г.Екатеринбург,
ул. Мира, 19*

Материалы, используемые в лазерной технике, представляют собой сложные соединения с ионно-ковалентной химической связью, содержащие подрешетку либо примесные центры редкоземельных (РЗ) ионов. Первопринципные расчеты являются наиболее последовательным подходом для анализа связи «структура – химический состав – свойства» в этих соединениях. Ферробораты $RFe_3(BO_3)_4$ ($R = Pr, Nd, Sm$) интенсивно исследуются благодаря проявлению магнитных и магнитоэлектрических свойств [1,2]. Исследование механизмов взаимодействия электрической и магнитной подсистем в ферроборатах [4] приводит к необходимости изучения их фононных спектров [5].

В связи с этим представляется актуальным провести первопринципный расчет решеточных колебаний. В данной работе предлагается систематическое исследование структуры и динамики сложных соединений с подрешеткой РЗ ионов с использованием псевдопотенциалов для описания внутренних оболочек редкоземельного иона. В работе последовательно была рассчитана кристаллическая структура (в пространственной группе $R32$), затем фононный спектр с учетом LO-TO расщепления. Степень участия иона в той или иной колебательной моде оценена путем расчета с изотопическим замещением, а также из анализа векторов смещений. Расчеты проводятся в программном пакете CRYSTAL14 [6] в рамках теории функционала плотности с применением гибридных функционалов (B3LYP, PBE0).

В данной работе используется декартова система координат,

ось z направлена по оси C_3 , ось x – по оси C_2 . Кристаллическая структура содержит спиральные цепи октаэдров FeO_6 , закрученные вокруг тригональной оси, а также прямые цепи призм RO_6 , нанизанные на тригональную ось. Кроме того, в структуре можно выделить два типа треугольников BO_3 . Один тип – равносторонние треугольники BO_3 – нанизаны на тригональную ось между призмами RO_6 , второй тип – равнобедренные треугольники – находятся вне тригональной оси и связывают цепочки разного рода – RO_6 и FeO_6 . Рассчитаны частоты фундаментальных колебаний ферробората $\Gamma=7A_1+13A_2+20E$ (в том числе две акустические моды – E и A_2), а также интенсивности фононных мод. Согласно расчетам, максимальной интенсивностью в ИК обладает E мода с частотой $\sim 1160 \text{ см}^{-1}$, соответствующая колебаниям группы BO_3 «равнобедренный треугольник».

Результаты расчета хорошо согласуются с известными экспериментальными данными. Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (проект № 3.571.2014/К) и Правительства РФ (контракт №02.А03.21.0006, постановление №211). Для расчетов использовался вычислительный кластер ИММ УрО РАН

[1] Кадомцева А.М., Попов Ю.В., Воробьев Г.П., Мухин А.А., Иванов В.Ю., Кузьменко А.М., Безматерных Л.Н. Письма в ЖЭТФ. 87, 45 (2008).

[2] Звягина Г.А., Жеков К.Р., Звягин А.А., Билыч И.В., Безматерных Л.Н., Гудим И.А. ФНТ. 36, 4, 376 (2010).

[3] Костюченко Н.В., Попов А.И., Звездин А.К. ФТТ 54, 1493 (2012).

[4] Песчанский А.В., Еременко А.В., Фомин В.И., Безматерных Л.Н., Гудим И.А. ФНТ. 40, 2, 219 (2014).

[5] Boldyrev K.N., Stanislavchuk T.N., Sirenko A.A., Bezmaternykh L.N., Popova M.N. Phys. Rev. B. 90, 121101 (2014).

[6] Dovesi R., Orlando R., Erba A., et al. Int. J. Quantum Chem. 114, 1287 (2014).

NM–33

Фотопроводящий GaAs, выращенный на подложках GaAs (100) и (111)A

Галиев Г.Б.¹, Климов Е.А.¹, Пушкарёв С.С.¹, Васильев А.Л.², Трунькин И.Н.², Мишина Е.Д.³, Буряков А.М.³, Хусяинов Д.И.³

¹ИСВЧПЭ РАН, 117105, Москва, Нагорный проезд, 7/5

²НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1

³МИРЭА 119454, Москва, проспект Вернадского, д. 78

Эпитаксиальные слои GaAs, выращенные при пониженной температуре (low-temperature GaAs, LT-GaAs), обладают уникальными свойствами, позволяющими использовать LT-GaAs в качестве материала для фотопроводящих антенн – генераторов и детекторов терагерцевого излучения. Эти свойства следующие: высокое удельное сопротивление неосвещённого материала; сверхмалое время жизни фотовозбуждённых носителей заряда; достаточно большая подвижность носителей заряда. LT-GaAs слои, как правило, подвергаются послеростовому отжигу, в результате чего улучшается кристаллическое совершенство LT-GaAs, а подвижность носителей заряда и удельное сопротивление увеличиваются.

В данной работе исследовались нелегированные, однородно легированные и δ -легированные слои GaAs, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии при температуре 230 °С на подложках GaAs с кристаллографической ориентацией (100) и (111)A. Давление As₄ варьировалось.

Измерены значения двумерного удельного сопротивления до и после отжига (Рис. 1).

Исследования методом просвечивающей электронной микроскопии показали, что образец 975 обладает монокристаллической бездефектной структурой, образец 973 – квазимонокристаллической структурой со слегка разориентированными доменами, в остальных образцах верхняя область LT-GaAs поликристаллична,

причём наибольшую толщину она занимает в образцах 981 и 982, выращенных при повышенном давлении As₄.

Время жизни фотовозбуждённых носителей заряда было исследовано методом измерения фотоотражения в схеме накачка-зондирование. Динамика инжекции и рекомбинации носителей вычисляются с использованием рекомбинационной модели Шокли-Рида-Холла. Ловушки выступают в качестве доноров, которые могут быть ионизированы в присутствии собственных акцепторов LT-GaAs [1, 2].

Эти ионизированные ловушки могут захватить электроны из зоны проводимости и, впоследствии, быть посредником рекомбинации захваченных ловушками электронов и дырок из валентной зоны. В таблице 1 приведены результаты аппроксимационных констант (времена релаксации): t_1 – время релаксации свободных электронов на уровень ловушки, t_2 – время релаксации электронов в основное состояние.

Таблица 1 – Времена жизни фотовозбуждённых электронов

Образец №	973	976	975	978
	нелегированный		3 δ-слоя Si	
Ориентация подложки	(100)	(111)A	(100)	(111)A
t_1 , ns	0,47	0,27	0,40	0,32
t_2 , ns	85,47	38,43	0,43	60,51

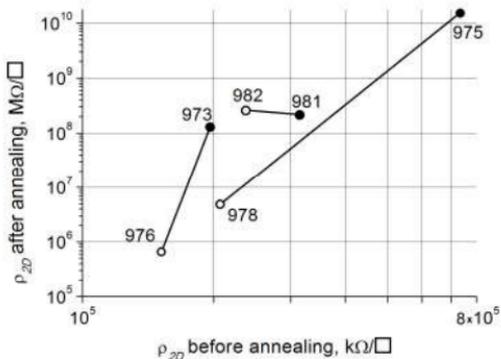


Рис. 1. – Удельное 2D сопротивление образцов; чёрные маркеры – подложки (100), светлые – (111)A

[1] Wells N.P. et al., *J. Appl. Phys.* **116** (7), 073506 (2014).

[2] Sosnowski T.S. et al., *Appl. Phys. Lett.* **70** (24), 3245 (1997).

NM-34

ИК люминесценция α - $\text{Al}_2\text{O}_{3-\delta}$ при 4-300К

**Сарычев М.Н.¹, Мамытбеков Ж.К.¹, Мильман И.И.¹, Сюрдо А.И.²,
Абашев Р.М.², Воинов В.С.¹**

¹*УРФУ, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19*

²*ИПЭ УрО РАН, 620219, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской*

В интервале 4 - 300 К исследованы фотолюминесценция (ФЛ), оптическое поглощение (ОП), радиолюминесценция (РЛ), термостимулированная люминесценция (ТЛ), фототрансферная ТЛ (ФТТЛ), оптически стимулированная люминесценция (ОСЛ) анион - дефектных кристаллов корунда (α - $\text{Al}_2\text{O}_{3-\delta}$). Дефицит кислорода в подрешетке соединения (вакансии, дефекты по Шоттки) создавался при выращивании кристаллов в восстановительных условиях: вакуум, присутствие углерода. Кислородные вакансии и их комплексы в разных зарядовых состояниях (F , F^+ , F_2 , F_2^+ , F_2^{2+} - центры) являлись оптически активными, и обнаруживались в разных экспериментальных условиях при температурах 300-900 К методами ФЛ, ОП, РЛ, ТЛ, ФТТЛ, ОСЛ. Концентрации центров различного типа изменялись при облучении кристаллов ультрафиолетовым излучением (УФ) при температуре 300 - 1200 К (термолучевая обработка, ТЛО) за счет ионизации электронных центров и их диффузионной подвижности [1]. Значительно меньше сведений имеется о люминесцентных свойствах кристаллов α - α - $\text{Al}_2\text{O}_{3-\delta}$ при низких температурах. Целью данной работы являлось исследование особенностей люминесцентных свойств номинально чистого монокристаллического корунда с набором дефектных состояний F-типа при 4 - 300 К. Принципиально новым результатом этих исследований явилось обнаружение люминесценции в ближней инфракрасной (ИК) области спектра. Ранее [2] подобную люминесценцию кристаллов α - $\text{Al}_2\text{O}_{3-\delta}$ наблюдали только после интенсивного облучения нейтронами, также создающи-

ми дефекты F-типа, но не приводящими к нарушению стехиометрии корунда (дефекты по Френкелю). На рисунке 1 приведены спектры возбуждения люминесценции F_2^+ и F_2^{2+} -центров в кристаллах

$\alpha\text{-Al}_2\text{O}_{3-\delta}$, предварительно подвергнутых ТЛО при 920 К. Данные

рисунка 1 свидетельствуют, что люминесценция в ближней ИК-области обусловлена внутрицентровыми переходами в F_2^+ и F_2^{2+} -центрах, так как в спектрах возбуждения их люминесценции приведены известные полосы [3], соответствующие переходу этих центров в возбужденное состояние. Однако последующая релаксация возбужденного состояния центров с эмиссией 780, 900 и 1000 нм не соответствуют современным представлениям об электронной структуре исследуемых центров. Согласно полученным результатам модель энергетических уровней F_2^+ - так и F_2^{2+} -центров должна быть дополнена с учетом переходов, сопровождающихся эмиссией в ближней ИК-области. Дальнейшие исследования с применением ранее перечисленных методик оптической спектроскопии необходимы для обоснования сделанного предположения.

[1] С. В. Соловьёв и др. ФТТ, **54**, 683(2012).

[2] A.Z. M.S.Rahman et al. Phys. Stat Sol A, **211**, 1535 (2014).

[3] B. D. Evans. Journal of Nuclear Materials, **219**, 2029 (1995).

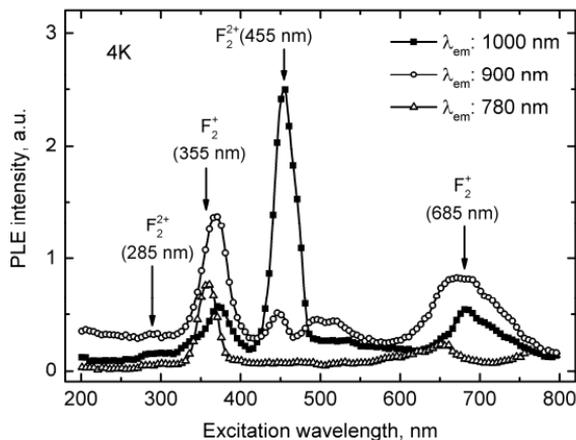


Рис. 1 – Спектры возбуждения для эмиссии 780, 900, 1000 нм при температуре 4 К

NM-35

Электрофизические свойства углеродных материалов при высоких давлениях

Тихомирова Г.В., Петросян Т.К., Волкова Я.Ю., Тебеньков А.В.

Уральский федеральный университет, 620000, Екатеринбург, пр. Ленина, 51

Исследованы явления переноса в углеродных материалах (фуллерене C₆₀ в мономерной, ромбоэдрической и тетрагональной фазах, в одностенных и двустенных углеродных нанотрубках (ОУНТ и ДУНТ), в графене и графите) при давлениях до 35 ГПа. Изучена кинетика релаксации этих материалов при изменении давления. Измерения проводились в камере высокого давления с алмазными наковальнями из синтетических алмазов «карбонадо». Образцы графена предоставлены ООО «Карбонлайт» и представляют собой чешуйки с числом слоев от 5 до 20.

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.

Определено время релаксации сопротивления всех фаз фуллерита после изменения давления: оно составляет более двух часов. 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.

Исследуемые образцы однослойных углеродных нанотрубок были получены методом химического парофазного осаждения CVD и очищены методом HiPCO (High pressure CO). Диаметр по-

лученных ОУНТ был оценен при помощи просвечивающего электронного микроскопа и составил 0,8 – 1,2 нм. Обнаружена сильная зависимость сопротивления жгутов ОУНТ от давления. Обнаруженные особенности на барической зависимости сопротивления при 2 и 7 ГПа соответствуют фазовым переходам, связанным с изменениями поперечного сечения нанотрубок.

Обнаружена сложная зависимость сопротивления жгутов двустенных углеродных нанотрубок (ДУНТ) от давления, которая связывается с процессами деформации их углеродной структуры. Из-за большого диаметра внешней трубки, и, соответственно, большего количества дефектов, двустенная структура разрушается при гораздо меньших давлениях, чем одностенная. Тем не менее, полного разрушения нанотрубок не происходит вплоть до давлений порядка 30 ГПа. Известно, что вероятность полимеризации у двустенных нанотрубок больше, чем у одностенных, однако в наших опытах полимеризации ДУНТ не обнаружено.

Исследованы проводимость, магнетосопротивление и термоэдс графита и графена в зависимости от давления до 50 ГПа при комнатной температуре, а также кинетика их релаксации. Наблюдавшиеся особенности связываются с фазовыми переходами в графите при этих давлениях.

Дополнительно исследовалась возможность возникновения новых фаз углерода из графита при выдержке под давлением от 18 до 45 ГПа в течение суток. Обнаруженные особенности на барических зависимостях сопротивления и времен релаксации сопротивления в области 27-35 ГПа, по-видимому, связаны с возникновением зародышей новой фазы, которая сохраняется после снятия нагрузки. Обнаружено два различных времени релаксации. Первое не превышает 40 секунд. Однако при более длительной выдержке под давлением в области давлений 27-35 ГПа время релаксации составляет несколько часов.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 16-02-01137 и 16-02-00857).

NM-36

Аномалии гальваномагнитных свойств магнитоупорядоченных сплавов Fe-V-Al при изменении содержания алюминия вблизи стехиометрии

Усик А.Ю., Говоркова Т.Е., Лончаков А.Т., Окулов В.И.,
Марченков В.В., Окулова К.А.

ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Сплавы $Fe_{2+x}V_{1-x}Al$ с составами вблизи стехиометрии представляют большой интерес для фундаментальных исследований и технических приложений. Магнитное упорядочение, наблюдавшееся в обогащенных железом составах, исследовалось до сих пор, в основном, при замещении атомами Fe позиций V [1]. В настоящей работе проведены исследования роли изменения содержания алюминия в гальваномагнитных свойствах и обнаружены связанные с этим новые закономерности. Объектами исследования были сплавы двух составов: $Fe_{2.1}V_{0.91}Al_{0.99}$ (1) и $Fe_{2.05}V_{0.91}Al_{1.04}$ (2) с обеднением и обогащением по атомам Al, выплавленные в индукционной печи в инертной атмосфере аргона. Рентгеноструктурные исследования подтвердили наличие структуры $L2_1$ в обоих образцах.

Измерения транспортных свойств проведены в интервале температур (4.2 - 80) К в магнитных полях до 100 кЭ. По знаку эффекта Холла установлен p -тип проводимости для обоих образцов. На температурных зависимостях удельного электросопротивления $\rho_0(T)$ обнаружены характерные максимумы при температурах $T_{max} = 25$ К (1) и 56 К (2), которые близки к значениям температур Кюри, полученным нами при исследовании намагниченности данных сплавов других составов [2]. При $T < T_C$ обнаружен аномальный эффект Холла (АЭХ) для обоих образцов (рис.1), свидетельствующий о наличии спиновой поляризации дырок. Установлено, что коэффициент АЭХ для образца $Fe_{2.05}V_{0.91}Al_{1.04}$ (2) с избыточным

алюминием в 4 раза превышает коэффициент АЭХ для образца $\text{Fe}_{2.1}\text{V}_{0.91}\text{Al}_{0.99}$ (1). Этот факт, а также малая величина поля насыщения H_S для образца (2) свидетельствуют о том, что в обогащенном по Al образце механизм обменного взаимодействия между электронами более эффективен, что приводит к появлению

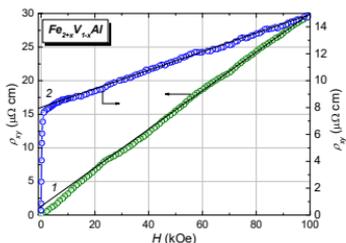


Рис. 1. – Зависимость холловского сопротивления ρ_{xy} от магнитного поля сплавов $\text{Fe}_{2.1}\text{V}_{0.91}\text{Al}_{0.99}$ (1) и $\text{Fe}_{2.05}\text{V}_{0.91}\text{Al}_{1.04}$ (2).

спиновой поляризации носителей тока при значительно более высоких температурах, чем в образце, обедненном по алюминию (1). О более высокой степени поляризации дырок в образце $\text{Fe}_{2.05}\text{V}_{0.91}\text{Al}_{1.04}$ (2) также свидетельствует температурная зависимость отрицательного магнитосопротивления (ОМС). Для образца (2) ОМС имеет глубокий минимум при температуре, близкой к T_C , тогда как для образца (1) наблюдается увеличение ОМС при

уменьшении T от 80 до 4.2К.

В результате проведенных исследований показано, что замещение в сплавах $\text{Fe}_{2+x}\text{V}_{1-x}\text{Al}$ позиций V избыточными атомами Al приводит в сочетании со спиновой поляризацией носителей заряда к более высокой температуре магнитного перехода, чем в случае распространенного до сих пор замещения позиций V атомами Fe. Впервые исследована роль содержания непереходного элемента в магнетизме данных сплавов.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Электрон», № 01201463326) при частичной поддержке РФФИ (проект № 14-02-01238) и программы фундаментальных исследований УрО РАН (проект № 15-17-2-32).

[1] T. Kanamata, *J. Alloys and Compounds*, **390**, 317 (2001).

[2] Т.Е. Говоркова и др., XXXVII Совецание по физике низких температур, 2015. Тезисы докладов. Казань, с.99.

NM-37

Кристаллическая структура и фононный спектр редкоземельных титанатов $R_2Ti_2O_7$ ($R = Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb, Lu$): первопринципный расчет

Чернышев В.А., Петров В.П., Никифоров А.Е.

*Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург,
ул. Мира, 19*

Проведен ab initio расчет кристаллической структуры и фононного спектра титанатов со структурой пирохлора $R_2Ti_2O_7$ ($R = Gd-Lu$). Расчеты были выполнены в приближении МО ЛКАО в программе CRYSTAL09 [1], предназначенной для периодических структур, методом функционала плотности (DFT B3LYP и DFT PBE0).

Определены частоты и типы фундаментальных колебаний. Для $R = Tb, Tm, Yb$ подобный расчет выполнен впервые, причем для Tm и Yb в печати отсутствует информация об экспериментальных исследованиях фононного спектра.

Исследовано влияние гидростатического давления до 35 GPa на структуру, динамику и упругие свойства решетки $Gd_2Ti_2O_7$. Получена зависимость частот фононов от давления. Расчеты предсказывают, что в диапазоне до 35 GPa относительное изменение объема структуры пирохлора при сжатии хорошо описывается уравнением состояния Берча-Мурнагана 3-го порядка. Результаты расчетов согласуются с имеющимися экспериментальными данными. Показано, что можно получить хорошее описание структурных, динамических и упругих свойств кристаллической решетки $R_2Ti_2O_7$, заменив внутренние оболочки РЗ-иона, по 4f включительно, на псевдопотенциал.

[1] R. Dovesi, et al. CRYSTAL09 User's Manual. University of Torino, Torino, Italy (2009).

The mixed-state Hall conductivity of single-crystal films $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ ($x=0.14$)

Shelushinina N.G.¹, Charikova T.B.^{1,2}, Harus G.I.¹, Petukhov D.S.¹,
Petukhova O.E.¹, Lugovykh A.M.¹, Ivanov A.A.³

¹*M.N.Mikheev Institute of Metal Physics Ural Branch of RAS, Ekaterinburg, Russia*

²*Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia*

³*National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia*

The Hall effect in the vortex state of $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ single-crystal thin films has been measured for the underdoped region ($x=0.14$) which is on the border of the antiferromagnetic and superconducting phases in electron-doped cuprate system [1].

In Fig.1 the field dependences of the Hall conductivity, $\sigma_{xy}(H)$, for $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ film ($k_F l = 6.0$) are shown for various temperatures. It can be seen that in the immediate vicinity of the transition from the superconducting to the resistive state the Hall conductivity tends to diverge to a large positive (at $T=0.53\text{K}$) or negative (at $T \geq 0.7\text{K}$) value with decreasing field and that the field dependence of $\sigma_{xy}(H)$ changes approximately as $1/H$.

This kind of $\sigma_{xy}(H)$ dependence has repeatedly been observed in the mixed state both of n-type ($\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ and $\text{Sm}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$) and various p-type high- T_c cuprates including La-, Y-, Bi-, Tl- and Hg-based compounds, as well on Fe(Te,S) single crystals.

The conventional explanation of such $\sigma_{xy}(H)$ behavior is based on the time-dependent Ginzburg-Landau theory which has been proposed by Kopnin et al. [2]. According to this model, there are two contributions to the $\sigma_{xy}(H)$ in the mixed state:

$$\sigma_{xy}(H) = \sigma_{xy}^n(H) + \sigma_{xy}^f(H), \quad (1)$$

where $\sigma_{xy}^n(H)$ is the conductivity of normal quasiparticles that experience a Lorentz force inside the vortex core [3]. A works [4, 5] are generalizations of Bardeen-Stephen model [3] to the case of a weak [4] or a strong pinning [5]. According to [4], a weak pinning does not affect the Hall conductivity and σ_{xy}^n does not depend on magnetic field: $\sigma_{xy}^n(H) = const$. Kopnin and Vinokur [5] demonstrate that with an increase in the pinning strength σ_{xy}^n becomes a power function of H .

The second term $\sigma_{xy}^f(H) \sim 1/H$ is an anomalous contribution due to the motion of vortices parallel to the electrical current density \mathbf{j} [2]. At low field the $\sigma_{xy}^f(H)$ is the dominant term but at higher field $\sigma_{xy}^n(H)$ are important and should dominate over $\sigma_{xy}^f(H)$. If $\sigma_{xy}^f(H)$ has a different sign in contrast with $\sigma_{xy}^n(H)$, it is possible to observe a sign reversal in the Hall effect in the superconducting state (see, for example, our data at 0.53K).

The research was carried out within the state assignment of FASO of Russia (theme "Electron" No. 01201463326) with partial support of RAS Program (project No. 15-8-2-6) and RFBR (grant No. 15-02-02270).

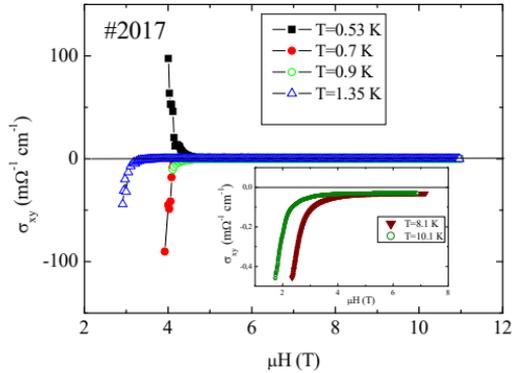


Fig.1 – Hall conductivity σ_{xy} vs magnetic field of underdoped $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}/SrTiO_3$ film ($kF \Gamma = 6.0$) at low temperatures. The insert shows the $\sigma_{xy}(H)$ at $T = 8.1$ K, 10.1

[1] N. P. Armitage et al., *Rev.Mod.Phys.* **82**, 2421(2010)
 [2] N. B. Kopnin et al., *J. Low Temp. Phys.* **90**, 1 (1993).
 [3] J. Bardeen, M. J. Stephen, *Phys. Rev.* **140A**, 1197 (1965).
 [4] V.M.Vinokur et al., *Phys.Rev.Lett.* **71**, 1242 (1993).
 [5] N. B. Kopnin, V. M. Vinokur, *Phys.Rev.Lett.* **83**, 4864 (1999).

Авторский указатель

Banerjee A., 220
Bersuker I.B., 161, 167
Bondzior B., 216
Capati M., 222
Caprara S., 121, 222
Charikova T.B., 259
Chulkov E.V., 197
Dereń P.J., 216
Di Castro C., 222
Ercolani D., 146
Gągor A., 216
Gierałtowska S., 104
Godlewski M., 73, 104
Grilli M., 121, 222
Grinberg M., 212
Harus G.I., 259
Ivanov A.A., 259
Jahn U., 104
Jakubowska M., 102
Janczak D., 102, 103
Klosek K., 104
Kowalski B.J., 104
Kunavin P.E., 142
Lemański K., 216
Lorenzana J., 222
Lugovykh A.M., 259
Miniajluk N., 216
Mlozniak A., 102
Petukhov D.S., 259
Petukhova O.E., 259
Pfeiffer L.N., 96
Pieniążek A., 104
Pietruszka R., 73
Ploog K.H., 159
Raimondi R., 121
Reszka A., 104
Roddaro S., 146

Rumyantsev E.L., 142
Seibold G., 121, 222
Shelushinina N.G., 259
Sloma M., 102
Sobanska M., 104
Sobczak K., 104
Sorba L., 146
Stefańska D., 216
Tugushev V.V., 197
Wachnicki Ł., 104
Walerczyk W., 216
Watras A., 216
Weber H.W., 205
West K.W., 96
Witkowski B.S., 73, 104
Wróblewski G., 103
Yasin S., 161, 167
Zeimer U., 104
Zherlitsyn S., 161, 167
Zytkiewicz Z.R., 104

A

Абашев Р.М., 252
Аверкиев Н.С., 85, 159, 161, 167,
203
Адрианов Г.О., 193
Азарова Е.С., 89
Аксенов М.С., 87
Аксенов С.В., 65
Алтухов И.В., 117
Альперович В.Л., 211
Андрійчук М.Д., 173
Аплеснин С.С., 218
Арапов Ю.Г., 92, 93, 98, 110, 124,
137
Аронзон Б.А., 151, 157, 228

Б

Багдинов А.В., 214
Баранов А.Н., 117
Бердюгин А.И., 119
Берт Н.А., 207
Бессонов В.Д., 165
Бобин С.Б., 153, 169, 177, 226
Боголюбский А.С., 106, 122
Бондаренко Л.В., 87
Брагинский Л.С., 114
Буданцев М.В., 126, 138
Будкин Г.В., 192
Буравлев А.Д., 117
Буряков А.М., 250
Бучкевич А.А., 165
Бызов И.В., 144

В

Вальков В.В., 65
Васильев А.Л., 151, 250
Васильев А.П., 117
Васильевский И.С., 124
Вдовиченко А.Ю., 228
Ведь М.В., 230
Верхушин И.А., 100
Виниченко А.Н., 124
Вихрова О.В., 234
Власюк В.М., 115
Воинов В.С., 252
Волкова Я.Ю., 254

Г

Гадимли А.А., 181
Галеева А.В., 190, 232
Галиев Г.Б., 250
Галицын Ю.Г., 238
Галлардо С., 179

Гальперин Ю.М., 96
Ганичев С.Д., 190
Глазов М.М., 71
Говоркова Т.Е., 153, 169, 177, 226, 256
Годлевский М., 115
Голяшов В.А., 87, 199
Гонгальский М.Б., 236
Горбачевич А.А., 214
Горбунова Д.А., 241
Гребенников В.И., 155, 156, 175
Груздев Н.Б., 144
Грузнев Д.В., 87
Гудина С.В., 92, 98, 106, 110, 122, 124, 137
Гудков В.В., 161, 167, 173
Гусев Г.М., 79

Д

Давыдов А.Б., 151
Данилов С.Н., 190, 232
Дворецкий С.А., 110
Дворецкий С.А., 67, 76, 79, 81, 91, 112, 114, 137, 140, 209
Двуреченский А.В., 100
Девятов Э.В., 69, 81
Дементьев П.А., 207
Демина П.Б., 234
Денисов К.С., 203
Дерюшкин В.В., 153, 169, 177, 226
Дижур С.Е., 117
Димитриев Г.С., 159
Добрецова А.А., 114
Дорохин М.В., 230, 234, 235
Дранчук Н.В., 115
Дрёмов В.В., 119
Дричко И.Л., 96
Дружинин А.В., 144
Дурнев М.В., 192

Е

Егоров С.В., 81
Егорова С.Г., 190, 232
Емельянова С.М., 246
Еремеев С.В., 83

Ж

Жарков А.В., 171
Жданов Е.Ю., 126, 138
Жевстовских И.В., 161, 167, 173
Журавлев А.Г., 211
Журавлев К.С., 238

З

Задиранов Ю.М., 117
Захаров К.В., 185
Зацепин А.Ф., 144
Здоровейшев А.В., 230, 234
Злотников А.О., 65

И

Иванов А.А., 195, 224
Ивина Н.Л., 133
Ильинская Н.Д., 117

К

Каган М.С., 117
Калетина Ю.В., 246
Каргина Ю.В., 236
Карпина В.А., 115
Квон З.Д., 67, 79, 81, 91, 94, 114, 140
Ким Г.А., 144
Кириенко В.В., 87

Клепикова А.С., 98
Климов Е.А., 250
Кнотько А.В., 163
Ковалев Б.Б., 163
Ковалева Н.Н., 214
Козлов Д.А., 67, 91
Козуб В.И., 193
Кокурин И.А., 85
Кондратьева Д.Ю., 241
Кононов А.А., 81
Константинов Н.С., 185
Константинова Е.А., 241
Конфедератова К.А., 238
Коробейников И.В., 240
Королев В.В., 218
Корсаков И.Е., 241
Костылев В.П., 115
Коуров Н.И., 205
Кох К.А., 199
Крайнов И.В., 159
Кретинин В.В., 218
Криштопенко С.С., 76, 141
Крулевецкая О.В., 183
Кудрин А.В., 234
Кудрявцев Ю.А., 179
Кудряшов А.А., 220
Кузнецова Т.В., 155, 175, 244
Кузнецова Ю.А., 144
Кульбачинский В.А., 157, 220, 241
Кунцевич А.Ю., 112
Курбанова Н.О., 181
Кутасов В.А., 240
Кытин В.Г., 220, 241

Л

Лашкарев Г.В., 115
Лончаков А.Т., 153, 169, 177, 226,
256
Лопес-Лопес М., 179
Луговых А.М., 179

Лукьянова Л.Н., 240
Лунин Р.А., 220
Ляпилин И.И., 201, 243

М

Максимов В.И., 187
Максимова Г.М., 89
Максимова О.В., 241
Малин Т.В., 238
Мальшева Е.И., 230
Мамытбеков Ж.К., 252
Мансуров В.Г., 238
Маркина М.М., 185
Мартовицкий В.П., 140
Марченков В.В., 205, 226, 246, 256
Маслюк В.Т., 115
Махнев А.А., 244
Менщикова Т.К., 165
Мильман И.И., 252
Миньков Г.М., 78
Миронюк Д.В., 115
Михайлин Н.Ю., 193
Михайлов Н.Н., 67, 76, 79, 81, 91,
110, 112, 114, 137, 140, 209
Михеев В.М., 128
Мишина Е.Д., 250
Моисеев К.Д., 179, 207

Н

Назипов Д.В., 129
Неведомский В.Н., 179, 207
Неверов В.Н., 92, 98, 106, 110, 122,
124, 137, 177
Ненашев А.В., 100
Нехаева Е.И., 157
Нечаев И.А., 83
Никифоров А.Е., 248, 258
Никифоров В.А., 129

Новодворский О.А., 151
Новокшенов С.Г., 131
Номерованная Л.В., 244

О

Овешников Л.Н., 157
Овсянников С.В., 240
Озерин С.А., 228
Окороков М.С., 201, 243
Окороков М.С., 243
Окулов В.И., 153, 169, 173, 177, 179,
226, 256
Окулова К.А., 256
Ольшанецкий Е.Б., 79, 140
Орлов Л.К., 133

П

Памятных Е.А., 177
Папроцкий С.К., 117
Паранчич Л.Д., 173
Парфеньев Р.В., 193
Патраков Е.И., 246
Пашаев И.Г., 181, 182
Перевозчикова Ю.А., 205, 246
Перов Н.С., 151
Петросян Т.К., 254
Петров В.П., 248, 258
Петросян Л.И., 115
Петруша С.В., 135
Петрушка Р., 115
Петухов Д.С., 195, 224
Петухова О.Е., 195, 224
Погосов А.Г., 126, 138
Подгорных С.М., 76, 92, 110, 137,
226
Позняк И.И., 115
Попов М.Р., 76, 110, 137
Попович В.И., 115

Похабов Д.А., 126, 138
Протасов Д.Ю., 209
Прудкогляд В.А., 140
Пудалов В.М., 140
Пудонин Ф.А., 214
Пустоваров В.А., 144
Пушкарёв С.С., 250

Р

Радченко М.В., 115
Райчев О.Е., 79
Ржевский В.В., 185
Рожанский И.В., 74, 203
Романов В.В., 207, 208
Романюк В.Р., 115
Рябова Л.И., 190, 232

С

Савельев А.П., 92, 124
Савченко М.Л., 67, 91
Сапега В.Ф., 159
Саранин А.А., 87
Сарычев М.Н., 161, 167, 173, 252
Сизиков П.В., 209
Ситников М.Н., 218
Скипетров Е.П., 163, 183, 185, 190
Скипетрова Л.А., 183
Слынько В.Е., 163, 183, 185
Смирнов И.Ю., 96
Соколов В.И., 144
Сокура Л.А., 207
Соловьев А.А., 185
Степина Н.П., 87, 100
Стрельцов Д.Р., 228
Суриков В.Т., 167
Суркова Т.П., 187
Суслов А.В., 96
Сухоруков Ю.П., 165

Сюрдо А.И., 252

Т

Тамм М.Е., 190, 232
Тарасенко С.А., 192
Тебеньков А.В., 254
Телегин А.В., 165
Терещенко О.Е., 87, 199, 244
Тесье Р., 117
Тимофеева И.И., 115
Тихомирова Г.В., 171, 254
Тихонов Е.С., 135, 146
Ткаченко В.А., 108, 148
Ткаченко О.А., 108, 148
Трунькин И.Н., 250
Тупиков Е.В., 112
Тупчая А.Ю., 87

У

Уймин М.А., 144
Уланов В.А., 167
Усик А.Ю., 226, 256
Усикова А.А., 117
Устинов В.М., 117

Ф

Федоров В.А., 165
Федосеев А.Д., 65

Х

Харус Г.И., 110, 137, 195, 224
Хворостин А.В., 163
Хохлов Д.Р., 190, 232
Храпай В.С., 119, 135, 146
Хусяинов Д.И., 250

Ц

Циркин С.С., 83

Ч

Чарикова Т.Б., 179, 195, 224

Чвалун С.Н., 228

Черничкин В.И., 190

Чернышев В.А., 129, 248, 258

Черняев А.В., 193

Чулков Е.В., 83

Чурманов В.Н., 144

Ш

Шакуров Г.С., 167

Шамшур Д.В., 193

Шевченко И.В., 163

Шелушнина Н.Г., 92, 98, 110, 124,
137, 195, 224

Шерстнев И.А., 214

Шовкун Д.В., 146

Шустин М.С., 65

Щ

Щенников В.В., 240

Э

Энтин М.В., 114

Ю

Юшкова Е.Н., 187

Я

Якунин М.В., 76, 92, 98, 106, 110,
122, 124, 137

Яшина Л.В., 190, 232

Электронные адреса участников школы

Berdyugin Alexey	berdyugin@phystech.edu
Caprara Sergio	sergio.caprara@roma1.infn.it
Deren Przemyslaw	p.deren@int.pan.wroc.pl
Godlewski Marek	godlew@ifpan.edu.pl
Grinberg Marek	fizmgr@univ.gda.pl
Jakubowska Malgorzata	M.Jakubowska@mchtr.pw.edu.pl
Kowalski Bogdan	kowab@ifpan.edu.pl
Азарова Екатерина Сергеевна	azarova.ekaterin@yandex.ru
Алийева Фидан Разим	pashayev1957@mail.ru
Аплеснин Сергей Степанович	apl@iph.krasn.ru
Аронзон Борис	aronzon@mai.ru
Бобин Семен Борисович	bobin@imp.uran.ru
Боголюбский Андрей Сергеевич	sendit2here@yandex.ru
Бурмистров Игорь Сергеевич	burmi@itp.ac.ru
Бучкевич Андрей Александрович	buchkevich@imp.uran.ru
Вальков Валерий Владимирович	vvv@iph.krasn.ru
Ведь Михаил Владиславович	turok.89rus@rambler.ru
Гадимли Айнур Асиф	pashayev1957@mail.ru
Глазов Михаил Михайлович	glazov@coherent.ioffe.ru
Говоркова Татьяна Евгеньевна	govorkova@imp.uran.ru
Голяшов Владимир Андреевич	vladimirgolyashov@gmail.com
Гребенников Владимир Иосифович	greben@imp.uran.ru
Гудина Светлана Викторовна	svpopova@imp.uran.ru
Гудков Владимир Васильевич	vlgud@ya.ru
Девятков Эдуард Валентинович	dev@issp.ac.ru
Денисов Константин Сергеевич	denisokonstantin@gmail.com

Дерюшкин Всеволод Владимирович	vvd92@mail.ru
Добрецова Алёна Александровна	DobretsovaAA@gmail.com
Дричко Ирина Львовна	irina.l.drichko@mail.ioffe.ru
Егорова Светлана Германовна	egorova@physics.msu.ru
Емельянова Сабина Михайловна	890_sm@mail.ru
Еремеев Сергей Владимирович	eremeev@ispms.tsc.ru
Жарков Александр Валерьевич	gvizdon.dev@gmail.com
Жданов Евгений Юрьевич	zhdanov@isp.nsc.ru
Жевстовских Ирина Владимировна	zhevstovskikh@imp.uran.ru
Журавлев Андрей Григорьевич	zh@ngs.ru
Зайцева Эльза Гайнуллаевна	KulubaevaE@yandex.ru
Здоровейщев Антон Владимирович	zdorovei@gmail.com
Каган Мирон Соломонович	kagan@cplire.ru
Каргина Юлия Валерьевна	Julech-ka@mail.ru
Квон Зе Дон	kvon@isp.nsc.ru
Клепикова Анна Сергеевна	as_klepikova@mail.ru
Козлов Дмитрий Андреевич	dimko@isp.nsc.ru
Козловский Виталий Васильевич	kozlovski@physics.spbstu.ru
Козулин Александр Сергеевич	SashaKozulin@yandex.ru
Кокурин Иван Александрович	kokurinia@mail.ru
Кононов Артем Александрович	kononov@issp.ac.ru
Конфедератова Ксения Александровна	kseniya.konfederatova@gmail.com
Коробейников Игорь Витальевич	i_korobeynikov@mail.ru
Крайнов Игорь Вадимович	igor.kraynov@mail.ru
Кульбачинский Владимир Анатольевич	kulb@mig.phys.msu.ru
Кунцевич Александр Юрьевич	kuntsevich.alexander@gmail.com
Курбанова Нияр Орудж	pashayev1957@mail.ru
Кытин Владимир Геннадьевич	kytin@mig.phys.msu.ru

Лашкарев Георгий Вадимович	geolash@ipms.kiev.ua
Лончаков Александр Трофимович	lonchakov@imp.uran.ru
Луговых Андрей Михайлович	alugovih@e1.ru
Ляпилин Игорь Иванович	Lyapilin@imp.uran.ru
Махнёв Александр Афонасьевич	almakhnev@imp.uran.ru
Миньков Григорий Максович	grigori.minkov@imp.uran.ru
Михайлов Николай Николаевич	mikhailov@isp.nsc.ru
Михеев Виктор Михайлович	mikheev@imp.uran.ru
Моисеев Константин Дмитриевич	mkd@irop2.ioffe.ru
Москвин Александр Сергеевич	alexander.moskvin@urfu.ru
Назипов Дмитрий Валерьевич	qwear0@gmail.com
Неверов Владимир Николаевич	neverov@imp.uran.ru
Нехаева Елена Игоревна	elena.yakovleva@phystech.edu
Новокшенов Сергей Георгиевич	nov@imp.uran.ru
Овешников Леонид Николаевич	Ragnos@list.ru
Ольшанецкий Евгений Борисович	eolsh@isp.nsc.ru
Орлов Лев Константинович	orlov@ipm.sci-nnov.ru
Памятных Евгений Алексеевич	epamyatn@mail.ru
Парфеньев Роберт Васильевич	r.parfeniev@mail.ioffe.ru
Пашаев Ислам Герай оглы	pashayev1957@mail.ru
Перевозчикова Юлия Александровна	yu.perevozchikova@imp.uran.ru
Петров Владислав Павлович	lancervlad@gmail.com
Петруша Станислав Владимирович	petrushas@issp.ac.ru
Петухов Денис Сергеевич	den1221@yandex.ru
Подгорных Сергей Михайлович	sp@imp.uran.ru
Попов Михаил Рудольфович	rafaelp@yandex.ru
Похабов Дмитрий Александрович	pokhabov@isp.nsc.ru
Прудкогляд Валерий Андреевич	valprud@lebedev.ru
Пручкина Анна Артемовна	pruchkina-aa@mail.ru
Пудонин Федор Алексеевич	pudonin@sci.lebedev.ru

Пушкарёв Сергей Сергеевич	s_s_e_r_p@mail.ru
Рожанский Игорь Владимирович	rozhansky@gmail.com
Румянцев Евгений Львович	evgenij.rumyantsev@gmail.com
Савельев Александр Павлович	Sasha.savelev@gmail.com
Савченко Максим Леонидович	SavchenkoMaximL@gmail.com
Сарычев Максим Николаевич	mak-sarychev@yandex.ru
Сафиев Теймур Махмуд	pashayev1957@mail.ru
Сеидов Сурет Адалет	pashayev1957@mail.ru
Сибирмовский Юрий Дмитриевич	sibirmovsky@gmail.com
Скипетров Евгений Павлович	skip@mig.phys.msu.ru
Соколов Виктор Иванович	visokolov@imp.uran.ru
Степина Наталья Петровна	stepina@isp.nsc.ru
Султанов Денис Борисович	sultanov@isp.nsc.ru
Суркова Татьяна Петровна	Tatiana.Surkova@imp.uran.ru
Тарасенко Сергей Анатольевич	tarasenko@coherent.ioffe.ru
Терещенко Олег Евгеньевич	teresh@isp.nsc.ru
Тихомирова Галина Владимировна	galina.tikhomirova@urfu.ru
Тихонов Евгений Сергеевич	tikhonov@issp.ac.ru
Ткаченко Виталий	vtkach@isp.nsc.ru
Тугушев Виктор Витальевич	tuvictor@yandex.ru
Усик Александр Юрьевич	Alexandr-usik1990@rambler.ru
Хохлов Дмитрий Ремович	khokhlov@mig.phys.msu.ru
Храпай Вадим	dick@issp.ac.ru
Чарикова Татьяна Борисовна	charikova@imp.uran.ru
Чернышев Владимир Артурович	vchern@inbox.ru
Шелушинина Нина Геннадьевна	shel@imp.uran.ru
Шерстобитов Андрей	and.sh@newmail.ru
Якунин Михаил Викторович	yakunin@imp.uran.ru