

Министерство науки и высшего образования
Российской Федерации

Научный совет Отделения общей физики РАН
по физике полупроводников
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

XXIV Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников

Электронные свойства низкоразмерных систем

*Структура и свойства полупроводников
с примесями переходных элементов*

Новые электронные явления и материалы

14 – 19 февраля 2022 года

Екатеринбург

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Екатеринбург 2022

УДК 53
ББК 22.3

Электронные свойства низкоразмерных систем. Структура и свойства полупроводников с примесями переходных элементов. Новые электронные явления и материалы [Текст]: Программа и Тезисы докладов XXIV Уральской международной зимней школы по физике полупроводников (Екатеринбург, 14-19 февраля 2022 г.) / [отв. за вып. М.В. Якунин]. - Екатеринбург, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, 2022. – с. 290

*Ответственный за выпуск
доктор физико-математических наук
М.В. Якунин*

Издание осуществлено на основе MS Word файлов, представленных авторами докладов.

В процессе верстки исправлены только ошибки стилевого оформления

ISBN 978-5-6045774-3-1

Авторы, указанные в содержании, 2022
Институт физики металлов
им. М.Н. Михеева УрО РАН, 2022

**Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation
Scientific Council of the RAS on Physics of Semiconductors
Ural Branch of the Russian Academy of Sciences
M.N. Miheev Institute of Metal Physics of the UB of the RAS
Ural Federal University named after the first President of Russia
B.N. Yeltsin**

XXIV 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 14 – 19, 2022
Yekaterinburg

ABSTRACT BOOK

Yekaterinburg 2022

Председатель Школы В.И. Окулов

Организационный комитет

Якунин М.В., <i>председатель</i>	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Неверов В.Н., <i>зам. председателя</i>	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Гудина С.В., <i>ученый секретарь,</i>	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Арапов Ю.Г.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Бобин С.Б.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Боголюбский А.С.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Говоркова Т.Е.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Девятериков Д.И.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Жевстовских И.В.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Заворницын Р.С.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Коренистов П.С.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Коробейников И.В.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Первалова А.Н.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Перевозчикова Ю.А.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Савельев А.П.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Семянникова А.А.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Суркова Т.П.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Туруткин К.В.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Усик А.Ю.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Чарикова Т.Б.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Шерстобитов А.А.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург

Программный комитет

Парфеньев Р.В., <i>сопредседатель,</i>	ФТИ РАН, Санкт-Петербург
Германенко А.В., <i>сопредседатель,</i>	УрФУ, Екатеринбург
Чарикова Т.Б., <i>сопредседатель,</i>	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Бобин С.Б., <i>тех. секретарь,</i>	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Аверкиев Н.С.	ФТИ РАН, Санкт-Петербург

- Аронзон Б.А.
Бурмистров И.С.
Caprara S.
Вальков В.В.
Волков В.А.
Godlewski M.
Горный И.В.
Дворецкий С.А.
Девятов Э.В.
Дричко И.Л.
Долгополов В.Т.
Зайцев-Зотов С.В.
Ивченко Е.Л.
Каган М.С.
Кацнельсон М.И.
Квон З.Д.
Красильник З.Ф.
Кульбачинский В.А.
Лончаков А.Т.
Марченков В.В.
Миньков Г.М.
Памятных Е.А.
Поляков Д.Г.
Терещенко О.Е.
Robouch V.V.
Хохлов Д.Р.
Шелушина Н.Г.
Якунин М.В.
- ФИАН, Москва
ИТФ РАН, Черноголовка
Dipartimento di Fisica, Università di
Roma Sapienza (Италия)
ИФ СО РАН, Красноярск
ИРЭ РАН, Москва
Institute of Physics, PAS, Warsaw
(Польша)
Karlsruhe Institute of Technology
(Германия)
ИФП СО РАН, Новосибирск
ИФТТ РАН, Черноголовка
ФТИ РАН, Санкт-Петербург
ИФТТ РАН, Черноголовка
ИРЭ РАН, Москва
ФТИ РАН, Санкт-Петербург
ИРЭ РАН, Москва
Radboud University, Nijmegen (Ни-
дерланды)
ИФП СО РАН, Новосибирск
ИФМ РАН, Нижний Новгород
МГУ, Москва
ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
УрФУ, Екатеринбург
Karlsruhe Institute of Technology
(Германия)
ИФП СО РАН, Новосибирск
LNF, Frascati (Италия)
МГУ, Москва
ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
ИФМ УрО РАН, Екатеринбург

Honorary chairman V.I. Okulov

Organizing Committee

Yakunin M.V., <i>chairman</i> ,	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Neverov V.N., <i>co-chairman</i> ,	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Gudina S.V., <i>secretary</i> ,	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Arapov Yu.G.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Bobin S.B.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Bogolyubskiy A.S.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Charikova T.B.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Devyaterikov D.I.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Govorkova T.E.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Korenistov P.S.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Korobeynikov I.V.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Perevalova A.N.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Perevozchikova Yu.A.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Savelyev A.P.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Semiannikova A.A.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Sherstobitov A.A.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Surkova T.P.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Turutkin K.V.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Usik A.Yu.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Zavornitsyn R.S.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Zhevstovskikh I.V.	IMP UB RAS, Yekaterinburg

Program Committee

Parfeniev R.V., <i>co-chairman</i> ,	Ioffe PTI RAS, St. Petersburg
Germanenko A.V., <i>co-chairman</i> ,	UrFU, Yekaterinburg
Charikova T.B., <i>co-chairman</i> ,	Mikheev IMP UB RAS, Yekaterinburg
Bobin S.B., <i>secretary</i> ,	Mikheev IMP UB RAS, Yekaterinburg
Averkiev N.S.	Ioffe PTI RAS, St. Petersburg
Aronzon B.A.	Lebedev PI RAS, Moscow
Burmistrov I.S.	Landau ITP RAS, Chernogolovka

Caprara S.	Dipartimento di Fisica, Università di Roma Sapienza (Italy)
Devyatov E.V.	Osipyan ISSP RAS, Chernogolovka
Dolgoplov V.T.	Osipyan ISSP RAS, Chernogolovka
Drichko I.L.	Ioffe PTI RAS, St. Petersburg
Dvoretiskii S.A.	Rzhanov IPS SD RAS, Novosibirsk
Godlewski M.	IP PAS, Warsaw (Poland)
Gornyi I.V.	Karlsruhe Institute of Technology (Germany)
Ivchenko E.L.	Ioffe PTI RAS, St. Petersburg
Kagan M.S.	Kotelnikov IRE RAS, Moscow
Katsnelson M.I.	Radboud University, Nijmegen (Netherlands)
Khokhlov D.R.	Lomonosov MSU, Moscow
Krasilnik Z.F.	IMP RAS, Nizhnii Novgorod
Kulbachinskii V.A.	Lomonosov MSU, Moscow
Kvon Z.D.	Rzhanov IPS SD RAS, Novosibirsk
Lonchakov A.T.	Mikheev IMP UB RAS, Yekaterinburg
Marchenkov V.V.	Mikheev IMP UB RAS, Yekaterinburg
Milekhin A.G.	Rzhanov IPS SD RAS, Novosibirsk
Minkov G.M.	Mikheev IMP UB RAS, Yekaterinburg
Pamyatnykh E.A.	UrFU, Yekaterinburg
Polyakov D.G.	Karlsruhe Institute of Technology (Germany)
Robouch B.V.	LNF, Frascati, Rome (Italy)
Shelushinina N.G.	Mikheev IMP UB RAS, Yekaterinburg
Tereshchenko O.E.	Rzhanov IPS SD RAS, Novosibirsk
Val'kov V.V.	IP SB RAS, Krasnoyarsk
Volkov V.A.	Kotelnikov IRE RAS, Moscow
Yakunin M.V.	Mikheev IMP UB RAS, Yekaterinburg
Zaitsev-Zotov S.V.	Kotelnikov IRE RAS, Moscow

Школа проводится при поддержке

Уральское отделение
Российской академии наук



ФГБУН Институт физики
металлов им. М.Н. Михеева
УрО РАН



ООО «Криотрейд
Инжиниринг»



Supported by

Ural Branch
of Russian Academy of Sciences



M.N. Mikheev Institute
of Metal Physics of UB RAS

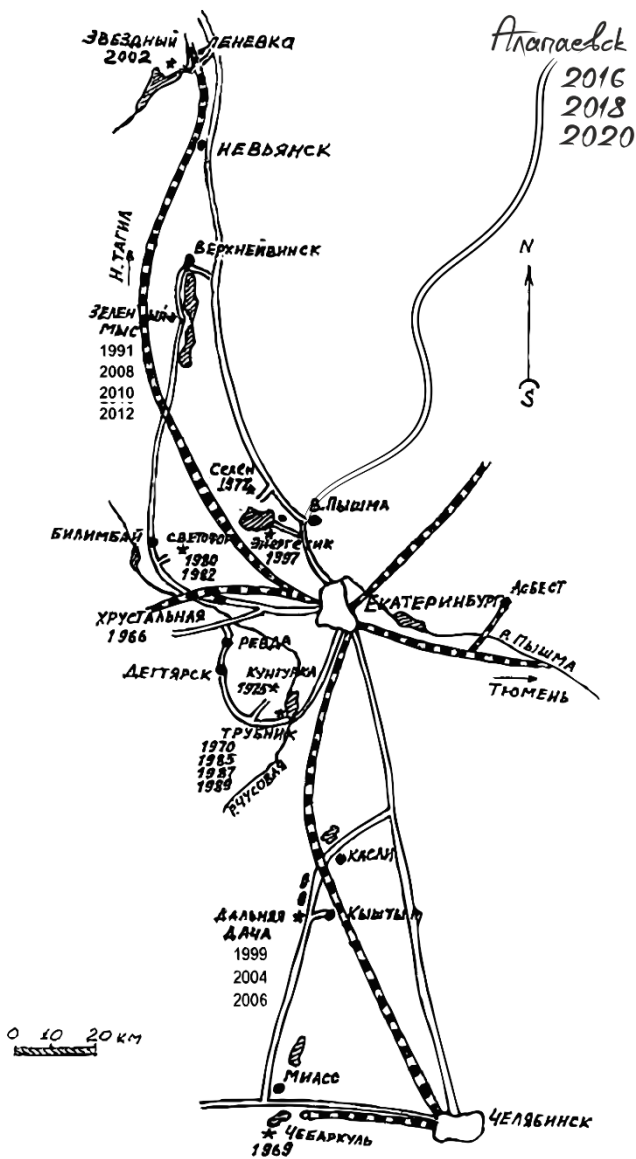


Cryotrade Engineering Ltd.



География проведения Уральской зимней школы по физике полупроводников

1. 1968 год, т.б. «Хрустальная», Первоуральск, Свердловская обл.
2. 1–6 марта 1969 г., сан. Урал ВО "Чебаркуль", Чебаркуль, Челябинская обл.
3. 15–21 марта 1970 г., б.о. "Трубник", Курганове, Свердловская обл.
4. 1975 год, б.о. «Кунгурка» Кунгурка, Свердловская обл.
5. 14–19 марта 1977 г., б.о. "Селен", Среднеуральск, Свердловская обл.
6. 1–7 марта 1980 г., б.о. "Светофор", Билимбай, Свердловская обл.
7. 28 февраля–5 марта 1982 г., б.о. "Светофор", Билимбай, Свердл. обл.
8. 28 февраля–3 марта 1985 г., б.о. "Трубник", Курганово, Свердл. обл.
9. 3–8 марта 1987 г., б.о. "Трубник", Курганово, Свердловская обл.
10. 27 февраля–3 марта 1989 г., б.о. "Трубник", Курганово, Свердл. обл.
11. 2–10 марта 1991 г., панс. "Зеленый мыс", Верх-Нейвинск, Свердл. обл.
12. 3–7 марта 1997 г., б.о. "Энергетик", Коптяки, Свердловская обл.
13. 15–20 февраля 1999 г., сан. "Дальняя дача", Кыштым, Челябинская обл.
14. 18–22 февраля 2002 г., б.о. "Звездный", Н.Тагил (Леневка), Свердл. обл.
15. 16–21 февраля 2004 г., сан. "Дальняя дача", Кыштым, Челябинская обл.
16. 27 февраля–4 марта 2006 г., сан. "Дальняя дача", Кыштым, Челябинская обл.
17. 18–23 февраля 2008 г., сан. "Зелёный мыс", Новоуральск, Свердл. обл.
18. 15–20 февраля 2010 г., сан. "Зелёный мыс", Новоуральск, Свердл. обл.
19. 20–25 февраля 2012 г., сан. "Зелёный мыс", Новоуральск, Свердл. обл.
20. 17–22 февраля 2014 г., сан. "Зелёный мыс", Новоуральск, Свердл. обл.
21. 15–20 февраля 2016 г., сан. «Самоцвет», Алапаевск, Свердловская обл.
22. 19–24 февраля 2018 г., сан. «Самоцвет», Алапаевск, Свердловская обл.
23. 17–22 февраля 2020 г., сан. «Самоцвет», Алапаевск, Свердловская обл.
24. 14-19 февраля 2022 г., парк-отель «Иволга», Кадниково, Свердл. обл.



Расписание работы школы

Понедельник, 14 февраля 2022 года

13:00	Отъезд в парк-отель «Иволга»
14:00 – 16:00	Регистрация и поселение
16:00 – 16:20	Открытие школы
16:20 - 17:50	Заседание I
17:50 – 18:10	Кофе-пауза
18:10 - 20:10	Заседание II
20:10 – 22:30	Приветственный ужин

Вторник, 15 февраля 2022 года

08:00 – 09:00	Завтрак
09:00 – 11:00	Заседание III
11:00 – 11:20	Кофе-пауза
11:20 - 13:40	Заседание IV
13:40 – 14:30	Обед
16:00 - 18:10	Заседание V
18:10 – 19:00	Ужин
19:00 – 20:00	Заседание VI
20:00 – 20:20	Кофе-пауза
20:20 – 22:00	Круглый стол

Среда, 16 февраля 2022 года

08:00 – 09:00	Завтрак
09:00 - 11:50	Заседание VII
11:50 – 12:10	Кофе-пауза
12:10 - 14:00	Заседание VIII
14:00 – 15:00	Обед
14:30 – 18:00	Экскурсия
18:00 – 19:00	Ужин
19:00 - 21:20	Заседание IX
21:20 – 21:30	Кофе-пауза
21:30 – 22:30	Стендовая сессия

Четверг, 17 февраля 2022 года

08:00 – 09:00	<i>Завтрак</i>
09:00 - 10:50	<i>Заседание X</i>
10:50 – 11:10	<i>Кофе-пауза</i>
11:10 – 13:50	<i>Заседание XI</i>
13:50 – 14:30	<i>Обед</i>
15:30 - 17:20	<i>Заседание XII</i>
17:20 – 17:40	<i>Кофе-пауза</i>
17:40 - 19:30	<i>Заседание XIII</i>
20:00 – 23:00	<i>Товарищеский ужин</i>

Пятница, 18 февраля 2022 года

08:00 – 09:00	<i>Завтрак</i>
09:00 - 11:10	<i>Заседание XIV</i>
11:10 – 11:30	<i>Кофе-пауза</i>
11:30 - 13:40	<i>Заседание XV</i>
13:40 – 13:50	<i>Общая фотография</i>
13:50 – 14:30	<i>Обед</i>
16:00 - 18:00	<i>Заседание XVI</i>
18:00 – 19:00	<i>Ужин</i>
19:00 - 20:30	<i>Заседание XVII</i>
20:30 – 20:50	<i>Кофе-пауза</i>
20:50- 21:10	<i>Закрытие школы</i>

Суббота, 19 февраля 2022 года

09:00 – 10:00	<i>Завтрак</i>
12:00	<i>Отъезд из парк-отеля «Иволга»</i>

Schedule

Monday, February 14, 2022

<i>13:00</i>	<i>Departure to hotel "Ivolga"</i>
<i>14:00 – 16:00</i>	<i>Registration and accommodation</i>
<i>16:00 – 16:20</i>	<i>School Opening</i>
<i>16:20 - 17:50</i>	<i>Section I</i>
<i>17:50 – 18:10</i>	<i>Coffee break</i>
<i>18:10 - 20:10</i>	<i>Section II</i>
<i>20:10 – 22:30</i>	<i>Welcome Dinner</i>

Tuesday, February 15, 2022

<i>08:00 – 09:00</i>	<i>Breakfast</i>
<i>09:00 – 11:00</i>	<i>Section III</i>
<i>11:00 – 11:20</i>	<i>Coffee break</i>
<i>11:20 - 13:40</i>	<i>Section IV</i>
<i>13:40 – 14:30</i>	<i>Lunch</i>
<i>16:00 - 18:10</i>	<i>Section V</i>
<i>18:10 – 19:00</i>	<i>Supper</i>
<i>19:00 – 20:00</i>	<i>Section VI</i>
<i>20:00 – 20:22</i>	<i>Coffee break</i>
<i>20:20 – 22:00</i>	<i>Round-table discussion</i>

Wednesday, February 16, 2022

<i>08:00 – 09:00</i>	<i>Breakfast</i>
<i>09:00 - 11:50</i>	<i>Section VII</i>
<i>11:50 – 12:10</i>	<i>Coffee break</i>
<i>12:10 - 14:00</i>	<i>Section VIII</i>
<i>14:00 – 15:00</i>	<i>Lunch</i>
<i>14:30 – 18:00</i>	<i>Excursion</i>
<i>18:00 – 19:00</i>	<i>Supper</i>
<i>19:00 - 21:20</i>	<i>Section IX</i>
<i>21:20 – 21:30</i>	<i>Coffee break</i>
<i>21:30 – 22:30</i>	<i>Poster session</i>

Thursday, February 17, 2022

08:00 – 09:00	<i>Breakfast</i>
09:00 - 10:50	<i>Section X</i>
10:50 – 11:10	<i>Coffee break</i>
11:10 – 13:50	<i>Section XI</i>
13:50 – 14:30	<i>Lunch</i>
15:30 - 17:20	<i>Section XII</i>
17:20 – 17:40	<i>Coffee break</i>
17:40 - 19:30	<i>Section XIII</i>
20:00 – 23:00	<i>Friendly dinner</i>

Friday, February 18, 2022

08:00 – 09:00	<i>Breakfast</i>
09:00 - 11:10	<i>Section XIV</i>
11:10 – 11:30	<i>Coffee break</i>
11:30 - 13:40	<i>Section XV</i>
13:40 – 13:50	<i>Conference Photo</i>
13:50 – 14:30	<i>Lunch</i>
16:00 - 18:00	<i>Section XVI</i>
18:00 – 19:00	<i>Supper</i>
19:00 - 20:30	<i>Section XVII</i>
20:30 – 20:50	<i>Coffee break</i>
20:50- 21:10	<i>Final sitting</i>

Saturday, February 19, 2022

09:00 – 10:00	<i>Breakfast</i>
12:00	<i>Departure from hotel «Ivolga»</i>

Программа

Понедельник, 14 февраля 2022 года

Заседание I **Большой конференц-зал** **16:00 - 17:50**
Председатель **Чарикова Татьяна Борисовна**

Якунин М.В.	Открытие школы	16:00 - 16:20
Хохлов Д.Р. (Invited talk)	NM-31 - Соотношение РТ-симметричной и киральной нелокальной терагерцовой фотопроводимости в структурах на основе топологической фазы Hg1- xCdxTe	16:20 - 16:50 (Online)
Godlewski M. (Invited talk)	NM-9 - Bio applications of wide band gap oxides	16:50 - 17:20 (Online)
Поляков Д.Г. (Invited talk)	L-49 Contacts, equilibration, and interactions in fractional quantum Hall edge transport	17:20 - 17:50 (Online)

Кофе-пауза 20 мин

Заседание II **Большой конференц-зал** **18:10 - 20:10**
Председатель **Девятов Эдуард Валентинович**

Зайцев-Зотов С.В. (Invited talk)	L-17 - Слабая локализация в скользящей волне зарядовой плотности	18:10 - 18:40
Caprara S. (Invited talk)	L-41 - Strange metal behaviour from charge density fluctuations in cuprates	18:40 - 19:10
Таланцев Е.Ф. (Invited talk)	NM-43 - Сверхпроводимость в сверхсжатых соединениях водорода	19:10 - 19:40 (Online)
Гудков В.В. (Invited talk)	T-9 - Изотермический вклад ян-теллеровской подсистемы в модули упругости примесных кристаллов	19:40 - 20:10

Приветственный ужин 20:00 – 22:30

Вторник, 15 февраля 2022 года

Завтрак 8:00 – 9:00

Заседание III **Большой конференц-зал** **9:00 - 11:00**
Председатель **Кибис Олег Васильевич**

Качоровский В.Ю. (Invited talk)	L-47 - Одноэлектронный транзистор с упругой степенью свободы	09:00 - 09:40
Тарасенко С.А. (Invited talk)	L-48 - Краевые токи, индуцированные переменным электрическим полем в двумерных системах	09:40 - 10:10
Дричко И.Л. (Invited talk)	L-15 - Спин-орбитальное взаимодействие в структуре р-GaAs/AlGaAs с симметричной квантовой ямой. Акустические методы исследования	10:10 - 10:40
Андрияхина Е.С.	L-3 - Interaction of a Néel-type skyrmion with a superconducting vortex	10:40 - 11:00

Кофе-пауза 20 мин

Заседание IV **Большой конференц-зал** **11:20 - 13:40**
Председатель **Caprara Sergio**

Мельников А.С. (Invited talk)	NM-41 - Сверхпроводящий диодный эффект в майорановских нанопроводах	11:20 - 11:50
Храпай В.С. (Invited talk)	NM-32 - Разделение тепла и заряда в трехтерминальной NSN структуре из нанопроволоки InAs	11:50 - 12:20
Ковалев В.М. (Invited talk)	L-24 - Энергетическая релаксация электронов в квантовой точке в присутствии БЭК/БКШ конденсата	12:20 - 12:50
Григорьев П.Д.	L-9 - О разнице между временем свободного пробега электронов,	12:50 - 13:20 (Online)

Вторник, 15 февраля 2022 года

(Invited talk)	определяемым по температуре Дингла из амплитуды магнитных квантовых и медленных осцилляций и из остаточного сопротивления	
Ляпилин И.И.	NM-16 - Спиновое калибровочное поле. Неравновесный спин-крутильный эффект в спинтронике	13:20 - 13:40 (Online)

Обед 13:40 – 14:30

Заседание V *Большой конференц-зал* *16:00 - 18:10*
Председатель **Гудков Владимир Васильевич**

Альперович В.Л. (Invited talk)	L-2 - Влияние скачка массы электрона на границе полупроводник-вакуум на фотоэмиссию и фотонно-усиленную термоэлектронную эмиссию	16:00 - 16:30
Дворецкий С.А.	L-11 - Исследование структурного состояния гетероструктур (013)HgCdTe/CdTe/ZnTe/GaAs методом генерации второй гармоники	16:30 - 16:50 (Online)
Аладышкин А.Ю. (Invited talk)	L-1 - Квантово-размерные состояния в тонких металлических пленках Pb(111)	16:50 - 17:20
Sobanska M. (Invited talk)	NM-34 - Amorphous Al _x O _y as a nucleation layer for selective area growth of GaN nanowires by PAMBE: impact of Ga adatom diffusion on homogeneity of nanowire array	17:20 - 17:50 (Online)

Среда, 16 февраля 2022 года

Завтрак 8:00 – 9:00

Заседание VII Большой конференц-зал 9:00 - 11:50
Председатель Терещенко Олег Евгеньевич

Покровский В.Я. (Invited talk)	L-31 - Волна зарядовой плотности как актюатор и детектор высокочастотных механических колебаний	09:00 - 09:30
Вальков В.В. (Invited talk)	NM-8 - Зарядовые флуктуации в проблеме электронной структуры топологических изоляторов и экситонных диэлектриков	09:30 - 10:00 (Online)
Девятков Э.В. (Invited talk)	L-12 - Возбуждение магнонов в структурах на основе топологических полуметаллов	10:00 - 10:30
Марченков В.В. (Invited talk)	NM-44 - Электронная структура и кинетические свойства соединений Гейслера в состояниях полуметаллического ферромагнетика, спинового бесщелевого полупроводника и топологического полуметалла	10:30 - 11:00 (Online)
Овешников Л.Н. (Invited talk)	NM-22 - Влияние атомов Mn на свойства дираковского полуметалла Cd ₃ As ₂	11:00 - 11:30
Телегин А.В.	T-7 - Особенности электронного транспорта в хромхалькогенидной шпинели HgCr ₂ Se ₄	11:30 - 11:50 (Online)

Кофе-пауза 20 мин

Среда, 16 февраля 2022 года

**Заседание
VIII**

Большой конференц-зал

12:10 - 14:00

Председатель Якунин Михаил Викторович

Квон З.Д. (Invited talk)	L-22 - Андерсоновская локализация в двумерной электронно-дырочной системе	12:10 - 12:40
Капустин А.А.	L-20 - Магнетоемкостные исследования квантовых фазовых переходов двухслойной электронной системы в окрестности $\nu=1,2,3$	12:40 - 13:00
Будкин Г.В.	L-7 - Спин-орбитальное расщепление тяжелых дырок в низкосимметричных квантовых ямах	13:00 - 13:20
Шульман А.Я.	L-39 - Уравнение эффективной массы для полупроводника с непараболической зоной проводимости	13:20 - 13:40
Дурнев М.В.	L-46 - Циркулярный эффект Холла в двумерном электронном газе: кинетическая теория	13:40 - 14:00

Обед 14:00 – 15:00

Экскурсия 14:30 – 18:00

Ужин 18:00 – 19:00

Среда, 16 февраля 2022 года

Заседание IX **Большой конференц-зал** **19:00 - 21:20**
Председатель **Тарасенко Сергей Анатольевич**

Кацнельсон М.И. (Лекция)	L-21 - Structural commensurability and incommensurability in twisted van der Waals systems	19:00 - 20:00 (Online)
Орлова Н.Н.	L-29 - Реализация концепции полярного металла в ван дер Ваальсовых структурах	20:00 - 20:20
Кунцевич А.Ю. (Invited talk)	NM-40 - Пикоакустическая микроскопия ван дер Ваальсовых гетероструктур	20:20 - 20:50
Suchocki A. (Invited talk)	NM-35 - Influence of high pressure on Ce ³⁺ and Eu ³⁺ luminescence in perovskite RAlO ₃ single crystals and single crystalline layers	20:50 - 21:20 (Online)

Кофе-пауза 20 мин

Стендовая **Большой конференц-зал** **21:30 - 22:30**
сессия
Председатель **Коробейников Игорь Витальевич**

Ахатов М.В.	NM-3 - Высокотемпературные экситонные состояния в гибридном перовските CH ₃ NH ₃ PbBr ₃	
Бабкин С.	L-4 - Уширенное состояние Ю-Шибы-Русинова в грязной сверхпроводящей пленке	
Белогорохов И.А.	L-5 - Физические свойства композиционных материалов на основе хлорофилла	
Бобин С.Б.	NM-4 - Наблюдение положительной продольной магнитопроводимости в селениде ртути	
Богданов Е.В.	T-1 - Магнитные свойства PbTe с примесью скандия	
Боголюбский А.С.	NM-5 - Изменение магнитных, электрических и микроволновых свойств нанокompозитов на основе ферромагнитной компоненты при добавлении углеродных нанотрубок	

Среда, 16 февраля 2022 года

Боголюбовский А.С.	L-6 - Квантовые осцилляции магнетосопротивления в гетероструктурах HgCdTe/HgTe/HgCdTe с инвертированным зонным спектром
Большакова В.К.	NM-6 - Исследование формирования индуцированных водородом дефектов в системах на основе монокристаллического кремния
Галиаскарова М.Р.	L-34 - Низкотемпературный фазовый переход в химически осаждённых плёнках «сульфида кадмия» в результате вакуумного отжига
Галиуллин А.	L-43 - Прерывание нелокальной проводимости двумерного топологического изолятора на основе HgTe
Груздев Н.Б.	T-2 - Трансформация спектров локализованных экситонов в Zn _{1-x} Mn _x O с ростом температуры
Гудина С.В.	L-10 - Осцилляции Шубникова – де Гааза в асимметричных квантовых ямах на основе HgCdTe: эффект Бычкова – Рашбы
Жевстовских И.В.	NM-37 - Фазовый переход в гибридном перовските CH ₃ NH ₃ PbI ₃ : Упругие и оптические свойства
Заворницын Р.	NM-45 - Магниторезистивные свойства наноструктуры типа спиновый клапан с нижним расположением слоя Dy
Здоровейщев А.В.	NM-12 - Торцевые лазеры GaAs/ InGaAsP/InGaAs с циркулярно-поляризованным излучением
Коренистов П.С.	NM-14 - Магнитное состояние и электронный транспорт в литых и быстрозакаленных интерметаллидах Mn ₂ FeAl и Mn ₃ Al
Махмудиан М.М.	L-27 - СТРУКТУРА ДВУМЕРНОГО ВИГНЕРОВСКОГО КЛАСТЕРА
Новокшенов С.Г.	NM-20 - Аномальное магнетосопротивление двумерного газа массивных дираковских электронов

Среда, 16 февраля 2022 года

Носкова Д.Д.	NM-21 - Влияние взаимодействия между металлическими слоями в многослойных системах [Bi(Ag)-Al ₂ O ₃]N
Папроцкий С.К.	L-30 - Проводимость пленок слаболегированного монокристаллического алмаза
Перевалова А.Н.	NM-46 - Электронные транспортные свойства монокристаллов Mo _x W _{1-x} Te ₂ (x = 0; 0.7; 1)
Перевалова А.Н.	NM-47 - Анизотропия электросопротивления в монокристалле MnBi ₂ Te ₄
Перевозчикова Ю.А.	NM-23 - Магнитные и электрические свойства соединений Гейслера (Cu(1-x)Co _x) ₂ MnAl (0 ≤ x ≤ 1)
Рыжков М.С.	L-32 - Краевой и объемный транспорт в двумерном топологическом изоляторе на основе квантовой ямы CdHgTe
Семакова А.А.	T-3 - Асимметричные двойные гетероструктуры InAs/InAsSb/InAsSbP для ИК-диапазона 4.2–5.3 мкм
Семянникова А.А.	NM-25 - Электронные и магнитные свойства соединений Гейслера Mn ₂ YAl (Y = V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni)
Ситников М.Н.	T-4 - Электросопротивление и Рамановский спектр для твёрдых растворов Ho _x Mn _{1-x} S
Скипетров Е.П.	T-5 - Полевые зависимости намагничённости и природа магнитных центров в сплавах Pb _{1-x-y} Sn _x Sc _y Te
Тихомирова Г.В.	NM-27 - Фазовые переходы в углеродных материалах при высоких давлениях
Туруткин К.В.	NM-28 - Исследование CVD-синтезированного графена методами сканирующей зондовой микроскопии
Усик А.Ю.	NM-29 - Термоэлектрические свойства интеркалатов Cu _x TiSe ₂ при высоком давлении
Харьков А.М.	NM-30 - Магнитоимпеданс твердых растворов Lu _x Mn _{1-x} S в парамагнитном состоянии

Среда, 16 февраля 2022 года

Худайбердиев Д.А.	L-38 - Магнитогидродинамика дираковских фермионов в HgTe квантовой яме
Чарикова Т.	NM-33 - Магнитная восприимчивость эпитаксиальных пленок Nd _{2-x} Ce _x CuO _{4-delta} /SrTiO ₃ , отожженных при различных условиях
Шпагина Е.В.	NM-48 - Подщелевая теплопроводность в нанопроводе с градиентом температуры
Савельев А.П.	L-50 Исследование механизмов рассеяния в двойных квантовых ямах InGaAs/GaAs в параллельном магнитном поле

Четверг, 17 февраля 2022 года

Москвин А.С. (Invited talk)	NM-42 - Природа ВТСП в "старых" купратах и "новых" никелатах	16:50 - 17:20
--------------------------------	---	---------------

Кофе-пауза 20 мин

Заседание XIII Большой конференц-зал 17:40 - 19:30

Председатель Иорш Иван Владимирович

Садовский М.В. (Invited talk)	Иллюзия планковской релаксации в металлах	17:40 - 18:10
Рожанский И.В. (Invited talk)	L-51 Спин-(не)зависимое рассеяние: аномальный, спиновый и топологический эффекты Холла	18:10 - 18:30 (Online)
Feldman Dmitri (Plenary talk)	L-37 - Topological heat transport in the quantum Hall effect	18:30 - 19:30 (Online)

Товарищеский ужин 20:00 – 23:00

Завтрак 8:00 – 9:00

Заседание XIV **Большой конференц-зал** **9:00 - 11:10**

Председатель Дурнев Михаил Васильевич

Иорш И.В. (Invited talk)	L-18 - Non collinear magnetic states due to chiral four-spin interaction in two-dimensional magnets	09:00 - 9:30
Еремеев С.В. (Invited talk)	NM-11 - Новые магнитные топологические изоляторы	9:30 - 10:00 (Online)
Пудонин Ф.А. (Invited talk)	NM-24 - Необычные свойства nanoостровковых магнитных систем: супервихри, плоские спиновые пружины, оптическая невязимость	10:00 - 10:30
Девятериков Д.И.	NM-10 - Применение нейтронной рефлектометрии для изучения геликоидального упорядочения в редкоземельных наноструктурах	10:30 - 10:50
Хачатрян А.Ш.	T-8 Магнитные фазовые переходы в топологических изоляторах $Bi_{2-x}T_xSe_3$ ($T = Fe, Cr$)	10:50 - 11:10 (Online)

Кофе-пауза 20 мин

Заседание XV **Большой конференц-зал** **11:30 - 13:40**

Председатель Ковалев Вадим Михайлович

Дорожкин С.И. (Invited talk)	L-14 - Двумерные электронные системы под микроволновым облучением	11:30 - 12:00 (Online)
Дмитриев И.А.	L-13 - Revival of the cyclotron resonance in microwave induced resistance oscillations	12:00 - 12:20 (Online)

Савченко М.Л.	L-33 - Observation of strong helicity dependence of microwave-induced resistance oscillations	12:20 - 12:40
Козлов Д.А. (Invited talk)	L-25 - Спектр подвижности тонких пленок на основе HgTe	12:40 - 13:10
Глазов М.М. (Invited talk)	L-44 - Долинный и спиновый эффекты Холла в двумерных полупроводниках	13:10 - 13:40 (Online)

Общая фотография 13:40 – 13:50

Обед 13:50 – 14:30

*Заседание
XVI*

Большой конференц-зал

16:00 - 18:00

Председатель Квон Зе Дон

Голуб Л.Е. (Invited talk)	L-45 - Нелинейные оптические и фотогальванические эффекты в топологических изоляторах и графене	16:00 - 16:30 (Online)
Аронзон Б.А.	NM-2 - Линейное магнетосопротивление в плёнках топологического изолятора Bi_2Se_3 и 3D Дираковского полуметалла $\text{Cd}_{3-x}\text{MnxAs}_2$	16:30 - 16:50 (Online)
Миньков Г.М. (Invited talk)	L-28 - Энергетический спектр и магнитотранспорт квантовых ям HgTe при переходе от состояния 2D к состоянию 3D топологического изолятора	16:50 - 17:10
Копасов А.А.	NM-15 - Влияние спин-орбитального взаимодействия на температуру сверхпроводящего перехода гибридных структур сверхпроводник/ферромагнетик	17:10 - 17:30

Programme

Monday, February 14, 2022

Section I **Grand Conference Hall** **16:00 - 17:50**
Chairman **Charikova Tatiana**

Yakunin M.V.	School Opening	16:00 - 16:20
Khokhlov D. (Invited talk)	NM-31 - The relation between the PT-symmetric and chiral nonlocal terahertz photoconductivity in structures based on topological phase Hg _{1-x} Cd _x Te	16:20 - 16:50 (Online)
Godlewski M. (Invited talk)	NM-9 - Bio applications of wide band gap oxides	16:50 - 17:20 (Online)
Polyakov D. (Invited talk)	L-49 - Contacts, equilibration, and interactions in fractional quantum Hall edge transport	17:20 - 17:50

Coffee break 20 min

Section II **Grand Conference Hall** **18:10 - 20:10**
Chairman **Deviatov Eduard**

Zaitsev-Zotov S.V. (Invited talk)	L-18 - Weak localization in sliding charge-density wave	18:10 - 18:40
Caprara S. (Invited talk)	L-41 - Strange metal behaviour from charge density fluctuations in cuprates	18:40 - 19:10
Talantsev E.F. (Invited talk)	NM-43 - Superconductivity in highly compressed hydrides	19:10 - 19:40 (Online)
Gudkov V.V. (Invited talk)	T-9 - Isothermal contribution of the Jahn-Teller subsystem to elastic moduli of doped crystals	19:40 - 20:10

Welcome Dinner 20:00 – 22:30

Tuesday, February 15, 2022

Breakfast 8:00 – 9:00

Section III **Grand Conference Hall** **9:00 - 11:00**
Chairman **Kibis Oleg**

Kachorovskii V.Y. (Invited talk)	L-47 Single-electron transistor with elastic degree of freedom	09:00 - 09:40
Tarasenko S. (Invited talk)	L-48 Edge currents induced by ac electric field in two-dimensional systems	09:40 - 10:10
Drichko I.L. (Invited talk)	L-16 - Spin-orbit interaction in the p-AlGaAs/GaAs/AlGaAs structure with a symmetric quantum well. Acoustic study	10:10 - 10:40
Andriyakhina E.S.	L-3 - Interaction of a Néel-type skyrmion with a superconducting vortex	10:40 - 11:00

Coffee break 20 min

Section IV **Grand Conference Hall** **11:20 - 13:40**
Chairman **Caprara Sergio**

Melnikov A.S. (Invited talk)	NM-41 - Superconducting diode effect in Majorana nanowires	11:20 - 11:50
Khrapai V.S. (Invited talk)	NM-32 - Heat-charge separation in three-terminal NSN devices based on InAs nanowires	11:50 - 12:20
Kovalev V.M. (Invited talk)	L-24 - Energy relaxation of quantum dot electrons coupled to BCS/BEC condensate	12:20 - 12:50

Tuesday, February 15, 2022

Grigoriev P.D. (Invited talk)	L-9 - Difference between the electron mean free path determined from the Dingle temperature from the amplitude of magnetic quantum and slow oscillations and from the residual resistance	12:50 - 13:20 (Online)
Lyapilin I.I.	NM-16 - Spin calibration field. Nonequilibrium spin torque effect	13:20 - 13:40 (Online)

Lunch 13:40 – 14:30

**Section V
Chairman**

**Grand Conference Hall
Gudkov Vladimir**

16:00 - 18:10

Alperovich V. (Invited talk)	L-2 - Photoemission and photon-enhanced thermionic emission: effect of jump in electron mass on the semiconductor-vacuum interface	16:00 - 16:30
Dvoretzky S.A.	L-11 - The structural studies of (013)HgVdTe/CdTe/ZnTe/GaAs heterostructures by second harmonic generation method	16:30 - 16:50 (Online)
Aladyshkin A. (Invited talk)	L-1 - Quantum-confined states in thin metallic Pb(111) films	16:50 - 17:20
Sobanska M. (Invited talk)	NM-34 - Amorphous Al _x O _y as a nucleation layer for selective area growth of GaN nanowires by PAMBE: impact of Ga adatom diffusion on homogeneity of nanowire array	17:20 - 17:50 (Online)
Skipetrov E.P.	T-6 - Galvanomagnetic properties and electronic structure of Pb _{1-x} -ySn _x CoyTe alloys	17:50 - 18:10 (Online)

Tuesday, February 15, 2022

Supper 18:10 – 19:00

Section VI **Grand Conference Hall** **19:00 - 20:00**
Chairman **Zaitsev-Zotov Sergei**

Kowalski B. (Invited talk)	L-42 - ARPES study of the band structure of the Pb/NbP interface	19:00 - 19:30 (Online)
Tereshchenko O.E. (Invited talk)	NM-26 - Photoemission with angular and spin resolution in the study of quantum materials: the possibilities of a new photoemission facility at the IPP SB RAS and the ARPES station at the SKIF synchrotron	19:30 - 20:00

Coffee break 20 min

Chairman **Grand Conference Hall** 20:20 - 22:00
Khrapai Vadim

Round-table discussion	New 2D semiconductor materials and heterostructures: Today and Tomorrow	20:20 - 22:00
-------------------------------	---	---------------

Wednesday, February 16, 2022

Breakfast 8:00 – 9:00

Section VII **Grand Conference Hall** **9:00 - 11:50**
Chairman **Tereshchenko Oleg**

Pokrovskii V.Y. (Invited talk)	L-31 - Charge density wave as an actuator and detector of high-frequency mechanical vibrations	09:00 - 09:30
Valkov V.V. (Invited talk)	NM-8 - Charge fluctuations in the problem of electron structure of the topological insulators and excitonic insulators	09:30 - 10:00 (Online)
Deviatov E. (Invited talk)	L-12 - Magnon excitations in complex structures with topological semimetals	10:00 - 10:30
Marchenkov V.V. (Invited talk)	NM-44 - Electronic structure and kinetic properties of Heusler compounds in the states of half-metallic ferromagnet, spin gapless semiconductor and topological semimetal	10:30 - 11:00 (Online)
Oveshnikov L.N. (Invited talk)	NM-22 - Impact of Mn atoms on the properties of the Dirac semimetal Cd ₃ As ₂	11:00 - 11:30
Telegin A.V.	T-7 - Peculiarities of electron transport in chromium chalcogenide spinel HgCr ₂ Se ₄	11:30 - 11:50 (Online)

Coffee break 20 min

Wednesday, February 16, 2022

Section VIII **Grand Conference Hall** **12:10 - 14:00**
Chairman **Yakunin Mikhail**

Kvon Z.D. (Invited talk)	L-22 - Anderson localization in electron-hole system	12:10 - 12:40
Kapustin A.	L-20 - Magnetocapacitance study of quantum phase transitions of a double-layer electron system in the vicinity of $\nu=1,2,3$	12:40 - 13:00
Budkin G.V.	L-7 - Spin-orbital splitting of heavy holes in low-symmetry quantum wells	13:00 - 13:20
Shul'man A.	L-39 - Effective mass equation for a semiconductor with a nonparabolic conduction band	13:20 - 13:40 (Online)
Durnev M.V.	L-46 - Circular Hall effect in two-dimensional electron gas: Kinetic theory	13:40 - 14:00

Lunch 14:00 – 15:00

Excursion 14:30 – 18:00

Supper 18:00 – 19:00

Section IX **Grand Conference Hall** **19:00 - 21:20**
Chairman **Tarasenko Sergey**

Katsnelson M. (Plenary talk)	L-21 - Structural commensurability and incommensurability in twisted van der Waals systems	19:00 - 20:00 (Online)
Orlova N.N.	L-29 - The polar metal concept realization in van der Waals structures	20:00 - 20:20
Kuntsevich A.Y. (Invited talk)	NM-40 - Picoacoustical microscopy of Van der Waals heterostructures	20:20 - 20:50

Wednesday, February 16, 2022

Suchocki A. (Invited talk)	NM-35 - Influence of high pressure on Ce ³⁺ and Eu ³⁺ luminescence in perovskite RAlO ₃ single crystals and single crystalline layers	20:50 - 21:20 (Online)
-------------------------------	---	----------------------------------

Coffee break 20 min

Poster session **Grand Conference Hall** **21:30** - **22:30**

Chairman **Korobeynikov Igor**

Akhatov M.	NM-3 - High-temperature exciton states in hybrid perovskite CH ₃ NH ₃ PbBr ₃
Babkin S.	L-4 - Broadened Yu-Shiba-Rusinov states in a dirty superconducting film
Belogorokhov I.A.	L-5 - Physical properties of composite materials based on chlorophyll
Bobin S.B.	NM-4 - Observation of Positive Longitudinal Magnetoconductivity in Mercury Selenide
Bogdanov E.V.	T-1 - Magnetic properties of PbTe with scandium impurity
Bogoliubskii A.	NM-5 - Changes in the magnetic, electrical, and microwave properties of nanocomposites based on a ferromagnetic component upon the addition of carbon nanotubes
Bogoliubskii A.	L-6 - Quantum oscillations of magnetoresistance in HgCdTe / HgTe / HgCdTe heterostructures with inverted band spectrum
Bolshakova V.K.	NM-6 - Research of the formation of hydrogen-induced defects in monocrystalline silicon systems
Galiaskarova M.R.	L-34 - Low-temperature phase transition in chemically deposited films of "cadmium sulfide" as a result of vacuum annealing

Wednesday, February 16, 2022

Galiullin A.	L-43 - Non-local conductivity breaking for a 2D topological insulator based on HgTe
Gruzdev N.B.	T-2 - Transformation of Spectra of Localized Excitons in $Zn_{1-x}Mn_xO$ at the Increasing of Temperature
Gudina S.V.	L-10 - Shubnikov - de Haas oscillations in HgCdTe asymmetric quantum wells : Bychkov - Rashba effect
Zhevstovskikh I.V.	NM-37 - Phase transition in hybrid perovskite $CH_3NH_3PbI_3$: Elastic and optical properties
Zavornitsyn R.	NM-45 - Magnetoresistive properties of spin valve type nanostructure with lower arrangement of Dy layer
Zdoroveyshchev A.V.	NM-12 - End-face lasers GaAs / InGaAsP / InGaAs with circularly polarized light
Korenistov P.S.	NM-14 - Magnetic state and electronic transport in cast and rapidly quenched intermetallics Mn_2FeAl и Mn_3Al
Mahmoodian M.M.	L-27 - STRUCTURE OF A TWO-DIMENSIONAL WIGNER CLUSTER
Novokshonov S.G.	NM-20 - Anomalous magnetoresistance of a two-dimensional gas of massive Dirac electrons
Noskova D.D.	NM-21 - Influence of interaction between metal layers in multilayer systems $[Bi(Ag)-Al_2O_3]_N$
Paprotskiy S.K.	L-30 - Conductivity of lightly doped single-crystal diamond films
Perevalova A.N.	NM-46 - Electronic transport properties of $MoxW_{1-x}Te_2$ ($x = 0; 0.7; 1$) single crystals
Perevalova A.N.	NM-47 - Electrical resistivity anisotropy in $MnBi_2Te_4$ single crystal
Perevozchikova Yu.A.	NM-23 - Magnetic and electrical properties of $(Cu_{1-x}Co_x)_2MnAl$ ($0 \leq x \leq 1$) Heusler compounds

Ryzhkov M.S.	L-32 - Edge and bulk transport in the two-dimensional topological insulator based on CdHgTe quantum well
Semakova A.A.	T-3 - Asymmetric double InAs/InAsSb/InAsSbP heterostructures for the IR-range of 4.2–5.3 μm
Semiannikova A.A.	NM-25 - Electronic and magnetic properties of Heusler compounds Mn_2YAl (Y = V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni)
Sitnikov M.N.	T-4 - Electrical resistance and Raman spectrum for $\text{HoxMn}_{1-x}\text{S}$ solid solutions
Skipetrov E.P.	T-5 - Field dependences of magnetization and the nature of magnetic centers in $\text{Pb}_{1-x-y}\text{Sn}_x\text{S}_y\text{Te}$ alloys
Tikhomirova G.V.	NM-27 - Phase transitions in carbon materials at high pressures
Turutkin K.V.	NM-28 - Investigation of CVD-synthesized graphene by scanning probe microscopy
Usik A.Y.	NM-29 - Thermoelectric properties of Cu_xTiSe_2 intercalates at high pressure
Kharkov A.M.	NM-30 - Magnetoimpedance in $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ solid solutions paramagnetic state
Khudaiberdiev D.A.	L-38 - Magnetohydrodynamics of Dirac fermions in HgTe quantum well
Charikova T.B.	NM-33 - Magnetic susceptibility of $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-\delta}$ / SrTiO_3 epitaxial films annealed under different conditions
Shpagina E.	NM-48 - Sub-gap thermal conductivity in a nanowire with a temperature gradient
Savelyev A.P.	L-50 Scattering mechanisms in InGaAs/GaAs double quantum wells in in-plane magnetic field

Thursday, February 17, 2022

Breakfast 8:00 – 9:00

Section X **Grand Conference Hall** **9:00 - 10:50**
Chairman **Melnikov Alexander**

Burmistrov I.S. (Plenary talk)	NM-7 - Emergent continuous symmetry in anisotropic flexible two-dimensional materials	09:00 - 09:50 (Online)
Katanin A.A.	NM-38 - Charge and spin correlations in graphene: renormalization group and E-DMFT analysis	09:50 - 10:10 (Online)
Volkov V.A.	L-8 - Light-matter coupling for gated 2D magnetoplasmons in natural resonator	10:10 - 10:30
Kokurin I.	L-26 - Dimensional quantization of holes in nanowires with hexagonal cross-section	10:30 - 10:50 (Online)

Coffee break 20 min

Section XI **Grand Conference Hall** **11:10 - 13:50**
Chairman **Kozlov Dmitriy**

Kibis O.V. (Invited talk)	L-23 - Dynamical stabilization of electronic systems in semiconductor quantum wells	11:10 - 11:40
Zabolotnykh A.A.	L-16 - Plasmons in 2D electronic systems with finite-size gate	11:40 - 12:00
Yakunin M.V. (Invited talk)	L-40 - Competition effects of different types of carriers in the magnetotransport of a HgTe / CdHgTe double quantum well with an inverse spectrum	12:00 - 12:20

Thursday, February 17, 2022

Tikhonov E.	NM-49 - Localization of helical edge states in the absence of external magnetic field	12:20 - 12:40
Stepina N.P.	L-35 - Effect of magnetic field on slow photoconductance relaxation in quantum dot array	12:40 - 13:00
Korobeynikov I.V.	NM-15 - The enhancement of thermoelectric power factor in tin chalcogenides at high pressure	13:00 - 13:20
Kagan M.S. (Invited talk)	L-19 - History and modes of operation of semiconductor sources of electric oscillations	13:20 - 13:50

Lunch 13:50 – 14:30

Section XII
Chairman

Grand Conference Hall
Milekhin Alexandr

15:30 - 17:20

Averkiv N.S. (Invited talk)	NM-1 - Dynamic Nuclear Spin Polarization Si:P at High magnetic fields	15:30 - 16:00 (Online)
Kulbachinskii V.A. (Invited talk)	NM-39 - EPR, electrophysical and thermoelectrical properties of copper chromite and zinc oxide with acceptor impurities	16:00 - 16:30
Mikhailin N.Y.	NM-18 - Flux jumps and thermomagnetic instability in lead - porous glass superconducting nanocomposite	16:30 - 16:50 (Online)
Moskvin A.S. (Invited talk)	NM-42 - The nature of HTSC in "old" cuprates and "novel" nickelates	16:50 - 17:20

Coffee break 20 min

Thursday, February 17, 2022

Section XIII **Grand Conference Hall** **17:40 - 19:30**
Chairman **Iorsh Ivan**

Sadowski M.V. (Invited talk)	Illusion of Planck relaxation in metals	17:40 - 18:10
Rozhansky I.V. (Invited talk)	L-51 - Spin-dependent scattering: anomalous, spin and topological Hall effect	18:10 - 18:30 (Online)
Feldman D. (Plenary talk)	L-37 - Topological heat transport in the quantum Hall effect	18:30 - 19:30 (Online)

Friendly dinner 20:00 – 23:00

Thursday, February 18, 2022

Breakfast 8:00 – 9:00

Section XIV **Grand Conference Hall** **9:00 - 11:10**
Chairman **Durnev Mikhail**

Iorsh I.V. (Invited talk)	L-18 - Non collinear magnetic states due to chiral four-spin interaction in two-dimensional magnets	09:00 - 9:30
Eremeev S.V. (Invited talk)	NM-11 - New magnetic topological insulators	9:30 - 10:00 (Online)
Pudonin F. (Invited talk)	NM-24 - Unusual properties of nanoisland magnetic systems: supervortices, flat spin springs, optical nonreciprocity	10:00 - 10:30
Devyaterikov D.	NM-10 - Investigation of helicoidal ordering in rare-earth nanostructures by neutron reflectometry	10:30 - 10:50
Khachatryan A.S.	T-8 - Magnetic phase transitions in topological insulators $\text{Bi}_{2-x}\text{T}_x\text{Se}_3$ (T = Fe, Cr)	10:50 - 11:10 (Online)

Coffee break 20 min

Section XV **Grand Conference Hall** **11:30 - 13:40**
Chairman **Kovalev Vadim**

Dorozhkin S. (Invited talk)	L-14 - Two-dimensional electron systems under microwave radiation	11:30 - 12:00 (Online)
Dmitriev I.	L-13 - Revival of the cyclotron resonance in microwave induced resistance oscillations	12:00 - 12:20 (Online)
Savchenko M.L.	L-33 - Observation of strong helicity dependence of microwave-induced resistance oscillations	12:20 - 12:40
Kozlov D.A. (Invited talk)	L-25 - Mobility spectrum of HgTe thin films	12:40 - 13:10

Thursday, February 18, 2022

Glazov M.M. (Invited talk)	L-44 - Valley and spin Hall effects in two-dimensional semiconductors	13:10 - 13:40 (Online)
-------------------------------	--	----------------------------------

Conference Photo 13:40 – 13:50

Lunch 13:50 – 14:30

Section XVI **Grand Conference Hall** **16:00 - 18:00**
Chairman **Kvon Ze Don**

Golub L.E. (Invited talk)	L-45 - Nonlinear optical and photogalvanic effects in topological insulator and graphene	16:00 - 16:30 (Online)
Aronzon B.A.	NM-2 - Linear magnetoresistance in topological insulator films Bi ₂ Se ₃ and 3D Dirac semimetal Cd ₃ -xMnxAs ₂	16:30 - 16:50 (Online)
Minkov G.M. (Invited talk)	L-28 - Energy spectrum and magnetotransport of HgTe quantum wells during the transition from the state of 2D topological insulator to the state of 3D topological insulator	16:50 - 17:10
Kopasov A.A.	NM-15 - Influence of the spin-orbit interaction on the superconducting transition temperature of superconductor/ferromagnet heterostructures	17:10 - 17:30
Tikhodeev S.G. (Invited talk)	L-36 - Lasers of circular polarization based on semiconductor microcavities with chiral photonic crystal on top mirror	17:30 - 18:00 (Online)

Supper 18:00 – 19:00

Thursday, February 18, 2022

Section XVII **Grand Conference Hall** **19:00 - 20:30**
Chairman **Kulbachinskii Vladimir**

Milekhin A.G. (Invited talk)	NM-17 - Tip-enhanced Raman scattering for local analysis of semiconductor nanostructures	19:00 - 19:30
Zytkiewicz Z. (Invited talk)	NM-36 - On the origin of mixed-polarity of GaN nanowires grown on Si by plasma-assisted MBE	19:30 - 20:00 (Online)
Mikhailov N.N. (Invited talk)	NM-19 - CdHgTe complex structures with quantum wells: growth, characteristics and applications	20:00 - 20:30

Coffee break 20 min

Grand Conference Hall **20:50- 21:10**
Chairman **Charikova Tatiana**

Yakunin M.V.	Final sitting	20:50- 21:10
--------------	---------------	---------------------

Saturday, February 19, 2022

Breakfast 9:00 – 10:00

Содержание

Электронные свойства низкоразмерных систем
Electron properties of Low-Dimensional systems

L-1.....	80
Квантово-размерные состояния в тонких металлических пленках Pb(111) Аладышкин А.Ю. Quantum-confined states in thin metallic Pb(111) films Aladyshkin A.Yu.	
L-2.....	82
Влияние скачка массы электрона на границе полупроводник-вакуум на фотоэмиссию и фотонно- усиленную термоэлектронную эмиссию Альперович В.Л., Казанцев Д.М., Shvartsman L.D. Photoemission and photon-enhanced thermionic emission: effect of jump in electron mass on the semiconductor-vacuum interface V.L. Alperovich, D.M. Kazantsev, L.D. Shvartsman	
L-3.....	84
Взаимодействие неелевского скирмиона и пирловского вихря Андряхина Е.С., Бурмистров И.С. Interaction of a Néel-type skyrmion with a superconducting vortex Andriyakhina E.S., Burmistrov I.S.	

L-4.....	86
Уширенное состояние Ю-Шибы-Русинова в грязной сверхпроводящей пленке Бабкин С.С., Бурмистров И.С. Broadened Yu-Shiba-Rusinov states in a dirty superconducting film Babkin S.S., Burmistrov I.S.	
L-5.....	87
Физические свойства композиционных материалов на основе хлорофилла Белогорохов И.А., Белогорохова Л.И. Physical properties of composite materials based on chlorophyll Belogorokhov I.A., Belogorokhova L.I.	
L-6.....	88
Квантовые осцилляции магнетосопротивления в гетероструктурах HgCdTe/HgTe/HgCdTe с инвертированным зонным спектром Боголюбский А.С., Гудина С.В., Неверов В.Н., Туруткин К.В., Подгорных С.М., Шелушина Н.Г., Якунин М.В., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А. Quantum oscillations of magnetoresistance in HgCdTe/HgTe/HgCdTe heterostructures with inverted band spectrum Bogoliubskii A.S., Gudina S.V., Neverov V.N., Turutkin K.V., Podgornykh S.M., Shelushinina N.G., Iakunin M.V., Mikhailov N.N., Dvoretzskii S.A.	
L-7.....	90
Спин-орбитальное расщепление тяжелых дырок в низкосимметричных квантовых ямах Будкин Г.В., Тарасенко С.А. Spin-orbital splitting of heavy holes in low-symmetry quantum wells	

Budkin G.V., Tarasenko S.A.	
L-8.....	92
Взаимодействие экранированных 2D магнитоплазмонов с фотонными модами в естественном резонаторе	
Волков В.А., Заболотных А.А.	
Light-matter coupling for gated 2D magnetoplasmons in natural resonator	
Volkov V.A., Zabolotnykh A.A.	
L-9.....	93
О разнице между временем свободного пробега электронов τ , определяемым по температуре Дингла из амплитуды магнитных квантовых и медленных осцилляций и из остаточного сопротивления	
Григорьев П.Д., Карцовник М.В.	
Difference between the electron mean free path determined from the Dingle temperature from the amplitude of magnetic quantum and slow oscillations and from the residual resistance	
P.D. Grigoriev, M.V. Kartsovnik	
L-10.....	95
Осцилляции Шубникова – де Гааза в асимметричных квантовых ямах на основе HgCdTe: эффект Бычкова – Рашбы	
Гудина С.В., Попов М.Р., Неверов В.Н., Подгорных С.М., Шелушина Н.Г., Якунин М.В., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.	
Shubnikov - de Haas oscillations in HgCdTe asymmetric quantum wells: Bychkov - Rashba effect	
Gudina S.V., Popov M.R., Neverov V.N., Podgornykh S.M., Shelushinina N.G., Yakunin M.V., Mikhailov N.N., and Dvoretzky S.A.	

L-11.....	97
Исследование структурного состояния гетероструктур (013)HgCdTe/CdTe/ZnTe/GaAs методом генерации второй гармоники	
Дворецкий С.А., Ступак М.Ф., Михайлов Н.Н., Макаров С.Н., Елесин А.Г., Верхогляд А.Г.	
The structural studies of (013)HgVdTe/CdTe/ZnTe/GaAs heterostructures by second harmonic generation method	
Dvoretzky S.A., Stupak M.F, Mikhailov N.N., Makarov S.N., Elesin A.G., Verkhoglyad A.G	
L-12.....	99
Возбуждение магнов в структурах на основе топологических полуметаллов	
Девятов Э.В.	
Magnon excitations in complex structures with topological semimetals	
Deviatov E.V.	
L-13.....	101
Revival of the cyclotron resonance in microwave induced resistance oscillations	
Savchenko M.L., Shuvaev A., Ganichev S.D., Kvon Z.D., Pimenov A., Dmitriev I.A.	
L-14.....	103
Двумерные электронные системы под микроволновым облучением	
Дорожкин С.И.	
Two-dimensional electron systems under microwave radiation	
Dorozhkin S.I.	
L-15.....	105
Спин-орбитальное взаимодействие в структуре <i>p</i> -GaAs/AlGaAs с симметричной квантовой ямой.	
Акустические методы исследования	

	Дричко И.Л., Смирнов И.Ю., Суслов А.В., Pfeiffer L.N., West K.W., Baldwin K.W. Spin-orbit interaction in the p-AlGaAs/GaAs/AlGaAs structure with a symmetric quantum well. Acoustic study Drichko I.L., Smirnov I.Yu., Suslov A.V., Pfeiffer L.N., West K.W., Baldwin K.W.	
L-16.....	Плазмоны в 2D электронных системах с затвором конечных размеров Заболотных А.А., Еналдиев В.В., Волков В.А. Plasmons in 2D electronic systems with finite-size gate Zabolotnykh A.A., Enaldiev V.V., Volkov V.A.	107
L-17.....	Слабая локализация в скользящей волне зарядовой плотности Кон И.А., Зайцев-Зотов С.В. Weak localization in sliding charge-density wave I.A. Cohn, S.V. Zaitsev-Zotov	109
L-18.....	Non collinear magnetic states due to chiral four-spin interaction in two-dimensional magnets Gulnaz Rakhmanova, Ivan Ado, Mikhail Titov, Ivan Iorsh	111
L-19.....	История и принципы действия полупроводниковых источников электрических колебаний Каган М.С. History and modes of operation of semiconductor sources of electric oscillations Kagan M.S.	112

L-20.....	113
Магнетоемкостные исследования квантовых фазовых переходов двухслойной электронной системы в окрестности $\nu=1,2,3$	
Капустин А.А., Дорожкин С.И., Федоров И.Б.	
Magnetocapacitance study of quantum phase transitions of a double-layer electron system in the vicinity of $\nu=1,2,3$	
Kapustin A.A., Dorozhkin S.I., Fedorov I.B.	
L-21.....	115
Structural commensurability and incommensurability in twisted van der Waals systems	
Katsnelson M. I.	
L-22.....	116
Андерсоновская локализация в двумерной электронно-дырочной системе	
Квон З.Д., Ольшанецкий Е.Б., Михайлов Н.Н.	
Anderson localization in electron-hole system	
Kvon Z.D., Olshanetsky E.B., Mikhailov N.N.	
L-23.....	118
Динамическая стабилизация электронных систем в полупроводниковых квантовых ямах	
Кибис О.В.	
Dynamical stabilization of electronic systems in semiconductor quantum wells	
Kibis O.V.	
L-24.....	120
Энергетическая релаксация электронов в квантовой точке в присутствии БЭК/БКШ конденсата	
Ковалёв В.М.	
Energy relaxation of quantum dot electrons coupled to BCS/BEC condensate	
Kovalev V.M.	

L-25.....	121
Спектр подвижности тонких пленок на основе HgTe Козлов Д.А. Mobility spectrum of HgTe thin films Kozlov D.A.	
L-26.....	123
Размерное квантование дырок в нанопроводах с гексагональным сечением Кокурин И.А. Dimensional quantization of holes in nanowires with hexagonal cross-section I. A. Kokurin	
L-27.....	125
Структура двумерного вигнеровского кластера Махмудиан М., Энтин М. В. Structure of a two-dimensional Wigner cluster Mahmoodian M. M., Entin M. V	
L-28.....	127
Энергетический спектр и магнитотранспорт квантовых ям HgTe при переходе от состояния 2D к состоянию 3D топологического изолятора Миньков Г.М, Шерстобитов А.А., Алешкин В.Я., Рут О.Е., Германенко А.В. Energy spectrum and magnetotransport of HgTe quantum wells during the transition from the state of 2D topological insulator to the state of 3D topological insulator Minkov G.M., Sherstobitov A.A., Aleshkin V.Ya., Rut O.E., Germanenko A.V.	
L-29.....	129
Реализация концепции полярного металла в ван дер Ваальсовых структурах Орлова Н.Н., Девятов Э.В., Колесников Н.Н., Тимонина А.В.	

	The polar metal concept realization in van der Waals structures Orlova N.N., Deviatov E.V., Kolesnikov N.N., Timonina A.V.	
L-30.....	Проводимость пленок слаболегированного монокристаллического алмаза Папроцкий С.К., Алтухов И.В., Дижур С.Е., Каган М.С., Хвальковский Н.А. Родионов Н.Б., Паль А.Ф., Большаков А.П., Ральченко В.Г., Хмельницкий Р.А. Conductivity of lightly doped single-crystal diamond films Paprotskiy S.K., Altukhov I.V., Dizhur S.E., Kagan M.S., Khvalkovskiy N.A., Rodionov N.B., Pal' A.F., Bol'Shakov A.P., Ral'Chenko V.G., Khmel'Nitskiy R.A.	131
L-31.....	Волна зарядовой плотности как актюатор и детектор высокочастотных механических колебаний Покровский В.Я. Charge density wave as an actuator and detector of high-frequency mechanical vibrations Pokrovskii V.Ya.	132
L-32.....	Краевой и объемный транспорт в двумерном топологическом изоляторе на основе квантовой ямы CdHgTe Рыжков М.С., Худайбердиев Д.А., Козлов Д.А., Квон З.Д., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А. Edge and bulk transport in the two-dimensional topological insulator based on CdHgTe quantum well Ryzhkov M.S., Khudaiberdiev D.A., Kozlov D.A., Kvon Z.D., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A.	134

L-33.....	136
Observation of strong helicity dependence of microwave-induced resistance oscillations Savchenko M.L., Shuvaev A., Dmitriev I.A., Ganichev S.D., Kvon Z.D., Pimenov A.	
L-34.....	137
Низкотемпературный фазовый переход в химически осаждённых плёнках сульфида кадмия в результате вакуумного отжига Дегтярёв М.В., Скорняков Л.Г., Галиаскарова М.Р. Low-temperature phase transition in chemically deposited films of "cadmium sulfide" as a result of vacuum annealing Degtyarev M.V., Skornyakov L.G., Galiaskarova M.R.	
L-35.....	139
Эффект магнитного поля на медленные релаксации фотопроводимости в ансамбле квантовых точек Степина Н.П., Шумилин А.С., Зиновьева А.Ф., Ненашев А.В., Двуреченский А.В. Effect of magnetic field on slow photoconductance relaxation in quantum dot array Stepina N.P., Shumilin A.S., Zinovieva A.F., Nenashev A.V., Dvurechenskii A.V.	
L-36.....	141
Лазеры циркулярно-поляризованного излучения на основе полупроводниковых микрорезонаторов с кирально-модулированным верхним зеркалом Максимов А.А., Филатов Е.В., Тартаковский И.И., Кулаковский В.Д., Schneider C., Höfling S., Тиходеев С.Г. Lasers of circular polarization based on semiconductor microcavities with chiral photonic crystal on top mirror	

	Maksimov A.A., Filatov E.V., Tartakosvkii I.I., Kulakovskii V.D., Schneider C., Höfling S., Tikhodeev S.G.	
L-37.....	Topological heat transport in the quantum Hall effect Feldman D.E.	143
L-38.....	Магнитогидродинамика дираковских фермионов в HgTe квантовой яме Худайбердиев Д.А., Гусев Г.М., Ольшанецкий Е.Б., Квон З.Д., Михайлов Н.Н. Magnetohydrodynamics of Dirac fermions in HgTe quantum well D. A. Khudaiberdiev, G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, and N. N. Mikhailov	144
L-39.....	Уравнение эффективной массы для полупроводника с непараболической зоной проводимости Шульман А.Я. Effective mass equation for a semiconductor with a nonparabolic conduction band Shul'man A.Ya.	145
L-40.....	Эффекты конкуренции разных типов носителей в магнитотранспорте двойной квантовой ямы HgTe/CdHgTe с инверсным спектром Якунин М.В., Алешкин В.Я., Подгорных С.М., Попов М.Р., Неверов В.Н., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А. Competition effects of different types of carriers in the magnetotransport of a HgTe / CdHgTe double quantum well with an inverse spectrum Yakunin M.V., Aleshkin V.Ya., Podgornykh S.M., Popov M.R., Neverov V.N., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A.	147

L-41	149
	Strange metal behaviour from charge density fluctuations in cuprates Caprara S.	
L-42	151
	ARPES study of the band structure of the Pb/NbP interface Kowalski B.J., Iwanowski P., Wadge A., Wiśniewski A., Olszowska N., Kołodziej J.	
L-43	153
	Прерывание нелокальной проводимости двумерного топологического изолятора на основе HgTe Галиуллин А.А., Соболевский О.А., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А, Кунцевич А.Ю. Non-local conductivity breaking for a 2D topological insulator based on HgTe Galiullin A.A., Sobolevsky O.A., Michailov N.N., Dvoretzky S.A, Kuntsevich A.Y.	
L-44	154
	Долинный и спиновый эффекты Холла в двумерных полупроводниках Глазов М.М. Valley and spin Hall effects in two-dimensional semiconductors Glazov M.M.	
L-45	156
	Нелинейные оптические и фотогальванические эффекты в топологических изоляторах и графене Голуб Л.Е., Леппенен Н.В. Nonlinear optical and photogalvanic effects in topological insulator and graphene L.E. Golub and N.V. Leppenen	

L-46.....	158
Циркулярный эффект Холла в двумерном электронном газе: кинетическая теория Дурнев М.В. Circular Hall effect in two-dimensional electron gas: Kinetic theory M.V. Durnev	
L-47.....	160
Одноэлектронный транзистор с упругой степенью свободы Евсеев С.С., Бурмистров И.С., Тихонов К.С., Качоровский В.Ю. Single-electron transistor with elastic degree of freedom Evseev S.S. , Burmistrov I.S., Tikhonov K.S., Kachorovskii V.Yu.	
L-48.....	162
Краевые токи, индуцированные переменным электрическим полем в двумерных системах Дурнев М.В., Тарасенко С.А. Edge currents induced by ac electric field in two-dimensional systems M.V. Durnev, S.A. Tarasenko	
L-49.....	163
Contacts, equilibration, and interactions in fractional quantum Hall edge transport Polyakov D.G.	
L-50.....	164
Исследование механизмов рассеяния в двойных квантовых ямах InGaAs/GaAs в параллельном магнитном поле Савельев А.П., Арапов Ю.Г., Гудина С.В., Неверов В.Н., Шелушинина Н.Г., Якунин М.В. Scattering mechanisms in InGaAs/GaAs double quantum wells in in-plane magnetic field	

	Savelyev A.P., Arapov Yu.G., Gudina S.V., Neverov V.N., Shelushinina N.G., Yakunin M.V.	
L-51.....	Спин-(не)зависимое рассеяние: аномальный, спиновый и топологический эффекты Холла Рожанский И.В., Денисов К.С., Лифшиц М.Б., Ракицкий М.А. Spin-dependent scattering: anomalous, spin and topological Hall effect Rozhansky I.V., Denisov K.S., Lifshits M.B., Rakitskii M.A.	166

Структура и свойства полупроводников с примесями переходных элементов

Structure and properties of semiconductors with transition metal impurities

T-1.....	Магнитные свойства PbTe с примесью скандия Скипетров Е.П., Богданов Е.В., Скипетрова Л.А., Соловьев А.А., Ковалев Б.Б., Кнотько А.В., Слынько В.Е. Magnetic properties of PbTe with scandium impurity Skipetrov E.P., Bogdanov E.V., Skipetrova L.A., Solovov A.A., Kovalev B.B., Knotko A.V., Slynko V.E.	169
T-2.....	Трансформация спектров локализованных экситонов в $Zn_{1-x}Mn_xO$ с ростом температуры Груздев Н.Б., Соколов В.И., Меньшенин В.В., Савченко С.С., Вохминцев А.С., Вайнштейн И.А., Емельченко Г.А.	171

	Transformation of Spectra of Localized Excitons in $Zn_{1-x}Mn_xO$ at the Increasing of Temperature Gruzdev N.B., Sokolov V.I., Menshenin V.V., Savchenko S.S., Vokhmintsev A.S., Weinstein I.A., Yemelchenko G.A.	
T-3.....	Асимметричные двойные гетероструктуры InAs/InAsSb/InAsSbP для ИК-диапазона 4.2–5.3 мкм Семакова А.А., Романов В.В., Баженов Н.Л., Мынбаев К.Д., Моисеев К.Д. Asymmetric double InAs/InAsSb/InAsSbP heterostructures for the IR-range of 4.2–5.3 μm Semakova A.A., Romanov V.V., Bazhenov N.L., Mynbaev K.D., Moiseev K.D.	173
T-4.....	Электросопротивление и Рамановский спектр для твёрдых растворов $Ho_xMn_{1-x}S$ Ситников М.Н., Харьков А.М., Зеленов Ф.В., Абдельбаки Х., Никитинский О.С., Кригер Е.А., Черемных Н.А. Electrical resistance and Raman spectrum for $Ho_xMn_{1-x}S$ solid solutions Sitnikov M.N., Kharkov A.M., Zelenov F.V., Abdelbaki H., Nikitinsky O.S., Krieger E.A., Cheremnykh N.A.	175
T-5.....	Гальваномагнитные свойства и электронная структура сплавов $Pb_{1-x-y}Sn_xCo_yTe$ Скипетров Е.П., Константинов Н.С., Ковалев Б.Б., Дудин В.С., Богданов Е.В., Скипетрова Л.А., Кнотько А.В., Слынько В.Е. Galvanomagnetic properties and electronic structure of $Pb_{1-x-y}Sn_xCo_yTe$ alloys	177

Skipetrov E.P., Konstantinov N.S., Kovalev B.B., Dudin V.S., Bogdanov E.V., Skipetrova L.A., Knotko A.V., Slynko V.E.

T-6.....179

Полевые зависимости намагниченности и природа магнитных центров в сплавах $Pb_{1-x-y}Sn_xSc_yTe$

Скипетров Е.П., Богданов Е.В., Ковалев Б.Б., Скипетрова Л.А., Кнотько А.В., Емельянов А.В., Талденков А.Н., Слынько В.Е.

Field dependences of magnetization and the nature of magnetic centers in $Pb_{1-x-y}Sn_xSc_yTe$ alloys

Skipetrov E.P., Bogdanov E.V., Kovalev B.B., Skipetrova L.A., Knotko A.V., Emelyanov A.V., Taldenkov A.N., Slynko V.E.

T-7.....181

Особенности электронного транспорта в хромхалькогенидной шпинели $HgCr_2Se_4$

Телегин А.В., Сухоруков Ю.П., Park Hyeong-Ryeol, Sohn Changhee, Kimel A.V.

Peculiarities of electron transport in chromium chalcogenide spinel $HgCr_2Se_4$

Telegin A.V., Sukhorukov Yu.P., Park Hyeong-Ryeol, Sohn Changhee, Kimel A.V.

T-8.....183

Магнитные фазовые переходы в топологических изоляторах $Bi_{2-x}T_xSe_3$ ($T = Fe, Cr$)

Хачатрян А.Ш., Чарная Е.В., Марченков В.В.

Magnetic phase transitions in topological insulators $Bi_{2-x}T_xSe_3$ ($T = Fe, Cr$)

Khachatryan A.Sh., Charnaya E.V., Marchenkov V.V.

T-9.....	185
Изотермический вклад ян-теллеровской подсистемы в модули упругости примесных кристаллов Аверкиев Н.С., Гудков В.В., Жевстовских И.В., Сарычев М.Н. Isothermal contribution of the Jahn-Teller subsystem to elastic moduli of doped crystals Averkiev N.S., Gudkov V.V., Zhevstovskikh I.V., Sarychev M.N.	

Новые электронные явления и материалы

New electronic phenomena and materials

NM-1.....	187
Динамическая поляризация спинов ядер P в Si в сверхсильных магнитных полях Аверкиев Н.С., Лифшиц М.Б., But D., Martinez G., Кнап W. Dynamic Nuclear Spin Polarization Si:P at High magnetic fields N.S. Averkiev, M.B. Lifshits, D. But, G. Martinez, W. Knap	
NM-2.....	189
Линейное магнетосопротивление в пленках топологического изолятора Bi_2Se_3 и 3D дираковского полуметалла $\text{Cd}_{3-x}\text{Mn}_x\text{As}_2$ Аронзон Б.А., Селиванов Ю.Г., Овешников Л.Н., Давыдов А.Б., Мехия А.Б., Риль А.И., Маренкин С.Ф. Linear magnetoresistance in topological insulator films Bi_2Se_3 and 3D Dirac semimetal $\text{Cd}_{3-x}\text{Mn}_x\text{As}_2$ Aronzon B.A., Selivanov Yu.G., Oveshnikov L.N., Davydov A.B., Mekhiya A.B., Ril A.I., Marenkin S.F.	

NM-3.....	191
Высокотемпературные экситонные состояния в гибридном перовските $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$	
Ахатов М.В., Сарычев М.Н., Семенова О.И., Жевстовских И.В.	
High-temperature exciton states in hybrid perovskite $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$	
Akhatov M.V., Sarychev M.N., Semenova O.I., Zhevstovskikh I.V.	
NM-4.....	193
Наблюдение положительной продольной магнитопроводимости в селениде ртути	
Бобин С.Б., Лончаков А.Т.	
Observation of Positive Longitudinal Magnetoconductivity in Mercury Selenide	
Bobin S.B., Lonchakov A.T.	
NM-5.....	195
Изменение магнитных, электрических и микроволновых свойств нанокompозитов на основе ферромагнитной компоненты при добавлении углеродных нанотрубок	
Боголюбский А.С., Клепикова А.С., Корх Ю.В., Ринкевич А.Б., Немытова О.В., Перов Д.В., Пахомов Я.А., Кузнецов Е.А., Уймин М.А.	
Changes in the magnetic, electrical, and microwave properties of nanocomposites based on a ferromagnetic component upon the addition of carbon nanotubes	
Bogolyubsky A.S., Klepikova A.S., Korkh Yu.V., Rinkevich A.B., Nemytova O.V., Perov D.V., Pakhomov Ya.A., Kuznetsov E.A., Uymin M.A.	
NM-6.....	197
Исследование формирования индуцированных водородом дефектов в системах на основе монокристаллического кремния	

	Большакова В.К., Дорохин М.В. Research of the formation of hydrogen-induced defects in monocrystalline silicon systems Bolshakova V.K., Dorohin M.V.	
NM-7	Emergent continuous symmetry in anisotropic flexible two-dimensional materials Burmistrov I.S., Kachorovskii V.Yu., Klug M.J., Schmalian J.	199
NM-8	Зарядовые флуктуации в проблеме электронной структуры топологических изоляторов и экситонных диэлектриков Вальков В.В. Charge fluctuations in the problem of electron structure of the topological insulators and excitonic insulators Val'kov V.V.	201
NM-9	Bio applications of wide band gap oxides Godlewski M., Kaszewski J., Rosowska J., Seweryn A., Witkowski B.S., Kiełbik.P. A., Godlewski M.M.	203
NM-10	Применение нейтронной рефлектометрии для изучения геликоидального магнитного упорядочения в редкоземельных наноструктурах Девятериков Д.И., Кравцов Е.А., Жакетов В.Д., Никитенко Ю.В. Investigation of helicoidal magnetic ordering in rare- earth nanostructures by neutron reflectometry Devyaterikov D.I., Kravtsov E.A., Zhaketov V.D., Nikitenko Yu.V.	205
NM-11	Новые магнитные топологические изоляторы Еремеев С.В., Отроков М.М., Эрнст А., Чулков Е.В.	207

	New magnetic topological insulators Eremeev S.V., Otrokov M.M., Ernst A., Chulkov E.V.	
NM-12	Торцевые лазеры GaAs/ InGaAsP/InGaAs с циркулярно-поляризованным излучением Здоровейщев А.В., Демина П.Б., Дикарева Н.В., Дорохин М.В., Ершов А.В., Звонков Б.Н., Темирязева М.П., Темирязов А.Г. End-face lasers GaAs / InGaAsP / InGaAs with circularly polarized light Zdoroveyshchev A.V., Demina P.B., Dikareva N.V., Dorokhin M.V., Ershov A.V., Zvonkov B.N., Temiryazeva M.P., Temiryazev A.G.	209
NM-13	Влияние спин-орбитального взаимодействия на температуру сверхпроводящего перехода гибридных структур сверхпроводник/ферромагнетик Копасов А.А., Мельников А.С. Influence of the spin-orbit interaction on the superconducting transition temperature of superconductor/ferromagnet heterostructures Kopasov A.A., Mel'nikov A.S.	211
NM-14	Магнитное состояние и электронный транспорт в литых и быстрозакаленных интерметаллидах Mn_2FeAl и Mn_3Al Коренистов П.С., Семянникова А.А., Перевозчикова Ю.А., Лукоянов А.В., Ирхин В.Ю., Марченкова Е.Б., Т. Gao, Марченков В.В. Magnetic state and electronic transport in cast and rapidly quenched intermetallics Mn_2FeAl и Mn_3Al Korenistov P.S., Semyannikova A.A., Perevozchikova Yu.A., Lukoyanov A.V., Irkhin V.Yu., Marchenkova E.B., T. Gao, Marchenkov V.V.	213

NM-15.....	215
Повышение термоэлектрического фактора мощности в халькогенидах олова при высоком давлении Коробейников И.В., Морозова Н.В. Овсянников С.В. The enhancement of thermoelectric power factor in tin chalcogenides at high pressure Korobeynikov I.V., Morozova N.V., Ovsyannikov S.V.	
NM-16.....	217
Спиновое калибровочное поле. Неравновесный спин-крутильный эффект в спинтронике Ляпилин И.И. Spin calibration field. Nonequilibrium spin torque effect Lyapilin I.I.	
NM-17.....	219
Ближнепольное плазмон-усиленное комбинационное рассеяние света для локального анализа полупроводниковых наноструктур Милёхин А.Г., Курусь Н.Н., Басалаева Л.С., Milekhin I.A., Zahn D.R.T., Латышев А.В. Tip-enhanced Raman scattering for local analysis of semiconductor nanostructures Milekhin A.G., Kurus N.N., Basalaeva L.S., Milekhin I.A., Zahn D.R.T., Latyshev A.V.	
NM-18.....	221
Скачки намагниченности и термомагнитная неустойчивость в сверхпроводящем нанокompозите свинец - пористое стекло Михайлин Н.Ю., Шитов А.Е., Кумзеров Ю.А., Шамшур Д. В. Flux jumps and thermomagnetic instability in lead - porous glass superconducting nanocomposite Mikhailin N.Yu., Shitov A.E., Kumzerov Yu.A., Shamshur D.V.	

NM-19.....	223
Сложные структуры CdHgTe с квантовыми ямами: рост, характеристики и применение Михайлов Н.Н., Варавин В.С., Дворецкий С.А., Ремесник В.Г., Ужаков И.Н., Швец В.А., Алешкин В.Я. CdHgTe complex structures with quantum wells: growth, characteristics and applications Mikhailov N.N., Varavin V.S., Dvoretzky S.A., Remesnik V.G., Uzhakov I.N., Shvets V.A., Aleshkin V.Ya.	
NM-20.....	225
Аномальное магнитосопротивление двумерного газа массивных дираковских электронов Новокшенов С.Г. Anomalous magnetoresistance of a two-dimensional gas of massive Dirac electrons Novokshonov S.G.	
NM-21.....	227
Влияние взаимодействия между металлическими слоями в многослойных системах [Bi(Ag)-Al ₂ O ₃] _N Носкова Д.Д., Шадрин А.М., Пудонин Ф.А., Шерстнев И.А. Influence of interaction between metal layers in multilayer systems [Bi(Ag)-Al ₂ O ₃] _N Noskova D.D., Shadrin A.M., Pudonin F.A., Sherstnev I.A.	
NM-22.....	229
Влияние атомов Mn на свойства дираковского полуметалла Cd ₃ As ₂ Овешников Л.Н., Кулатов Э.Т., Успенский Ю.А., Риль А.И., Мехия А.Б., Давыдов А.Б., Маренкин С.Ф., Аронзон Б.А.	

	Impact of Mn atoms on the properties of the Dirac semimetal Cd ₃ As ₂ Oveshnikov L.N., Kulatov E.T., Uspenskii Ya.A., Ril' A.I., Mekhiya A.B., Davydov A.B., Marenkin S.F., Aronzon B.A.	
NM-23	Магнитные и электрические свойства соединений Гейслера (Cu _(1-x) Co _x) ₂ MnAl (0 ≤ x ≤ 1) Перевозчикова Ю.А., Коренистов П.С., Семянникова А.А., Марченков В.В. Magnetic and electrical properties of (Cu _(1-x) Co _x) ₂ MnAl (0 ≤ x ≤ 1) Heusler compounds Perevozchikova Yu.A., Korenistov P.S., Semiannikova A.A., Marchenkov V.V.	230
NM-24	Необычные свойства nanoостровковых магнитных систем: супервихри, плоские спиновые пружины, оптическая невзаимность Пудонин Ф.А., Болтаев А.П., Шерстнев И.А., Носкова Д.Д., Егоров Д.А. Unusual properties of nanoisland magnetic systems: supervortices, flat spin springs, optical nonreciprocity Pudonin F.A., Boltaev A.P., Sherstnev I.A., Noskova D.D., Egorov D.A.	232
NM-25	Электронные и магнитные свойства соединений Гейслера Mn ₂ YAl (Y = V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni) Семянникова А.А., Перевозчикова Ю.А., Лукоянов А.В., Ирхин В.Ю., Коренистов П.С., Марченкова Е.Б., Gao T., Марченков В.В. Electronic and magnetic properties of Heusler compounds Mn ₂ YAl (Y = V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni)	234

Semiannikova A.A., Perevozchikova Yu.A., Lukoyanov A.V., Irkhin V.Yu., Korenistov P.S., Marchenkova E.B., Gao T., Marchenkov V.V.	
NM-26.....	236
Фотоэмиссия с угловым и спиновым разрешением в изучении квантовых материалов: возможности новой фотоэмиссионной установки в ИФП СО РАН и ARPES станции на синхротроне СКИФ	
Терещенко О.Е., Голяшов В.А., Бухтияров А.В., Зубавичус Я.В.	
Photoemission with angular and spin resolution in the study of quantum materials: the possibilities of a new photoemission facility at the IPP SB RAS and the ARPES station at the SKIF synchrotron	
Tereshchenko O.E., Golyashov V.A., Bukhtiyarov A.V.	
NM-27.....	238
Фазовые переходы в углеродных материалах при высоких давлениях	
Тихомирова Г.В., Петросян Т.К., Волкова Я.Ю., Тебеньков А.В., Соколовский Д.Н.	
Phase transitions in carbon materials at high pressures	
Tikhomirova G.V., Petrosyan T.K., Volkova Ya.Yu., Tebenkov A.V., Sokolovskiy D.N.	
NM-28.....	240
Исследование CVD-синтезированного графена методами сканирующей зондовой микроскопии	
Туруткин К.В., Корх Ю.В., Ринкевич А.Б., Клепикова А.С., Толмачева Е.А., Панкрушина Е.А.	
Investigation of CVD-synthesized graphene by scanning probe microscopy	
Turutkin K.V., Korkh Yu.V., Rinkevich A.B., Klepikova A.S., Tolmacheva E.A., Pankrushina E.A.	

NM-29.....	242
Термоэлектрические свойства интеркалатов Cu_xTiSe_2 при высоком давлении	
Усик А.Ю., Морозова Н.В., Коробейников И.В., Титов А.Н., Овсянников С.В.	
Thermoelectric properties of Cu_xTiSe_2 intercalates at high pressure	
Usik A.Yu., Morozova N.V., Korobeynikov I.V., Titov A.N. and Ovsiannikov S.V.	
NM-30.....	244
Магнитоимпеданс твердых растворов $Lu_xMn_{1-x}S$ в парамагнитном состоянии	
Харьков А.М., Ситников М.Н., Коновалов С.О., Абдельбаки Х., Гельгорн А.В., Черемных Н.А., Никитинский О.С., Кригер Е.А.	
Magnetoimpedance in $Lu_xMn_{1-x}S$ solid solutions paramagnetic state	
Kharkov A.M., Sitnikov M.N. Konovalov S.O., Abdelbaki Kh., Gelgorn A.V., Cheremnykh N.A., Nikitinsky O.S., Kriger E.A.	
NM-31.....	246
Соотношение РТ-симметричной и киральной нелокальной терагерцовой фотопроводимости в структурах на основе топологической фазы $Hg_{1-x}Cd_xTe$	
Галеева А.В., Казаков А.С., Артамкин А.И., Рябова Л.И., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Банников М.И., Данилов С.Н., Хохлов Д.Р.	
The relation between the РТ-symmetric and chiral nonlocal terahertz photoconductivity in structures based on topological phase $Hg_{1-x}Cd_xTe$	
Galeeva A.V., Kazakov A.S., Artamkin A.I., Ryabova L.I., Dvoretzky S.A., Mikhailov N.N., Bannikov M.I., Danilov S.N., Khokhlov D.R.	

NM-32.....	247
Разделение тепла и заряда в трехтерминальной NSN структуре из нанопроволоки InAs	
Храпай В.С.	
Heat-charge separation in three-terminal NSN devices based on InAs nanowires	
Khrapai V.S.	
NM-33.....	248
Магнитная восприимчивость эпитаксиальных пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-\delta}/\text{SrTiO}_3$, отожженных при различных условиях	
Чарикова Т.Б., Клепикова А.С., Попов М.Р., Степанова Е.А., Иванов А.А	
Magnetic susceptibility of $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-\delta} / \text{SrTiO}_3$ epitaxial films annealed under different conditions	
Charikova T.B., Klepikova A.S., Popov M.R., Stepanova E.A., Ivanov A.A.	
NM-34.....	250
Amorphous Al_xO_y as a nucleation layer for selective area growth of GaN nanowires by PAMBE: impact of Ga adatom diffusion on homogeneity of nanowire array	
Sobanska M.	
NM-35.....	252
Influence of high pressure on Ce and Eu luminescence in perovskite RAIO_3 single crystals and single crystalline layers	
Suchocki A. , Bulyk L.-I. , Somakumar A. K. , Przybylińska H. , Ciepielewski P. , Zorenko Yu. , Zhydachevskyy Ya. , Kudrjajtseva I , Gorbenko V. , Lushchik A. , Brik M. G. , Syrotych Y. , Paprocki K., Fedorov A.	
NM-36.....	254
On the origin of mixed-polarity of GaN nanowires grown on Si by plasma-assisted MBE	

	Zytkiewicz Z.R., Sobanska M., Garro N., Cros A.	
NM-37	256
	Фазовый переход в гибридном перовските $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$: Упругие и оптические свойства Жевстовских И.В., Аверкиев Н.С., Сарычев М.Н., Семенова О.И., Голяшов В.А., Терещенко О.Е. Phase transition in hybrid perovskite $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$: Elastic and optical properties Zhevstovskikh I.V., Averkiev N.S., Sarychev M.N., Semenova O.I., Golyashov V.A., Tereshchenko O.E.	
NM-38	258
	Зарядовые и спиновые корреляции в графене: ренормгрупповой и E-DMFT анализ Катанин А.А., Проценко В.С. Charge and spin correlations in graphene: renormalization group and E-DMFT analysis Katanin A. A., Protsenko V. S.	
NM-39	260
	ЭПР, электрофизические и термоэлектрические свойства хромита меди и оксида цинка с акцепторными примесями Кульбачинский В.А., Кытин В.Г., Константинова Е.А., Куприянов Е.Е. Тайбарей Н.О., Баранов А.Н., Павликов А.В., Шалыгина О.А., Ангеловский И.О., Корсаков И.Е. EPR, electrophysical and thermoelectrical properties of copper chromite and zinc oxide with acceptor impurities Kulbachinskii V.A., Kytin V.G., Konstantinova E.A., Kupriyanov E.E. Taibarei N.O., Baranov A.N., Pavlikov A.V., Shalygina O. A., Angelovsky I.O., Korsakov I.E.	
NM-40	262
	Пикоакустическая микроскопия ван дер Ваальсовых гетероструктур	

Клоков А.Ю., Кунцевич А.Ю., Шарков А.И., Кривобок В.С., Николаев С.Н., Пугачев М.В., Шуплецов А.В., Дулебо А.И., Чернопицкий М.А., Ченцов С.И. Picoacoustical microscopy of Van der Waals heterostructures Klokov A.Yu., Kuntsevich A.Yu., Sharkov A.I., Krivobok V.S., Nikolaev S.N., Pugachev M.V., Shupletsov A.V., Dulebo A.I., Chernopitsky M. A., Chentsov S.I.	
NM-41.....	264
Сверхпроводящий диодный эффект в майорановских нанопроводах Мельников А.С., Копасов А.А., Кутлин А.Г. Superconducting diode effect in Majorana nanowires Melnikov A.S., Kopasov A.A., Kutlin A.G.	
NM-42.....	266
Природа ВТСП в "старых" купратах и "новых" никелатах Москвин А.С., Панов Ю.Д. The nature of HTSC in "old" cuprates and "novel" nickelates Moskvin A.S., Panov Yu.D.	
NM-43.....	268
Сверхпроводимость в сверхсжатых соединениях водорода Таланцев Е.Ф. Superconductivity in highly compressed hydrides Talantsev E.F.	
NM-44.....	270
Электронная структура и кинетические свойства соединений Гейслера в состояниях полуметаллического ферромагнетика, спинового	

	бесщелевого полупроводника и топологического полуметалла Марченков В.В., Ирхин В.Ю. Electronic structure and kinetic properties of Heusler compounds in the states of half-metallic ferromagnet, spin gapless semiconductor and topological semimetal Marchenkov V.V., Irkhin V.Yu.	
NM-45	Магниторезистивные свойства наноструктуры типа спиновый клапан с нижним расположением слоя Dy Заворницын Р.С., Наумова Л.И., Миляев М.А., Макарова М.В., Проглядо В.В., Устинов В.В. Magnetoresistive properties of spin valve type nanostructure with lower arrangement of Dy layer Zavornitsyn R.S., Naumova L.I., Milyaev M.A., Makarova M.V., Proglyado V.V., Ustinov V.V.	271
NM-46	Электронные транспортные свойства монокристаллов $\text{Mo}_x\text{W}_{1-x}\text{Te}_2$ ($x = 0; 0.7; 1$) Перевалова А.Н., Наумов С.В., Марченкова Е.Б., Чистяков В.В., Подгорных С.М., Huang J.C.A., Марченков В.В. Electronic transport properties of $\text{Mo}_x\text{W}_{1-x}\text{Te}_2$ ($x = 0; 0.7; 1$) single crystals Perevalova A.N., Naumov S.V., Marchenkova E.B., Chistyakov V.V., Podgornykh S.M., Huang J.C.A., Marchenkov V.V.	273
NM-47	Анизотропия электросопротивления в монокристалле MnBi_2Te_4 Борболин А.Д., Перевалова А.Н., Наумов С.В., Марченкова Е.Б., Huang J.C.A., Марченков В.В.	274

Electrical resistivity anisotropy in MnBi_2Te_4 single crystal Borbolin A.D., Perevalova A.N., Naumov S.V., Marchenkova E.B., Huang J.C.A., Marchenkov V.V.	
NM-48.....	275
Подщелевая теплопроводность в нанопроводе с градиентом температуры Шпагина Е.В., Храпай В.С. Sub-gap thermal conductivity in a nanowire with a temperature gradient Shpagina E.V., Khrapai V.S.	
NM-49.....	276
Локализация геликальных краевых состояний в нулевом магнитном поле Тихонов Е.С. Localization of helical edge states in the absence of external magnetic field Tikhonov E.	

Тезисы докладов

Abstracts



Электронные
свойства низкоразмерных систем

Electron properties of Low-Dimensional systems

Квантово-размерные состояния в тонких металлических пленках Pb(111)

Аладышкин А.Ю.^{1,2}

¹*Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105*

²*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23*

Формирование уровней и подзон размерного квантования является характерной особенностью электронных свойств низкоразмерных систем. Квантово-размерные состояния (quantum-well states), соответствующие стоячим электронным волнам в тонкоплёночных системах с малопрозрачными интерфейсами, могут быть облегчать процесс когерентного резонансного туннелирования. Такие резонансные особенности могут быть легко обнаружены в транспортных, туннельных и фотозмиссионных экспериментах.

В серии работ [1-3] исследованы особенности дифференциальной проводимости тонких плёнок Pb(111), осажденных на поверхность Si(111)7×7, методами низкотемпературной сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и спектроскопии (СТС) в режиме заданного тока I . Зависимость дифференциальной проводимости dI/dV от потенциала образца V имеет вид серии лоренцеподобных пиков, при этом период зависимости dI/dV от V определяется локальной толщиной плёнки и электронными свойствами образца. По результатам туннельных измерений [1] получены оценки скорости и импульса Ферми, оценки эффективной массы электронов и толщины смачивающего слоя, а также восстановлен спектр E от k в направлении [111]. Показано, что средняя величина дифференциальной туннельной проводимости для террас Pb(111) с чётным и нечётным числом монослоёв при $V \leq 2$ В существенно различается. Это позволяет проводить визуализацию террас различной чётности, а также точечных и протяженных дефектов под

слоем металла (например, кристаллической структуры и ступеней монокристаллической подложки, инородных включений и скрытые частые дислокационные петли [1-3]). Для Pb островков большой толщины были обнаружены крупномасштабные неоднородности туннельной проводимости на заданной энергии и согласованные изменения энергий всех уровней размерного квантования. Это может указывать на внутренние напряжения в толстых Pb плёнках [2].

При наличии сильного электрического поля *над* поверхностью проводящего образца могут возникать квазистационарные квантово-размерные состояния в потенциальной яме, одна из стенок которой образована поверхностью образца, а другая – неоднородным электрическим потенциалом сил изображения или потенциалом внешних источников. Резонансное туннелирование через такие состояния приводит к осцилляциям туннельной проводимости в зависимости от V (так называемые осцилляции Гундлаха) и квантованной электронной эмиссии (field-emission resonances) при напряжениях, превышающих работу выхода. На основе анализа спектра эмиссионных резонансов для атомарно-плоских террас Pb(111) при $V \geq 4.5$ В получена оценка локальной работы выхода $W=3.8 \pm 0.1$ эВ и исследована зависимость W от толщины пленки и прочих параметров. Показано, что оценка W для пленок Pb(111) достаточно большой толщины (свыше 40-50 монослоёв) не зависит от формы иглы, измерительного тока и локальной толщины плёнки [4]. Эмиссионные резонансы являются причиной появления периодических осцилляций на зависимости $\ln I$ от высоты СТМ иглы и неэкспоненциального затухания тока при больших напряжениях.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 19-02-00528).

[1] С. С. Уставщиков и др., *Письма в ЖЭТФ* 106, 476-482 (2017).

[2] А. В. Путилов и др., *Письма в ЖЭТФ* 109, 789 (2019).

[3] А. Yu. Aladyshkin et al., *J. Phys. Chem. C* (2021).

[4] А. Yu. Aladyshkin, *J. Phys.: Condens. Matt.* 32, 435001 (2020).

Влияние скачка массы электрона на границе полупроводник-вакуум на фотоэмиссию и фотонно-усиленную термоэлектронную эмиссию

Альперович В.Л.^{1,2}, Казанцев Д.М.^{1,2}, Shvartsman L.D.³

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

²НГУ, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2

³Racah Institute of Physics, Hebrew University, Jerusalem, 91904, Israel

Фотоэмиссия из полупроводников с отрицательным эффективным электронным средством (ОЭС) используется в высокочувствительных фотоумножителях, электронно-оптических преобразователях и источниках электронов. Поверхности с относительно небольшим положительным электронным средством (ПЭС) недавно привлекли внимание из-за возможности повысить эффективность преобразования солнечной энергии за счет использования фотонно-усиленной термоэлектронной эмиссии. Известно, что скачок массы электрона, от эффективной массы m^* до массы свободного электрона m_0 , на границе полупроводника с вакуумом должен приводить к значительному сужению углового распределения эмитируемых электронов. Однако убедительных экспериментальных доказательств такого сужения при эмиссии из полупроводников с ОЭС пока не получено, а влияние скачка массы на эмиссию остается предметом дискуссий. В данной работе рассмотрено влияние скачка массы на фотоэмиссию и фотонно-усиленную термоэлектронную эмиссию из полупроводников с ОЭС и ПЭС.

Коэффициент отражения R и прохождения T электронов в зависимости от начальной энергии ε_1 и угла падения на поверхность θ_1 рассчитывался в приближении огибающих волновых функций, с граничными условиями, сохраняющими поток электронов через поверхности с резкими потенциальными ступеньками U_0 , соответствующими ПЭС ($U_0 > 0$) и ОЭС ($U_0 < 0$). Для потенциальных ступенек обоих знаков, благодаря скачку массы $\mu = m^*/m_0$, существуют критические энергии

ε_{1c} , разделяющие области с качественно разными угловыми зависимостями $T(\theta_1)$. В случае ПЭС, для $\varepsilon_1 < \varepsilon_{1c}$, пропускание монотонно уменьшается с увеличением θ_1 . Для $\varepsilon_1 > \varepsilon_{1c}$, T увеличивается с увеличением θ_1 , проходит максимум полного пропускания $T = 1$, а затем уменьшается до нуля при $\theta_1 = 90^\circ$. Это означает, что электроны с нормальными составляющими кинетической энергии, меньшими U_0 , тем не менее, преодолевают потенциальный барьер из-за преобразования тангенциальной составляющей в нормальную составляющую кинетической энергии.

Для доказательства эффекта преломления электронов на скачке массы, предлагается измерять энергетические и угловые распределения $N_2(\varepsilon_2, \theta_2)$ электронов, эмитированных в вакуум из полупроводника с ПЭС, поскольку, для скачка масс $\mu < 1$, для энергий меньше критической $\varepsilon_2 < \varepsilon_{2c}$, электроны эмитируются во всем диапазоне углов θ_2 , от 0° до 90° , и $N_2(\theta_2)$ уменьшается до нуля с увеличением θ_2 , из-за преобладающего преломления на положительном скачке потенциала. Напротив, для $\varepsilon_2 > \varepsilon_{2c}$, из-за преломления на скачке массы, диапазон углов эмиссии ограничен $\theta_2 \leq \theta_{2m}$, и $N_2(\theta_2)$ увеличивается с увеличением θ_2 . В результате, $N_2(\theta_2)$ образует конус вблизи θ_{2m} , в который преимущественно эмитируются электроны [1]. Для ОЭС сужение угловых распределений происходит для всех энергий эмитированных электронов, как за счет отрицательного скачка потенциала, так и за счет скачка массы, поэтому влияние скачка массы выделить сложнее.

Таким образом, в работе показано, что измерение угловых и энергетических распределений электронов, эмитированных из полупроводников с ПЭС, может дать более надежное доказательство проявления скачка массы, по сравнению с состоянием с ОЭС.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 20-02-00355).

[1] V.L. Alperovich et al., *Appl. Surf. Sci.* 561 (2021) 149987.

Взаимодействие неелевского скирмиона и пирловского вихря

Андряхина Е.С.^{1,2}, Бурмистров И.С.^{2,3}

¹Московский физико-технический институт (НИУ) Москва, Россия

²Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау (РАН), Черно-голова, Россия

³Международная лаборатория физики конденсированного состояния, «Высшая школа экономики» (НИУ ВШЭ), Москва, Россия

Гибридные структуры сверхпроводник-ферромагнетик, содержащие вихри и скирмионы, представляют собой новую область взаимодействия между сверхпроводимостью и магнетизмом. Мы изучаем взаимодействие неелевского скирмиона и пирловского вихря в тонких гетероструктурах (рис. 1) за счет полей рассеяния [1].

Нами был найден мейсснеровский ток (рис. 2) в сверхпроводящей плёнке, индуцируемый присутствием скирмиона, а также изучена энергия взаимодействия пирловского вихря и скирмиона за счёт полей рассеяния.

Исследование этой энергии приводит к наблюдению интересного «кирального» эффекта, т.е. зависимости взаимного расположения скирмиона и вихря от знака постоянной Дзялошинского-Мории. Рассмотрено обратное влияние вихря на скирмион. Было показано, что магнитное поле вихря стабилизирует скирмион, увеличивая его радиус

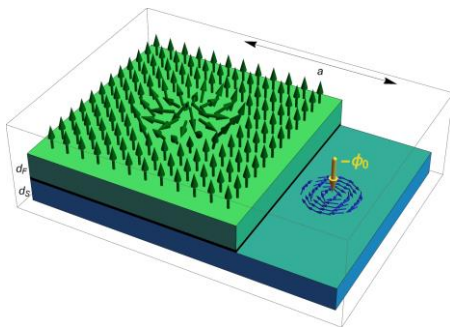


Рис.1. – Эскиз изучаемой F-I-S гетероструктуры.

[1]. Более того, скирмион в такой гетероструктуре может образоваться даже в отсутствии антисимметричного вклада от взаимодействия Дзялошинского-Мории, которое стабилизирует скирмион в изолированных плёнках.

Наша теория находится в качественном согласии с результатами недавней экспериментальной работы [2], в которой впервые была доказана возможность спонтанного рождения пары вихрь-антивихрь в тонкой сверхпроводящей плёнке в присутствии скирмиона.

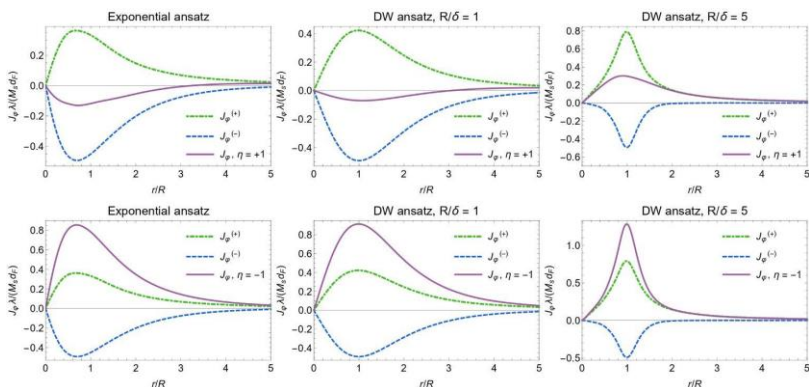


Рис. 2. – Зависимость азимутальной компоненты сверхтока J_φ от расстояния от центра скирмиона.

[1] E.S. Andriyakhina and I.S. Burmistrov, *Physical Review B*, **103**, 174519 (2021),
 [2] A.P. Petrović A.P et al., *Physical Review Letters*, **126**, 117205, (2021),
 [3] S.M. Dahir, A.F. Volkov and I.M. Eremin, *Physical Review Letters*, **122**, 097001, (2019).

Уширенное состояние Ю-Шибы-Русинова в грязной сверхпроводящей пленке

Бабкин С.С.^{1,2}, Бурмистров И.С.^{2,3}

¹Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Москва, Россия

²Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау, Черноголовка, Россия

³Лаборатория физики конденсированного состояния, НИУ "Высшая школа экономики", Москва, Россия

Изучено локализованное состояние Ю-Шибы-Русинова [1-3], возникающее на уединенной магнитной примеси в грязной сверхпроводящей пленке. С помощью стандартного уравнения Узаделя [4] для двумерного сверхпроводника s-типа показано, что наличие потенциального беспорядка приводит к размытию по энергии локализованного состояния в узкую энергетическую минизону. Найден профиль плотности состояний, показано, что он имеет резкие края - границы энергетической минизоны; также исследовано влияние магнитной примеси на состояния с энергией вне щели сверхпроводника. Показано, что учет подавления параметра порядка приводит к изменению плотности состояний вне энергетической щели, но не вносит изменений в плотность состояний внутри щели. С помощью модифицированного уравнения Узаделя [5], учитывающего мезоскопические флуктуации локальной плотности состояний, проведено более точное исследование плотности состояний внутри энергетической минизоны. Показано, что мезоскопические флуктуации приводят к размытию резких краев минизоны.

[1] Yu L., *Acta Phys. Sin.*, **21**, 75 (1965)

[2] Shiba H., *Prog.Theor. Phys.*, **40**, 435, (1968)

[3] Rusinov A.I., *Zh. Eksp.Teor. Fiz.*, **56**, 2047 (1969).

[4] Usadel K.D., *Phys. Rev. Lett.*, **25**, 507, (1970)

[5] Burmistrov I.S., Skvortsov M.A., *Phys. Rev.*, **B97**, 014515, (2018)

Физические свойства композиционных материалов на основе хлорофилла

Белогорохов И.А.¹, Белогорохова Л.И.²

¹Институт физиологически активных веществ РАН, Россия, 142432, г.Черноголовка, Северный проезд, 1,

²Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Россия, 119991, ГСП-1, Москва Ленинские горы, МГУ имени М.В.Ломоносова Дом 1, строение 2, Физический Факультет

Растительный мир давно раскрыл свой потенциал как источник ценных научных материалов в плане химии высокомолекулярных соединений. Широко распространенные комплексы порфирина входят в состав таких важных соединений как гемоглобин и хлорофилл. Последний отвечает за эффективность фотосинтеза - образование в клетках зелёных растений и водорослей углеводов из углекислоты и воды под воздействием света. Однако вопрос об использовании хлорофилла в решении современных задач микроэлектроники остается открытым.

В связи с этим целью данной работы являлось определение основных оптических характеристик композиционных материалов на основе молекул хлорофилла. Для исследования физических свойств композитов применялись методы ИК- спектроскопии и люминесцентного анализа.

В ходе экспериментов получены и проанализированы спектры пропускания композиционных материалов на основе хлорофилла и полимеров в области $500 \div 5000 \text{ см}^{-1}$. Расшифровка и анализ спектральных линий позволили установить, что при помещении в полимерную матрицу хлорофилл сохраняет изначальные химические свойства. Результаты люминесцентного анализа показали, что при помещении хлорофилла в полимерную матрицу интенсивность сигнала фотолюминесценции увеличивается на два порядка по сравнению с чистым хлорофиллом.

Квантовые осцилляции магнетосопротивления в гетероструктурах HgCdTe/HgTe/HgCdTe с инвертированным зонным спектром

Боголюбский А.С.¹, Гудина С.В.¹, Неверов В.Н.¹, Туруткин К.В.¹, Подгорных С.М.¹, Шелушнина Н.Г.¹, Якунин М.В.¹, Михайлов Н.Н.², Дворецкий С.А.²

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

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

При исследованиях в квантующих магнитных полях до 2.5 Тл при низких температурах (2–10) К в системе HgCdTe/HgTe/HgCdTe с широкой квантовой ямой (КЯ) HgTe (20.3 нм) обнаружен сдвиг на π фазы осцилляций Шубникова-де Гааза (ШдГ) в области двукратно вырожденных пиков. Фаза квантовых магнитоосцилляций часто ассоциируется с фазой Берри ($2\pi n + \pi$) и широко используется как аргумент в пользу топологической нетривиальности системы, например, в монослойном графене.

Анализ [1, 2] показал, что в топологически тривиальной системе КЯ HgTe с инвертированным энергетическим спектром аномальный фазовый сдвиг не связан с фазой Берри, а обусловлен специфическим соотношением зонных параметров в подзоне Γ_8 зоны Γ_8 (зеemanовское расщепление больше циклотронной энергии), что приводит к появлению дополнительного невырожденного уровня в спектре уровней Ландау.

Установлено [2–4] также, что из-за специфики инвертированного энергетического спектра подзоны Γ_8 корректное значение эффективной массы может быть получено только в достаточно сильных магнитных полях, когда полностью снято перекрытие близлежащих уровней Ландау с разными номерами и противоположно направленными спинами.

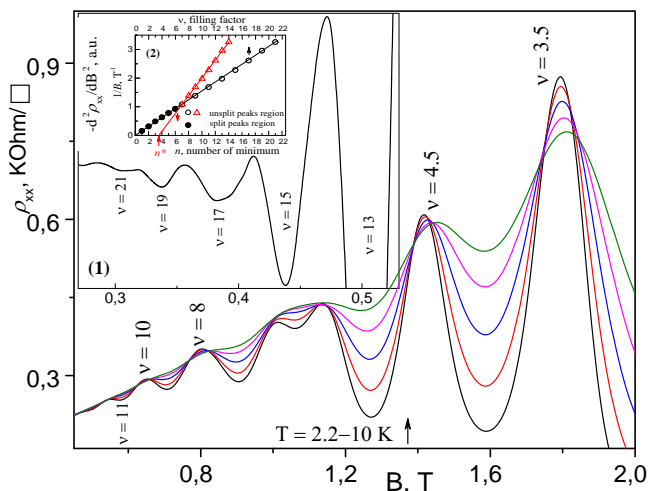


Рис.1. – Область осцилляций ШдГ при различных температурах в полях $B < 2.5 \text{ Тл}$. На вставках: (1) область спин - нерасцепленных пиков ($B < 1 \text{ Тл}$); (2) построение Берри - значения обратного магнитного поля $1/B_{\min}$ в зависимости от фактора заполнения ν и номера n минимумов магнетосопротивления

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

[1] Gudina S. V., et al., *JMMM* **524** 167655 (2021).

[2] Боголюбский А.С., и др., *Физика твёрдого тела* **63**, 1983(2021)

[3] Neverov V.N., et al., *Semiconductors* **54**,982 (2020).

[4]Gudina S. V., et al.,*Semiconductors* **52**, 12 (2018).

Спин-орбитальное расщепление тяжелых дырок в низкосимметричных квантовых ямах

Будкин Г.В.¹, Тарасенко С.А.¹

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

Представлены результаты теоретического исследования спин-орбитального расщепления подзоны тяжелых дырок в квантовых ямах на основе кубических кристаллов с решеткой цинковой обманки или алмаза. Проанализированы структуры с низкосимметричной кристаллографической ориентацией (01h). Показано, что эффективный гамильтониан линейного по волновому вектору \mathbf{k} расщепления, обусловленного структурной асимметрией квантовой ямы, в общем случае имеет вид

$$H_{SO} = \alpha_1 \sigma_y k_x - \alpha_2 \sigma_x k_y + \zeta \sigma_z k_x. \quad (1)$$

Учет кубической формы элементарной ячейки кристалла приводит к возникновению (а) линейного по \mathbf{k} спин-орбитального взаимодействия Рашбы для тяжелых дырок, которое отсутствует в изотропной модели, и (б) дополнительного вклада, определяемого параметром ζ , который не сводится к известным ранее механизмам спин-орбитального взаимодействия. Соответствующее этому вкладу эффективное магнитное поле направлено вдоль оси роста структуры, тогда как его величина контролируется структурной асимметрией ямы и не требует учета возможной объемной асимметрии кристалла. Симметричный анализ показывает, что вклад отсутствует только для ям с ориентацией (001), (011) и (111), а в низкосимметричных ямах, как показывают расчеты, является доминирующим.

Разработана микроскопическая теория спин-орбитального расщеп-

ления. В рамках гамильтониана Латтинжера выполнен численный расчет энергетического спектра дырок для квантовых ям GaAs/AlGaAs и определены параметры эффективного гамильтониана (1). Получены также аналитические выражения для параметров спин-орбитального взаимодействия, которые хорошо согласуются с результатами численного расчета. Зависимости параметров α_1 , α_2 и ζ от толщины и кристаллографической ориентации ямы показаны на рис. 1 и рис. 2. Расчеты выполнены для встроенного электрического поля вдоль оси роста структуры $E_z=100$ кВ/см. Кристаллографическая ориентация квантовой ямы на рис. 2 задается углом θ – углом между нормалью квантовой ямы и осью [001]; крайние значения $\theta = 0$ и $\theta = \pi/4$ соответствуют структурам на подложках (001) и (011).

Рис. 1 и 2 показывают, что новый вклад в спин-орбитальное расщепление тяжелых дырок является доминирующим в большом диапазоне кристаллографических направлений и ширин квантовых ям, наиболее сильно эффект проявляется для структур с ориентацией (013).

Г.В.Б. благодарит грант РФФ № 21-72-10035 за поддержку.

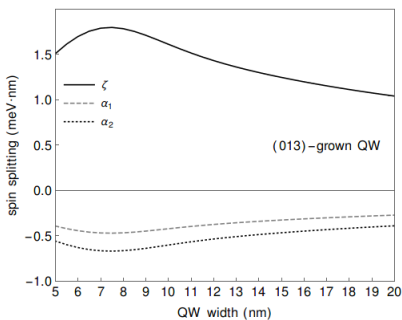


Рис.1. – Зависимость параметров спин-орбитального взаимодействия от толщины квантовой ямы.

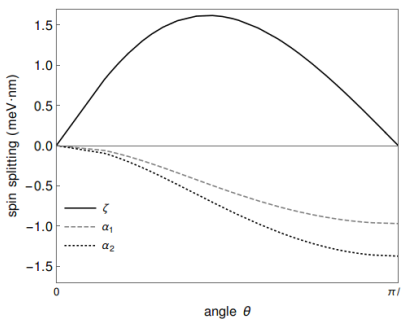


Рис.2. – Зависимость параметров спин-орбитального взаимодействия от направления роста.

Взаимодействие экранированных 2D магнитоплазмонов с фотонными модами в естественном резонаторе

Волков В.А.¹, Заболотных А.А.¹

¹ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, 11, корп.7

Теоретически исследованы плазмон – поляритонные возбуждения, бегущие вдоль бесконечной двумерной (2D) электронной системы, параллельно которой расположен идеально проводящий электрод (затвор), при учете принципиально важной роли подложки. В отсутствие магнитного поля взаимодействие 2D плазмонов с модами волновода, роль которого играет диэлектрическая подложка, ограниченная с одной стороны затвором, приводит к формированию семейства волноводных плазмон – поляритонных мод, две нижние из которых обладают бесщелевой дисперсией и ТМ симметрией. Постоянное магнитное поле B , ортогональное плоскости системы, как известно, гибридизирует разные моды. В работе найдены спектры и магнитодисперсия полученных 2D мод. На результаты существенно влияет магнитополевая дисперсия частот отсечки волновода. Разделение всех мод на продольные и поперечные (ТМ-ТЕ классификация), обычно справедливое лишь в отсутствие B , восстанавливается в пределе сильных полей B . Даже слабое магнитное поле открывает частотную щель, линейную по B , в спектре одной из нижних магнитоплазмон - поляритонных мод. Эта щель равна частоте перенормированного циклотронного резонанса [1]. С ростом поля величина щели выходит на плато.

Работа поддержана грантом РФФ 21-12-00287.

[1] A. A. Zabolotnykh and V. A. Volkov, *Phys. Rev. B* 103, 125301 (2021).

О разнице между временем свободного пробега электронов τ , определяемым по температуре Дингла из амплитуды магнитных квантовых и медленных осцилляций и из остаточного сопротивления

Григорьев П.Д.^{1,2}, Карцовник М.В.³

¹Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, 142432, Черноголовка, просп. Академика Семенова, д. 1А

²НИТУ «МИСЦ», 119049, Москва, Ленинский проспект – 4

³Walther-Meissner-Institut, D-85748 Garching, Germany

Обсуждаются различные причины различия времени свободного пробега электронов τ , определяемого по температуре Дингла из амплитуды магнитных квантовых осцилляций и из остаточного сопротивления. Макроскопические неоднородности образца с характерной длиной больше ларморовского радиуса подавляют квантовые осцилляции аналогично температуре, но почти не влияют на остаточное сопротивление и на подавление медленных (разностных) магнитных осцилляций. Если вклад от таких неоднородностей в температуру Дингла превышает вклад от примесей, то форма осцилляций и затухание гармоник меняются [1]. Вместо линейной зависимости логарифма амплитуды осцилляций от магнитного поля,

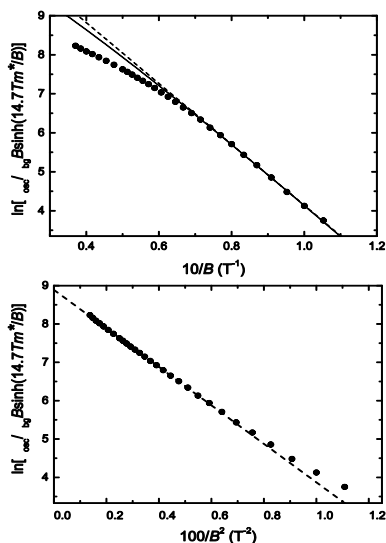


Рис.1. Зависимость логарифма амплитуды квантовых осцилляций от магнитного поля в органическом металле [1].

в сильном поле возникает линейная зависимость от квадрата магнитного поля [1] (см. рисунок 1 с экспериментальными данными, полученными в органическом сверхпроводнике α -(BEDT-TTF) $2\text{KHg}(\text{SCN})_4$). При этом скорость рассеяния $1/\tau_D$, определяемая из температуры Дингла будет существенно больше, чем $1/\tau_R$ определяемая из остаточного сопротивления или из затухания медленных(разностных) осцилляций $1/\tau_S$ [2]. Возможна и обратная ситуация, когда $1/\tau_R > 1/\tau_D \approx 1/\tau_S$. Например, это может наблюдаться в чистых кристаллах, когда релаксация импульса электронов возникает в основном из-за очень редких и сильных дефектов. При этом большая часть электронов, движущихся по ларморовским орбитам, их не замечают.

Работа поддержана грантом РФФИ № 21-52-12027.

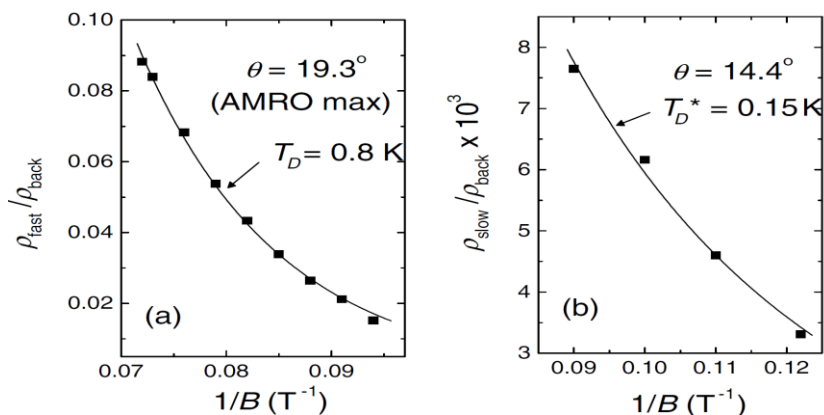


Рис.2. Зависимость логарифма амплитуды квантовых и медленных осцилляций от магнитного поля в органическом металле β -(BEDT-TTF) 2IBr_2 из статьи [2]. Соответствующие температуры Дингла отличаются более чем в 5 раз.

[1] P.D. Grigoriev et al., *Physical Review B*, **86**, 165125 (2012),

[2] M.V. Kartsovnik et al., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 126802 (2002).

Осцилляции Шубникова – де Гааза в асимметричных квантовых ямах на основе HgCdTe: эффект Бычкова – Рашбы

Гудина С.В.¹, Попов М.Р.¹, Неверов В.Н.¹, Подгорных С.М.¹, Шелушина Н.Г.¹, Якунин М.В.¹, Михайлов Н.Н.², Дворецкий С.А.²

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

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

Снятие спинового вырождения в отсутствие магнитного поля (эффект Бычкова-Рашбы [1]) является темой постоянного интереса при исследовании гетероструктур на основе узкощелевых полупроводников. В дополнение к малой энергетической щели в квантовых ямах (КЯ) на основе HgTe, еще одним важным фактором, способствующим большой величине спин-орбитальной связи, является инвертированный тип зонной структуры в КЯ с шириной слоя больше 6.3 нм, когда край зоны проводимости формируется р-состояниями зоны Г₈, а не s-состояниями зоны Г₆, как в традиционных гетеросистемах.

Проведены исследования осцилляций Шубникова-де-Гааза (ШдГ) в гетероструктурах на основе твердых растворов CdHgTe с различным содержанием Cd(Hg) как в КЯ, так и в барьерах. С помощью вариации состава получены системы как с нормальным, так и с инвертированным энергетическим спектром в КЯ близкой ширины.

Рассчитаны диаграммы изменения энергии уровней размерного квантования в зависимости от ширины КЯ для исследованных структур. Было обнаружено, что критические ширины перехода от нормального к инвертированному спектру составляют $d_c \cong 8.5$ нм для структуры Cd_{0.6}Hg_{0.4}Te/Hg_{0.95}Cd_{0.05}Te/Cd_{0.53}Hg_{0.47}Te и $d_c \gg 14$ нм для структуры Cd_{0.89}Hg_{0.11}Te/Hg_{0.85}Cd_{0.15}Te/Cd_{0.85}Hg_{0.15}Te, в отличие от $d_c \cong 6.3$ нм для классического состава Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te/HgTe/Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te.

Значения расщепления Рашбы получены несколькими методами:

(1) по разнице концентрации носителей в расщепленных по спину подзонах, найденной с помощью Фурье-анализа осцилляций ШдГ; (2) из анализа положения узлов биений осцилляций ШдГ как в слабых магнитных полях, так и в широком диапазоне магнитных полей.

Благодаря хорошему качеству образцов и высокой концентрации электронов ($>1.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$) наблюдается необычно богатая картина осцилляций ШдГ: осцилляции высокого разрешения с хорошо выраженными узлами биений с номерами от $N = 0$ ($\delta/\hbar\omega_C = 1/2$) до $N = 14$ и 19 в КЯ с нормальным и инвертированным энергетическими спектрами, соответственно. Это позволяло: избежать проблем с нумерацией узлов биений из-за наблюдения узлов с малым N ; использовать область слабых магнитных полей (большие N) для определения расщепления Рашбы при $B = 0$ из зависимости номера узла от положения узла в обратном магнитном поле; описать экспериментальные данные для полного спинового расщепления $\delta(B)$ в широком диапазоне магнитных полей теоретическим выражением [2] (с учетом эффектов Зеемана и Рашбы) со значениями эффективной массы и g -фактора в качестве параметров подгонки. Сам факт адекватного описания полученных данных теоретической зависимостью [2] свидетельствует о преобладающем вкладе Бычкова-Рашбы в спин-орбитальное расщепление в нулевом поле по сравнению со вкладом Дрессельхауза.

Отметим, что полученные большие расщепления Рашбы для структур с разным типом зонного спектра практически одинаковы ($25 \div 27$ мэВ) из-за большой доли состояний p - типа в нижней подзоне зоны проводимости. Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

[1] Y. A. Bychkov and E. I. Rashba, *J. Phys. C* 17, 6039 (1984).

[2] B. Das, et al., *Phys.Rev.B.* 41, 8278 (1990).

Исследование структурного состояния гетероструктур (013)HgCdTe/CdTe/ZnTe/GaAs методом генерации второй гармоники

Дворецкий С.А.^{1,4}, Ступак М.Ф.², Михайлов Н.Н.^{1,3},
Макаров С.Н.², Елесин А.Г.², Верхогляд А.Г.²

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

²КТИНП СО РАН, Новосибирск, 630058, ул. Русская, 41

³(НГУ), Новосибирск, 630090, ул. Пирогова, 2

⁴ТГУ, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

Представлены результаты по исследованию структурного состояния и его изменениям в гетероструктурах (013)HgCdTe/CdTe/ZnTe/GaAs, выращенных методом МЛЭ, с помощью генерации второй гармоники (ГВГ), одного из эффективных, экспрессных и чувствительных методов неразрушающего оптического контроля фазово-структурных свойств приповерхностных слоев [1]. Для анализа азимутальных зависимостей ГВГ проводилось сравнение экспериментальных результатов с расчетными данными, полученными при численном моделировании идеального кристалла с ориентациями по углам φ и θ вблизи заданной ориентации (013).

Были проведены исследования структурного совершенства слоев CdHgTe с варизонными слоями на границах однородного слоя на подложке CdTe/ZnTe/GaAs. Разворот по углу φ для слоев CdTe составил $(3-8) \pm 1$ угл. град. Для слоев HgCdTe по толщине наблюдалось немонотонное изменение разворота слоев по углу φ . Последовательно, в варизонном слое на гетерогранице с подложкой CdTe/ZnTe/GaAs разворот плоскости продолжал увеличиваться быстрее, чем в слое постоянного состава, и уменьшался в варизонном слое на поверхности.

Разворот по углу Θ ориентации (013) (отклонение от плоскости (100) составляет 18,46 угл. град.) при росте показывает изменения

амплитуды главных максимумов графиков зависимости интенсивности ВГ от азимутального угла без изменения соотношений между максимумами сигнала ВГ (при фиксированном угле φ). Проведенный анализ изменения амплитуд двух соседних максимумов модельных азимутальных зависимостей сигнала ВГ в окрестности угла $\theta \approx 19$ угл. град. показывает, что при увеличении угла θ на 8 градусов амплитуда сигнала ВГ увеличивается в два раза линейным образом от угла θ . Это означает, что без контроля амплитуды сигнала ВГ в эксперименте погрешность определения угла θ вблизи ориентации (013) по экспериментальным графикам азимутальной зависимости сигнала ВГ может достигать значений ± 5 угловых градусов. Для наблюдения динамики разворота угла θ по толщине слоя HgCdTe были построены графики абсолютных значений амплитуд азимутального сигнала ВГ при одинаковых уровнях возбуждающего излучения 0,06 Вт, неизменной чувствительности приемного тракта и одинаковом оптическом качестве поверхности. Найдено, что разворот угла θ практически не изменяется по толщине слоя и составляет ~ 5 угл. град., незначительно увеличиваясь к поверхности. Полученные результаты хорошо согласуются с данными, полученными при исследовании разворота слоев CdTe при рентгеновских исследованиях [2].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект №18-29-20053) и Volkswagen Found проект № 97738.

[1] М.Ф. Ступак, *ЖТФ*, **91**(11), 1799 2021,

[2] Ю.Г. Сидоров, *et.al.*, *ФТТ*, **57**(11), 2095 2015.

Возбуждение магновов в структурах на основе топологических полуметаллов

Девятов Э.В.

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

Подобно другим топологическим материалам, вейлевские полуметаллы характеризуются топологически защищёнными поверхностными состояниями – Ферми-арками, соединяющими проекции вейлевских точек на поверхностную зону Бриллюэна в k -пространстве [1]. В отличие от геликоидальных поверхностных состояний в топологических изоляторах [2], поверхностные состояния в вейлевских полуметаллах являются киральными, как в черновском изоляторе (режим квантового эффекта Холла) [1]. Наличие Ферми-арок было экспериментально продемонстрировано в ARPES измерениях, например, для трёхмерных кристаллов MoTe_2 и WTe_2 [3,4].

Мы экспериментально сравнили два типа интерфейсных структур с магнитными и немагнитными вейлевскими полуметаллами. Структуры представляют собой контакт между золотой полоской и магнитным вейлевским полуметаллом Ti_2MnAl в одном случае, и ферромагнитной никелевой полоской и немагнитным вейлевским полуметаллом WTe_2 во втором случае. Мы исследовали спин-поляризованный транспорт через поверхность вейлевского полуметалла, благодаря присутствию ферромагнетика в обеих структурах. При этом было показано качественно схожее поведение: гистерезис на вольт-амперных кривых при малых токах и резкие пики в дифференциальном сопротивлении при больших токах. Такое поведение напоминает динамику намагниченности, вызванную протекающим током, для ферромагнитных мультислоёв (спиновый диод), однако, эволюция магнонных пиков при изменении магнитного поля происходит иначе, чем в ферромагнитных мультислоях. Мы связываем полученные эффекты с вызванной током

спиновой динамикой в поверхностном состоянии вейлевского полуметалла.

Вторая часть работы посвящена аналогичным экспериментам на номинально диамагнитных монокристаллах CoSi с нормальными (золотыми) контактами. Данный материал является реализацией кирального полуметалла, где одновременно нарушены симметрия по отношению к инверсии (как в обычных вейлевских полуметаллах) и зеркальная симметрия. Данный материал интересен тем, что, в дополнение к вызванному симметрией спин-орбитальному взаимодействию, он демонстрирует поверхностный ферромагнетизм в силу наличия оборванных на поверхности связей, в номинально диамагнитном в объёме кристалле. При исследовании переноса заряда между золотым электродом и поверхностью тонкого монокристаллического флейка CoSi мы обнаружили характерные магнотонные пики при больших плотностях тока. Данный эффект связан с появлением вызванной током спиновой поляризации в силу сильного спин-орбитального взаимодействия в CoSi. Рассеяние таких неравновесных спин-поляризованных носителей в поверхностном ферромагнитном слое ответственно за возникающую спиновую динамику, так что обнаруженные магнотонные моды являются общим эффектом поверхностного ферромагнетизма и сильного спин-орбитального взаимодействия.

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00229, <https://rscf.ru/project/22-22-00229/>

[1] N. P. Armitage, et al., *Rev. Mod. Phys.* 90, 15001 (2018).

[2] M. Z. Hasan and C. L. Kane, *Rev. Mod. Phys.* 82, 3045 (2010).

[3] Ch. Wang, et al., *Phys. Rev. B* 94, 241119(R) (2016).

[4] Y. Wu, et al., *Phys. Rev. B* 94, 121113(R) (2016).

Revival of the cyclotron resonance in microwave induced resistance oscillations

Savchenko M.L.^{1,2}, Shuvaev A.³, Ganichev S.D.⁴, Kvon Z.D.^{2,6},
Pimenov A.³, Dmitriev I.A.^{4,5}

¹*Department of Physics and Astronomy, Purdue University, West Lafayette, IN 47907, USA*

²*Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, 630090 Novosibirsk, Russia*

³*Institute of Solid State Physics, Vienna University of Technology, 1040 Vienna, Austria*

⁴*Terahertz Center, University of Regensburg, 93040 Regensburg, Germany*

⁵*Ioffe Institute, 194021 St. Petersburg, Russia*

⁶*Novosibirsk State University, 630090 Novosibirsk, Russia*

The discovery of microwave-induced resistance oscillations (MIRO), periodic in fT_c where f is the radiation frequency and T_c the cyclotron period, motivated an intense experimental and theoretical research that has led to observation of a bunch of interesting interrelated magnetotransport phenomena including spectacular radiation-induced zero resistance states in a number of highest-quality 2D electron systems. Despite much progress in unified understanding of these phenomena [1], the existing theory is considered incomplete in view of reported puzzling insensitivity of MIRO to helicity of incoming radiation [2,3] conflicting the very basic theoretical expectations. In sharp contrast to these previous studies, our experiments reveal strong helicity dependence of MIRO (see Fig. 1) in a GaAs-based heterostructure with moderate mobility which quantitatively agrees with the theory thus establishing that the anomalous polarization immunity [2,3] is not a universal intrinsic property of MIRO.

Our studies further reveal that strong intrinsic helicity dependence can

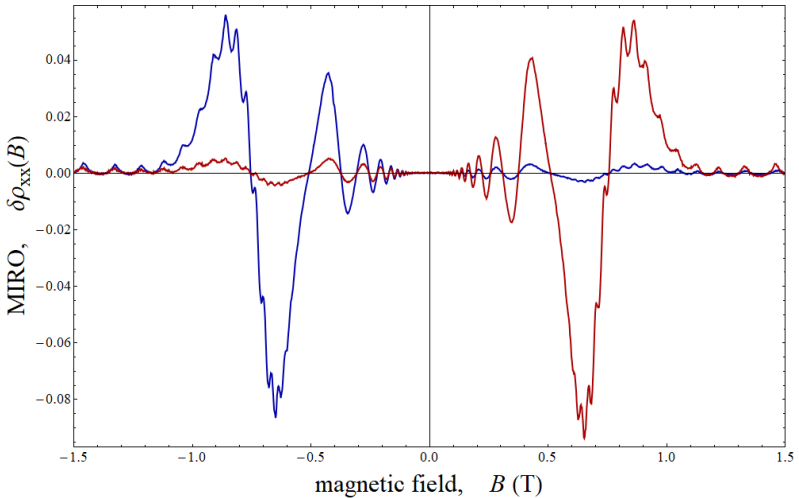


Fig.1. – Microwave induced resistance oscillations measured on 10×10 nm^2 sample with $10^6 \text{ cm}^2/\text{V s}$ mobility under circularly polarized 325 GHz radiation with two opposite helicities.

be fully suppressed by the metallic parts of the standard transmission spectroscopy setup which produce strong evanescent waves of the opposite helicity in the case of too small aperture/sample size or too large wavelength. In contrast to MIRO, the simultaneously measured transmission shows no sensitivity to the aperture size due to a large (~ 1 m) distance to the detector. Therefore, a fully developed cyclotron resonance in transmission does not guarantee a pure circular polarization state of the radiation field felt by 2D electrons. Our experiments demonstrate the possibility to exclude the extrinsic electrodynamic effects capable to produce an apparent polarization immunity of MIRO, and thus open an opportunity to reliably test other systems that previously indicated an intriguing intrinsic polarization immunity of the photoresponse.

[1] I. A. Dmitriev *et al.*, *RMP* **84**, 1709 (2012).

[2] J. Smet *et al.*, *PRL* **95**, 116804 (2005).

[3] T. Herrmann *et al.*, *PRB* **94**, 081301 (2016).

Двумерные электронные системы под микроволновым облучением

Дорожкин С.И.¹

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

В докладе будут рассмотрены несколько различных аспектов взаимодействия микроволнового излучения с двумерными электронными системами (ДЭС).

1. Поглощение микроволнового излучения ДЭС изучалось по подавлению излучением осцилляций Шубникова - де Гааза (ОШДГ), а также при помощи оригинальной болометрической методики. Совокупность полученных результатов указывает на сосуществование поглощения за счет одночастичных переходов с поглощением, связанным с возбуждением магнитоплазмонов. Магнитоплазменное поглощение проявляется в виде размерных резонансов, соответствующих различным ветвям спектра бернштейновских мод: циклотронному магнитоплазмону и почти бездисперсионному участку около второй гармоники циклотронного резонанса. Одночастичное поглощение приводит к гигантским осцилляциям магнетосопротивления, подавлению осцилляций ОШДГ частотами, значительно меньшими циклотронной и характерным «окнам» в подавлении.

2. Магнитоосцилляции в отклике двумерной электронной системы на микроволновое излучение изучены в сопротивлении, микроволновой фото-ЭДС и емкости полевого транзистора. Исследованы гигантские осцилляции магнетосопротивления (MRO), соответствующие гармоникам и субгармоникам циклотронного резонанса, т.е., определяемые соизмеримостью циклотронной энергии с энергией фотона. Показано, что оба типа осцилляций могут быть объяснены неравновесным заполнением электронных состояний на уровнях Ландау. Объяснено существование осцилляций второго типа только в ограниченном

диапазоне частот излучения. Показано, что осцилляции фото-ЭДС возникают вследствие загиба зон около контактов и нарушения соотношения Эйнштейна между проводимостью и коэффициентом диффузии в неравновесном состоянии ДЭС под облучением. Обнаружены индуцированные излучением магнитоосцилляции емкости полевого транзистора с двухслойной электронной системой. Осцилляции происходят на двух частотах. Основная частота определяется соизмеримостью расстояния по энергии между подзонами размерного квантования и циклотронной энергией. Более низкая частота соответствует соизмеримости энергии фотона и циклотронной энергии и приводит к биению высокочастотных осцилляций. Наблюдаемые осцилляции емкости объясняются неравновесным заполнением электронных состояний, приводящим к MIRO, и не могут быть объяснены другими механизмами.

3. Индуцированные излучением состояния с малой диссипацией на постоянном токе («zero-resistance states», ZRS) возникают в наиболее глубоких минимумах MIRO. Их возникновение объясняется неустойчивостью однородного состояния ДЭС с отрицательной диссипативной проводимостью, возникающей под облучением, и спонтанным возникновением доменов электрического поля противоположной ориентации. На ряде образцов в ZRS обнаружено спонтанное переключение микроволновой фото-ЭДС между двумя различными значениями, одновременно происходящее на серии контактов. Показано, что это переключение соответствует изменению знака электрического поля в доменах. Установлено, что такие переключения наблюдаются только в образцах гетероструктур GaAs/AlGaAs, в которых имеется конечная проводимость по слою селективного легирования, параллельному ДЭС. Установлена пропорциональность частоты переключений проводимости слоя легирования, подтверждающая предсказания теории о том, что переключения происходят в результате динамического экранирования спонтанного электрического поля в доменах зарядами слоя легирования.

**Спин-орбитальное взаимодействие в структуре
p-GaAs/AlGaAs с симметричной квантовой ямой.
Акустические методы исследования**

**Дричко И.Л.¹, Смирнов И.Ю.¹, Суслов А.В.², Pfeiffer L.N.³,
West K.W.³, Baldwin K.W.³**

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

²*National High Magnetic Field Laboratory, Tallahassee, FL 32310, USA*

³*Department of Electrical Engineering, Princeton University, Princeton, NJ 08544, USA*

В отсутствие магнитного поля и в малых магнитных полях обычно считается что электронная (дырочная) система вырождена по спину. Однако, оказалось, что в некоторых случаях, а именно при существовании в системе спин-орбитального взаимодействия, возможно снятие спинового вырождения даже в отсутствие магнитного поля. Одна из причин этого эффекта может быть связана с кристаллической структурой исследуемого материала: отсутствием центра инверсии, что характерно для структур типа цинковой обманки ($A^{III}B^V$) [1], вторая - с асимметрией квантовой ямы [2]. Эффект спин-орбитального взаимодействия исследуется экспериментально при измерениях осцилляций Шубникова-де Газа. Поскольку при спин-орбитальном взаимодействии образуются две подзоны с разным направлением спина и разными концентрациями, а величина спин-орбитального расщепления невелика, то этот эффект проявляется на эксперименте в виде биений.

В этой работе исследуется влияние спин-орбитального взаимодействия на высокочастотную проводимость дырок в симметрично легированной углеродом С квантовой яме, шириной 17 нм. Измерения проводились акустическими методами в частотном диапазоне (30-300) МГц в магнитных полях до 18 Тл и температурах 20-300 мК в ли-

нейном приближении по интенсивности ПАВ и при $T=20$ мК в зависимости от интенсивности поверхностной акустической волны (ПАВ). В области малых магнитных полей, в которой наблюдаются осцилляции Ш-дГ, отчетливо проявляются биения. Был построен Фурье-спектр осцилляций реальной части высокочастотной проводимости σ_1 в магнитном поле $B < 2$ Тл с помощью программы, предоставленной нам О.Е. Рут. Посредством обратного преобразования Фурье удалось разделить осцилляции проводимости σ_1 , соответствующие верхней f^+ и нижней f^- подзонам, расщепленным спин-орбитальным взаимодействием, а так же – низкочастотные осцилляции, соответствующие переходам между ними. Из температурной зависимости амплитуд осцилляций для $f^-(m^-)$ и $f^+(m^+)$ от магнитного поля удалось определить величины эффективных масс m^*/m_0 для разных подзон и их зависимость от магнитного поля. Теперь, поскольку была произведена оценка величин эффективных масс при $B=0$, можно вычислить энергию спин-орбитального расщепления, которая оказалась равной $E_{SO} \approx 0.16$ мэВ.

Авторы, изучавшие спин-орбитальное взаимодействие в 2-мерных структурах, старались работать на асимметричных квантовых ямах, в которых основным механизмом был эффект Рашбы, который был гораздо больше, чем ожидаемый в симметрично легированных ямах (эффект Дрессельхауза). Поскольку мы исследовали спин-орбитальное взаимодействие в симметрично легированной – квадратной квантовой яме и определили очень малую величину спин-орбитального расщепления, то есть основание полагать, что этот эффект определяется в чистом виде кристаллической структурой исследуемого материала (отсутствием центра инверсии), что характерно для структур типа цинковой обманки ($A^{III}B^V$) (механизм Дрессельхауза).

Авторы благодарят О.Е. Рут за предоставленную программу разделения компонентов Фурье-спектра, Г.М. Минькова за плодотворные консультации и Л.Е. Голуба за полезные обсуждения.

[1] G. Dresselhaus, *Physical Review*, **100**, 580 (1955),

[2] Ю.А. Бычков, Э.И. Паува, *Письма в ЖЭТФ*, **39**, 66 (1984).

Плазмоны в 2D электронных системах с затвором конечных размеров

Заболотных А.А.¹, Еналдиев В.В.^{1,2,3}, Волков В.А.¹

¹*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, 11, корп.7*

²*National Graphene Institute, University of Manchester, Booth St. E. Manchester M13 9PL, United Kingdom*

³*University of Manchester, School of Physics and Astronomy, Oxford Road, Manchester M13 9PL, United Kingdom*

Плазменные колебания или плазмоны в двумерных (2D) электронных системах (ЭС) часто исследуются в двух базовых типах структур: первый — 2D ЭС помещенная в диэлектрик, в этом случае плазмоны часто называют неэкранированными, а их закон дисперсии имеет корневой вид [1], второй тип — экранированные 2D ЭС, когда вблизи 2D ЭС параллельно ей находится проводящий затвор, приводящий к подавлению (экранировке) межэлектронного взаимодействия и линейному закону дисперсии плазмонов [2].

Данный доклад посвящен аналитическому исследованию т.н. околозатворных плазмонов, возникающих в *частично* экранированных 2D ЭС, когда сама 2D ЭС однородна и бесконечна, а затвор имеет форму полосы или диска, т.е. ограничен по одному или двум направлениям. Показано [3,4], что в таких 2D ЭС существуют плазмоны, локализованные вблизи затвора, при том, что сама 2D ЭС является однородной, т.е. какое-либо напряжение, управляющее концентрацией в 2D ЭС, на затвор не подается. Локализация плазмонов появляется из-за различия кулоновского взаимодействия электронов 2D ЭС вне и под затвором.

Для 2D ЭС с затвором в виде полосы, фундаментальная плазменная мода в длинноволновом пределе обладает необычным корневым законом дисперсии

$$\omega(q_{\parallel}) = \sqrt{\frac{8\pi e^2 n d q_{\parallel}}{m \kappa W}}, \quad (1)$$

где e , n , m — заряд, концентрация и эффективная масса электронов, q_{\parallel} — волновой вектор вдоль затвора, d и κ — расстояние и диэлектрическая проницаемость между 2D ЭС и затвором, W — ширина затвора. Необычность спектра (1) состоит в том, что он сочетает в себе характерные черты спектров плазмонов как в экранированных 2D ЭС, $\omega \propto d^{1/2}$, так и в 2D ЭС без затвора $\omega \propto q^{1/2}$. Предсказанное теоретически существование околзатворных плазмонов, а также их свойства, включая спектр (1), были подтверждены в ряде экспериментальных работ, см. обзор [5].

Интересно отметить, что некоторые плазмонные моды в 2D ЭС с затвором в форме полосы, а также плазмоны в системе с затвором в форме диска являются квазистационарными, т.е. имеют конечное время жизни по отношению к распаду в континуум неэкранированных плазмонов, существующих в 2D ЭС вдали от затвора. В то же время, это означает, что такие квазистационарные околзатворные плазмоны можно легко возбуждать с помощью неэкранированных плазмонов, созданных, например, при подаче переменного сигнала на иглу электронного микроскопа, находящуюся вблизи 2D ЭС. При совпадении частоты плазмона с частотой одной из околзатворных мод, будет происходить резонансное рассеяние [4], картину которого можно визуализировать, например, в экспериментах по детектированию плазмонов с помощью сканирующей ближнеполевой оптической микроскопии (SNOM).

Работа выполнена за счет средств гранта РФФИ 21-12-00287.

[1] F. Stern, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 546 (1967).

[2] А. В. Чаплик, *ЖЭТФ* **62**, 726 (1972).

[3] А. А. Zabolotnykh and V. A. Volkov, *Phys. Rev. B* **99**, 165304 (2019).

[4] А. А. Zabolotnykh, V. V. Enaldiev and V. A. Volkov, *Phys. Rev. B* **104**, 195435 (2021).

[5] А. М. Зарезин, П. А. Гусихин, И. В. Андреев, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, *Письма в ЖЭТФ* **113**, 740 (2021).

Слабая локализация в скользящей волне зарядовой плотности

Кон И.А.¹, Зайцев-Зотов С.В.^{1,2}

¹ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, д. 11, стр. 7

²ВШЭ, 101000, г. Москва, ул. Мясницкая, д. 20

В последнее время большой интерес вызывает исследование топологически нетривиальных материалов, в которых возникает волна зарядовой плотности (ВЗП). В работе [1] было обнаружено, что в вейлевском полуметалле с волной зарядовой плотности $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$ при температуре ниже температуры пайерсловского перехода, т.е. при наличии щели в энергетическом спектре состояний, может наблюдаться сильное отрицательное магнетосопротивление (МС), которое интерпретировалось как проявление киральной аномалии. Попытки воспроизвести этот эффект на тонких образцах этого соединения в условиях отсутствия джоулева перегрева носителей тока оказались безуспешными [2], но позволили наблюдать интересные особенности МС, напоминающие слабую локализацию. Эти исследования поставили вопрос о МС топологически тривиальных квазиодномерных проводников с ВЗП. В настоящей работе представлены результаты исследования одного из таких материалов – ромбического TaS_3 . На рис. 1 представлена проводимость изучаемого образца TaS_3 в области низких температур, а на рис. 2 — МС при различных значениях напряжения на образце при ориентации

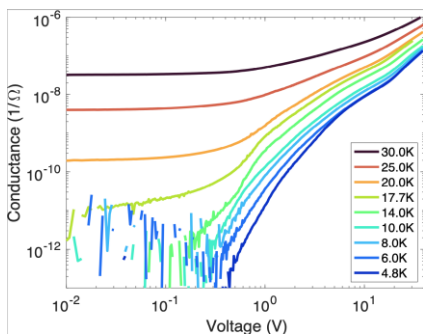


Рис. 1. – Нелинейная проводимость изучаемого образца TaS_3 в области низких температур.

$H \perp J$. Аналогичные зависимости наблюдались также и в геометрии $H \parallel J$, но имели в несколько раз меньшую величину. Таким образом, в этом топологически тривиальном веществе, как и в вейлевском полуметалле с ВЗП $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$, наблюдается МС с характерным масштабом в несколько процентов, которое при самых низких температурах напоминает слабую локализацию и становится исчезающе малым при повышении температуры. Удивительным обстоятельством является наблюдение подобной зависимости в области нелинейной проводимости, т. е. в режиме, при котором вклад ВЗП в проводимость на несколько порядков превышает вклад квазичастиц, а эффекты слабой локализации в проводимости ВЗП не ожидаются в силу одномерности её скольжения.

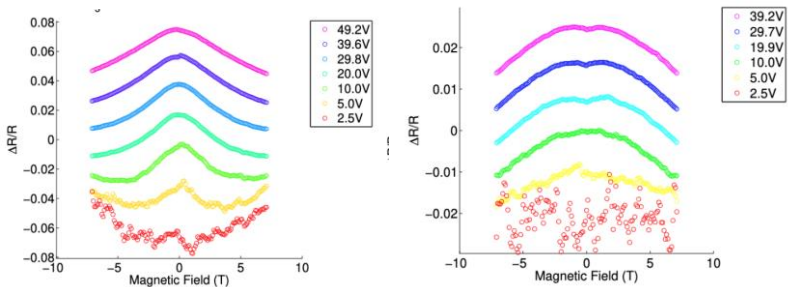


Рис. 2. – Магнетосопротивление ромбического TaS_3 при температуре 4.8 K (левая панель) и 8 K (правая панель) при различных напряжениях в области нелинейной проводимости.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 21-72-20114).

[1] J. Gooth, B. Bradlyn, S. Honnali, C. Schindler, N. Kumar, J. Noky, Y. Qi, C. Shekhar, Y. Sun, Z. Wang, B. A. Bernevig, C. Felser, *Nature* **575**, 315 (2019).

[2] I. A. Cohn, S. G. Zybtsev, A. P. Orlov, and S. V. Zaitsev-Zotov, *JETP Letters* **112**, 88 (2020).

Non collinear magnetic states due to chiral four-spin interaction in two-dimensional magnets

Gulnaz Rakhmanova, Ivan Ado, Mikhail Titov, and **Ivan Iorsh**

We suggest a possible origin of noncollinear magnetic textures in ferromagnets (FMs) with the D_{3h} point group symmetry. Suggested mechanism is different from the Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI). Considered symmetry class is important because a large fraction of all single-layer intrinsic FMs should belong to it. In particular, so does a monolayer Fe_3GeTe_2 . At the same time, DMI vanishes identically in materials described by this point group, in the continuous limit. We use symmetry analysis to derive all possible contributions to the free energy density that are of the fourth order with respect to the unit vector \mathbf{n} of the local magnetization direction and linear with respect to spatial derivatives of \mathbf{n} . There are precisely seven such contributions. However, up to boundary terms, only two of them can be considered as independent. Moreover, for a two-dimensional system, one of these two necessarily vanishes! We investigate whether the remaining contribution can serve as a source of spin spirals and skyrmions recently observed in Fe_3GeTe_2 . We also address a possible stabilization of bimerons by the same contribution, the stabilization of the non-collinear states by the external magnetic fields, and the emergent chiral asymmetry of the spin wave excitations in these structures.

[1] <https://arxiv.org/abs/2109.15297>

[2] <https://arxiv.org/abs/2105.14495>

История и принципы действия полупроводниковых источников электрических колебаний

Каган М.С.

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

В докладе планируется дать краткий обзор развития идей, экспериментальной реализации и истории использования полупроводников и полупроводниковых структур в качестве источников электрических колебаний, начиная с первых работ в конце 50-х и начале 60-х годов прошлого столетия (L. Esaki - туннельный диод, W.T. Read и A.C. Tager - лавинно-пролетные диоды, В.К. Ridley, Т.В. Watkins и С. Nilsum - распределенная ОДП, J.V. Gunn - домены в GaAs) и кончая поздними работами (квантовые каскадные лазеры, сверхрешетки и ТГц лазеры на p-Ge).

Основное направление – расширение диапазона рабочих частот генерации и последовательное освоение так называемой электромагнитной шкалы. В настоящее время остается неосвоенным на практике (хотя имеется довольно много лабораторных разработок) последняя ее часть - терагерцовый диапазон частот с длинами волн от 30 до 300 микрон.

Как это часто бывает, развитие шло по спирали: сначала использовался один принцип генерации (в данном случае были изобретены полупроводниковые элементы с отрицательной дифференциальной проводимостью), его развитие доводилось до естественных пределов, определяемых принципиальными ограничениями лежащих в основе физических процессов, затем происходил переход к другому принципу (в данном случае к лазерам), а затем – возврат к первоначальным идеям, но уже на новых разработанных к этому времени материалах и технологиях.

Магнетоемкостные исследования квантовых фазовых переходов двухслойной электронной системы в окрестности $\nu=1,2,3$

Капустин А.А., Дорожкин С.И., Федоров И.Б.

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

При помощи новой магнетоемкостной методики [1], состоящей в одновременном измерении двух емкостей между электронной системой (ЭС) в широкой (60 нм) асимметричной квантовой яме GaAs и каждым из двух затворов FG и BG, расположенных по разные стороны от ямы, обнаружены квантовые фазовые переходы между двухслойными состояниями и однослойными состояниями ЭС [2], происходящие при изменении магнитного поля. Однослойные несжимаемые состояния ЭС реализуют состояния квантового эффекта Холла (КЭХ) и возникают при *полных* факторах заполнения уровней Ландау $\nu=1$ и 2 (см. области 4 и 8 на Рис.1а). Они переходят в двухслойные состояния при отклонении от этих факторов. Эти переходы не зависят от начального распределения электронов между слоями в нулевом магнитном

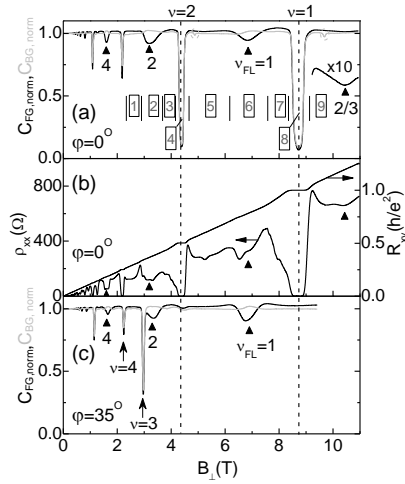


Рис.1. – Нормированные на значение в нулевом поле магнетоемкости, измеренные между электронной системой и каждым из затворов FG, BG (панели а,с); компоненты тензора магнетосопротивления (панель б). $T=0.5K, V_{FG}=-0.2B, V_{BG}=0.8B$.

поле. В двухслойных состояниях наблюдаются несжимаемые состояния отдельных слоев при целочисленных заполнениях уровней Ландау в этих слоях, проявляющиеся в минимумах, наблюдаемых только в одной емкости. Изменение емкостей при возникновении несжимаемых однослойных состояний при $\nu=1$ и 2 согласуется с картиной псевдоспинового ферромагнитного состояния с анизотропией типа ‘легкая плоскость’ [3], когда вследствие электрон-электронного взаимодействия возникает коллективное состояние, в котором каждый электрон принадлежит одновременно обоим слоям. Этот результат для $\nu=2$ является альтернативным устоявшейся точке зрения [4], что в двухслойной ЭС в широкой квантовой яме несжимаемое состояние при $\nu=2$ соответствует псевдоспиновому ферромагнетику с анизотропией типа ‘легкая ось’, когда электронами оказывается заполнен один из двух слоев.

При наклоне образца относительно магнитного поля (см. Рис.1с) происходит уменьшение минимумов в емкости при $\nu=1,2$, которые полностью исчезают при $\varphi \approx 35^\circ$ вместе с соответствующими состояниями КЭХ. Одновременно возникает несжимаемое состояние квантового эффекта Холла при $\nu=3$, которое соседствует с несжимаемым состоянием в переднем слое с фактором заполнения $\nu_{FL}=2$. Таким образом, возникающее состояние КЭХ при $\nu=3$ либо соответствует нецелочисленным заполнениям уровней в разных слоях и является коллективным эффектом, либо сопровождается перераспределением электронов между слоями, что также связано с эффектами межэлектронного взаимодействия. Отметим, что при наклоне поля наблюдается незначительное уменьшение минимума в емкости при $\nu=4$ (сравни рис. 1а и 1с).

Исследования в наклонных полях выполнены за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00753, <https://rscf.ru/project/22-22-00753/>

[1] S. I. Dorozhkin et al., *Journal of Appl. Phys.*, **123**, 084301 (2018),

[2] S. I. Dorozhkin et al., *Phys. Rev. B*, **102**, 235307 (2020),

[3] T. Jungwirth and A. H. MacDonald, *Phys. Rev. B*, **63**, 035305 (2000),

[4] V. Piazza et al., *Nature*, **402**, 638 (1999).

Structural commensurability and incommensurability in twisted van der Waals systems

Katsnelson M. I.

Institute for Molecules and Materials, Radboud University, Nijmegen 6525AJ, Netherlands

Investigation of Van der Waals heterostructures based on combination of different two-dimensional materials is probably the hottest subfield in the field of two-dimensional materials now. I will discuss basic properties of the most intensively studied heterostructures, twisted bilayer graphene and graphene on hexagonal boron nitride (hBN).

Structural reconstruction due to interplay of interlayer van der Waals and intralayer elastic energies is the key phenomenon in physics of these objects. In particular, it leads to commensurate-incommensurate phase transition at the change of misorientation angle [1]. I will review computational and analytical theoretical approaches to the physics of commensurability and incommensurability and its effect on the electronic structure [2-5]. The metal-insulator transition in graphene on hBN will be also considered within the model of classical critical percolation [6].

Commensurate-incommensurate transition in van der Waals heterostructures can be detected and studied optically, via second-harmonic generation, as was recently predicted theoretically [7] and confirmed experimentally [8].

[1] C.R. Woods et al., *Nature Phys.*, **10**,451(2014),

[2] M.M.van Wijk et al., *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 135504 (2014),

[3] G.J. Slotman et al, *Phys. Rev. Lett.*, **115**, 186801 (2015),

[4] M.M. van Wijk et al, *2D Mater.*, **2**, 034010 (2015),

[5] Yu.N. Gornostyrev, M.I. Katsnelson, *Phys. Rev. B*, **102**,085428 (2020),

[6] M. Titov and M.I. Katsnelson, *Phys. Rev. Lett.*, **113**,096801 (2013),

[7] M. Vandelli et al., *Phys. Rev. B*, **99**,165432 (2019),

[8] E.A. Stepanov et al, *ACS Appl. Mater. Interfaces*, **12**, 27758 (2020).

Андерсоновская локализация в двумерной электронно-дырочной системе

Квон З.Д.^{1,2}, Ольшанецкий Е.Б.¹, Михайлов Н.Н.¹

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

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

Андерсоновская локализация и переход металл-изолятор относятся к наиболее фундаментальным квантовомеханическим явлениям, с тех пор как они впервые были рассмотрены в основополагающей работе [1]. Особую актуальность они приобрели с появлением двумерных электронных систем и гипотезы о том, что двумерного металла не существует [2]. Наконец указанная проблема приобрела новый импульс, когда переход металл-изолятор был обнаружен в двумерных системах экспериментально вопреки упомянутой гипотезе, и был поднят вопрос о роли эффектов взаимодействия в локализации и условиях возникновения коллективных состояний, подобных вигнеровскому кристаллу [3].

В данной работе впервые проведено экспериментальное исследование андерсоновской локализации в сильно разупорядоченной двумерной электронно-дырочной системе, когда она происходит при одновременном существовании электронов и дырок, чья эффективная масса на порядок выше электронной. Экспериментальные образцы были изготовлены на основе HgTe квантовых ям толщиной 14 нм и ориентацией (013). Энергетический спектр указанных ям соответствует двумерному полуметаллу с перекрытием зон $E_{\text{overlap}} \approx 5$ мэВ, близким к тому, которое наблюдается в ранее широко изученных ямах толщиной 18 нм - 22 нм. Однако подвижности электронов и дырок оказались при температуре 4.5 К более чем на порядок меньше, что является свидетельством значительного примесного беспорядка в исследованных образцах. Измерения проводились в диапазоне температур 0.3–10К и в магнитных

полях до 1Т с использованием стандартной схемы фазочувствительного детектирования на частотах 0.3–12 Гц и при величинах измерительного тока через образец 0.01–10 нА в зависимости от характера измерений.

Основные результаты работы можно сформулировать следующим образом.

1. В окрестности точки зарядовой нейтральности (ТЗН) наблюдается экспоненциально сильный рост (от величин порядка h/e^2 до значений около $100h/e^2$) сопротивления при охлаждении образцов от температуры 4.5 К до 0.3 К. При удалении от ТЗН в области электронного и дырочного металлов температурная зависимость сопротивления переходит в логарифмическую, сохраняя диэлектрический характер.

2. На основе измерений эффекта Холла и магнитосопротивления сделан вывод о том, что в системе происходит двухступенчатая локализация: первыми локализуются двумерные дырки, как частицы с на порядок большей эффективной массой, чем у электронов. Затем начинается локализация электронов. Причем разный характер локализационного поведения дырок и электронов наблюдается даже в области слабой локализации, приводя к появлению точки перегиба на зависимости отрицательного магнитосопротивления от магнитного поля.

3. Анализ температурной зависимости проводимости, проведенный в соответствии с однопараметрической скейлинговой моделью, [2] показывает, что экспериментально наблюдаемая локализация не описывается указанной моделью даже в области электронной проводимости, где параметр Вигнера-Зейтца $r_s < 1$, хотя величина скейлинговой функции β при всех значениях проводимости является отрицательной.

[1] P.W. Anderson, *Phys. Rev.* 109, 1492 (1958).

[2] E. Abrahams, P.W. Anderson, D.C. Licciardello, and T.V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* 42, 673 (1979).

[3] В.Т. Долгополов, *УФН* 187, 785 (2017).

Динамическая стабилизация электронных систем в полупроводниковых квантовых ямах

Кибис О.В.

*Новосибирский государственный технический университет,
630073, Новосибирск, проспект Карла Маркса, 20*

Динамическая стабилизация представляет собой фундаментальный физический эффект, заключающийся в стабилизации различных нестабильных систем посредством осциллирующего воздействия на них. Хотя этот эффект был знаком феноменологически с незапамятных времен всем цирковым жонглерам, удерживавшим в равновесии различные предметы посредством колебательной моторики рук, корректное описание его в рамках гамильтоновой механики было впервые осуществлено П. Л. Капицей, предложившим простую механическую модель эффекта на основе маятника с осциллирующей точкой подвеса, впоследствии названного его именем [1]. Вопреки интуиции, перевернутое (вертикальное) положение маятника Капицы оказывается устойчивым в случае быстрых осцилляций точки подвеса. Таким образом, динамическая стабилизация физически обусловлена появлением локального минимума потенциальной энергии в точке, которая в отсутствие осциллирующего внешнего воздействия соответствовала бы максимуму потенциальной энергии. Этот эффект носит универсальный характер и может проявляться в самых различных областях физики. Так, например, осциллирующее поле лазерного излучения приводит к стабилизации заряженных ионных систем, составные части которых отталкиваются друг от друга по закону Кулона и в отсутствие осциллирующего поля разбежались бы в разные стороны [2]. Однако, несмотря на довольно долгую предысторию эффекта динамической стабилизации, его проявления в наноструктурах все еще ожидают подробного исследования. Чтобы частично восполнить этот пробел, мы проанализировали поведение электронов проводимости в полупроводниковых

квантовых ямах при наличии высокочастотного электромагнитного поля в контексте эффекта динамической стабилизации и обнаружили, что такое поле создает область эффективного притяжения в центре различных отталкивающих потенциалов [3]. Как следствие, в квантовых ямах могут возникать светоиндуцированные квазистационарные электронные состояния, локализованные на отталкивающих потенциалах. Показано, что эти состояния приводят к светоиндуцированному спариванию электронов с различными эффективными массами [3,4], дают квантовую добавку к проводимости вследствие резонансного рассеяния Брейта-Вигнера [5], а также приводят к резонансам Фано в оптических спектрах [6] и эффекту Кондо [7].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 20-12-00001).

[1] П. Л. Капица, *ЖЭТФ*, **21**, 588 (1951).

[2] E. van Duijn et al., *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 3759 (1996).

[3] O. V. Kibis, *Phys. Rev. B*, **99**, 235416 (2019).

[4] O. V. Kibis et al., *Opt. Lett.*, **46**, 5316 (2021).

[5] O. V. Kibis et al., *Phys. Rev. B*, **102**, 075412 (2020).

[6] O. V. Kibis et al., *Opt. Lett.*, **46**, 50 (2021).

[7] I. V. Iorsh and O. V. Kibis, *J. Phys.:Condens. Matter*, **22**, 495302 (2021).

Энергетическая релаксация электронов в квантовой точке в присутствии БЭК/БКШ конденсата

Ковалёв В.М.

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

*Новосибирский государственный технический университет,
630073, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20*

Доклад посвящён теоретическому описанию процессов энергетической релаксации электронов, локализованных в квантовой точке (КТ), и взаимодействующих с двумерным конденсатом посредством кулоновских сил. Для описания конденсата используются два подхода. В рамках первого подхода динамика конденсата описывается боголюбовской моделью слабонеидеального бозе-газа (БЭК-конденсат). Во втором случае конденсированная подсистема описывается моделью Бардина-Купера-Шриффера (БКШ-конденсат). Проведен анализ вероятностей перехода электрона между энергетическими уровнями КТ с испусканием элементарных возбуждений конденсатной подсистемы, как выше, так и ниже критической температуры фазового перехода двумерной подсистемы в состояние конденсата. В случае БЭК-конденсата элементарными возбуждениями являются боголюбовские квазичастицы, описывающие колебания плотности конденсата. Показано, что двухбоголонные процессы дают преобладающий вклад в энергетическую релаксацию электронов КТ. В случае БКШ-конденсата изучен вклад сверхпроводящих флуктуаций в энергетическую релаксацию электронов КТ выше T_c и проведено сравнение их вклада с вкладом двумерных плазмонов. При низких температурах вклад БКШ подсистемы в энергетическую релаксацию КТ электронов сводится к процессам распада куперовских пар, если начальная энергия «горячего» КТ электрона превосходит величину сверхпроводящей щели.

Спектр подвижности тонких пленок на основе HgTe

Козлов Д.А.

*Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Novosibirsk, Russia
Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia*

Одной из классических задач в физике полупроводников является задач идентификации носителей заряда, а также определение их базовых свойств, таких как концентрация и подвижность, на основе транспортного отклика. Задача обладает элементарным решением в случае одной группы носителей, однако существенно усложняется при наличии всего лишь двух групп. При удачном соотношении параметров группы носителей могут быть разделены применением двухкомпонентной модели Друде. Однако, добавление даже третьей группы носителей в эту же модель практически всегда оказывается нецелесообразным из-за сложности процедуры подгонки и неоднозначности получаемого результата. При этом наличие трех групп носителей является отнюдь не редкостью в эксперименте. Например, в топологических изоляторах, объемные группы носителей сосуществуют с поверхностными.

Одним из возможных решений проблемы является расчет спектра подвижности исследуемой системы [1,2]. В рамках этого подхода несколько групп носителей заменяются на континуум (т.е. бесконечное количество групп носителей) с распределением плотности концентрации по шкале подвижности, а для определения проводимости системы сумма по отдельным группам заменяется интегралом. При этом каждая группа представляется в виде пика на спектре, положение которого определяет среднюю подвижность, а площадь – концентрацию. Несмотря на безусловное усложнение процедуры анализа экспериментальных данных, этот подход обладает рядом преимуществ, самое главное из которых - универсальность процедуры расчета, независимо

от реального количества групп носителей.

В докладе будет представлена процедура расчета спектра подвижности для некоторых систем на основе HgTe, проанализированы основные очевидные и скрытые сложности, связанные с несовершенством модели Друде для трехмерных топологических изоляторов и других систем со схожими свойствами. Показано, как полученные данные могут быть использованы для анализа процессов рассеяния топологических и объемных электронов.

[1] W. A. Beck and J. R. Anderson, *J. Appl. Phys.* **62**, 541 (1987)

[2] J. Wang et al., *Appl. Phys. Lett.* **118**, 253107 (2021).

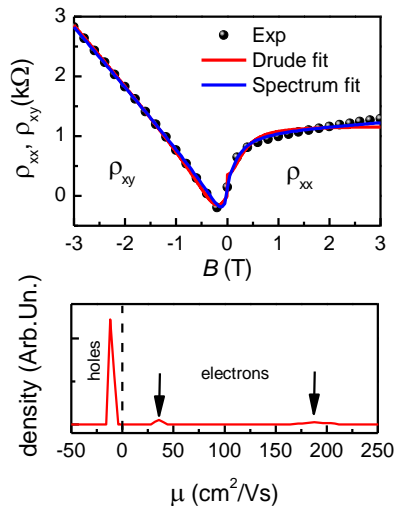


Рис.1. – Подгонка кривых $\rho_{xx}(B)$ (для $B > 0$) и $\rho_{xy}(B)$ (для $B < 0$) с помощью двухкомпонентной модели Друде (красным), а также расчетом спектра подвижности (синим). Внизу - рассчитанный спектр подвижности с тремя группами носителей.

Размерное квантование дырок в нанопроводах с гексагональным сечением

Кокурин И.А.

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

Нанопровода (НП) из полупроводниковых материалов группы $A^{III}B^V$ широко исследуются в последние годы. Тем не менее, до сих пор не существует адекватных теоретических расчетов подзонного дырочного спектра в НП, отражающих все важные факторы, такие как реальная форма сечения и кристаллографическая ориентация. В большинстве теоретических работ рассмотрены НП кругового [1] или прямоугольного [2] сечения, ориентированные вдоль главных кристаллографических осей $\langle 100 \rangle$. В то же время, НП материалов $A^{III}B^V$, как правило, растут в направлении $[111]$, что обуславливает их гексагональную огранку. Кроме того, в зависимости от условий роста и поперечного размера НП может иметь структуру цинковой обманки или вюрцита, или же их чередование.

В настоящей работе изучен размерно-квантованный спектр дырок в НП GaAs со структурой цинковой обманки и гексагональным поперечным сечением. Для материалов с большой шириной запрещенной зоны и величиной спин-орбитального расщепления хорошим приближением для описания дырочных состояний является использование гамильтониана Латтинжера [3], который необходимо предварительно переписать в новых осях $x||[11-2]$, $y||[-110]$, $z||[111]$ (см, например, [4]). Гамильтониан НП записан в смешанном базисе (блоховские функции – огибающие), функции которого являются собственными функциями диагональной части гамильтониана Латтинжера в НП кругового сечения. Отличие гексагонального сечения от кругового учитывается введением дополнительного потенциала, по аналогии с тем, как это сделано в случае простой зоны в работе [5].

Зависимость $E(k)$ для нескольких первых подзон в НП кругового и гексагонального сечения представлена на Рис. 1, получена численной диагонализацией матрицы гамильтониана конечного размера. При расчетах количество базисных функций ограничивалось по энергии величиной $3000E_0$, где $E_0 = \hbar^2/2m_0R^2$, R – радиус НП. Для параметров GaAs это соответствует 484 базисным функциям и обеспечивает хорошую точность и сходимости численных алгоритмов. Для НП с $R=10$ нм характерная энергия E_0 составляет 0.38 мэВ.

Также рассчитаны величины среднего спина в подзонах в зависимости от продольного импульса k . Напомним, что в одномерном случае даже при $k=0$ происходит перемешивание и нельзя сохранить номенклатуру “тяжелые/легкие дырки”. Детально изучено пространственное поведение многокомпонентной волновой функции. Главным преимуществом предложенного метода расчета является отсутствие нефизических решений, часто возникающих при использовании, например, сеточных методов.

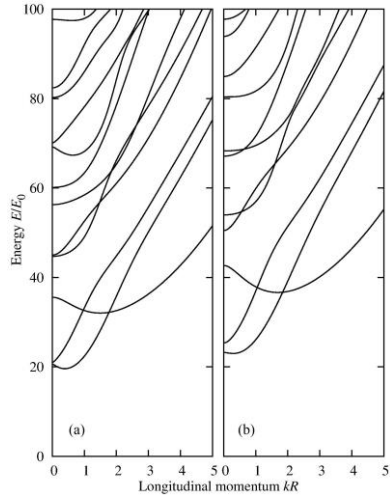


Рис.1. – Подзонный спектр дырок в НП кругового (a) и гексагонального (b) сечения. Параметры Латтинжера соответствуют GaAs: $\gamma_1=6.85$, $\gamma_2=2.10$, $\gamma_3=2.90$.

- [1] P. C. Sercel and K. J. Vahala, *Phys. Rev. B* **42**, 3690 (1990).
- [2] H. Ando, S. Nojima, H. Kanbe, *J. Appl. Phys.* **74**, 6383 (1993).
- [3] J. M. Luttinger, *Phys. Rev.* **102**, 1030 (1956).
- [4] L. Wang and M. W. Wu, *Phys. Rev. B* **85**, 235308 (2012).
- [5] I. A. Kokurin, *Semiconductors* **54**, 1897 (2020).

Структура двумерного вигнеровского кластера

Махмудиан М., Энтин М. В.

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

Двумерный вигнеровский кристалл, в котором положительные и отрицательные заряды пространственно разнесены, был предложен в [1-3]. В настоящем докладе изучается структура двумерных вигнеровских кластеров (ДВК), помещенных в различные внешние поля, ограничивающие продольное движение электронов. Рассмотрены случаи:

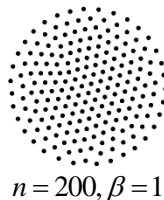
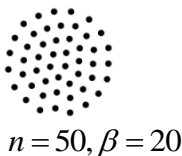
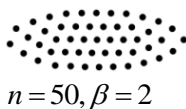
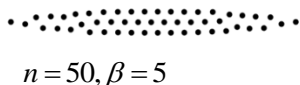
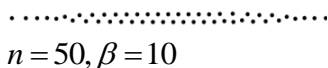
а) параболической ямы $U(x, y) = x^2 + \beta y^2$,

б) потенциальной стенки $U(x, y) = x^2 + \beta \theta(-y)$,

с) полосы $U(x, y) = x^2 + \beta \theta(-y - a)\theta(y - a)$,

д) ямы со слабой гексагональной асимметрией $U(x, y) = x^2 + y^2 + \beta x^2(x^2 - 3y^2)^2$, $\beta \ll 1$.

Рис. 1. Модели ДВК.



На рисунке 1 представлены структуры кластеров электронов в зависимости от асимметрии параболической потенциальной ямы β . При $\beta \gg 1$ кристалл вырождается в одномерный, плотность которого падает к краям из-за уменьшения давления. При меньших β одномерный кристалл теряет устойчивость, превращаясь в зигзагообразный, а затем наращивает число слоев. Если $\beta = 1$, кластер занимает, в среднем, круговую область. Внутренняя часть его периодична, имея гексагональную симметрию. Однако, он является поликристаллом. Внешняя часть расплавлена из-за конкуренции изотропного поверхностного давления от ямы и требования минимальности энергии межэлектронного взаимодействия. Показано, что затравочная гексагональная асимметрия ямы приводит к возникновению огранки ДВК.

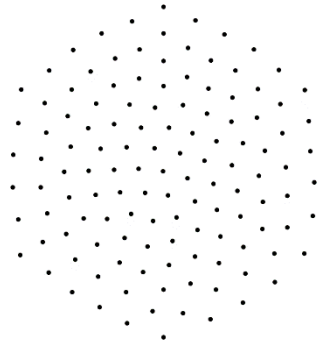


Рис.2. Ограниченный ДВК модели d) при $\beta = 0.01$.

Аналитически получено распределение плотности электронов. Найдено поверхностное натяжение края ДВК. Проанализирован переход «струна-зигзаг».

Работа поддержана грантом РФФИ №20-02-00622.

[1] А.В. Чаплик, *ЖЭТФ* 62 746 (1972).

[2] P. M. Platzman and H. Fukuyama, *Phys. Rev. B* 10, 3150 (1974).

[3] А.В. Чаплик, *Письма в ЖЭТФ* 31, 275(1980).

Энергетический спектр и магнитотранспорт квантовых ям HgTe при переходе от состояния 2D к состоянию 3D топологического изолятора

Миньков Г.М.¹, Шерстобитов А.А.^{1,2}, Алешкин В.Я.³, Рут О.Е.²,
Германенко А.В.²

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

²Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, 620002,
Екатеринбург, ул. Мира 19

³ИФМ РАН, 607680, Нижний Новгород, ул. Академическая, 7

Экспериментально исследованы гальваномагнитные и магнито-емкостные явления в квантовых ямах (КЯ) HgTe шириной от 20 до 50 нм, соответствующей переходу от спектра двумерного топологического изолятора к спектру трехмерного топологического изолятора. Исследования проведены на структурах с полевым электродом, что позволяет изменять концентрацию носителей (электронов и дырок) в широком диапазоне.

Совместный анализ полученных результатов показывает:

1. С ростом концентрации электронов (напряжением затвора) спектр зоны проводимости расщепляется. Основной вклад в это расщепление дает электрическое поле в квантовой яме (механизм Бычкова-Рашби.);

2. Во всех структурах изучены магнито-межподзонные осцилляции (МИСО). Показано, что зависимость амплитуды МИСО (АМИСО) от концентрации электронов немонотонна. Она возрастает до начала заполнения второй подзоны размерного квантования, а затем резко падет. Рост АМИСО противоречит простым расчетом спектра и волновых функции, которые предсказывают увеличение локализации волновых функций спин-орбитально расщепленных ветвей спектра у противоположных стенок КЯ, а значит к уменьшению их (волновых функций) перекрытия, уменьшению вероятности переходов между

ветвями спектра, а значит и к уменьшению АМИСО;

3. Проведены самосогласованные расчеты спектра и волновых функций. Они предсказывают значительное смещение заряда спин-орбитально расщепленных ветвей спектра в направлении, перпендикулярном плоскости КЯ. При этом состояния, локализованные у ближней к полемому электроду гетерограницы отталкиваются от положительно заряженного полевого электрода. Это соответствует отрицательному знаку поляризуемости;

4. Для экспериментальной проверки столь необычного поведения были измерены зависимости емкости КЯ-полевой электрод от напряжения затвора. Анализ квантовой емкости, найденной из этих измерений, при использовании эффективных масс электронов и дырок, измеренных на тех же структурах, показывает, что электроны локализованные у ближней к полемому электроду гетерограницы действительно отталкиваются от положительно заряженного полевого электрода;

5. Показано, что самосогласованные расчеты спектра и волновых функций при использовании общепринятых объемных параметров HgTe и HgCdTe дают лишь качественное согласие с экспериментом. Предположено, что это связано с тем, что диэлектрическая проницаемость КЯ HgTe существенно отличается от проницаемости объемного HgTe.

Реализация концепции полярного металла в ван дер Ваальсовых структурах

Орлова Н.Н., Девятков Э.В., Колесников Н.Н., Тимонина А.В.

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

В последнее время эффекты нарушения симметрии в твёрдом теле привлекают особенное внимание благодаря исследованиям в области топологических полуметаллов. В вейлевских полуметаллах (ВП), в силу нарушения пространственной симметрии или симметрии по обращению времени, каждая дираковская точка (представляющая собой специальную точку зоны Бриллюэна с трёхмерным линейным спектром) расщепляется на два вейлевских узла с противоположными киральностями [1]. Оба варианта широко исследуются в системах с нарушением пространственной инверсии и в системах с ферромагнитным упорядочением, соответственно.

С другой стороны, материалы с нарушением инверсии известны тем, что демонстрируют ферроэлектрическое упорядочение. Недавно ферроэлектрическая поляризация была экспериментально обнаружена в ВП WTe_2 , обладающем значительной объёмной проводимостью в силу бесщелевого спектра [2, 3]. Обычно ферроэлектрические свойства рассматривались для диэлектриков, однако демонстрация ферроэлектричества в WTe_2 доказала реализуемость теоретической концепции полярного металла [4]. Сосуществование проводимости и спонтанной поляризации в полярном металле дает возможность как управления поляризацией полем электрического тока, так и проводимостью материала за счет изменения ферроэлектрической поляризации.

В данной работе исследуется взаимное влияние ферроэлектричества и проводимости в таких системах. Благодаря слоистой структуре рассматриваемых материалов наши образцы были изготовлены с помощью техники механической эксфолиации, аналогичной используемой для большинства Ван-дер-Ваальсовых структур.

Для топологического ВП WTe_2 мы продемонстрировали возможность управлять ферроэлектрической поляризацией полем тока носителей заряда. Изменение поляризации проявляется как гистерезис на кривых дифференциального сопротивления в зависимости от направления развертки тока, при этом влияние непосредственно ферроэлектрического упорядочения доказано зависимостью от затворного напряжения при тех напряжённостях поля затвора, что существенно не меняют концентрацию носителей в образце.

Существенность именно эффектов нарушения симметрии была нами продемонстрирована в транспортных экспериментах на проводящем ферроэлектрике $SnSe$. Для этого с помощью локального нагрева электрическим током удалось инициировать фазовый переход $SnSe$ в симметричную фазу, известную для $SnSe$ при умеренно высоких температурах. В результате мы наблюдали что, гистерезис в транспортном токе в исходной фазе $SnSe$, полностью аналогичный наблюдаемому в WTe_2 , исчезает при фазовом переходе в симметричную фазу.

Благодаря сосуществованию проводимости и ферроэлектрического упорядочения, нам впервые удалось реализовать электрокалорический эффект в проводящей ферроэлектрической системе. Термоэдс измерялось как отклик на второй гармонике на нагрев переменным током, при этом в системе было приложено так же и постоянное электрическое поле. На кривых термоэлектрического отклика в зависимости от постоянного поля наблюдалась характерная для электрокалорического эффекта гиперболическая зависимость термоэдс с резким переходом из максимума в минимум в нуле при смене полярности.

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00229, <https://rscf.ru/project/22-22-00229/>

[1] N. P. Armitage, E. J. Mele, and A. Vishwanath, *Rev. Mod. Phys.*, **90**, 15001 (2018).

[2] P. Sharma, et al., *Sci. Adv.*, **5**, eaax5080 (2019).

[3] Z. Fei, et al/, *Nature*, **560**, 336 (2018).

[4] W. X. Zhou, A. Ariando, *Jap. Journal Appl. Phys.*, **59**, SI0802 (2020).

Проводимость пленок слаболегированного монокристаллического алмаза

Папроцкий С.К.¹, Алтухов И.В.¹, Дижур С.Е.¹, Каган М.С.¹,
Хвальковский Н.А.¹ Родионов Н.Б.², Паль А.Ф.², Большаков А.П.³,
Ральченко В.Г.³, Хмельницкий Р.А.⁴

¹*ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, 125009, Москва, Моховая 11-7*

²*ТРИНИТИ, 108840, Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, вл. 12*

³*ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38*

⁴*ФИ им. П.Н.Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53*

Изучена проводимость алмаза, легированного бором, с омическими контактами в электрических полях до $5 \cdot 10^5$ В/см в интервале температур 74 - 580 К. К образцам прикладывали либо постоянное напряжение в линейной области вольтамперной характеристики (ВАХ), либо треугольные импульсы напряжения с временем нарастания 0.5-100 мкс и частотой повторения 1 - 100 Гц (во избежание джоулева нагрева образцов при больших напряжениях). В последнем случае ВАХ восстанавливали из зависимостей напряжения и тока от времени.

Установлены механизмы ионизации акцепторной примеси бора электрическим полем. По температурным зависимостям проводимости в линейной части ВАХ оценены концентрации носителей заряда, основных и компенсирующих примесей. Обнаружено, что примеси сильно компенсированы, вероятно, в результате автокомпенсации в процессе роста структур. Степень компенсации составляла $10^{-4} - 10^{-5}$ при концентрации примесей $\sim 10^{15}$ см⁻³. Предложено объяснение такой автокомпенсации за счет преимущественного осаждения нейтральных пар бор-азот в процессе парофазного химического синтеза.

Работа выполнена в рамках Госзадания и поддержана грантом РФФИ 18-02-01079.

L-31

Волна зарядовой плотности как актюатор и детектор высокочастотных механических колебаний

Покровский В.Я.

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

На Школе 2015 г. нами был представлен доклад «Квазиодномерные проводники с волной зарядовой плотности и их уникальные электромеханические свойства», в котором сообщалось об огромных деформациях, возникающих в этом классе соединений при приложении электрического поля. Физику эффекта можно понять, рассматривая волну зарядовой плотности (ВЗП) как электронный кристалл, находящийся внутри решётки кристалла. Этот кристалл способен деформироваться в электрическом поле и передавать эту деформацию основной решётке. Соединения с ВЗП, являются, как правило, нитевидными монокристаллами – вискерами, и для исследования таких видов деформации как кручение и изгиб, мы наклеивали микрозеркала на их поверхность, а деформацию определяли по перемещению отражённого лазерного луча [1].

В данном докладе будет рассказано о дальнейших исследованиях электромеханических свойств соединений с ВЗП, в первую очередь – TaS₃. Ряд наших работ посвящён изучению различных мод колебаний, в которых вискеры с ВЗП являются одновременно и приводами (актюаторами), и детекторами колебаний. Благодаря сильному тензорезистивному эффекту, наблюдаемому в TaS₃ [1], при возникновении резонансных колебаний в проводимости резко возрастает переменная составляющая. Это позволило нам применить методику гетеродинамирования, в основе которой – детектирование постоянной компоненты электрического тока, возникающей при перемножении ВЧ напряжения и проводимости. С помощью данной методики удалось, в частности, возбуждать и детектировать ультразвуковые стоячие волны на частотах до десятков МГц и наблюдать аномалию модуля Юнга при критическом

удлинении образцов TaS₃ [2]. Потенциал данной методики ещё далеко не исчерпан.

Возможности исследований существенно расширились, когда мы разработали методику возбуждения механических колебаний с помощью внешнего привода. В качестве актюаторов были использованы подложки из пьезокерамики ЦТС-19. С их помощью в образцах, подвешенных между подложками, возбуждались резонансные моды колебаний мегагерцового диапазона. Оказалось, что колебания образцов могут существенно изменять вид ВАХ: наблюдается подавление порогового поля срыва ВЗП с примесей, а в нелинейной области (в полях выше порогового) возникают особенности, аналогичные ступенькам Шапиро [3]. Известно, что примерно такие же ступеньки Шапиро возникают на ВАХ при приложении к образцу электрического поля на той же частоте. Эффект свидетельствует о синхронизации скольжения ВЗП с ВЧ полем. Удивительной, однако, остаётся высокая чувствительность электрических свойств ВЗП к механической деформации, ε : по нашим оценкам, $\varepsilon \sim 10^{-4}$ достаточно для модуляции тока ВЗП в области ступеньки Шапиро на величину $\sim 100\%$.

Эффект позволяет рассматривать образцы с ВЗП как потенциальные процессоры механических колебаний.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 22-42-09018).

[1] В.Я. Покровский и др., УФН, **183**, 33 (2013),

[2] М.В. Никитин и др., Письма в ЖЭТФ **109**, 54 (2019),

[3] M.V. Nikitin et al., Appl. Phys. Lett. **118**, 223105 (2021).

Краевой и объемный транспорт в двумерном топологическом изоляторе на основе квантовой ямы CdHgTe

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

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

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

Несмотря на прогресс, достигнутый в изучении и понимании двумерных топологических изоляторов (2Д ТИ), до сих пор существует ряд нерешенных теоретических вопросов и проблем с реализацией некоторых экспериментов. В частности, до сих пор не только не удалось реализовать баллистические краевые каналы в 2Д ТИ длиной более чем несколько мкм, но и прийти к однозначному ответу относительно основного механизма рассеяния электронов в них. Таким образом, несмотря на теоретические предсказания [1], в реальных образцах мы имеем дело с нарушением баллистичности краевых каналов. На данный момент наиболее реалистичной идеей является взаимодействие двумерных объемных неоднородностей (т.н. электронные и дырочные капли) и краевых электронов с соответствующим переворотом спина [2], однако эта проблема недостаточно подробно изучена экспериментально [3].

Работа посвящена экспериментальному изучению транспортного отклика квантовой ямы (КЯ) CdHgTe толщиной 11.5 нм. Получены зависимости локального и нелокального сопротивления в диапазоне температур от 0.1 до 20 К. Показано, что исследуемая система является 2Д ТИ. По сравнению с традиционными 2Д ТИ на основе HgTe КЯ толщиной 8 нм, исследуемая КЯ характеризуется одновременно значительно меньшей величиной энергетической щели и большей подвижностью носителей. Благодаря малой величине энергетической щели изменение

температуры приводит за счет температурной активации носителей к переходу от преимущественно краевого к объемному типу проводимости, при этом влиянием температуры на электронный спектр можно пренебречь. Анализ полученных данных проведен с использованием компьютерного моделирования, учитывающего реальную геометрию образца, а также рассеяние между краевыми и объемными носителями. Показано, что вероятность рассеяния назад топологических электронов внутри края практически не зависит от температуры. Напротив, вероятность рассеяния из края в объем экспоненциально зависит от температуры, а подгонка этой зависимости активационной формулой является наиболее точным способом определения щели подвижности Δ исследуемой системы. При этом даже при самой высокой температуре вероятность рассеяния край-край на порядок превышает вероятность рассеяния в объем, что делает этот механизм доминирующим и определяющим длину пробега краевых электронов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Новосибирской области в рамках проекта № 20-42-543014.

[1] Qi X.-L., Zhang S.-C., *Rev. Mod. Phys.*, **83**(4), 1057 (2007).

[2] Glazman L. et al., *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 216402 (2013)

[3] Rahim A. et al., *2D Mater.*, **2**, 044015 (2015)

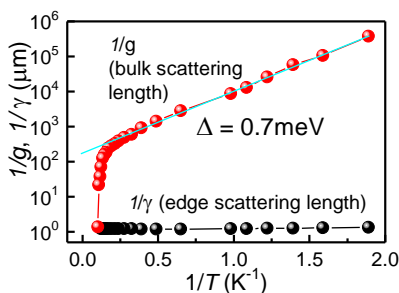


Рис.1. — Зависимость обратных параметров подгонки $1/g$ и $1/\gamma$, определяющих парциальную длину свободного пробега топологических электронов при рассеянии в объем и внутри края соответственно, от обратной температуры.

Observation of strong helicity dependence of microwave-induced resistance oscillations

Savchenko M.L.^{1,2}, Shuvaev A.², Dmitriev I.A.^{3,4}, Ganichev S.D.³,
Kvon Z.D.¹, Pimenov A.²

¹ISP SB RAS, 630090 Novosibirsk, 13 Lavrentiev avenue, Russia

²TU Wien, 1040 Vienna, Austria

³University of Regensburg, 93040 Regensburg, Germany

⁴Ioffe Institute, 194021 St. Petersburg, Russia

The discovery [1] of microwave-induced resistance oscillations (MIRO), periodic in $2\pi f/\omega_c$ where f is the radiation frequency and ω_c is the cyclotron frequency, motivated an intense experimental and theoretical research that has led to observation of a number of interrelated magnetotransport phenomena [2]. In sharp contrast to previous studies, our experiments reveal strong helicity dependence of MIRO.

Figure 1 shows the photoresistance δR_{xx} and transmittance T through the sample measured using different metallic apertures with diameter d . It is seen that T is almost insensitive to d , while MIRO transform from symmetric to highly asymmetric with increasing d . The asymmetry of MIRO in δR_{xx} with respect to the sign of magnetic field B reflects the helicity dependence of MIRO.

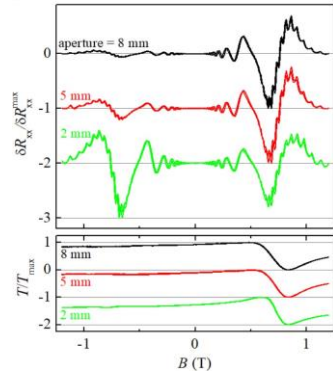


Fig.1. – Magnetic field dependences of normalized δR_{xx} and T measured on a square $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$ sample under $f = 329\text{ GHz}$ right-hand circular polarization.

[1] M. Zudov et al., *PRB* **64**, 201311 (2001).

[2] I. A. Dmitriev et al., *RMP* **84**, 1709 (2012).

Низкотемпературный фазовый переход в химически осаждённых плёнках сульфида кадмия в результате вакуумного отжига

Дегтярёв М.В.^{1,2}, Скорняков Л.Г.², Галиаскарова М.Р.²

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

²Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, 620002, Екатеринбург, ул. Мира 19

Сульфид кадмия является одним из классических прямозонных полупроводников [1]. Среди перспективных применений CdS выделяется его использование в солнечных батареях как буферного слоя в паре с соединениями p-типа, например, такими как CdTe или CuInSe₂ [2]. Среди всех методов синтеза наилучшие результаты получены на плёнках, химически осаждённых из водного раствора. Обычно, для синтеза плёнок используют растворы, содержащие в качестве комплексообразователя аммиак [3]. Для очувствления плёнки, как правило, отжигают.

В настоящей работе вместо аммиака использовался цитрат натрия. Кроме того, с целью минимизации воздействия легирования из газовой или твёрдой фазы, отжиг проводился в вакууме порядка 10^{-6} мм Hg. Таким образом, все наблюдавшиеся изменения в составе, структуре, и электронных свойствах образцов были обусловлены исключительно особенностями состава и структуры самих плёнок.

Плёнки осаждались на подложки из предметного стекла, кварца и германия. Температура синтеза составляла 50 °С. Температура отжига ($t_{\text{от}}$) варьировалась от 165 до 500 °С, время отжига при фиксированной температуре составляло 1 час. Скорость нагрева и охлаждения не превышали 2 °С в минуту. Толщина плёнок составляла порядка 3000 Å. На инфракрасных спектрах свежесаждённых плёнок наблюдались полосы поглощения: широкая в области 3400 см^{-1} , приписываемые группе ОН и две полосы при 2000 см^{-1} и 2170 см^{-1} , с полушириной около 100 см^{-1} , отвечающие валентным колебаниям тройной связи

азота с углеродом. В спектрах отражения всех изученных плёнок в области остаточных лучей отсутствовал минимум, характерный для частоты продольных оптических колебаний решётки кристаллических образцов сульфида кадмия.

Плёнки принадлежали гексагональной модификации. Постоянные решётки «а» и «с» оставались неизменными до $t_{\text{TO}} = 250$ °С, включительно, но были меньше величин, характерных для монокристаллов CdS на 0.05-0.06 Å. При $t_{\text{TO}} > 300$ °С, постоянные приближались к значениям, характерным для монокристаллов CdS. Интенсивность рентгеновских рефлексов снижалась при росте температуры отжига до 250 °С, включительно, а далее возрастала и при $t_{\text{TO}} = 500$ °С, достигала значений вдвое превышающих исходные.

Толщина плёнок, отожжённых в вакууме, измеренная по периоду интерференции в видимой области, оставалась постоянной. В то время как при отжиге на воздухе при $t_{\text{TO}} > 300$ °С происходил её рост на величину до 20%. Форма края полосы собственного поглощения как у исходных, так и у отожженных плёнок соответствовала зависимости, характерной для прямых разрешённых переходов. Ширина запрещённой зоны при $t_{\text{TO}} = 300$ °С составляла 2.55 эВ, что на $0.12 \div 0.13$ эВ больше E_g для монокристаллов CdS. При t_{TO} от 350 до 500 °С, E_g плавно уменьшалась до значений 2.36 эВ, что на $0.06 \div 0.07$ эВ меньше значений для монокристаллов сульфида кадмия.

[1] B. Segal, in *Physics and Chemistry of II-VI Compounds*. M. Aven and J.S. Prener, Eds. North-Holland, Amsterdam; Interscience (Wiley), New York, 1967. 862 pp., illus.

[2] A. Ashok, et al., *J. Materials Science: Materials in Electronics*, 31, 7499 – 7518 (2020), doi.org/10.1007/s10854-020-03024-3.

[3] G. Hodes, *Chemical Solution Deposition of Semiconductor Films*, Marcel Dekker, Inc. New York, Basel, 2002.

Эффект магнитного поля на медленные релаксации фотопроводимости в ансамбле квантовых точек

Степина Н.П.¹, Шумилин А.С.², Зиновьева А.Ф.¹, Ненашев А.В.¹,
Двуреченский А.В.¹

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

²ФТИ им Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая, 26

Особенностью системы с плотным массивом Ge/Si квантовых точек (КТ) является большой радиус локализации, превышающий расстояния между КТ и уникальная зависимость плотности состояний от энергии, описываемая осцилляционной функцией (рис.1). Это приводит к особенностям релаксационных процессов в проводимости, в частности, к разному знаку фотопроводимости (ФП), опреде-

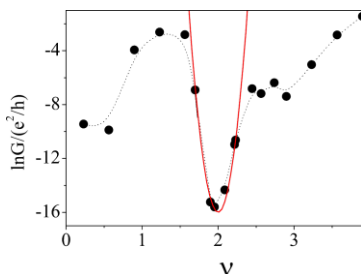


Рис.1. – $G(\nu)$ зависимость для образцов с разным фактором заполнения. $T=4.2$ К.

Линия – аппроксимация параболы.

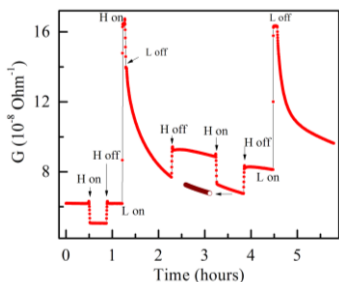


Рис.2. – Релаксация фотопроводимости образца I в магнитном поле.

ляемому исходным заполнением КТ носителями заряда (дырками) [1].

В данной работе показано, что магнитное поле может как ускорять, так и замедлять процесс релаксации в зависимости от величины радиуса локализации и фактора заполнения КТ дырками.

Сравнивались два образца с факторами заполнения $\nu < 2$ (I) и $\nu > 2$ (II). Анализ температурных зависимостей проводимости позволил оценить радиус локализации $\xi \sim 39$ нм (I) и $\xi \sim 165$ нм (II) для исследуемых структур.

Магнитное поле значительно модифицирует скорость релаксации ФП, для образца II она всегда замедляется. На рис. 2 показан процесс релаксации фотопроводимости для образца I при нескольких включениях и выключениях магнитного поля величиной 3 Т. Скорость релаксации ФП для образца I ведет себя более сложным образом: вначале магнитное поле замедляет релаксацию, спустя некоторое время этот процесс ускоряется. Предложена модель, описывающая экспериментальные данные, основанная на различной вероятности переходов носителей заряда в однократно и двукратно-заполненные КТ из-за зеемановского сдвига. Поскольку знак этого сдвига противоположен для второй и третьей дырки в КТ (рис.3), ускорение релаксации наблюдается, когда основной вклад в перенос дырок осуществляется благодаря состоянию третьей дырки в точке.

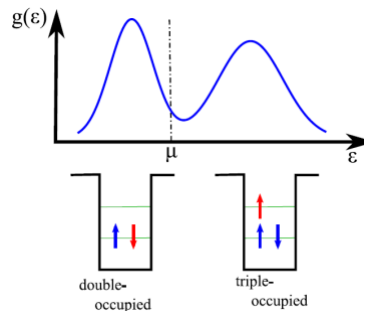


Рис.3. – Состояния КТ вблизи уровня Ферми.

[1] N.P. Stepina, I. Yakimov, A.V. Nenashev, A.V. Dvurechenskii, N.A. Sobolev, et al., *J. Exp. Theor. Phys.*, **103**, 269 (2006).

Лазеры циркулярно-поляризованного излучения на основе полупроводниковых микрорезонаторов с кирально-модулированным верхним зеркалом

Максимов А.А.¹, Филатов Е.В.¹, Тартаковский И.И.¹, Кулаковский В.Д.¹, Schneider C.², Höfling S.³, Тиходеев С.Г.^{4,5}

¹*ИФТТ РАН, 142432, г. Черноголовка.*

²*Institute of Physics, University of Oldenburg, 26129 Oldenburg, Germany*

³*Technische Physik and Wilhelm-Conrad-Röntgen-Research Center for Complex Material Systems, Universität Würzburg, D-97074 Würzburg, Am Hubland, Germany*

⁴*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы*

⁵*ИОФ РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, д. 38*

Доклад посвящен методам управления степенью циркулярной поляризации фотолюминесценции полупроводниковых гетероструктур с помощью киральных фотонно-кристаллических слоев, в том числе, в лазерном режиме. Получающиеся в результате компактные источники циркулярно-поляризованного излучения, не требующие приложения магнитных полей и использования толстых четвертьволновых пластин, могут быть весьма полезны для многих практических применений в спектроскопии и сенсорике.

Ранее нами были продемонстрированы лазеры циркулярно-поляризованного излучения на основе полупроводникового брэгговского микрорезонатора с кирально-модулированным верхним зеркалом, оптической накачкой и работающие как при комнатной [1], так и гелиевой [2] температуре. Причем в последнем случае переход в режим лазерной генерации происходил в режиме сильной экситон-фотонной (поляритонной) связи в микрорезонаторе, то есть являлся примером

так называемого поляритонного лазера [3]. Его отличие от ранее продемонстрированных поляритонных лазеров заключалось в возможности получения циркулярно-поляризованного излучения без приложения внешнего магнитного поля.

Недавно нами был продемонстрирован лазер циркулярно-поляризованного излучения с электрической накачкой, также работающий в низкотемпературном поляритонном режиме [4]. Особенность его перехода из спонтанного режима фотолюминесценции в лазерный заключалась в одновременном с этим переходом возрастании степени циркулярной поляризации излучения от нескольких процентов в спонтанном режиме до 70-90% в лазерном режиме. Это происходит вследствие пониженной симметрии кирально-модулированного фотонно-кристаллического слоя на верхнем зеркале микрорезонатора, приводящей к различию порогов лазерной генерации для право- и лево-поляризованного излучения.

[1] A.A. Demenev et al., *Appl. Phys. Lett.*, **109**, 171106 (2016).

[2] V.D. Kulakovskii et al., *J. of Physics: Conf. Series*, **1092**, 012071 (2018).

[3] P. Bhattacharya et al., *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 206403 (2013).

[4] A. A. Maksimov et al., *to be published*.

Topological heat transport in the quantum Hall effect

Feldman D.E.

*Brown Center for Theoretical Physics and Department of Physics,
Brown University, Providence, RI 02912, USA*

The quantization of the electrical conductance is the defining property of the quantum Hall effect. Quantized electrical transport is often used for the classification of topological states of matter, but different topological orders may exhibit the same electrical conductance. Some topological systems, including Kitaev magnets, do not conduct electricity. At the same time, heat can flow in any material. We will review quantized thermal conductance in two-dimensional topological materials as well as recent experimental and theoretical advances in probing topological orders with heat transport. In particular, we will address recent experiments on detecting non-Abelian anyons, which are of interest to quantum computing. We will consider the problem of thermal equilibration on the edges of topological matter. We will also address the ongoing debate about the nature of even-denominator quantum Hall liquids.

[1] P. T. Zucker and D. E. Feldman, *Stabilization of the Particle-Hole Pfaffian Order by Landau-Level Mixing and Impurities That Break Particle-Hole Symmetry*, *Phys. Rev. Lett.* 117, 096802 (2016).

[2] M. Banerjee, M. Heiblum, A. Rosenblatt, Y. Oreg, D. E. Feldman, A. Stern, and V. Umansky, *Observed Quantization of Anyonic Heat Flow*, *Nature* 545, 75 (2017).

Магнитогидродинамика дираковских фермионов в HgTe квантовой яме

Худайбердиев Д.А.^{1,2}, Гусев Г.М.³, Ольшанецкий Е.Б.¹,
Квон З.Д.^{1,2}, Михайлов Н.Н.^{1,2}

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

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

³Instituto de Física da Universidade de São Paulo, 135960-170, São Paulo, SP, Brazil

В образцах HgTe квантовых ям критической толщины с узкими каналами обнаружено гигантское отрицательное магнетосопротивление с лоренцевским профилем (Рис.1), которое мы интерпретируем как проявление электронной вязкости. Их подгонкой мы определили время релаксации сдвиговых напряжений τ_2 для различных температур и затворных напряжений.

Время $\tau_2(T)$, помимо вклада электрон-электронного рассеяния $\tau_{2,ee}(T)$, зависящего от температуры как T^{-2} , включает в себя большую постоянную составляющую $\tau_{2,imp} = 0.65 \cdot 10^{-12}$ с, за счет которой магнетосопротивление меняется от температуры слабо. Вклад же $1/\tau_{2,ee}$ при концентрациях близких к 10^{11} см^{-2} оказался порядка $(kT)^2/\hbar E_F$.

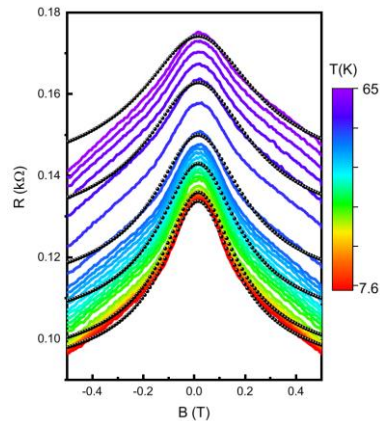


Рис.1. Магнетосопротивление на канале шириной 3.5 мкм при температурах от 7.6 K до 65 K и $V_g = 13$ В. Черные круги — теория.

Рис.1. Магнетосопротивление на канале шириной 3.5 мкм при температурах от 7.6 K до 65 K и $V_g = 13$ В. Черные круги — теория.

Уравнение эффективной массы для полупроводника с непараболической зоной проводимости

Шульман А.Я.

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

При решении задачи о 2D энергетическом спектре электронов в обогащённом слое на поверхности полупроводника n-типа с непараболическим законом дисперсии $E(\mathbf{k})$ выяснилось, что уравнение эффективной массы (УЭМ), полученное методом эффективного гамильтониана Ваннье-Слэтера, и метод огибающих функций Латтижера-Кона (Л-К) неприменимы к полуограниченным системам с поверхностью.

В первом случае УЭМ выводится для коэффициентов разложения возмущённой волновой функции по базису из функций Ваннье для зоны проводимости. Все свойства этих функций, включая взаимную ортогональность и полноту, могут быть доказаны только с использованием нормировочного объёма, соизмеримого с элементарной ячейкой кристалла, при периодических граничных условиях и дискретизации допустимых значений квазиимпульса \mathbf{k} . Такой подход требует, чтобы область неоднородности была достаточно удалена от границ, чего нет в задаче о поверхности.

Второй метод основывается на разложении собственных функций возмущённого гамильтониана по ортонормированному базису функций Л-К $\chi_{nk}(\mathbf{r})$ (n – номер зоны). При переходе к координатному представлению задача сводится к решению системы уравнений относительно функций $F_n(\mathbf{r})$, которые играют роль коэффициентов разложения при записи решения в виде $\Psi(\mathbf{r}) = \sum_n F_n(\mathbf{r}) u_{n0}(\mathbf{r})$ и получили название огибающих. Однако в задаче о поверхности полуограниченного кристалла все искомые функции определены на полуоси $[0, \infty)$, где функции χ_{nk} не образуют ортогонального базиса. Они также не могут быть подчинены заданному граничному условию в нуле, что приводит к известным проблемам с граничными условиями для огибающих.

Найдено уравнение, для которого $\chi_{\text{лк}}$ есть решения. Показано, что соответствующая краевая задача на полуоси не является самосопряжённой, поэтому полнота функций Л-К остаётся под вопросом. Важно также, что эффективный гамильтониан $E(-i\nabla)$ есть иррациональная функция, которую в обоих случаях определяется разложением $E(\mathbf{k})$ в ряд по степеням \mathbf{k} . Поэтому непараболичность $E(\mathbf{k})$ повышает порядок дифференциального уравнения.

Для устранения этих проблем в двухзонном приближении kr -теории Кэйна развит новый метод вывода УЭМ в кристалле, возмущённом плавным потенциалом $U(\mathbf{r})$. Собственные состояния $\Psi_E(\mathbf{r})$ одноэлектронного гамильтониана разлагаются по базису из функций Блоха для зоны проводимости $\psi_{c\mathbf{k}}$ и валентной зоны легких дырок с последующим выводом однозонного УЭМ в координатном представлении для проекции $\Phi_{cE} = \langle \psi_{c\mathbf{k}} | \Psi_E \rangle$. Найдены граничные условия на поверхности для решений. В нулевом приближении по $\nabla U(\mathbf{r})$ УЭМ получается из уравнения дисперсии $F(E, \mathbf{k})\Phi_{cE} = 0$ подстановкой $\mathbf{k} \rightarrow -i\nabla_{\mathbf{r}}$ и $E \rightarrow E - U(\mathbf{r})$. В уравнении $F(E, \mathbf{k}) = 0$, корни которого определяют зонный спектр $E(\mathbf{k})$, F есть рациональный полином от (E, \mathbf{k}) , что снимает вопрос об операторной форме $F(E, \mathbf{k})$ в \mathbf{r} -представлении.

Нелинейная зависимость членов уравнения эффективной массы от собственного значения E и потенциала U приводит к введению квазипотенциала и может иметь важные следствия для описания переноса заряда в туннельных диодах и в инверсионных каналах на поверхности полупроводника p -типа. Найдены поправки к УЭМ порядка $\nabla^2 U(\mathbf{r})$, эквивалентные члену Дарвина в теории Дирака. При выводе используется математический аппарат обобщённого гильбертова пространства, включающего собственные функции непрерывного спектра и задающегося определением скалярного произведения в пространстве обобщённых функций умеренного роста.

Детали численного решения УЭМ обсуждаются в [1].

[1] А.Я. Шульман, Д.В. Посвянский, *ЖЭТФ*, 157, 1072 (2020)

Эффекты конкуренции разных типов носителей в магнитотранспорте двойной квантовой ямы HgTe/CdHgTe с инверсным спектром

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

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

²Институт физики микроструктур РАН, 603087, д. Афонино Нижегородской обл.

³Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13

Двойная квантовая яма (ДКЯ) в гетеросистеме HgTe/CdHgTe – это простейший вариант многослойной структуры, используемой для изготовления ИК-фотодетекторов. Для фундаментальной физики ДКЯ в этой системе интересны тем, что они могут быть использованы для создания различных неординарных вариантов энергетического спектра из-за резкой зависимости взаимного положения уровней размерного квантования от ширины ямы в сочетании с эффектами туннелирования сквозь барьер. Так, при критической толщине слоев HgTe $d_w = 6.5$ нм (когда в одиночной яме такой ширины реализуется дираковский спектр) в ДКЯ формируется спектр, как у двуслойного графена, но со своими особенностями [1]. Необычный спектр привел к обнаружению необычной возвратной структуры квантового эффекта Холла (КЭХ) в ДКЯ с проводимостью p -типа [1,2]. Природа найденных особенностей обусловлена сочетанием следующих факторов: наличие бокового максимума (БМ) в валентной зоне с присущей ему высокой плотностью состояний дырок, который стабилизирует положение уровня Ферми E_F ; наложение БМ на спектр подзоны легких дырок и существование в КЯ HgTe аномальных уровней Ландау.

В данной работе представлены результаты магнитотранспортных исследований ДКЯ в той же системе, но со слоями HgTe несколько

большей толщины: $d_w = 8.5$ нм. В одиночной яме такая ширина слоя соответствует пересечению уровня состояний с преимущественно сферическими волновыми функциями $E1$ со вторым уровнем тяжелых дырок $HH2$ [1,2]. При этом вышележащая подзона $HH1$ превращается в зону проводимости.

В исследованных ДКЯ p -типа эффекты квантования в магнитосопротивлении (МС) выражены слабо. Но было найдено другое специфическое явление. В узком интервале слабых полей наблюдается очень резкая зависимость холловского МС от магнитного поля, переходящая в первое плато КЭХ. Это указывает на присутствие малой доли высокоподвижных носителей тока. Расчеты зонного спектра показывают, что E_F здесь жестко привязан к БМ, при том что центральный максимум валентной зоны находится примерно на том же уровне, что и БМ. Поэтому в отличие от результатов [1,2], E_F пересекает только самую вершину подзоны легких дырок, и эффекты, обусловленные ее квантованием в уровни Ландау (УЛ), не проявляются. Тогда как с БМ связана густая сетка УЛ и отдельные уровни в ней плохо разрешаются.

Необычность экспериментальных результатов состоит и в том, что найденный характер МС не постоянен. Картина МС меняется от образца к образцу, хотя они вырезаны из одной пластины, и технологическая аналитика показывает ее хорошую однородность. Также, добавление параллельной слоям компоненты магнитного поля B_{\parallel} приводит к инверсии наклона МС в слабых полях. Все это указывает на то, что взаимный баланс положений центрального и бокового максимумов меняется при малейшем изменении параметров слоев и различных воздействиях, например, при наличии поверхностного заряда. Действительно, расчеты показывают, что центральный максимум с приложением перпендикулярного электрического поля либо B_{\parallel} опускается ниже БМ, но при этом к БМ сверху приближается край близко лежащей зоны проводимости.

[1] М.В. Якунин и др., *Письма в ЖЭТФ*, **104**, 415 (2016),

[2] M.V. Yakunin et al., *Physical Review B*, **102**, 165305 (2020).

Strange metal behaviour from charge density fluctuations in cuprates

Caprara S.

Dipartimento di Fisica – Università di Roma Sapienza, piazzale Aldo Moro, 5 – 00185 Rom, Italy

A major unresolved issue of the cuprates, besides the mechanism leading to high critical temperature superconductivity, is the occurrence of a strange metal state above the pseudogap temperature T^* . This state has been successfully described within a phenomenological scheme, the so-called Marginal Fermi-Liquid theory, but a microscopic explanation is still missing. However, recent resonant X-ray scattering experiments identified a new class of charge density fluctuations characterized by low characteristic energy scales and rather short correlation lengths, which are related to the well-known charge density, spread over a wide region of the temperature-vs-doping phase diagram and extend well above T^* [1]. Interestingly, when the electrons are coupled to these charge density fluctuations, the hallmark of the strange metal, a linear temperature dependence of the electrical resistivity extending over a wide temperature range, is obtained both within a Boltzmann equation and a Kubo formula approach [2,3. Seemingly, charge density fluctuations are the long-sought for microscopic mechanism underlying the peculiarities of the metallic state of cuprates.

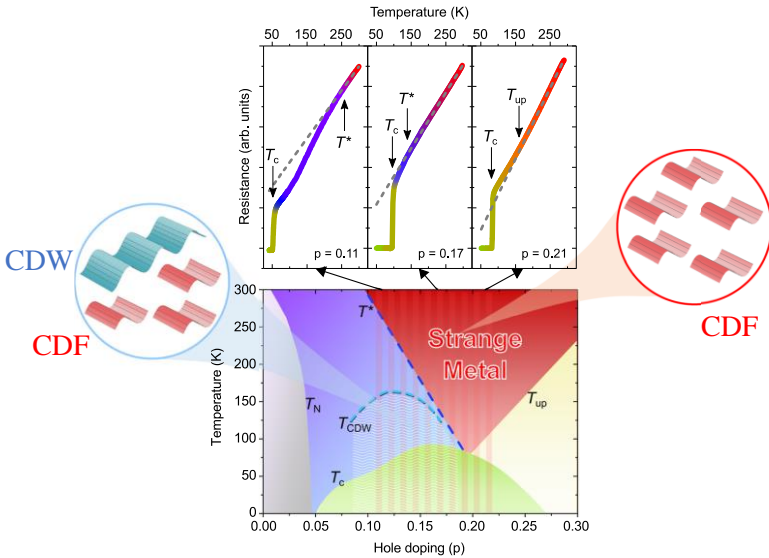


Fig.1. – Temperature-vs-doping phase diagram of the superconducting cuprates. In the region between the pseudogap temperature T^* and the upturn temperature T_{up} of the resistance, above the superconducting critical temperature T_c , cuprates display a strange-metal behaviour, revealed by the presence of a linear temperature dependence of the measured electrical resistance (highlighted by a dashed line in the three topmost panels). Recent Resonant X-Ray Scattering experiments showed short-ranged dynamical charge density fluctuations populate the strange-metal region, while in the underdoped region, below the onset temperature T_{CDW} , they coexist with the usual longer-ranged charge density waves. T_N is the Néel temperature.

- [1] R. Arpaia et al., *Science*, **365**, 906 (2019),
- [2] G. Seibold et al., *Commun. Physics*, **4**, 7 (2021).
- [3] S. Caprara et al., *Commun. Physics*, to appear (2022).

ARPES study of the band structure of the Pb/NbP interface

Kowalski B.J.¹, Iwanowski P.^{1,2}, Wadge A.², Wiśniewski A.^{1,2},
Olszowska N.³, Kołodziej J.³

¹*Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Aleja Lotnikow 32/46,
PL-02668 Warsaw, Poland*

²*International Research Center MagTop, Institute of Physics, Polish
Academy of Sciences, Aleja Lotnikow 32/46, PL-02668 Warsaw, Poland*

³*National Synchrotron Radiation Centre SOLARIS, Jagiellonian Univer-
sity, Czerwone Maki 98, PL-30392 Kraków, Poland*

As Weyl fermions, theoretically predicted massless particles, manifested themselves as the bulk quasiparticle excitations in Weyl semimetals (WSM), e.g. NbP or TaAs, such materials appeared to be a playground for testing some concepts of quantum field theory but also may find applications in very fast electronics and quantum computing. Their crucial feature is existence (or not) time-reversal and inversion symmetries. Breaking one of them leads to a Weyl semimetal. If both symmetries are broken, the system may convert into a Weyl superconductor. Recently, an idea of introducing superconductivity in WSMs by the proximity effect at the superconductor/WSM interface has been developed [1]. It was predicted that such system can support the zero-energy modes that are equivalent to Majorana fermions, which have potential for realization of fault-tolerant topological quantum computation [2].

We used the ARPES technique to study the early stage of Pb/NbP interface formation and to follow the surface states modifications due to appearance of Pb atoms on both P- and Nb-terminated NbP(001) faces.

NbP monocrystals were grown by a chemical vapor transport method. The ARPES experiments were carried out with use the UARPES beamline at the National Synchrotron Centre SOLARIS in Krakow, Poland. An elliptically polarizing quasiperiodic APPLE II type undulator was the

source of radiation of $h\nu = 8 - 100$ eV. The end station was equipped with the SCIENTA OMICRON DA30L photoelectron spectrometer. The energy and angular resolutions were 1.8 meV and 0.1° , respectively. It allowed for precise band-mapping in the whole Brillouin zone. ARPES spectra were taken for the (001) surface (freshly cleaved *in situ* under ultra-high vacuum conditions). The samples were kept at the temperature of 80 K. The crystallographic orientation of the cleaved surface was assessed in a separate XRD experiment.

The data were collected for surfaces covered by approx. 0.5 ML of Pb and gave us an experimental evidence that Pb deposition quantitatively changed surface band structure on both faces. In particular the Fermi surface pockets marked out by Fermi arcs on P-terminated face, the fingerprints of Weyl semimetal character of the investigated system, were changed. Surprisingly, the contours appearing close to the X and Y points of the Brillouin zone for the Pb-covered P-terminated surface were similar to the Fermi arcs (between the Weyl points which still exist) obtained by calculations for the P-terminated TaP surface covered with 1 ML of potassium [3]. The conservation of the Weyl points during the Pb deposition supports the idea of inducing superconductivity in WSMs by the proximity effect at the Pb/NbP interface, as independently confirmed by our detailed magneto-transport studies of (Nb, Pb, In)/NbP systems [4].

[1] M. D. Bachmann, N. Nair, F. Flicker, R. Ilan, T. Meng, N.J. Ghimire, E.D. Bauer, F. Ronning, J.G. Analytis & P.J.W. Moll, *Sci. Adv.* **3**, e1602983, (2017).

[2] B. Lian, X.-Q. Sun, A. Vaezi, X.-L. Qi & S.-C. Zhang, *Proc. Natl Acad. Sci. USA* **115**, 10938–10942 (2018).

[3] Y. Sun, S.-C. Wu & B. Yan, *Phys. Rev. B* **92**, 115428 (2015).

[4] G. Grabecki, A. Dąbrowski, P. Iwanowski, A. Hruban, B. J. Kowalski, N. Olszowska, J. Kołodziej, M. Chojnacki, K. Dybko, A. Łusakowski, T. Wojtowicz, T. Wojciechowski, R. Jakiela, A. Wiśniewski, *Phys. Rev. B* **101**, 085113 (2020).

Прерывание нелокальной проводимости двумерного топологического изолятора на основе HgTe

Галиуллин А.А.¹, Соболевский О.А.¹, Михайлов Н.Н.², Дворецкий С.А.², Кунцевич А.Ю.¹

¹Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», факультет физики, 101000 Москва, Россия

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

Демонстрируется влияние длины края двумерного топологического изолятора на основе квантовой 8 нм ямы HgTe на нелокальный транспорт. Предложена и реализована геометрия структуры типа длинного края (Рис. 1) Показано, что вклад длинного края в кондактанс мал по сравнению с вкладом короткого края. Данная геометрия позволяет полностью поляризовать ток по спине [1].



Рис. 1. – Фотография и дизайн образца с длинным краем (периметр длинного края 50мм). Жёлтым цветом показана область, покрытая металлическим затвором.

Долинный и спиновый эффекты Холла в двумерных полупроводниках

Глазов М.М.

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

Наличие спиновых и долинных степеней свободы у носителей заряда в полупроводниках приводит к ряду ярких и необычных физических явлений. Среди них спиновый и долинный эффекты Холла занимают особое место. Эти эффекты заключаются в генерации потока спиновой или долиненной поляризации электронов поперечного к электрическому току, созданному в системе внешними воздействиями. В образце конечной ширины это приводит к накоплению спиновой или долиненной поляризации на краях.

Известны три основных микроскопических механизма эффекта: асимметричное рассеяние электрона на примесях или фонах, сдвиги электронных волновых пакетов при рассеянии, а также эффект аномальной скорости носителей заряда. Для структур с диффузионным распространением носителей заряда вклад аномальной скорости сокращается частью сдвигового вклада [1]. Это сокращение носит общий характер и не зависит от физической природы силы, вызывающей направленное движение электронов [2,3].

Ситуация качественно меняется в сверхчистых электронных каналах, ширина которых мала по сравнению с длиной свободного пробега электронов. В этом случае импульс электронов релаксирует в основном за счет рассеяния на границах канала, а долинный или спиновый ток генерируются в глубине канала. Это приводит в общем случае к дисбалансу вкладов аномальной скорости и сдвигов волновых пакетов [4].

В докладе представлена теория спинового и долинного эффектов Холла в сверхчистых двумерных электронных каналах. Рассмотрены

случаи как баллистического, так и гидродинамического транспорта электронов. Предложена модель «примесных полосок» на краях канала, которая позволяет корректно описывать диффузное рассеяние носителей заряда и вычислять соответствующие асимметричные и сдвиговые вклады. Показано, что межэлектронные столкновения могут приводить как к генерации, так и к диссипации спинового или долинового тока.

Автор благодарен Л.Е. Голубу и П.С. Алексееву за полезные обсуждения работы.

[1] M. I. Dyakonov, editor. *Spin physics in semiconductors. Springer Series in Solid-State Sciences 157. Springer International Publishing, 2nd ed. edition, 2017.*

[2] M. M. Glazov and L. E. Golub, *Valley Hall effect caused by the phonon and photon drag*, *Phys. Rev. B* **102**, 155302 (2020).

[3] M. M. Glazov and L. E. Golub, *Skew Scattering and Side Jump Drive Exciton Valley Hall Effect in Two-Dimensional Crystals*, *Phys. Rev. Lett.* **125**, 157403 (2020).

[4] M. M. Glazov, *Valley and spin accumulation in ballistic and hydrodynamic channels*, *2D Mater.* **9**, 015027 (2022).

Нелинейные оптические и фотогальванические эффекты в топологических изоляторах и графене

Голуб Л.Е., Леппенен Н.В.

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

Теория оптического поглощения линейно и циркулярно поляризованного света при переходах между поверхностными или краевыми состояниями в топологических изоляторах построена в нелинейном по интенсивности света режиме. Показано, что поглощательная способность и длина поглощения соответственно для поверхностных и краевых состояний спадают как $1/\sqrt{I}$ при большой интенсивности света I . Отмечена важность учёта упругого рассеяния фотовозбуждённых электронов и дырок. Продемонстрировано, что просветление поглощения при высокой интенсивности сильно подавляется упругим рассеянием, см. Рис.1.

В нелинейном по интенсивности режиме возникает линейно-циркулярный дихроизм одно- и двухфотонного поглощения. Показано, что дихроизм уменьшается из-за упругого рассеяния носителей. Этот эффект имеет место для двумерных дираковских фермионов как в топологических изоляторах, так и в графене.

Поглощение на краевых состояниях двумерных топологических изоляторов также зависит от темпа упругого рассеяния и подавляется, если он выше темпа энергетической релаксации. Линейный дихроизм, то есть зависимость длины поглощения от ориентации плоскости линейной поляризации, исследован для произвольных интенсивностей света. Показано, что степень линейного дихроизма определяется отношением времён упругой и неупругой релаксации.

Фототоки, генерируемые на краевых состояниях как линейным, так и циркулярным светом, меняют свою зависимость от интенсивности с линейной при низких I на $\sim\sqrt{I}$ при высоких интенсивностях. Изменения фототоков при вариации поляризации и интенсивности сильно зависят

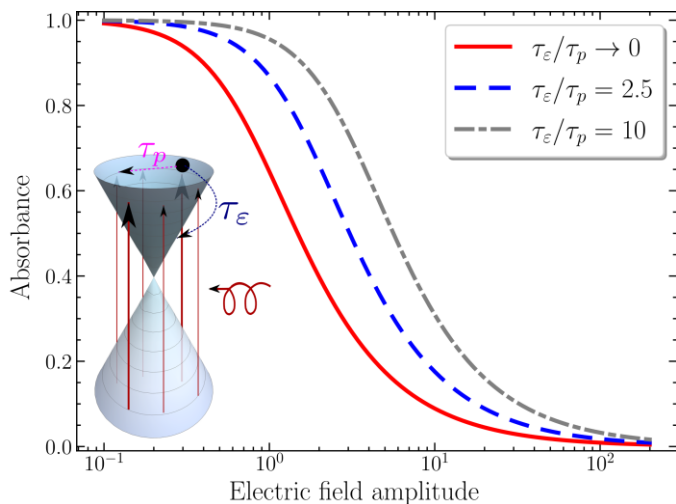


Рис.1. – Зависимость поглощательной способности от безразмерной амплитуды электрического поля волны для переходов между двумерными поверхностными состояниями при линейной поляризации света. На вставке показаны оптические переходы при линейной поляризации и процессы энергетической и импульсной релаксации фотовозбуждённых электронов.

от темпа упругого рассеяния фотоносителей [1]. Исследованные эффекты могут наблюдаться в терагерцовом диапазоне при интенсивностях, доступных в современных экспериментах.

Рассмотрен фототок на двумерных поверхностных состояниях, возникающий из-за тригональной гофрировки их энергетического спектра. Механизмом генерации является линейный фотогальванический эффект. Микроскопический расчёт проведён с учетом как сдвигового, так и баллистического вклада, в котором учитываются процессы упругого рассеяния.

[1] N. V. Leppenen and L. E. Golub, arXiv:2110.15236 (2021).

Циркулярный эффект Холла в двумерном электронном газе: кинетическая теория

Дурнев М.В.

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

В последнее время ведутся активные исследования анизотропной фотопроводимости двумерных кристаллов – возникновения постоянного электрического тока, перпендикулярного тянущему электрическому полю, при освещении двумерного слоя циркулярно или линейно поляризованной электромагнитной волной [1-7]. По аналогии с эффектом Холла возникновение поперечного тока под действием циркулярно поляризованной волны называют также фотовольтаическим или циркулярным эффектом Холла [1, 4-6].

Большинство теоретических исследований фотовольтаического эффекта Холла основано на квантово-механическом описании, которое включает в себя изменение волновой функции и спектра электронов под действием переменного поля. Такое описание применимо в высокочастотном режиме, когда электромагнитная волна вызывает межзонные оптические переходы [3, 4, 7], или в режиме высокой интенсивности и малой концентрации примесей, когда падающее поле «одевает» электроны и формируются зоны Флоке [1]. Однако при более низких энергиях фотона, например, терагерцового диапазона, межзонные переходы запрещены, а частота поля в реальных образцах сравнима с обратным временем релаксации импульса электрона. В этом случае требуется полуклассическое описание, основанное на изучении кинетики электронного газа в присутствии статического и переменного электрических полей и рассеивающих примесей.

В работе развита кинетическая теория поперечной фотопроводимости двумерного электронного газа. Получены аналитические ответы,

справедливые для произвольной энергетической дисперсии и механизма рассеяния электронов. Показано, что поперечный ток состоит из двух вкладов – за счёт оптического выстраивания импульса электронов и динамического нагрева и охлаждения электронного газа. Второй вклад доминирует при частотах, меньших или порядка обратного времени энергетической релаксации. В этом частотном диапазоне фотопроводимость достигает 1% от проводимости электронного газа при интенсивности излучения 1 Вт/см². При увеличении частоты фотопроводимость определяется релаксацией первой и второй гармоник функции распределения, а величина и даже знак фототока существенно зависят от механизма релаксации электронов. Показано, что в невырожденном электронном газе термализация электронов, вызванная электрон-электронным рассеянием, может приводить к значительным изменениям спектра возбуждения поперечного тока [8].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-72-00047.

[1] T. Oka and H. Aoki, *Phys. Rev. B* **79**, 081406 (2009).

[2] Д. В. Завьялов, С. В. Крючков, Т. А. Тюлькина, *ФТП* **44**, 910 (2010).

[3] M. Trushin and J. Schliemann, *Europhys. Lett.* **96**, 37006 (2011).

[4] S. A. Sato et al., *Phys. Rev. B* **99**, 214302 (2019).

[5] P. Seifert et al., *Phys. Rev. B* **99**, 161403 (2019).

[6] J. W. McIver et al., *Nat. Phys.* **16**, 38 (2020).

[7] J. Ahn, G.-Y. Guo, N. Nagaosa, and A. Vishwanath, *Nat. Phys.* (2021)

[8] M. V. Durnev, *Phys. Rev. B* **104**, 085306 (2021).

Одноэлектронный транзистор с упругой степенью свободы

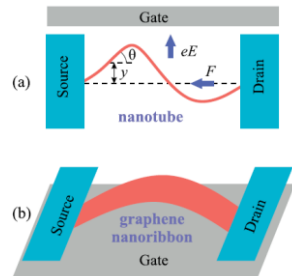
Евсеев С.С.¹, Бурмистров И.С.¹, Тихонов К.С.^{1,2},
Качоровский В.Ю.³

¹ИТФ им. Л.Д. Ландау, 142432, Московская обл., г. Черноголовка, просп. Академика Семёнова, д. 1А

²Сколтех, 121205, Москва, Большой бульвар д.30

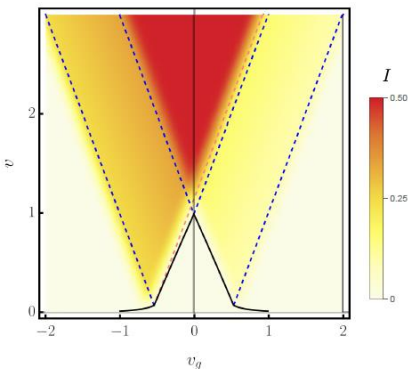
³ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая 26

Одноэлектронный транзистор на основе подвешенной углеродной нанотрубки или лепестка графена (см. рис.), может демонстрировать эффекты, связанные с сильной корреляцией электронных и механических степеней свободы. Один из наиболее интересных режимов реализуется вблизи Эйлеровской неустойчивости (ЭН), индуцированной продольной силой, сжимающей нанотрубку (см. рис.). В таком режиме даже малое изменение сжимающей силы резко меняет вольтамперные характеристики (ВАХ) транзистора. Одним из интересных свойств системы является существование порога V_{th} по тянущему напряжению: ток не течёт через транзистор при $V < V_{th}$ и всех затворных напряжениях [1].



В этой работе мы исследуем поведение такой системы в присутствии беспорядка в упругих свойствах трубки. Естественно ожидать, что вблизи ЭН упругие свойства трубки оказываются особенно чувствительны к беспорядку. Мы развили простой метод расчета, позволяющий явно вычислить функцию распределения изгиба нанотрубки с учётом электронной и механической степеней свободы. На основе

этого метода получено явное выражение для тока через одноэлектронный транзистор в предположении малости изгиба нанотрубки. Показано, что беспорядок приводит к ряду ярких эффектов: в частности, к появлению плато на ВАХ, появлению минищелей в функции распределения изгиба нанотрубки, а также существенному увеличению области ненулевого тока в переменных Vg , V (здесь V тянущее, а Vg затворное напряжение). В частности, вопреки наивным ожиданиям, беспорядок может приводить к усилению тока через систему. Типичный график плотности тока на плоскости (Vg, V) показан на рисунке. Черная линия отделяет щель, т.е. область с нулевым током (ниже черной линии). Светло желтая область с ненулевым током возникла за счет беспорядка. Изменение внешней упругой силы позволяет сдвигать положение пунктирных линий на рисунке, т.е. появляется дополнительная возможность механического контроля прибора.



Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 20-52-12019 ННИО_a

[1] G.Weick, F.V. Oppen, and F. Pistolesi, Euler buckling instability and enhanced current blockade in suspended single-electron transistors, *Phys. Rev. B* 83, 035420 (2011).

Краевые токи, индуцированные переменным электрическим полем в двумерных системах

Дурнев М.В., Тарасенко С.А.

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

Представлены результаты исследования нелинейного высокочастотного транспорта электронов вблизи края двумерной системы. Показано, что возбуждение структуры переменным электрическим полем на частоте ω приводит к генерации компонент тока на нулевой частоте (краевой фотогальванический эффект) и на частоте 2ω (генерация второй гармоники). Данные нелинейные эффекты второго порядка связаны с естественным нарушением пространственной симметрии, вносимым краем. Фототок формируется в узкой полоске, которая определяется длиной свободного пробега электронов и длиной динамического экранирования электрического поля. Обсуждаются микроскопические механизмы нелинейных эффектов. В спектральном диапазоне внутризонного транспорта токи содержат вклады, связанные с выстраиванием электронов по импульсу и динамическим перераспределением заряда вблизи края [1,2]. В области межзонных оптических переходов фототок обусловлен оптическим выстраиванием электронов и дырок по импульсу и последующим рассеянием носителей заряда на краю структуры [3]. Рассмотренные эффекты могут быть использованы для регистрации интенсивности и поляризации излучения.

[1] S. Candussio et al. *Edge photocurrent driven by terahertz electric field in bilayer graphene*, *Phys. Rev. B* **102**, 045406 (2020).

[2] M.V. Durnev and S.A. Tarasenko, *Rectification of ac electric current at the edge of 2D electron gas*, *Phys. Status Solidi B* **258**, 2000291 (2021).

[3] M.V. Durnev and S.A. Tarasenko, *Edge photogalvanic effect caused by optical alignment of carrier momenta in two-dimensional Dirac materials*, *Phys. Rev. B* **103**, 165411 (2021).

Charge transport through fractional quantum Hall edges: Contacts, interactions, and equilibration

Polyakov D.G.

Karlsruhe Institute of Technology, 76021 Karlsruhe, Germany

I will discuss electron transport through a multichannel fractional quantum Hall edge in the presence of both interchannel interaction (ICI) and random tunneling between channels, with emphasis on the role of contacts. The prime example in this discussion will be the edge at filling factor $2/3$ with two counterpropagating channels.

I will particularly focus on the line-junction model for the contacts. Within this model, I will describe charge transport for an arbitrary strength of ICI beneath the contacts and, possibly different, outside them. One interesting result is that the conductance does not explicitly depend on the interaction strength either in or outside the contact regions (implicitly, it only depends through renormalization of the tunneling rates). Rather, a long line-junction contact is characterized by a single parameter which defines the modes that are at thermal equilibrium with the contact and is determined by scattering dynamics beneath the contact. This parameter playing the role of an effective interaction strength within an idealized model of thermal reservoirs is generically nonzero and affects the conductance.

I will then formulate a framework of fractionalization-renormalized tunneling to describe the effect of disorder on transport in the presence of ICI. Some of the results, reflecting the strongly correlated nature of tunneling, carry nontrivial connotations from the point of view of thermodynamics; in particular, I will mention negative tunneling rates for sufficiently strong ICI.

In the end, I will discuss charge equilibration between the edge channels for arbitrarily strong interaction in the bulk of the edge and arbitrary effective interaction characterizing the line-junction contacts.

This work was done in collaboration with Christian Spånslätt, Yuval Gefen, and Igor Gornyi.

Исследование механизмов рассеяния в двойных квантовых ямах InGaAs/GaAs в параллельном магнитном поле

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

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

Были исследованы полупроводниковые гетероструктуры InGaAs/GaAs с одиночной и двойной квантовыми ямами (КЯ). В широком интервале температур, $T \cong (10 \div 70)$ К, обнаружен диэлектрический характер температурной зависимости проводимости, $d\sigma(T)/dT > 0$, обусловленный существенным, линейным по T , ростом подвижности носителей заряда [1]. Показано [1], что такое поведение вызвано интерференционным вкладом в проводимость, $\delta\sigma^{ee}(T)$, от модифицированного беспорядком электрон-электронного взаимодействия в баллистическом режиме, $k_B T \tau_w / \hbar \gg 1$ [2].

Зависимости сопротивления от параллельного плоскости структуры магнитного поля в образцах n -InGaAs/GaAs с двойными сильно-связанными КЯ, измеренные при фиксированных температурах $1.8 \leq T \leq 50$ К, проанализированы в рамках подхода [3], что позволило получить зависимость квантового времени жизни от температуры $\tau_q(T)$. Зависимость $\tau_q(T)$ оказалась немонотонной с минимумом вблизи $k_B T / E_F = 0.1$, где E_F – энергия Ферми. Необычное линейное увеличение квантового времени жизни $\tau_q(T)$ при $k_B T / E_F > 0.1$ связано с вкладом от электрон-электронного взаимодействия, $\delta\sigma^{ee}(T)$, в баллистическом режиме $k_B T \tau / \hbar \gg 1$ [1, 2]: $\Delta\tau_q^{int}(T) \propto \delta\sigma^{ee}(T) \propto T$, $\tau_q(T) = \tau_q^0(T) + \Delta\tau_q^{int}(T)$.

Оставшаяся после вычитания вклада $\Delta\tau_q^{int}$ зависимость $\tau_q^0(T)$, содержащая вклады от рассеяния на примесях и неупругого электрон-электронного рассеяния, $1/\tau_q^0 = 1/\tau_{imp} + 1/\tau_{ee}$, хорошо описывается выражением $1/\tau_{ee} \sim T \ln 1/T$, соответствующим пределу «грязного» металла

(диффузионный режим $E_F\tau_{imp}/\hbar \gg 1 \gg kT\tau_{imp}/\hbar$) с учетом динамически экранированного кулоновского взаимодействия [4].

Температурная зависимость τ_q^0 в координатах $(\Gamma - \Gamma_0)/E_F$ от $k_B T/E_F$ ($\Gamma = \hbar/\tau_q$) количественно хорошо совпадает со значениями для классических ДКЯ на основе GaAs/AlGaAs [5], но функционально отличается от типичных зависимостей, наблюдаемых в этих структурах, имеющих характерный параболический ход $1/\tau_{ee} \sim T^2 \ln 1/T$. Природу различного функционального поведения $\tau_{ee}(T)$ проиллюстрируем сравнением параметров носителей заряда в GaAs/AlGaAs и исследуемых здесь InGaAs/GaAs. При близких значениях концентрации и эффективных масс, уровень беспорядка, характеризуемый параметром $k\Gamma$ (отличается в разы), и качество структур, характеризуемое подвижностью электронов (отличаются на два порядка), приводят к тому, что значения температуры перехода из диффузионного режима в баллистический $E_F\tau_{imp}/\hbar \gg kT\tau_{imp}/\hbar \gg 1$ отличаются на порядок, так что в ДКЯ на основе GaAs/AlGaAs с удаленным легированием, а, следовательно, с медленно меняющимся случайным потенциалом, интервал температур, где может наблюдаться зависимость $1/\tau_{ee} \sim T \ln 1/T$ очень узкий, и зависимость $1/\tau_{ee} \sim T^2 \ln 1/T$ наблюдается во всех известных нам работах. В ДКЯ InGaAs/GaAs мелкомасштабный случайный потенциал от рассеяния на твердом растворе замещения InGaAs создает условия, а именно широкий температурный интервал, для наблюдения режима $E_F\tau_{imp}/\hbar \gg 1 \gg kT\tau_{imp}/\hbar$, зависимость $1/\tau_{ee} \sim T \ln 1/T$ [4].

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» при поддержке РФФИ и Свердловской области 20-42-660004 p_a.

[1] S. V. Gudina et al., *Phys. E*, **113**, 14 (2019).

[2] G. Zala et al., *Phys. Rev. B*, **64**, 214204 (2001).

[3] Y. Berk et al., *Phys. Rev. B*, **51**, 2604 (1995).

[4] H. Fukuyama and E. Abrahams, *Phys. Rev. B*, **27**, 5976 (1983).

[5] S. Q. Murphy et al., *Phys. Rev. B*, **52**, 14825 (1995).

Спин-(не)зависимое рассеяние: аномальный, спиновый и топологический эффекты Холла

Рожанский И.В., Денисов К.С., Лифшиц М.Б., Ракицкий М.А.

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

Асимметричное рассеяние электронов является одним из главных микроскопических механизмов спинового и аномального эффекта Холла в полупроводниках и металлах. Асимметрия рассеяния обусловлена спин-орбитальным взаимодействием, при этом темп асимметричного рассеяния электронов на примесных центрах имеет вид $W \sim S \cdot [\mathbf{k} \times \mathbf{k}']$, где \mathbf{k} , \mathbf{k}' - волновые вектора налетающего и рассеянного электрона, соответственно, а S -- его спин. Знак асимметрии зависит от спина налетающего электрона, и это приводит к спиновому эффекту Холла, а вследствие спиновой поляризации электронов и к аномальному эффекту Холла. При рассеянии на магнитном центре вместо спина налетающего электрона, выражение для темпа асимметричного рассеяния содержит магнитный момент J примеси $W \sim J \cdot [\mathbf{k} \times \mathbf{k}']$, тогда асимметричное рассеяние становится спин-независимым и приводит к аномальному эффекту Холла в отсутствие спинового (Рис.1). В докладе рассматриваются оба случая, возникающие для рассеяния электронов и дырок в полупроводниках [1]. В полупроводниках на основе соединений III-V эффекты спин-орбитального взаимодействия и, в частности, асимметричное рассеяние для электронов требуют учета подмешивания состояний валентной зоны. Мы показали, что и для дырок валентной зоны, несмотря на спин-орбитальное расщепление валентной зоны, подмешивание других зон является ключевым для асимметричного рассеяния.

Особый интерес представляет ситуация, когда спин-зависимое и спин-независимое асимметричное рассеяние реализуются в одной и той же системе. Такая ситуация возникает для обменного рассеяния

электронов на киральных спиновых текстурах - магнитных скирмионах. В зависимости от величины обменного взаимодействия, энергии электрона и размера скирмиона холловский отклик, который в данном случае называется топологическим, может быть как чисто спиновым так и чисто зарядовым. Теоретическое описание этих крайних случаев различно, но между ними можно проследить непрерывный переход [2].

Поперечный спиновый ток может возникать также в результате корреляции направления рассеяния электрона с прецессией спина в эффективном магнитном поле, этот эффект, известный как spin swapping возникает при рассеянии спин-поляризованных электронов на кулоновском центре с учетом спин-орбитального взаимодействия. Явление возникает в первом борновском приближении и допускает прозрачную классическую интерпретацию, представленную в докладе. Нами показано, что аналогичный эффект возможен и для обменного рассеяния на киральных спиновых текстурах [3].

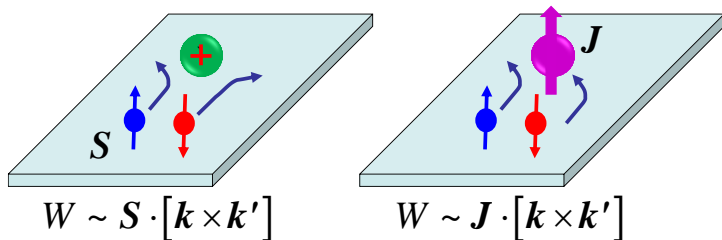


Рис.1. – Спин-зависимое (слева) и спин-независимое асимметричное рассеяние (справа).

[1] M. A. Rakitskii, K. S. Denisov, I. V. Rozhansky, N. S. Averkiev, *Appl. Phys. Lett.* **118**, 032105 (2021),

[2] K. S. Denisov, I. V. Rozhansky, N. S. Averkiev, E. Lahderanta, *Phys. Rev. B*, **98** 195439 (2018).

[3] I. V. Rozhansky, K. S. Denisov, M. B. Lifshits, N. S. Averkiev, E. Lahderanta, *Phys. Status Solidi B*, 1900033 (2019)



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

Structure and properties of semiconductors with
transition metal impurities

Т-1

Магнитные свойства РbТе с примесью скандия

Скипетров Е.П.¹, Богданов Е.В.¹, Скипетрова Л.А.¹, Соловьев А.А.¹, Ковалев Б.Б.¹, Кнотько А.В.¹, Слынько В.Е.²

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

²Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича НАН Украины, 58001, Черновцы, ул. И. Вильде, 5

В РbТе резонансный донорный уровень скандия находится высоко в зоне проводимости, выше уровня Ферми в нелегированных кристаллах [1]. Поэтому при легировании ионы скандия, замещающие ионы свинца Pb^{2+} , сначала в результате процессов самоионизации ($Sc^{2+} \rightarrow Sc^{3+} + e_{band}$) должны находиться в магнетонейтральном состоянии $Sc^{3+}(3d^0)$. И только после заполнения электронами валентной зоны и зоны проводимости вплоть до уровня скандия, может наблюдаться примесный парамагнетизм, связанный с появлением ионов $Sc^{2+}(3d^1)$ с минимальным спиновым магнитным моментом.

Для проверки этой общепринятой модели в настоящей работе исследованы полевые зависимости намагниченности ($T = 2 - 70 K$) в образцах из разрезанного на 26 шайб кристалла $Pb_{1-y}Sc_yTe$ при вариации концентрации скандия вдоль слитка ($y = 0.003 - 0.02$).

При низких температурах полевые зависимости намагниченности образцов $M(B)$ со-

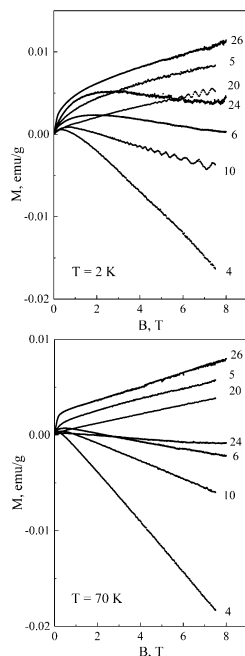


Рис.1. – Полевые зависимости намагниченности.

держат линейный по полю вклад, связанный с диамагнетизмом решетки и магнетизмом свободных носителей заряда, нелинейный парамагнитный вклад, выходящий на насыщение в полях более 4 Тл, а также осциллирующий вклад эффекта де Гааза – ван Альфена (рис. 1). При повышении температуры линейные вклады в намагниченность почти сохраняются, а осцилляционный и нелинейность «бриллюэновского» типа быстро исчезают. Однако, при этом проявляется дополнительный быстро насыщающийся в полях до 1 Тл вклад, который при низких температурах маскировался нелинейным «бриллюэновским» вкладом. Такой вклад в намагниченность наблюдался ранее в сплавах $Pb_{1-y}Fe_yTe$ и связывался с формированием магнитных кластеров ионов примеси, концентрация и средний магнитный момент которых увеличивались с ростом концентрации примеси железа [2,3].

В рамках методики, использованной в работах [2,3], проведено выделение вклада кластеров ионов скандия $M_c(B)$ в намагниченность при $T = 70$ К. Затем, предполагая, что, как и в сплавах $Pb_{1-y}Fe_yTe$, вклад кластеров ионов скандия не изменяется при понижении температуры, проведено вычитание его и линейного по полю вклада M_0 из исходных зависимостей $M(B)$ при $T < 15$ К. Полученные таким образом зависимости $(M - M_c - M_0)(B)$ использовались для определения параметров парамагнитных центров в образцах. Оказалось, что ее удастся удовлетворительно описать только функцией Ланжевена в предположении формирования магнитных кластеров ионов или атомов скандия.

Показано, что в образцах действительно отсутствует парамагнитный вклад ионов скандия, находящихся в узлах подрешетки свинца. Магнитные моменты кластеров составляют от нескольких единиц до тысяч μ_B , а концентрации кластеров достигают $\sim 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 19-02-00774).

[1] E.P. Skipetrov et al., *J. Appl. Phys.*, **115**, 133702 (2014).

[2] D.G. Andrianov et al., *Sov. Phys. Semicond.*, **14**, 102 (1980).

[3] E.P. Skipetrov et al., *Semiconductors*, **52**, 686 (2018).

Трансформация спектров локализованных экситонов в $Zn_{1-x}Mn_xO$ с ростом температуры

Груздев Н.Б.¹, Соколов В.И.¹, Меньшенин В.В.¹, Савченко С.С.²,
Вохминцев А.С.², Вайнштейн И.А.², Емельченко Г.А.³

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

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

³Институт физики твёрдого тела РАН, 142432, Московская обл., г. Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, д.2

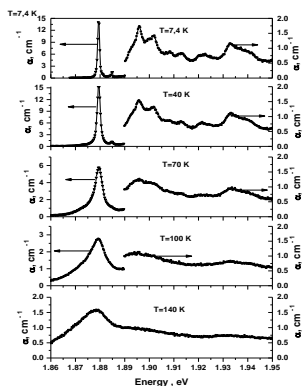


Рис. 1. – Линии локализованных экситонов в $Zn_{0.9991}Mn_{0.0009}O$ при различных температурах.

В соединении $Zn_{1-x}Mn_xO$ наблюдается широкая интенсивная полоса примесного поглощения. Ниже края этой полосы при температурах 4,2 К и 77,3 К были обнаружены узкие линии локализованных экситонов а, b, с и d [1,2]. В данной работе исследовано влияние температуры в диапазоне 7-340 К на эти экситоны.

На рисунке 1 представлены спектры локализованных экситонов в монокристаллах $Zn_{1-x}Mn_xO$ ($x=0,0009$) при различных температурах для π -поляризации. Спектры записаны с лучшим разрешением, чем в работах [1,2], и потому были выявлены новые слабые линии. Как видно из рисунка, с увеличением температуры

интенсивности всех линий уменьшаются, слабые исчезают уже при температуре 70 К. Наиболее интенсивная линия ал ещё заметна при 140 К, при дальнейшем повышении температуры перестаёт наблюдаться и она. Аналогичная ситуация имеет место и для σ -поляризации.

Наиболее интенсивные линии a_π и a_σ имеют лоренцевскую форму, ширина на половине максимума (FWHM) линии a_π возрастает от 1 meV (при $T=7,4$ K) до 14 meV (при $T=110$ K). Зависимости интенсивности и FWHM линии a_π от температуры показаны на рисунке 2. Аналогичная картина наблюдается и для линии a_σ . Мы полагаем, что линии локализованных экситонов обусловлены переходами из антисвязывающих d-p-гибридных состояний в запрещённой щели в состоянии, отщеплённые от дна зоны проводимости в результате замены цинка марганцем. С ростом температуры время жизни d-p-гибридов уменьшается, что приводит к постепенному исчезновению линий локализованных экситонов. Большой энергетический сдвиг линий относительно края полосы примесного поглощения, а также разное количество линий для σ - и π -поляризации требует дальнейших исследований.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства образования и науки России (тема «Электрон» №АААА-А18-118020190098-5, тема «Квант» №АААА-А18-118020190095-4), при поддержке научного проекта Минобрнауки РФ FEUZ-2020-0059 и госзадания, тема №0032-2017-0001.

[1] V.I. Sokolov et al., *Physics of the Solid State*, **61**, 5, 702 (2019),

[2] V.I. Sokolov et al., *Journal of Experimental and Theoretical. Physics*, **130**, 5, 681 (2020).

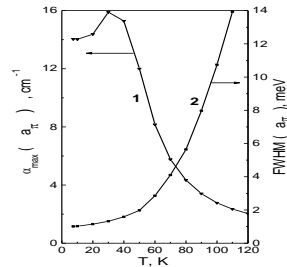


Рис.2. – Зависимость от температуры интенсивности (1) и ширины на половине максимума (2) линии a_π .

Т-3

Асимметричные двойные гетероструктуры InAs/InAsSb/InAsSbP для ИК-диапазона 4.2–5.3 мкм

Семакова А.А., Романов В.В., Баженов Н.Л., Мынбаев К.Д., Моисеев К.Д.

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

Свето- и фотодиодные структуры среднего инфракрасного диапазона (2–6 мкм) широко востребованы для решения задач экологического мониторинга и медицинской диагностики, а также для изучения взрывоопасных химических соединений [1,2]. Двойные гетероструктуры (ДГС) n -InAs/InAs_{1-y}Sb_y/ p -InAsSbP представляют интерес для исследования фундаментальных процессов рекомбинации носителей заряда вблизи гетерограницы InAsSb/InAsSbP при изменении состава тройного твёрдого раствора InAs_{1-y}Sb_y. В работе представлены результаты исследования температурных зависимостей спектральных и вольт-амперных характеристик (ВАХ) для ДГС с активной областью на основе InAs_{1-y}Sb_y в диапазоне составов $0.07 \leq y \leq 0.16$.

Основные полосы электролюминесценции (ЭЛ) исследуемых гетероструктур формировались излучательными переходами с энергией фотона меньше ширины запрещённой зоны (E_g) активной области InAs_{1-y}Sb_y (Рис.1,*a*). При $T=4.2$ К энергетическое расхождение между расчётными значениями E_g и положением спектрального максимума составило 30–50 мэВ в зависимости от состава узкозонного твёрдого раствора (Рис.1,*b*). Согласно расчётам зонных энергетических диаграмм ДГС, гетеропереход InAsSb/InAsSbP является переходом II типа с различной величиной разрывов энергетических зон для всех составов твёрдого раствора InAs_{1-y}Sb_y [3]. Формирование на гетерогранице II типа InAsSb/InAsSbP потенциальных ям для электронов и дырок, пространственно разделённых интерфейсом, способствует возникновению эффективной интерфейсной излучательной рекомбинации, экспериментально наблюдаемой при низких температурах.

Возникновение локализованных состояний на гетерогранице

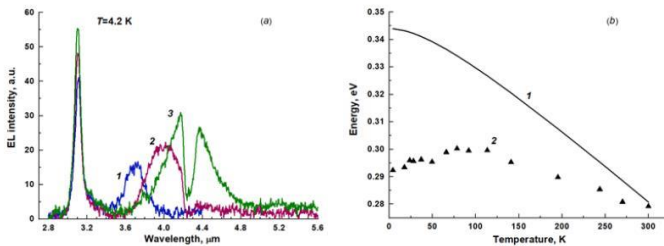


Рис. 1. – а) Спектры ЭЛ для ДГС с активной областью $InAs_{0.93}Sb_{0.07}$ (1), $InAs_{0.91}Sb_{0.09}$ (2) и $InAs_{0.88}Sb_{0.12}$ (3); б) – температурные зависимости: E_g твёрдого раствора $InAs_{0.9}Sb_{0.1}$ (1) и энергии фотона в максимуме полос ЭЛ (2).

$InAs_{1-y}Sb_y/InAsSbP$ также проявляется в S-образном изломе в прямой ветви ВАХ для составов тройного твёрдого раствора $0.1 \leq y \leq 0.13$ при низких температурах ($T < 150$ К), что указывает на существование токов шнурования через интерфейс II типа.

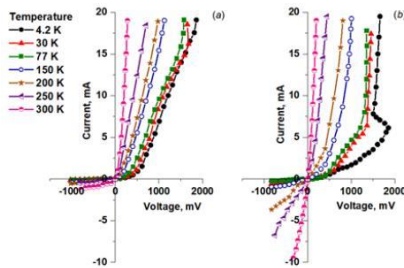


Рис. 2. - ВАХ структур с активной областью $InAs_{0.93}Sb_{0.07}$ (а) и $InAs_{0.9}Sb_{0.1}$ (б) при различных температурах.

[1] R.H. Pierson, et al., *Analyt. Chem.*, **28**, 1218 (1956).

[2] Б.Н. Тарасевич, «ИК спектры основных классов органических соединений. Справочные материалы». – М.: Изд-во МГУ, 2012, с. 55.

[3] К.Д. Мусеев, В.В. Романов, *ФТТ* **63**, 475 (2021).

Т-4

Электросопротивление и Рамановский спектр для твёрдых растворов $\text{Ho}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$

Ситников М.Н., Харьков А.М., Зеленов Ф.В., Абдельбаки Х.,
Никитинский О.С., Кригер Е.А., Черемных Н.А.

СибГУ им. М.Ф. Решетнева, 660037, Красноярск, пр-т Красноярский рабочий, 31.

Материалы, обладающие колоссальным эффектом магнитосопротивления и термо ЭДС, актуальны для активно развивающейся спинтроники и поиска альтернативных источников энергии. Подобные материалы можно получить на основе полупроводника MnS и полуметалла HoS имеющих один тип кристаллической структуры NaCl . Магнитные и электрические свойства этих соединений определяются электронной структурой [1].

Относительное изменение удельного сопротивления $1/R \text{ d}R/\text{d}T$ показывает набор максимумов (Рис. 1b) при $T=270 \text{ K}$ и $T=448 \text{ K}$ для $x=0.1$. Максимумы сопротивления в диапазоне высоких температур $720 \text{ K} < T < 900 \text{ K}$ для $x=0.1$ и в интервале $590 \text{ K} < T < 780 \text{ K}$ для $x=0.3$ появились в результате замещения ионов марганца ионами гольмия, и они коррелируют с изменением частоты и интенсивности от температуры в спектрах Рамановского рассеяния (Рис. 1a,c).

Спектры Рамановского рассеяния исследованы в диапазоне частот $100 \text{ см}^{-1} - 1600 \text{ см}^{-1}$ и температур $300 - 900 \text{ K}$ (Рис. 1a). Можно выделить несколько частотных интервалов с максимумами в спектрах комбинационного рассеяния.

Изменение интенсивности Рамановских мод колебаний (Рис. 1c) вызвано деформацией кристаллической структуры. По аналогии с манганитами в интервале температур $600 \text{ K} < T < 800 \text{ K}$ возможно возникает изменение орбитального упорядочения электронов в d-оболочке, что приводит к искажению структуры. С ростом концентрации ионов гольмия увеличивается плотность искаженных

октаэдров. Так для концентрации $x=0.1$ при $T=700\text{K}$ исчезает Рамановская мода колебаний на частоте 584 см^{-1} и при $T > 800\text{ K}$ исчезает мода 335 см^{-1} .

Таким образом, исчезновение Рамановских мод при определенных температурах, вызвано структурными деформациями в твердых растворах $\text{Ho}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ и объясняет наличие максимумов в электросопротивлении в высокотемпературной области.

Удельное сопротивление для $x=0.1$ типично для полупроводников и в области температур $300\text{ K} < T < 600\text{ K}$ практически не зависит от температуры в результате насыщения заполнения донорного уровня электронами. Установлена область температур $(700-900)\text{K}$ и $(600-800)\text{K}$ для составов с $x=0.1$ и $x=0.3$ с максимумами в электросопротивлении. Установлена корреляция структурных и транспортных характеристик в высокотемпературной области $600\text{ K} < T < 900\text{ K}$.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта № 20-42-243002.

[1] S.S. Aplesnin et al., *JMMM*, **347**, 10 (2013).

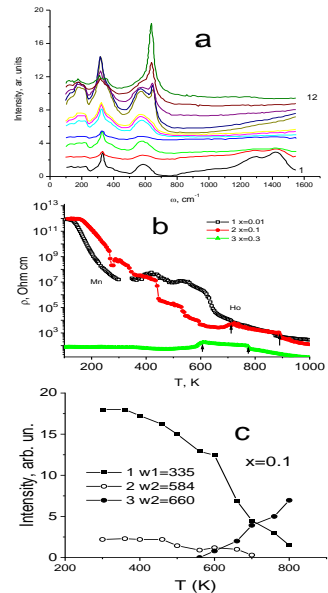


Рис.1. – (a) Рамановские спектры в интервале температур $300\text{ K} - 900\text{ K}$ и области частот $100\text{ см}^{-1} - 1500\text{ см}^{-1}$ (b) – Удельное электросопротивление твердого раствора $\text{Ho}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ с $x=0.01$ (1), 0.1 (2) и 0.3 (3) от температуры, (c) – Интенсивность Рамановского спектра $\text{Ho}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ с $x=0.1$ от температуры.

Т-5

Гальваномагнитные свойства и электронная структура сплавов $Pb_{1-x-y}Sn_xCo_yTe$

Скипетров Е.П.¹, Константинов Н.С.¹, Ковалев Б.Б.¹, Дудин В.С.¹, Богданов Е.В.¹, Скипетрова Л.А.¹, Кнотько А.В.¹, Слынько В.Е.²

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

²Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича НАН Украины, 58001, Черновцы, ул. И. Вильде, 5

Легирование сплавов на основе PbTe примесями 3d переходных металлов приводит к появлению в основном резонансных донорных уровней в электронном спектре. В PbTe уровни Cr и V находятся в окрестности дна зоны проводимости [1,2], а уровни Fe и Ni вблизи потолка валентной зоны [3,4]. В сплавах $Pb_{1-x}Sn_xTe$ с ростом концентрации олова эти уровни движутся в глубь «легкой» валентной зоны и могут достигать потолка «тяжелой» валентной Σ -зоны. Однако, систематические исследования электронной структуры сплавов на основе PbTe, легированных Sc, Ti, Co и Cu пока не проводились.

В настоящей работе исследованы гальваномагнитные свойства ($4.2 \leq T \leq 300$ К, $B \leq 0.07$ Тл) образцов из монокристалла $Pb_{1-x-y}Sn_xCo_yTe$ ($x = 0.08, y = 0.01$), разрезанного на 20 шайб, в которых концентрации олова и кобальта увеличивались вдоль слитка (от образца 20 до образца 2).

Установлено, что все образцы характеризуются металлической проводимостью p -типа. Обнаружены аномальный

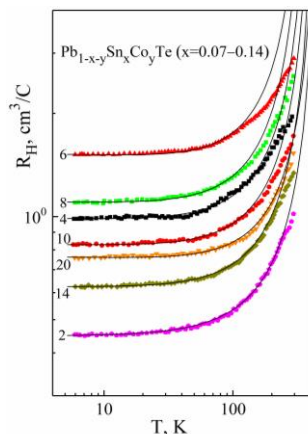


Рис.1. – Температурные зависимости коэффициента Холла.

рост коэффициента Холла при температурах выше 70 К и монотонное (более, чем в 3 раза) уменьшение его величины при низких температурах в области высоких концентраций олова ($x > 0.10$) (рис. 1). По аналогии со сплавами $Pb_{1-x-y}Sn_xFe_yTe$ [3] и $Pb_{1-x-y}Sn_xNi_yTe$ [4], исследованными ранее, мы считаем, что такое поведение коэффициента Холла указывает на пиннинг уровня Ферми резонансным уровнем кобальта, расположенным в валентной зоне, движением этого уровня вниз относительно потолка валентной зоны с ростом концентрации олова и перераспределением электронов между валентной зоной и уровнем при увеличении температуры и содержания олова в образцах.

В рамках этой модели и двухзонного закона дисперсии Кейна рассчитаны зависимости концентрации дырок и положения уровня Ферми относительно потолка валентной зоны при гелиевых температурах от концентрации олова и температурные зависимости коэффициента Холла. Проведены оценки энергетического положения резонансного уровня кобальта, композиционного и термического коэффициентов его движения относительно краев энергетических зон в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x < 0.15$). Показано, что в $PbTe$ при гелиевых температурах положение уровня кобальта может совпадать с потолком валентной зоны, а его параметры в пределах точности определения совпадают с параметрами обнаруженного ранее уровня никеля. Предложены возможные энергетические диаграммы движения уровня кобальта относительно экстремумов валентной зоны в точках L и Σ зоны Бриллюэна при увеличении концентрации олова и температуры. Показано, что в сплавах с нормальным спектром ($x < 0.35$) возможно пересечение уровня кобальта с краями валентных зон в интервале температур от 400 до 800 К.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 19-02-00774).

[1] V.D. Vulchev et al., *Phys Status Solidi (a)*, **97**, K79 (1986).

[2] A.A. Vinokurov et al., *Inorg. Mater.*, **42**, 1318 (2006).

[3] E.P. Skipetrov et al., *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 022101 (2014).

[4] E.P. Skipetrov et al., *J. Alloys Compd.*, **775**, 769 (2019).

Т-6

Полевые зависимости намагниченности и природа магнитных центров в сплавах $Pb_{1-x-y}Sn_xSc_yTe$

Скипетров Е.П.¹, Богданов Е.В.¹, Ковалев Б.Б.¹, Скипетрова Л.А.¹, Кнотько А.В.¹, Емельянов А.В.², Талденков А.Н.², Слынько В.Е.³

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

²Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

³Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича НАН Украины, 58001, Черновцы, ул. И. Вильде, 5

Разбавленные магнитные полупроводники (РМП) A^4B^6 с примесями $3d$ переходных металлов с переменной валентностью (Ti, V, Cr, Fe, Co, Ni) исследованы намного хуже, чем материалы, с примесью Mn. Основной причиной этого является значительно более низкая растворимость примесей, в результате чего эти РМП в основном являются парамагнетиками [1,2]. Но недавно было показано, что сплавы $Pb_{1-x}Sn_xTe$ с примесью Sc характеризуются высокой (более 3 мол %) растворимостью примеси и в зависимости от состава и температуры могут демонстрировать парамагнитное, ферромагнитное или спин-стекольное поведение [3].

В настоящей работе исследованы полевые зависимости намагниченности образцов из разрезанного на 20 шайб кристалла $Pb_{1-x-y}Sn_xSc_yTe$ ($x =$

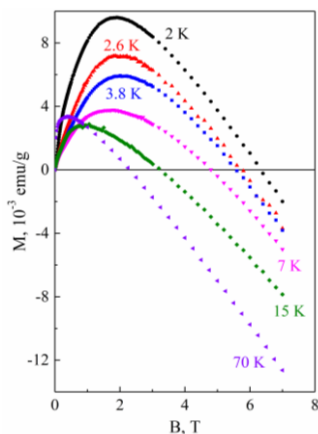


Рис.1. – Полевые зависимости намагниченности образца 2.

0.08, $y = 0.02$), в которых концентрация олова увеличивалась от образца 20 к образцу 2, а концентрация примеси скандия аномально росла в противоположном направлении.

При гелиевых температурах во всех образцах полевые зависимости намагниченности $M(B)$ содержат типичные для РМП на основе PbTe с примесями $3d$ переходных металлов нарастающий и стремящийся к насыщению вклад ионов примеси и линейный по полю вклад $M_0(B)$, связанный в основном с диамагнетизмом кристаллической решетки и преобладающий в полях $B > 3$ Тл (рис. 1). С ростом температуры амплитуда максимума на зависимостях $M(B)$ сначала уменьшается, затем растет, а сам он сдвигается в область низких магнитных полей. Кроме того, зависимости $(M - M_0)(B)$ не описываются функцией Бриллюэна в рамках традиционной модели одиночных магнитных центров, равномерно распределенных по объему образца. Подобное поведение намагниченности, связанное с наличием дополнительного быстро насыщающегося в полях до 1 Тл вклада, наблюдалось ранее в сплавах $Pb_{1-y}Fe_yTe$ [4] и объяснялось суперпарамагнетизмом кластеров ионов примеси.

Проведено выделение вклада магнитных кластеров $M_c(B)$ в общую намагниченность и успешная аппроксимация его классической функцией Ланжевена во всех образцах. Определены средние значения концентрации кластеров N_c , магнитного момента кластеров m_c и суммарного магнитного момента кластеров в единице объема $N_c m_c$. Показано, что в отличие от сплавов $Pb_{1-y}Fe_yTe$, где вклад кластеров в намагниченность не превышал 10 %, в сплавах $Pb_{1-x-y}Sn_xSc_yTe$ он является подавляющим. Средние концентрации кластеров в исследованных образцах достигают 10^{18} см^{-3} , а их средние магнитные моменты варьируются в широком диапазоне значений от нескольких единиц до $10^4 \mu_B$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 19-02-00774).

[1] T. Story et al., *Acta Phys. Pol. A*, **82**, 879 (1992),

[2] E.P. Skipetrov et al., *Semiconductors*, **52**, 828 (2018),

[3] E.P. Skipetrov et al., *J. Alloys Compd.*, **893**, 162330 (2022),

[4] E.P. Skipetrov et al., *Low Temp. Phys.*, **43**, 466 (2017).

Особенности электронного транспорта в хромхалькогенидной шпинели HgCr_2Se_4

Телегин А.В.¹, Сухоруков Ю.П.¹, Park Hyeong-Ryeol², Sohn Changhee², Kimel A.V.³

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

²UNIST, 44919, Ulsan, S.Korea

³IMM Radboud University, Nijmegen, the Netherlands

Для дальнейшего развития спинтроники необходимы материалы, демонстрирующие возможность спинового транспорта на терагерцовых (ТГц) частотах и выше. Магнитные полупроводники являются одними из перспективных материалов. Например, хромхалькогенидные шпинели обладают высокой подвижностью носителей заряда, гигантскими магнитооптическими эффектами и высокой спиновой поляризацией [1].

Получены новые данные по спектрам поглощения и высокочастотному транспорту носителей для монокристаллов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ ($0 \leq x \leq 1$) в ИК и ТГц диапазоне спектра. Образцы были получены в ИФМ УрО РАН методом химических транспортных реакций.

В ИК-спектрах поглощения шпинели в области 4-6 мкм (~ 0.24 эВ) впервые обнаружена тонкая структура (квартет) пика внутрицентровых переходов из основного в возбужденное состояние в комплексах $\text{V}_{\text{Se}}+\text{Cr}^+$. Показано, что амплитуда и положение пика сильно зависят от магнитного поля и температуры, что приводит к аномалии в спектре поглощения. Получено, что эффекты магнитопропускания (до 80 %) и магнитоотражения (до 5 %) неполяризованного света в ИК-диапазоне формируются несколькими механизмами [2], связанными с изменением под действием магнитного поля: края поглощения (для длин волн $\lambda < 3$ мкм), интенсивности примесных переходов (при $3 < \lambda < 6$ мкм) и вклада от взаимодействия света со свободными носителями заряда.

Знак и величина эффектов зависит от типа проводимости, уровня замещения и ориентации поля относительно осей кристалла, что связано с особенностью электронной структуры шпинели [3].

В методике «памп-проб» впервые оценена динамика электронных внутрицентровых переходов в области 4-6 мкм (Рис.1). Фронт нарастания сигнала составил порядка 1 пс, оценочное время затухания порядка 3-6 пс, в зависимости от температуры [4].

Впервые показаны эффекты линейного двулучепреломления и дихроизма в диапазоне частот 0.5-2.5 ТГц с максимумом в области ферромагнитного резонанса. Наведенное в этой области магнитным полем 1 кЭ вращение плоскости поляризации света достигает около 4.3 рад/см при температуре ниже температуры магнитного упорядочения шпинели и связывается с высокочастотным откликом на магнитосопротивление шпинели [5]. Таким образом, магнитные полупроводники на основе хромовой шпинели могут быть рассмотрены для развития направления ИК и ТГц фотоники.

Работа выполнена в рамках госзадания по теме «Спин» № АААА-А18-118020290104-2 при поддержке проекта ВР Program through the NRF funded by the Ministry of Science and ICT № 2021H1D3A2A01096552.

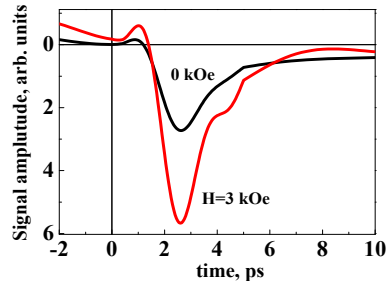


Рис.1. – Динамика поглощения в монокристалле шпинели на длине волны 5.3 мкм при $T=6$ К.

- [1] Ю.П. Сухоруков и др., *Письма в ЖЭТФ*, **98**, 353 (2013),
 [2] Ю.П. Сухоруков и др., *ЖЭТФ*, **148**, 503 (2015),
 [3] M.I. Auslender, N.G. Bebenin, *Sol. State Comm.*, **69**, 761 (1989),
 [4] S. Barsaume et al., *J. of Phys. Cond. Matt.* **29**, 325502 (2017),
 [5] T.J. Huisman et al., *Appl. Phys. Lett.* **106**, 132411 (2015).

Т–8

Магнитные фазовые переходы в топологических изоляторах $\text{Bi}_{2-x}\text{T}_x\text{Se}_3$ ($\text{T} = \text{Fe}, \text{Cr}$)

Хачатрян А.Ш.¹, Чарная Е.В.², Марченков В.В.^{3,4}

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

²СПбГУ, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7/9

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

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

В последнее годы активно исследуются топологические изоляторы (ТИ), легированные переходными металлами. Небольшое количество парамагнитных примесей в диамагнитных ТИ способны индуцировать спонтанную намагниченность при этом практически не меняя структуру самого кристалла. Наличие спонтанной намагниченности может привести к нарушению симметрии относительно обращения времени в ТИ. Нарушение этой симметрии дает возможность контролировать транспортную спиновую поляризацию, наблюдать квантовые фазовые переходы и изучать относительно высокотемпературный квантовый аномальный эффект Холла.

В настоящей работе с помощью СКВИД – магнитометрии исследовались магнитные свойства объемных ТИ $\text{Bi}_{2-x}\text{Fe}_x\text{Se}_3$ с $x = 0.006, 0.03, 0.06$ и $\text{Bi}_{2-x}\text{Cr}_x\text{Se}_3$ с $x = 0.01, 0.03, 0.06$, выращенных методом Бриджмена – Стокбаргера. Тестирование поверхности кристаллов производилось с помощью сканирующего электронного микроскопа. Картирование поверхности продемонстрировало достаточно однородное распределение примесей железа и хрома на поверхности кристаллов. Были измерены полевые зависимости dc намагниченности в полях напряженностью до 70 кОе и температурные зависимости в режимах ZFC и FC с минимальной температурой 2 К. Измерения производились в двух кристаллографических ориентациях образцов: $\mathbf{c} \parallel \mathbf{H}$ и $\mathbf{c} \perp \mathbf{H}$.

Монокристаллы обладают выраженной магнитной анизотропией,

которая наблюдалась на полевых зависимостях намагниченности, температурных зависимостях магнитной восприимчивости и коэрцитивной силы. Измерения демонстрируют сосуществование ферромагнитного и антиферромагнитного упорядочения наряду с парамагнетизмом во всех трех кристаллах $\text{Bi}_{2-x}\text{Fe}_x\text{Se}_3$. Наблюдались аномальные фазовые переходы и нетривиальное поведение магнитного момента Fe.

В образцах $\text{Bi}_{2-x}\text{Cr}_x\text{Se}_3$ с $x=0.01$ доминирует ферромагнитный порядок, а с $x=0.03$ и 0.06 основным является антиферромагнитный характер упорядочения. Ферромагнитная фаза при $x=0.01$ характеризуется четким, широким гистерезисом намагниченности, тогда как при $x=0.03$ кристалл представляет собой магнитомягкий ферромагнетик с существенной антиферромагнитной компонентой. На фоне магнитоупорядоченной фазы кристаллов $\text{Bi}_{2-x}\text{Cr}_x\text{Se}_3$ проявляется парамагнетизм, который заметен при температуре ниже примерно 25 К. Следует предположить, что парамагнетизм обусловлен ионами хрома, которые не участвуют в обменном взаимодействии. В области температур, соответствующей парамагнитному состоянию исследуемых кристаллов в поле 50 кОе, температурная зависимость магнитной восприимчивости описывалась законом Кюри – Вейса. Температуры Кюри – Вейса отрицательны для всех образцов, а полученные значения эффективного спина указывают на смешанные валентные состояния железа и хрома [1,2].

Исследования проводились при поддержке РФФИ, грант 19-57-52001 МНТ_а.

[1] E. V. Shevchenko, et al., *Phys. Solid State* **61**, 1037 (2019).

[2] A. Sh. Khachatryan, et al., *Europhys. Lett.* **134**, 47002 (2021).

Т–9

Изотермический вклад ян-теллеровской подсистемы в модули упругости примесных кристаллов

Аверкиев Н.С.¹, Гудков В.В.², Жевстовских И.В.^{2,3}, Сарычев М.Н.²

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

²УрФУ, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 21

³ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

В последнее время ультразвуковые методы получили интенсивное развитие применительно к исследованиям эффекта Яна-Теллера (ЭЯТ) в примесных кристаллах, где ЯТ центрами являются ионы переходных металлов (см., например, [1,2]). Были разработаны (i) метод реконструкции температурной зависимости времени релаксации, позволяющей исследовать механизмы релаксации, в том числе туннельные, (ii) способ определения симметричных свойств экстремумов (минимумов и седловых точек) адиабатического потенциала (АП), (iii) метод количественного определения величин, входящих в вибронный Гамильтониан (линейных и квадратичных констант вибронной связи), (iv) метод количественного определения энергий ЯТ стабилизации. Для вычисления (на основе экспериментальных данных) перечисленных выше параметров, необходимы выражения для изотермического вклада ЯТ подсистемы в модули упругости кристалла. Нами эти выражения были получены для кубических и тетраэдрических комплексов в кубических и гексагональных кристаллах и показано, что они отличаются для ЯТ комплексов, обладающих различными симметричными свойствами глобальных минимумов АП.

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 22-22-00735).

[1] V.V. Gudkov et al., *Scientific Reports* **10**, 7076 (2020),

[2] M.N. Sarychev et al., *Journal of Alloys and Compounds*, **848**, 1561677 (2020).



Новые электронные явления
и материалы

New electronic phenomena and materials

NM-1

Динамическая поляризация спинов ядер P в Si в сверхсильных магнитных полях

Аверкиев Н.С.^{1,*}, Лифшиц М.Б.^{1,§}, But D.², Martinez G.³, Кнар W.^{2,4}

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

² CENTERA Laboratories, Institute of High Pressure Physics PAS, Warsaw 01-142, Poland.

³ Grenoble High Magnetic Field Laboratory, Grenoble, Cedex 9, France.

⁴ Laboratory Charles Coulomb, University of Montpellier and CNRS, Montpellier F-34095, France

Эффект динамической ядерной поляризации (эффект Оверхаузера) в кристаллах состоит в возникновении неравновесной стационарной поляризации ядер примесей в условиях ЭПР. Эффект возникает за счет сверхтонкого взаимодействия спина локализованного носителя и спина ядра примеси. За счет сверхтонкого взаимодействия спектр ЭПР распадается на несколько линий и возникает так называемая кросс-релаксация, при которой возможны переходы между состояниями с разной проекцией спина ядра. Степень динамической поляризации существенно превосходит равновесную поляризацию спинов ядер во внешнем магнитном поле. В докладе представлены результаты теоретического и экспериментального исследования особенностей динамической ядерной поляризации в широком диапазоне высоких частот (вплоть до 0,5 ТГц) и сильных магнитных полях (до 16Т) в условиях ЭПР для мелких доноров фосфора в кремнии. Эксперименты проводились на образцах Si: P с концентрацией доноров от $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ до $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. В качестве источника терагерцового излучения с частотами 0,25, 0,3, 0,35 и 0,43 ТГц использовался газовый лазер дальнего инфракрасного диапазона. В сверхсильных магнитных полях заселенность верхних спиновых подуровней электрона мала, в результате большая ядерная поляризация может быть достигнута при относительно слабых

накачках. Спин электрона в кремнии и спин атома фосфора равны $\frac{1}{2}$, так что с учетом сверхтонкого взаимодействия в магнитном поле возникают четыре уровня. Это относительно простая схема и для нее можно составить и решить систему четырех уравнения для заселенностей уровней. Нами показано, что в условиях эксперимента достигается почти 100% степень ядерной поляризации при относительно слабых уровнях накачки, основным механизмом релаксации спина электронов (переходы с сохранением проекции спина ядра) являются однофонные переходы за счет модуляции g-фактора электронов, кросс-релаксация (переходы со взаимным переворотом спина электрона и ядра) обусловлена смешиванием состояний за счет сверхтонкого взаимодействия и однофонными переходами. Время кросс-релаксации в зависимости от величины магнитного поля составляет 10-1000 сек и намного превосходит время спиновой релаксации. Анализ выражений позволил установить, что время установления стационарного значения ядерной поляризации значительно отличается от времени кросс-релаксации и это различие существенно также и в условиях насыщения сигнала ЭПР (это обстоятельство ранее не принималось во внимание при анализе эксперимента). Показано, что эффективность динамической поляризации ядер для примесей в кремнии можно характеризовать только одним параметром, зависящим от типа примеси (величины сверхтонкого взаимодействия).

NM-2

Линейное магнетосопротивление в пленках топологического изолятора Bi_2Se_3 и 3D дираковского полуметалла $\text{Cd}_{3-x}\text{Mn}_x\text{As}_2$

Аронзон Б.А.¹, Селиванов Ю.Г.¹, Овешников Л.Н.¹, Давыдов А.Б.¹,
Мехия А.Б.¹, Риль А.И.², Маренкин С.Ф.²

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

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

Из симметрии, очевидно, что магнетосопротивление является четной функцией магнитного поля B . Однако в не очень сильных магнитных полях может наблюдаться линейная зависимость магнетосопротивления $R_{xx}(B)$. Одна из первых работ в этой области была опубликована Капицей [1], но в ней рассматривается линейное магнетосопротивление (LMR) для Ферми с открытой поверхностью. С другой стороны, в работах Абрикосова [2] предполагается ультраквантовый предел, когда занят только уровень Ландау $N = 0$, а LMR обусловлен экранированными кулоновскими примесями.

Мы наблюдали LMR в Bi_2Se_3 , легированном Eu ($J = 7/2$) с x до 0.21 и в Дираковском полуметалле, легированном Mn с $x = 0.02 - 0.07$ ($\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x$) $_3\text{As}_2$.

Общие теории LMR можно разделить на две

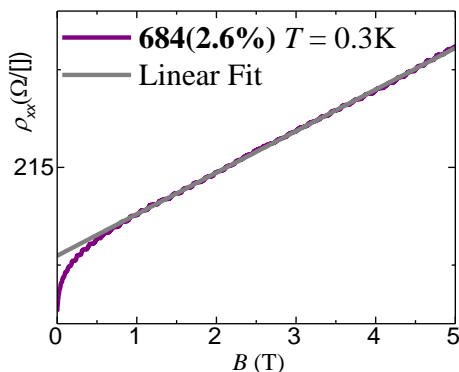


Рис. 1. – LMR в Bi_2Se_3 с $x = 2.6\%$ при $T = 0.3\text{K}$.

основные группы – классические и квантовые. Классические модели, в основном предполагают, что LMR возникает из-за смешения вклада Холла, когда поток тока огибает островки с низкой подвижностью. Квантовые модели предполагают, что LMR может возникать в ультраквантовом пределе (т.е. в сильном магнитном поле, когда занят только один уровень Ландау).

Общие соображения предполагают, что ненулевая кривизна Берри (которая присутствует для состояний Дирака и Вейля) сама по себе может вызывать наблюдаемый LMR[3].

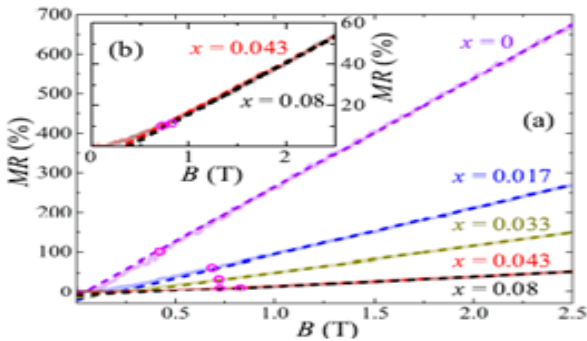


Рис. 2. – а) LMR в $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ поликристаллах, измеренное при $T=20\text{ K}$. Сплошные линии – эксперимент, пунктирные – линейная аппроксимация. б) LMR образцов с $x = 0.043$ и $x = 0.08$, показывающее сохранение линейной зависимости.

[1] P. L. Kapitza, *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, **119**, 358 (1928),

[2] A.A. Abrikosov, *Phys. Rev. B*, **60**, 4231 (1999),

[3] A.T. Lonchakov and S. B. Bobin, *APL*, **118**, 062106 (2021).

NM-3

Высокотемпературные экситонные состояния в гибридном перовските $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$

Ахатов М.В.¹, Сарычев М.Н.¹, Семенова О.И.², Жевстовских И.В.³

¹Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург

²ИФП СО РАН им. А.В. Ржанова, 630090, Новосибирск

³ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург

Интенсивное изучение излучающих свойств органоинеральных гибридных перовскитов $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbX}_3$ ($\text{X}=\text{I}, \text{Br}, \text{Cl}$) обусловлено их высоким потенциалом для использования в фотовольтаике и оптоэлектронных устройствах [1,2]. Фундаментальный вопрос, который возникает из этих исследований, касается природы элементарных фотовозбуждений, которые вовлечены в механизмы преобразования энергии. В работе представлены результаты исследования фотолюминесценции (ФЛ) в монокристаллах $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$ в интервале температур от 10 К до 320 К с энергией возбуждающего лазера 2.72 эВ ($\lambda=455$ нм). Мы обнаружили в спектре ФЛ во всем исследованном интервале температур экситонный пик с энергией вблизи 2.23 эВ-2.29 эВ, положение которого сдвигалось в большие энергии с ростом температуры от 10 К до 140 К. При дальнейшем нагреве от 140 К до 170 К наблюдался небольшой красный сдвиг, а выше 170 К – положение пика не смещалось, при этом интенсивность пика резко возрастала при $T < 140$ К. Такое поведение ФЛ эмиссии с температурой отражает корреляцию с тремя структурными фазовыми переходами в этом перовските (температуры переходов равны 148.8 К, 154 К и 236.3 К).

Необычным было обнаружение экситонной особенности в спектре ФЛ при высоких температурах (до 320 К), хотя ранее в пленках $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$ была определена энергия связи экситона равная 17 мэВ [3], что меньше тепловой энергии (27 мэВ) при $T=320$ К. Кроме того, мы выявили сложную структуру экситонной рекомбинации, состоящей из двух близко расположенных пиков. Если полагать, что эти два пика

представляют собой основное и возбужденное состояние экситона, то можно оценить энергию связи экситона в монокристалле $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$. В результате мы получили значение 26-27 мэВ из спектров ФЛ при низких (до 50 К) температурах. При высоких температурах (250 К-320 К) из-за малой интенсивности пиков оценка дает меньшие значения. Используя полученное значение энергии связи, мы определили величину запрещенной зоны, она оказалась равна 2.32 эВ, что хорошо согласуется со значением, полученным в работе [3] из спектра поглощения.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме “Электрон” № АААА-А18-118020190098-5, при финансовой поддержке РФФИ и Свердловской области в рамках научного проекта № 20-42-660004 и ключевого центра превосходства УрФУ “Радиационные и ядерные технологии”.

[1] Stranks S.D. and Snaith H.J., *Nat. Nanotechnol.*, **10**, 391 (2015).

[2] Manser J.S. et al., *Chem. Rev.*, **116**, 12956 (2016).

[3] Jiangjian Shi et al., *Energy Environ. Sci.*, **11**, 1460 (2018).

NM-4

Наблюдение положительной продольной магнитопроводимости в селениде ртути

Бобин С.Б., Лончаков А.Т.

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

Одной из актуальных задач физики конденсированного состояния является поиск материалов, улучшающих свои электронные свойства в условиях внешних воздействий. К таким материалам можно отнести полуметаллы Вейля (ПМВ). Известно, что отличительным признаком этих систем с нетривиальной топологией является киральная аномалия – нарушение баланса между числом фермионов Вейля с противоположной киральностью в параллельных электрическом и магнитном поле [1]. Для параметризации такого дисбаланса вводят киральный химический потенциал μ_5 , как полуразность химических потенциалов для право- и лево поляризованных фермионов. Благодаря киральной аномалии в ПМВ с отсутствующим центром пространственной инверсии возможен киральный магнитный эффект [chiral magnetic effect (CME)] – генерация дополнительного электрического тока $j \sim \mu_5 B$, индуцированного киральным дисбалансом в присутствии магнитного поля B [2, 3]. В эксперименте CME должен проявляться как квадратичная по магнитному полю положительная добавка $\sigma_{CME} = aB^2$ к проводимости σ_0 в нулевом магнитном поле [4].

Как показали наши исследования [5 и ссылки там], подходящим кандидатом в семейство ПМВ без центра пространственной инверсии является селенид ртути. В настоящем докладе мы сообщаем о первом наблюдении продольного отрицательного магнитосопротивления (ОМС) [$\rho(B) - \rho_0$] в HgSe в интервале температур (1.6 – 150)К и магнитном поле до 12Тл без тенденции к насыщению. Объектом исследования служил специально неориентированный монокристаллический

образец HgSe с концентрацией электронов $n_e = 1.7 \cdot 10^{17} \text{см}^{-3}$ и подвижностью $\mu_H = 8 \cdot 10^4 \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ (при $T = 4.2\text{К}$). Обращает на себя внимание, что величины продольного ОМС, измеренного на противоположных парах потенциальных контактов, отличаются незначительно. Этот факт свидетельствует как о достаточно высоком качестве измеренного кристалла, так и о несущественном влиянии таких факторов, приводящих к росту МС в отсутствие силы Лоренца, как искривление токовых силовых линий, эффект «current jetting», неоднородность плотности тока и электронной концентрации по образцу и др. Установлено, что продольная магнитопроводимость $\sigma(B) = \rho^{-1}(B)$ такого «эталонного» образца HgSe в поле 12Тл возрастает в $\cong 2.7, 1.8$ и 1.4 раза при $T = 40, 80$ и 150К , соответственно. При этом подгонка показала, что в согласии с теорией СМЕ для этих температур кривая $\sigma(B)$ хорошо описывается параболой $(\sigma_0 + aB^2)$ с $a \approx 29, 11$ и $6 \text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}\text{Тл}^{-2}$. Важно подчеркнуть, что время междолинной релаксации в HgSe $\tau_V \sim 10^{-11}\text{с}$, тогда как время внутрислоинной релаксации $\tau \sim \tau_{tr} \sim (10^{-12} - 10^{-13})\text{с}$ [5]. Установленная для HgSe иерархия $\frac{\tau}{\tau_V} \ll 1$ является главным условием для наблюдения СМЕ в ПМВ с нарушением пространственной инверсии [3].

Таким образом, выявленная в селениде ртути квадратичная положительная магнитопроводимость может отражать проявление характерного для ПМВ кирального магнитного эффекта.

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства науки и высшего образования № 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

[1] H. B. Nielsen, M. Ninomiya, *Phys. Lett. B* 130, 389 (1983).

[2] D. E. Kharzeev, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 75, 133 (2014).

[3] A. Sekine, D. Culcer, A. H. MacDonald, *Phys. Rev. B* 96, 235134 (2017).

[4] Q. Li, D. E. Kharzeev, et al., *Nat. Phys.* 12, 550 (2016).

[5] A.T. Lonchakov, S.B. Bobin, et al., *J. Phys. Condens. Matter*, 31, 405706 (2019).

NM-5

Изменение магнитных, электрических и микроволновых свойств нанокompозитов на основе ферромагнитной компоненты при добавлении углеродных нанотрубок

**Боголюбский А.С., Клепикова А.С., Корх Ю.В., Ринкевич А.Б.,
Немытова О.В., Перов Д.В., Пахомов Я.А., Кузнецов Е.А.,
Уймин М.А.**

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

Синтезированы образцы нанокompозитов на основе диэлектрической матрицы (эпоксидная смола) с частицами железа и углеродными нанотрубками (УНТ). Весовая доля порошка частиц железа составляла 15 %, УНТ – 2 %.

Полученное с использованием сканирующего электронного микроскопа Quanta-200 изображение структуры и проведенный энергодисперсионный анализ, с построением элементной карты, показали равномерное распределение сфер железа и УНТ в нанокompозите. По результатам ВЕТ удельная поверхность частиц железа составила $12 \text{ м}^2/\text{г}$, что соответствует размеру 65 нм. Результаты рентгеноструктурного исследования подтвердили наличие ОЦК фазы Fe. Результаты магнитных измерений в поле до 25 кЭ при комнатной температуре показали наличие узкой петли гистерезиса ($H_c = 0.3 \text{ кЭ}$), свидетельствующей о наличии ферромагнитного упорядочения данной системы. Добавление УНТ приводит к уменьшению намагниченности композита.

Проведено исследование поверхности нанокompозитов методами сканирующей зондовой микроскопии: атомно-силовой, емкостной, магнитно-силовой, Кельвин-зонд микроскопии. Методом зонда Кельвина обнаружено неоднородное распределение поверхностных электрических потенциалов при добавлении 2% УНТ в эпоксидную матрицу с частицами железа. Показан двугорбый характер гистограмм зна-

чений контактной разности потенциалов для эпоксидной матрицы с частицами железа и УНТ, что свидетельствует о двухфазной природе исследуемого материала. Методом сканирующей емкостной микроскопии обнаружено существенное (в 10 раз) увеличение значений локальной поверхностной емкости для образца с добавлением УНТ в композитную матрицу. Методом магнитно-силовой микроскопии получена дополнительная информация о неоднородности магнитного поля, вызванного наличием распределенных в матрице частиц железа. Визуализированы резкие всплески напряженности магнитного поля над скоплениями частиц железа в эпоксидной матрице в виде «цепочек», ориентированных в одном направлении.

Микроволновые исследования выполнены методом прохождения микроволн через структуры [1]. Получены полевые зависимости нормированного коэффициента прохождения (относительное изменение коэффициента прохождения при изменении поля намагничивания относительно величины коэффициента в нулевом поле, выраженное в процентах) в полях до 12кЭ в структурах при фиксированных частотах 26-38ГГц.

Полевые зависимости нормированных коэффициентов прохождения для образцов с УНТ и без них, показывают, что наличие в композите УНТ приводит к смещению поля ферромагнитного резонанса в область меньших магнитных полей и к уменьшению ширины резонансных линий. Данные особенности можно объяснить тем, что при наличии УНТ частицы Fe в основном сохраняют свою форму, то есть являются сферами, а в отсутствии УНТ некоторые из частиц образуют большие по размеру кластеры, форма которых существенно отличается от сферической. Также этот вывод согласуется с данными сканирующей электронной и зондовой микроскопии.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме “Функция” № АААА-А19-119012990095-0 при финансовой поддержке РФФИ, проект № 20-02-00135.

[1] А.Б. Ринкевич и др., *ЖТФ*, **91**, 997 (2021).

NM-6

Исследование формирования индуцированных водородом дефектов в системах на основе монокристаллического кремния

Большакова В.К.^{1,2}, Дорохин М.В.²

¹*Филиал ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ «НИИИС им. Ю.Е.Седакова», 603951, Нижний Новгород, ул. Тропинина, 47*

²*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, просп. Гагарина, 23*

Структуры на основе монокристаллического кремния, в которых верхний слой находится в прямом контакте с подложкой, имеющей электрические характеристики отличные от верхнего слоя, имеют свою особую область применения – производство силовых приборов, таких как р-і-n диоды, ИС, датчики Холла и т.д. В полупроводниковой технологии стандартным методом получения кремниевых структур с различным удельным сопротивлением является эпитаксия. Эпитаксия не позволяет формировать толстые приборные слои, а также слои с кристаллографической ориентацией, отличной от ориентации подложки, без промежуточных согласующих слоев. Альтернативой является технология прямого сращивания пластин, имеющая ряд таких преимуществ, как меньшая плотность дефектов монокристаллического кремния, более широкий диапазон удельного сопротивления и меньшая стоимость получения толстых слоев кремния.

Работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию кинетики формирования индуцированных водородом дефектов на границе сращивания пластин кремния в зависимости от условий предварительной обработки пластин.

Известно, что образование дефектов на границе сращивания пластин зависит от параметров исходных пластин [1]. В данной работе был проведен ряд экспериментов со сращиванием пластин монокристалли-

ческого кремния. Полученные границы раздела исследовались методом ИК-инспекции.

Кинетика дефектообразования зависит от условий обработки пластин перед процессом сращивания и типа поверхности. Сравнивались уровни дефектообразования при сращивании двух пар пластин с гидрофильной и гидрофобной поверхностью. Нами была выбрана технология жидкостной химической очистки пластин с использованием растворов SC-1 ($\text{NH}_4\text{OH}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$), SC-2 ($\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$) и HF ($\text{HF}:\text{H}_2\text{O}$), описанная подробно в работе [2]. Контроль пластин в ИК-инспекции после термического сращивания показал, что в процессе отжига появляются множественные области несращивания. Так как расположение этих областей не совпадает с местами расположения механических загрязнений на поверхности исходных пластин до сращивания, контролируемых с использованием оптического метода обнаружения механических дефектов, можно сделать вывод, что причиной их возникновения является накопление молекулярного водорода на границе между пластинами. Водород является побочным продуктом реакций, происходящих на границе сращивания. При этом средний размер дефектов на гидрофобных пластинах больше, чем на гидрофильных, что может объясняться меньшей энергией гидрофобного сращивания, по сравнению с гидрофильным [3]. При гидрофобном сращивании на границе отсутствует оксид кремния, коэффициент диффузии водорода в котором значительно выше коэффициента диффузии в кремнии при комнатной температуре, что препятствует удалению излишка водорода, образующегося в процессе сращивания.

[1] H.Moriceau et al., *Journal of The Electrochem. Society*, **9**, 158 (2011),

[2] M. Tilli, V. Lindroos et al., In «*Handbook of Silicon Based MEMS Materials and Technologies*», UK, 2010, P.668,

[3] J.Haisma, G.Spierings, *Mat. Sci. Eng.*, **37**, 1-60 (2002).

NM-7

Emergent continuous symmetry in anisotropic flexible two-dimensional materials

Burmistrov I.S.¹, Kachorovskii V.Yu.², Klug M.J.³, Schmalian J.³

¹L. D. Landau Institute for Theoretical Physics, Semanova 1-a, 142432, Chernogolovka, Russia

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

³Institute for Theory of Condensed Matter, Karlsruhe Institute of Technology, 76131 Karlsruhe, Germany

We develop the theory of anomalous elasticity in two-dimensional flexible materials with orthorhombic crystal symmetry. Remarkably, in the universal region, where characteristic length scales are larger than the rather small Ginzburg scale $\sim 10\text{nm}$, these materials possess an infinite set of flat phases which are connected by emergent continuous symmetry. This hidden symmetry leads to the formation of a stable line of fixed points corresponding to different phases (see Fig. 1). The same symmetry also enforces

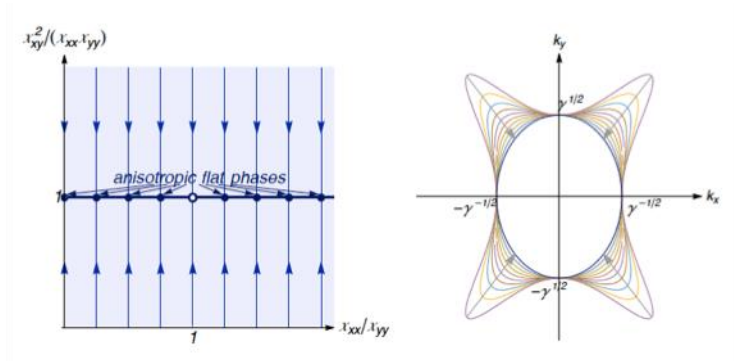


Fig. 1. – Left: Sketch of the RG flow (arrows indicate direction of increase of a system size L). Right: The contour plot of schematic change of the normalized bending rigidity.

power law scaling with momentum of the anisotropic bending rigidity and Young's modulus, controlled by a single universal exponent — the very same along the whole line of fixed points (see Fig. 1). These anisotropic flat phases are uniquely labeled by the ratio of absolute Poisson's ratios. We apply our theory to monolayer black phosphorus (phosphorene). The results are published in Ref. [1].

[1] *I. S. Burmistrov et al., arXiv:2108.10325.*

NM-8

Зарядовые флуктуации в проблеме электронной структуры топологических изоляторов и экситонных диэлектриков

Вальков В.В.

ИФСО РАН, 660036, Красноярск, Академгородок, д.50, стр.38

Изучение энергетической структуры материалов с нетривиальной топологией, а также проведение их топологической классификации при учете межузельных кулоновских взаимодействий (МКВ) определяет одно из магистральных направлений теории конденсированного состояния. Наличие МКВ усложняет процедуру вычисления спектра фермиевских возбуждений топологических изоляторов (ТИ) и приводит к необходимости использования современных квантово-полевых методов.

Проблема адекватного описания МКВ в ТИ приобретает особенно важное значение, поскольку в этих материалах имеет место перекрытие затравочной валентной зоны и зоны проводимости. Для демонстрации важности этого обстоятельства достаточно отметить, что в условиях перекрытия зон включение МКВ, например, в полуметаллах способно кардинально изменить структуру основного состояния, посредством формирования фазы экситонного диэлектрика.

В работе в рамках модели $VNZ+V$, отражающей энергетическую структуру квантовой ямы $HgTe$ при учете МКВ, решена задача о спектре объемных и краевых состояний ТИ. При вычислении одночастичных функций Грина использовался расширенный набор базисных операторов, позволяющий корректно учесть сильные одноузельные зарядовые флуктуации. Это обеспечило возможность описания взаимосвязи фермионов зоны проводимости и валентной зоны с флуктуациями электронной плотности.

Показано, что зарядовые флуктуации приводят к качественной перестройке энергетической структуры ТИ: фермиевский спектр состоит

не только из зоны проводимости и валентной зоны, но и из двух зон флуктуационных состояний (ЗФС). При этом краевые состояния располагаются между верхней и нижней ЗФС, для которых имеет место значительная ренормировка эффективных масс. Диэлектрическая щель определяется энергетическим интервалом между дном ЗФС электронов проводимости и потолком валентной ЗФС.

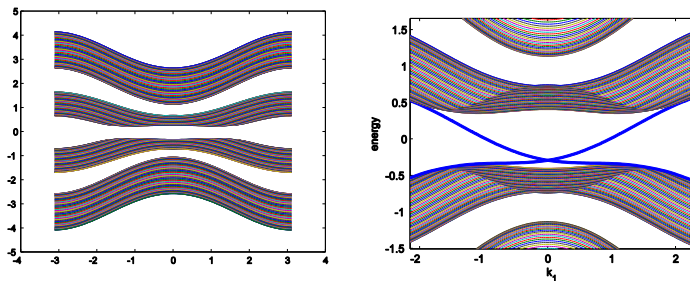


Рис.1 На рисунках показан энергетический спектр фермиевских возбуждений топологического изолятора при учете межузельного кулоновского взаимодействия электронов. Видно, что зарядовые флуктуации индуцируют расщепление спектра, приводя к появлению зон флуктуационных состояний. На правой панели, наряду со спектром объемных возбуждений, показан спектр краевых состояний, полученный в геометрии цилиндра. Существенно, что энергии краевых состояний располагаются между зоной флуктуационных состояний электронов проводимости и зоной флуктуационных состояний электронов валентной зоны.

[1] Вальков В.В. Расщепление спектра фермиевских возбуждений топологического изолятора зарядовыми флуктуациями // *Письма в ЖЭТФ*. – 2021 – том 114 – вып. 12 – с. 772-777.

NM-9

Bio applications of wide band gap oxides

Godlewski M.¹, Kaszewski J.¹, Rosowska J.¹, Seweryn A.¹, Witkowski B.S.¹, Kielbik P.A.², Godlewski M.M.²

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

²*Department of Physiological Sciences, Faculty of Veterinary Medicine, Warsaw University of Life Sciences – SGGW, Nowoursynowska 159, 02-776 Warsaw, Poland*

ZnO and Al doped ZnO films (AZO) were intensively studied by us for applications in photovoltaics [1], in transparent electronics [2], and in optoelectronics, as transparent electrodes. Other wide band gap oxides, such as dielectrics Al₂O₃, HfO₂, ZrO₂, TiO₂, are investigated for applications as anti-reflection layers, passivation layers of back contacts in silicon-based solar cells [1], as so-called gate oxides and as memory elements [3]. Some examples of such applications will first be given. Despite of oxides use in practical devices several problems related to their technology and properties need still to be solved, as shortly will be discussed.

Then, new applications of wide band gap oxides in medicine will be discussed. First, new methods of early detection of cancer will be introduced. For this important biomedical application so-called fluorescent markers (FMs) are required [4], which are intensively investigated by several groups in the world.

The new generation of FMs, proposed by us, is based on nanoparticles of wide band gap oxides (mostly ZnO and ZrO₂) doped with rare earth (RE) ions [4]. RE doping of FMs results in an efficient, stable in time (no blinking and photo-bleaching) and spectrally sharp photoluminescence in a visible light spectral range.

An innovative method of introducing these FMs to organisms, via ingestion (intra-gastric gavage (IG)), was demonstrated by us [4]. After IG introduction FMs are distributed through the organism. FMs penetrate and

gradually accumulate in tumors. An effective trafficking of FMs to the areas of lung cancer was observed, whereas surrounding healthy tissue was impermeable for nanoparticles. This shows a high potential of studied FMs in direct tracing of the extent of cancer spread in lungs [4].

Technology of Atomic Layer Deposition (ALD) was applied (including our works) for deposition of thin films used as gate oxides. Surprisingly, our recent investigations suggest new extremely important areas of applications of the ALD-deposited oxides. The ALD method was used by us for deposition of the same oxides as studied for electronics and photovoltaics. First of all, these oxides show effective anti-bacterial (anti-microbial) activity against so-called "hospital bacterial strains" [5]. This fact led us to propose a new application (coating of implants) of the ALD-deposited oxides. Selected oxides not only block spreading of bacteria, but also accelerate tissues regeneration [6-7].

- [1] R. Pietruszka et al., *Solar Energy Materials & Solar Cells* **143**, 99 (2015).
- [2] S. Gieraltowska et al., *Chem. Vapor Deposition* **19**, 213 (2013).
- [3] R. Mroczynski et al., *Applied Surface Science* **258**, 8366 (2012).
- [4] M.M. Godlewski et al., *Nanotechnology Reviews* **9**, 274 (2020).
- [5] M. Godlewski et al., *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* **35**, 021508 (2017).
- [6] A. Seweryn et al., *Journal of Nanobiotechnology* **18**, 132 (2020).
- [7] A. Smieszek, *Materials* **13**, 4817 (2020).

NM-10

Применение нейтронной рефлектометрии для изучения геликоидального магнитного упорядочения в редкоземельных наноструктурах

Девятариков Д.И.¹, Кравцов Е.А.¹, Жакетов В.Д.², Никитенко Ю.В.²

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

²ОИЯИ, 141980, Дубна, ул. Жолио-Кюри, 6

Рефлектометрия поляризованных нейтронов (РПН)— перспективный метод исследования для исследования различных типов магнитных наноструктур [1–2], в частности, благодаря наличию возможности получать профиль магнитной индукции с разрешением по глубине для тонких (10 ÷ 100 нм.) плёнок и магнитных сверхрешёток, которые крайне сложно характеризовать обычной нейтронной дифракцией. Это позволяет применять РПН для исследования наноструктур на основе тяжелых редкоземельных металлов (РЗМ). Одним из наиболее примечательных свойств РЗМ, таких как Dy и Ho, является существование

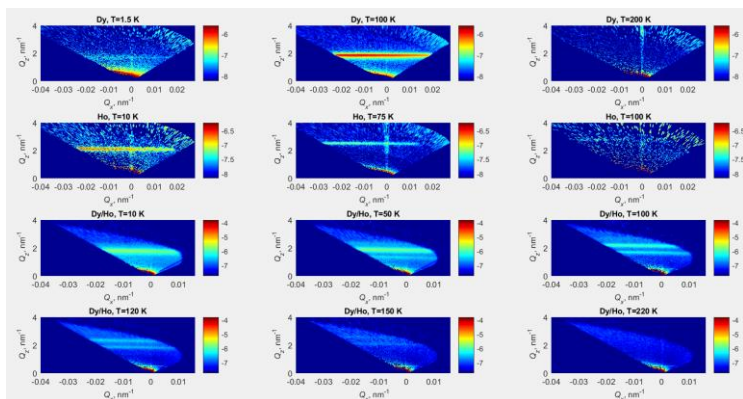


Рис.1 Спектры РПН для тонких плёнок Dy и Ho и сверхрешётки Dy/Ho

геликоидального магнитного упорядочения в широком диапазоне температур и полей [3,4], при этом было установлено [5-7], что свойства магнитных геликоид в тонких плёнках и РЗМ-содержащих сверхрешётках могут существенно отличаться от таковых в объёмных монокристаллах. В данной докладе представлены результаты применения метода нейтронной рефлектометрии для исследования тонких плёнок (200 нм.) Dy и Ho сверхрешётки [Dy (6 нм.) / Ho (6 нм.)]*34, синтезированных методом магнетронного распыления, в температурном диапазоне 1.5 ÷ 200 К и внешнем поле 1 кЭ, приложенном перпендикулярно оси магнитных геликоид. Анализ полученных данных позволил установить, что:

1) В сверхрешётке Dy/Ho образуется две когерентно распространяющиеся в слоях Dy и Ho соответственно магнитных геликоиды, периоды которых существенно превышают таковые в объёмных Dy и Ho.

2) В слоях Ho как в тонкой плёнке, так и в сверхрешётке, обнаружено отсутствие перехода в соизмеримую коническую фазу при температурах ниже T_C для объёмного Ho.

3) T_C в слоях Dy в сверхрешётке и тонкой плёнке отличается в меньшую сторону от $T_{Cв}$ объёмного Dy, при этом часть образца сохраняет геликоидальное упорядочение даже при $T = 1.5$ К.

[1] B. P. Toperverg. *The Physics of Metals and Metallography*, **116**, 1337 (2015).

[2] H. Zabel, K. Theis-Bröhl. *Journal of Physics: Condensed Matter*. **15**, S505 (2003).

[3] J. Yu et al. *Phys. Rev. B* **91**, 014404 (2015).

[4] M. J. Pechan, C. Stassis. *Journal of Applied Physics* **55**, 1900 (1984).

[5] C. Dufour, K. Dumesnil, P. H. Mangin. *Pramana* **67**, 173 (2006).

[6] A. D. F. Herring et al. *Journal of Physics: Condensed Matter* **17**, 2543 (2005).

[7] J.A. Simpson et al. *J. Phys.: Condens. Matter* **8**, L187 (1996).

NM-11

Новые магнитные топологические изоляторы**Еремеев С.В.**^{1,2,3}, **Отроков М.М.**^{4,5}, **Эрнст А.**^{6,7}, **Чулков Е.В.**^{3,4,8,9}¹*Томский госуниверситет, 634050, Томск, Россия*²*Институт физики прочности и материаловедения, 634055, Томск, Россия*³*Санкт-Петербургский госуниверситет, 198504, Санкт-Петербург, Россия*⁴*Centro de Fisica de Materiales CFM - MPC, Centro Mixto CSIC-UPV/EHU, 20080 San Sebastian/Donostia, Spain*⁵*IKERBASQUE, Basque Foundation for Science, 48011, Bilbao, Spain*⁶*Institut für Theoretische Physik, Johannes Kepler Universität, Linz, Austria*⁷*Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, Halle, Germany*⁸*Donostia International Physics Center (DIPC), 20018 San Sebastian/Donostia, Spain*⁹*Departamento de Polímeros y Materiales Avanzados: Física, Química y Tecnología, Facultad de Ciencias Químicas, Universidad del País Vasco UPV/EHU, 20080 San Sebastián/Donostia, Spain*

Собственные магнитные топологические изоляторы (МТИ) вызывают большой интерес благодаря их возможности обеспечить ряд экзотических квантовых явлений. Ван-дер-Ваальсовый антиферромагнетик MnBi_2Te_4 является наиболее широко изученным материалом этого класса. С другой стороны, объединение структурных единиц MnBi_2Te_4 (семислойных блоков) и немагнитных ТИ добавляет дополнительные функциональные возможности. Еще один активно исследуемый маршрут — создание стехиометрических объемных материалов $(\text{MnBi}_2\text{Te}_4) \cdot (\text{Bi}_2\text{Te}_3)_n$. Позволяя настроить как силу, так и знак межслойной обменной связи, эти системы позволяют реализовать фазы ТИ высокого порядка. Ранние теоретические расчёты предсказали что родственное соединение MnSb_2Te_4 является тривиальным изолятором.

Однако, наши расчёты продемонстрировали что оно, находясь вблизи точки топологического перехода, является АФМ ТИ. Также мы предсказали существование нового семейства магнитных топологических изоляторов $(\text{MnSb}_2\text{Te}_4) \cdot (\text{Sb}_2\text{Te}_3)_n$. Приложение внешнего магнитного поля переводит MnSb_2Te_4 в полуметаллическую фазу Вейля, в то время как соединения с более высоким n становятся трехмерными ферромагнитными аксионными изоляторами. Другим направлением поиска новых МТИ является рассмотрение соединений с более сложной структурой блоков, где магнитная подрешётка $(\text{MnTe})_2$ встроена в центр девятислойного блока (NL). Мы обнаружили, что магнитное упорядочение между соседними слоями Mn внутри NL $\text{Mn}_2\text{Bi}_2\text{Te}_5$ является ферромагнитным. В то же время, обменная связь между соседними NL является АФМ, аналогично MnBi_2Te_4 . Такое же основное магнитное состояние было определено для $\text{Mn}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$. Мы также рассмотрели альтернативную кристаллическую структуру, возможную для NL-структурированных магнитных соединений $\text{Mn}_2\text{Bi}_2\text{Te}_5$ и $\text{Mn}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$, а именно структуру с укладкой типа NiAs в подрешетке $(\text{MnTe})_2$, и показали, что она является предпочтительной для обоих соединений, и глобальное АФМ состояние с намагниченностью перпендикулярно плоскости является основным. Детальный анализ обменного взаимодействия показал, что независимо от атомной структуры в подрешетке $(\text{MnTe})_2$, магнитные моменты Mn, в общем случае направленные вне плоскости, прецессируют вокруг оси z . Расчетные критические температуры для $\text{Mn}_2\text{Bi}_2\text{Te}_5$ и $\text{Mn}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ с укладкой ABC в два раза ниже по сравнению со структурами с укладкой типа NiAs внутри $(\text{MnTe})_2$, а критическая температура в $\text{Mn}_2\text{Bi}_2\text{Te}_5$ со стабильной укладкой NiAs хорошо согласуется с температурой Нэеля недавно измеренной экспериментально. Для структур типа NiAs также возможны различные топологические фазы в зависимости от собственного или наведённого магнитного состояния. Обсуждаются и другие факторы, которые могут влиять на магнитное состояние и топологическую фазу этих соединений.

NM-12

Торцевые лазеры GaAs/ InGaAsP/InGaAs с циркулярно-поляризованным излучением

Здоровейщев А.В.¹, Демина П.Б.¹, Дикарева Н.В.¹, Дорохин М.В.¹, Ершов А.В.¹, Звонков Б.Н.¹, Темиряева М.П.², Темиряев А.Г.²

¹НИФТИ ННГУ, 603022, Н.Новгород, пр. Гагарина, 23/3

²Фрязинский филиал ИПЭ РАН, 141190, Фрязино, пл. Введенского, 1

Управление поляризацией лазерного излучения – одна из важнейших практических задач радиофотоники, оптоэлектроники и спинтроники [1, 2].

В настоящей работе представлены результаты исследований гетеролазеров, предназначенных для генерации циркулярно-поляризованного излучения, работающих в области ближнего ИК диапазона при 300К. Для создания таких лазеров использован новый подход, основанный на формировании ферромагнитного зеркала лазерного резонатора. Зеркало представляло собой тонкий (8 нм) слой CoPt, нанесенный поверх просветляющего диэлектрического покрытия. CoPt – ферромагнитный материал, обладающий анизотропией намагниченности. В работе обсуждается метод получения,

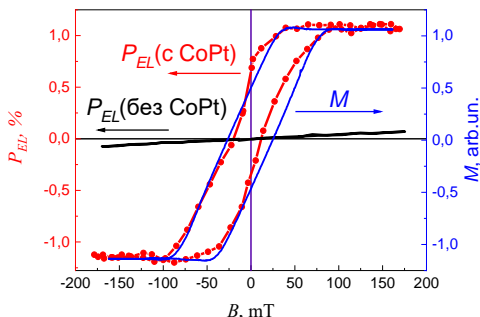


Рис. 1. — Зависимость степени циркулярной поляризации лазерного излучения диода (слева) и намагниченности слоя CoPt (справа) от внешнего магнитного поля, направленного вдоль плоскости квантовой ямы и перпендикулярно плоскости слоя CoPt.

магнитные, магнитооптические, микромагнитные свойства и структура пленок CoPt.

Спин-зависимое отражение/пропускание лазерного излучения ферромагнитным зеркалом обуславливает появление в излучении циркулярно-поляризованной компоненты [3]. Результаты исследований поляризационных характеристики лазеров представлены на рис. 1. Полученная кривая описывает петлю гистерезиса со значением магнитного поля насыщения вблизи 100 мТл. Магнитополевая зависимость степени циркулярной поляризации излучения подобна магнитополевой зависимости намагниченности плёнки CoPt, осаждённой на контрольную структуру с теми же параметрами нанесения. При насыщении намагниченности слоя CoPt значение степени поляризации составило $\pm 1.25\%$. Значение поляризации в нулевом магнитном поле составило $\approx 0.5\%$.

Подобие магнитополевых зависимостей намагниченности и степени циркулярной поляризации, а также сопоставление поляризационных свойств излучения лазера с наличием тонкого слоя ферромагнитного металла CoPt (рис. 1, кривая 1) на поверхности просветляющего диэлектрического покрытия и лазера без плёнки CoPt (рис. 1, кривая 3), позволяет заключить, что зарегистрированная нами циркулярная поляризация лазерного излучения связана с магнитооптическими эффектами, протекающими при отражении и пропускании света через слой CoPt, входящего в состав полупрозрачного зеркала. Дальнейшее повышение степени циркулярной поляризации относительно значения, полученного в настоящей работе, возможно посредством оптимизации лазерного волновода и толщины полупрозрачного зеркала.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (21-79-20186).

[1] I.A. Hirohata, et al., *J. Magnetism Mag. Mater.*, **509**, 166711 (2020),

[2] R.I. Sabitu, et al., *Opto-Electronics Review*, **27**, 252 (2019),

[3] А.В. Кудрин, и др., *ФТТ*, **59**, вып.11, 2203 (2017).

NM-13

Влияние спин-орбитального взаимодействия на температуру сверхпроводящего перехода гибридных структур сверхпроводник/ферромагнетик

Копасов А.А.¹, Мельников А.С.^{1,2}

¹ИФМ РАН, 607680, Нижний Новгород, ул. Академическая, 7

²Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина 23

Влияние спин-орбитального взаимодействия на эффект близости в гибридных структурах с сосуществующим сверхпроводящим и магнитным упорядочением является предметом активных исследований уже более двадцати лет. Одним из основных вопросов при анализе сверхпроводящего эффекта близости является исследование возможного обратного влияния примыкающего слоя на критическую температуру и структуру куперовских пар в сверхпроводнике (так называемый обратный эффект близости).

В данной работе исследовано влияние обратного эффекта близости на зарождение сверхпроводимости в планарных гибридных структурах, состоящих из тонкой сверхпроводящей пленки в контакте с материалом с сильным обменным или зеемановским полем и спин-орбитальным взаимодействием. В рамках формализма уравнений Горькова получено линеаризованное уравнение самосогласования и вычислена температура сверхпроводящего перехода системы в зависимости от величины спин-расщепляющего поля и энергии спин-орбитального взаимодействия в примыкающем слое. В отсутствие спин-орбитального взаимодействия уравнение на критическую температуру совпадает с полученным ранее в работе [1]. В нашей работе показано, что спин-орбитальное взаимодействие приводит к возвратному поведению критической температуры в зависимости от спин расщепляющего поля (Рис. 1а). Причиной данного эффекта является частичная компенсация спин зависимых полей в фазах рассеяния квазичастиц при отражении

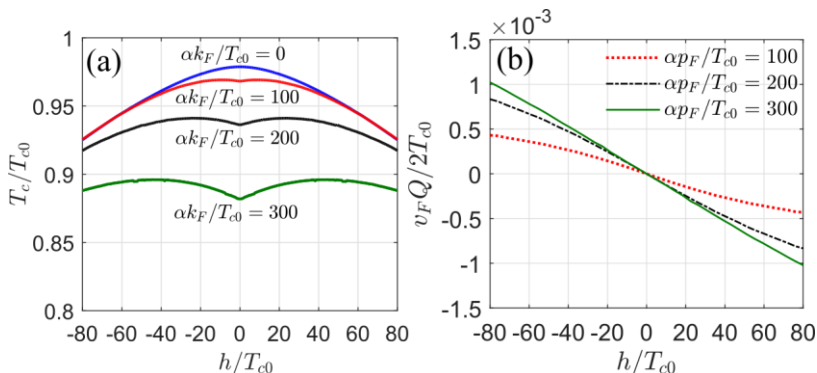


Рис. 1. – (a) Характерные зависимости критической температуры T_c от величины обменного поля h . (b) Типичные зависимости импульса куперовской пары Q от обменного поля. Здесь T_{c0} – критическая температура объемного сверхпроводника, α – постоянная спин-орбитального взаимодействия, $\hbar k_F$ (v_F) – импульс (скорость) Ферми в нормальном металле.

от спин-активной границы.

В работе также показано, что спин-орбитальное взаимодействие стабилизирует неоднородное сверхпроводящее состояние с отличным от нуля импульсом куперовской пары (Рис. 1b). Разработанная микроскопическая теория обратного эффекта близости обосновывает появление слагаемого линейного по пространственным градиентам (инвариант Лифшица) в феноменологических моделях типа Гинзбурга-Ландау [2], а также указывает диапазон спин зависимых полей, для которых такое феноменологическое описание справедливо.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФ 20-12-00053.

[1] T. Tokuyasu et al., *Phys. Rev. B* **38**, 8823 (1988).

[2] M. Smidman et al., *Re. Prog. Phys.* **80**, 036501 (2017).

NM-14

Магнитное состояние и электронный транспорт в литых и быстрозакаленных интерметаллидах Mn_2FeAl и Mn_3Al

Коренистов П.С.¹, Семянникова А.А.¹, Перевозчикова Ю.А.¹, Лукоянов А.В.^{1,2}, Ирхин В.Ю.¹, Марченкова Е.Б.¹, Т. Gao³, Марченков В.В.^{1,2}

¹ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

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

³Department of Physics, Shanghai University of Electric Power, Shanghai 200090, China

Интерметаллические соединения Mn_2YAl ($Y = Ti, V, Cr, Mn, Fe$ и др.) и Mn_3Z ($Z = Al, Ga, Ge, Sn$ и др.) относятся к сплавам Гейслера, в которых могут быть реализованы состояния полуметаллического ферромагнетика и спинового бесщелевого полупроводника, антиферромагнетика и скомпенсированного ферромагнетика, топологического полуметалла и фрустрированного магнетика, в результате чего наблюдаются аномалии в их магнитных и электронных свойствах.

Ранее сообщалось о наблюдении в литых сплавах Mn_2FeAl и Mn_3Al близкого к нулю полного магнитного момента, что было охарактеризовано как состояния компенсированного ферромагнетика и полуметаллического антиферромагнетика, соответственно [1-4]. Согласно экспериментальным результатам [5], Mn_2FeAl представляет собой фрустрированный антиферромагнетик с температурой перехода $T_N = 42$ К.

Хорошо известно, что структура интерметаллических соединений, в частности, Mn_2FeAl и Mn_3Al , сильно зависит от способов приготовления сплавов (литые, подвергнутые быстрой закалке из расплава,

наноструктурированные и т.п.), что неизбежно отражается на их электронном и магнитном состоянии. Поэтому представляет изучить роль структурного состояния в формировании и поведении электронных и магнитных характеристик таких интерметаллических соединений на основе марганца.

Поэтому были экспериментально исследованы электросопротивление, магнитные и гальваномагнитные свойства интерметаллических соединений Mn_2FeAl и Mn_3Al , как литых, так и подвергнутых быстрой закалке из расплава (БЗР), а также выполнены расчеты их электронной структуры.

В результате проведенных исследований показано, что БЗР-обработка приводит к существенному изменению в электронном транспорте и магнитных свойствах вследствие изменений в электронной структуре изученных соединений.

Работа выполнена за счет гранта РФФИ № 22-22-00935.

[1] M. E. Jamer, Y. J. Wang, G.M. Stephen et al., *Phys. Rev. Appl.* 7, 064036 (2017).

[2] H. van Leuken and R. A. de Groot, *Phys. Rev. Lett.* 74, 1171 (1995).

[3] В.В. Марченко, В.Ю. Ирхин, Ю.А. Перевозчикова и др., *ЖЭТФ* 155, 1083 (2019).

[4] В.В. Марченко, В.Ю. Ирхин, *ФММ* 122, 1221 (2021).

[5] S. Dash, A.V. Lukoyanov, Nancy, D. Mishra, U.P.M. Rasi, R.B. Gangineni, M. Vasundhara, A.K. Patra, *J. Magn. Magn. Mater.* 513, 167205 (2020).

NM-15

Повышение термоэлектрического фактора мощности в халькогенидах олова при высоком давлении

Коробейников И.В.¹, Морозова Н.В.¹ Овсянников С.В.²

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

²Баварский геологический институт, Байройтский университет, Байройт, Германия

Существующие термоэлектрики демонстрируют довольно ограниченные рабочие характеристики при комнатной температуре, поэтому поиск альтернативных материалов для прямого преобразования тепла в электрическую энергию является актуальной задачей. В последнее время халькогениды олова рассматриваются как перспективные термоэлектрические материалы [1].

В данной работе проведены измерения термоЭДС (коэффициент Зеебека) и электрического сопротивления нелегированных монокристаллов SnTe и SnSe при высоком давлении до 9 ГПа в квазигидростатических условиях при комнатной температуре.

Установлено, что ромбическая фаза высокого давления SnTe, которая образуется под давлением выше 1.5-2 ГПа, является полупроводником *p*-типа. На основе полученных данных рассчитана ширина запрещенной зоны для данной фазы $E_g \sim 65$ мэВ при давлении 3 ГПа. В отличие от исходной фазы типа NaCl, орторомбическая фаза устойчива в гораздо более широком диапазоне давлений, примерно до 20 ГПа [2], а ее запрещенная зона лишь незначительно уменьшается с увеличением давления с коэффициентом $dE_g/dP \sim 4$ мэВ/ГПа. Обнаружено, что коэффициент термоэлектрической мощности SnTe значительно повышается в его орторомбической фазе из-за увеличения коэффициента Зеебека. Кроме того, показано, что фаза высокого давления сохраняется при уменьшении давления до 0.3 ГПа, а её термоЭДС постепенно увеличивается до ~ 100 мкВ/К из-за увеличения запрещенной зоны до ~ 105

мэВ. Это приводит к колоссальному увеличению коэффициента термоэлектрической мощности примерно до $8 \text{ мВт}/(\text{К}^2\text{м})$ [3].

Для кристаллов $p\text{-SnSe}$ показано, что деформация кристаллов может значительно увеличить их коэффициент термоэлектрической мощности до $\sim 180 \text{ мВт}/(\text{К}^2\text{см})$ при комнатной температуре. Это объясняется действием трех факторов: изменением ширины запрещенной зоны, переходом Лифшица и сильной пластической деформацией. При приложенном давлении выше 1 ГПа кристаллы SnSe претерпевают хрупко-пластичный переход, который может быть связан с изменением преобладающего типа химической связи с ковалентного на метавалентный [4]. Таким образом, полученные результаты указывают на перспективность использования механических методов для оптимизации термоэлектрических характеристик халькогенидных полупроводников.

Работа выполнена за счет средств гранта Минобрнауки № 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024) при частичной поддержке РФФИ (проект № 20-02-00695а).

[1] L.-D. Zhao et al., *Nature*, **508**, 373–377 (2014),

[2] A. G. Ivanova et al., *JETP Letters*, **106**, 662–666 (2017),

[3] N. V. Morozova, I. V. Korobeynikov & S. V. Ovsyannikov, *Appl. Phys. Lett.* **118**, 103903 (2021),

[4] C. Bellin et al., *Phys. Rev. Lett.*, **125**, 145301 (2020).

NM-16

Спиновое калибровочное поле. Неравновесный спин-крутильный эффект в спинтронике

Ляпилин И.И.

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

Современная технология основана на различных электромагнитных явлениях. Поэтому при разработке новых электронных устройств крайне важна роль электромагнитных полей. На современном языке различные поля описываются как калибровочные поля [1]. Математическая структура электромагнитного поля определяется калибровочной симметрией $U(1)$, которая эквивалентна сохранению электрического заряда.

В проводящих магнитоупорядоченных структурах пространственно-временная зависимость вектора намагниченности при приложении внешнего электромагнитного поля описывается феноменологическим уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ). Существует и обратный процесс -- пространственно-временное изменение намагниченности индуцирует дополнительные электромагнитные поля, действующие на проводящие электроны. Эти поля являются спин-зависимыми и как правило, неконсервативны. Возникающая при этом, результирующая движущая сила, также зависит от спина и называется спин-движущей силой (СДС). Впервые СДС была предсказана в [2].

Таким образом, в спинтронике реализуется спиновое электромагнитное поле, связанное со спином электрона проводимости. Применительно к спину это $SU(2)$ -- калибровочное поле. Природа этого поля, играющего в спинтронике важную роль, много богаче, чем мир электрического заряда.

Новые нетривиальные эффекты в проводящих магнитоупорядоченных структурах начинают проявляться при наличии локальных спиновых структур. Например, сильное обменное взаимодействие между проводящими и локализованными электронами приводит к тому, что

спин электрона, проходящего через такую структуру, приобретает геометрическую фазу -- спиновую фазу Берри [3], которая является магнитной составляющей спинового электромагнитного поля. Электрическая компонента является спин-движущей силой прецессии [4]. Прохождение через такую структуру спин-поляризованного тока приводит к ряду новых эффектов, таких как эффект передачи спин-крутильного момента между подсистемами подвижных и локализованных электронов; спиновой накачки, движение доменной стенки и др.

Микроскопическое описание спин-крутильного эффекта требует привлечения методов неравновесной статистической механики, поскольку в этом случае речь идет об отклике неравновесной системы (спин-поляризованная подсистема электронов проводимости) на дополнительное возмущение, обусловленное обменным взаимодействием их с подсистемой локализованных магнитных моментов

Нами рассмотрена модель, в рамках которой изучен неравновесный спин-крутильный эффект. Модель включает в себя один из методов неравновесной статистической механики [5] и концепцию спинового калибровочного поля [6], возникающего при описании системы локализованных магнитных моментов, взаимодействующих со спин-поляризованным током электронов проводимости.

[1] L. D. Faddeev, A. A. Slavnov, *Gauge Fields. Introduction to Quantum Theory. The Benjamin/Cummings Publishing Company, Inc. Advanced Book Program, London. 1980.*

[2] D. Berger, *Phys. Rev. B* **33**, 1572 (1986).

[3] M. V. Berry, *Proc. R. Soc. A* **392**, 45 (1984).

[4] S. E. Barnes, S. Maekawa-S., *Phys. Rev. Lett.* **98**, 246601 (2007).

[5] H. M. Bikkin, I. I. Lyapilin, *Non equilibrium thermodynamics and physical kinetics. (2ND Edition)*, Walter de Gruyter GmbH, Berlin, p.436. (2021).

[6] G. Tatara, *Physica E* **106**, 208 (2019).

NM-17

Ближнепольное плазмон-усиленное комбинационное рассеяние света для локального анализа полупроводниковых наноструктур

**Милёхин А.Г.¹, Курусь Н.Н.¹, Басалаева Л.С.¹, Milekhin I.A.²,
Zahn D.R.T.², Латышев А.В.^{1,3}**

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

²Semiconductor Physics, Chemnitz University of Technology, Chemnitz, Germany

³Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, Пирогова, 1

Сообщается о последних достижениях в исследовании комбинационного рассеяния света (КРС) двумерными и нульмерными полупроводниковыми наноструктурами, расположенными на поверхности массивов золотых нанокластеров, усиленного металлизированным зондом атомного-силового микроскопа (АСМ) (от англ. gap-mode tip-enhanced Raman scattering). Такая геометрия эксперимента обеспечивает гигантское усиление сигнала КРС при нанометровом пространственном разрешении (нано-КРС).

В качестве объектов исследования использовались нанокристаллы CdSe и AlN, нанокolonны AlN, нанопластинки CdSe/CdS, монослой дисульфида молибдена (MoS₂) и графена.

Плазмонные структуры представляют собой массивы золотых нанокластеров диаметром 100-200 нм, сформированные с помощью нанолитографии на поверхности Si и Si/SiO₂. Плазмонные свойства массивов нанокластеров Au изучены и определена зависимость энергии локализованного поверхностного плазмонного резонанса от структурных параметров нанокластеров.

Ближнепольное плазмон-усиленное комбинационное рассеяние

света (или нано-КРС) было успешно применено для изучения колебательных состояний полупроводниковых наноструктур различной морфологии и размерности (0D, 1D, 2D), спектральные характеристики которых позволяют делать выводы о кристаллической структуре нанобъектов, наличии примесей и дефектов, их элементном составе, механических напряжениях с нанометровым пространственным разрешением.

Изображения нано-КРС массивов двумерных и нульмерных наноструктур представляют собой набор упорядоченных колец с диаметром, близким к размеру нанокластеров. Сравнение АСМ и нано-КРС изображений свидетельствует о том, что сигнал КРС от наноструктур наблюдается преимущественно для областей, расположенных вблизи граней нанокластеров Ас, где ожидается максимальное локальное электромагнитное поле.

Показано, что усиление имеет электромагнитный характер, а коэффициент усиления сигнала КРС может превышать величину 10^5 . Использование нано-КРС позволило визуализировать и идентифицировать единичные нанокристаллы AlN и CdSe вплоть до размеров 6 нанометров.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 19-52-12041).

NM-18

Скачки намагниченности и термомагнитная неустойчивость в сверхпроводящем нанокompозите свинец - пористое стекло

Михайлин Н.Ю., Шитов А.Е., Кумзеров Ю.А., Шамшур Д. В.

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

В работе изучены магнитные и тепловые свойства сверхпроводящего (СП) нанокompозита свинец – пористое стекло с характерным размером пор 7 нм. В такой структуре свинец образует трехмерную многосвязную сеть, характерный размер элемента которой определяется размером пор. Таким образом, характерный размер элемента наноструктуры меньше параметров СП состояния для массивного материала – длины когерентности ξ (для массивного Pb $\xi = 830$ нм) и глубины проникновения магнитного поля λ (в массивном Pb $\lambda (T = 0 \text{ K}) = 370$ нм), что приводит к качественному изменению свойств СП состояния наноструктурированного СП по сравнению с массивным. Ранее было показано, что в подобных многосвязных СП системах наблюдаются свойства, характерные для СП 2 рода с сильным пиннингом, в частности заметный рост критического магнитного поля H_c , наличие гистерезиса на зависимости намагниченности m от магнитного поля H , связанного с захватом магнитного потока в объеме образца, а также наличие скачков на зависимости $m(H)$ [1,2]. Скачки магнитного потока также наблюдаются в различных СП 2 рода (к примеру, в Nb [3]) и описываются моделью адиабатического критического состояния [4]. Предполагается, что малые флуктуации температуры или внешнего магнитного поля могут приводить к перераспределению вихрей в СП, что в свою очередь вызывает выделение тепла и может привести к лавинообразному проникновению вихрей в сверхпроводник.

В данной работе было изучено выделение тепла в СП нанокompо-

зите свинец-пористое стекло в области проявления скачков намагниченности. Для этого образец был помещен на теплоизолированную площадку в вакууме ($< 10^{-7}$ атм.), температура образца измерялась термометром CERNOX, прикрепленного к образцу термопастой. Зависимости $m(H)$ образца были получены с использованием вибрационного магнетометра.

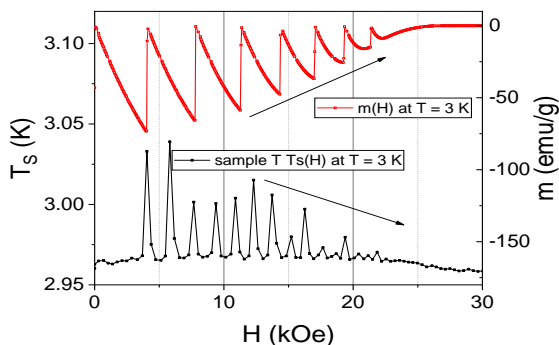


Рис.1. – Зависимость температуры образца T_s и намагниченности m от внешнего магнитного поля при $T = 3$ K.

На рис. 1 показано сравнение зависимостей температуры образца $T_s(H)$ и $m(H)$. Было показано, что в области проявления скачков намагниченности также наблюдается скачкообразное выделение тепла в образце. Отметим, что моментов скачкообразного выделения тепла больше, чем скачков намагниченности. Предполагается, что выделение тепла также может происходить при перераспределении экранирующих токов в многосвязной структуре без скачка намагниченности.

[1] Михайлин Н.Ю. и др., *ЖЭТФ*, 155, 5, 894 (2019)

[2] Tien C. et al, *Phys. Rev. B*, 83, 014502 (2011)

[3] M. Pannetier-Lecoœur, C. Fermon, *Phys. Rev. B* 72, 180501 (2005).

[4] P. S. Swartz and C. P. Bean, *J. Appl. Phys.* 39, 4991 (1968).

NM-19

Сложные структуры CdHgTe с квантовыми ямами: рост, характеристики и применение

Михайлов Н.Н.^{1,2}, Варавин В.С.¹, Дворецкий С.А.^{1,3}, Ремесник В.Г.¹,
Ужаков И.Н.¹, Швец В.А.¹, Алешкин В.Я.⁴

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

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

³ТГУ, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

⁴Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород,
603950, ГСП-105

Сложные многослойные структуры с квантовыми ямами (КЯ) на основе $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (КРТ) – перспективный материал для инфракрасных фотоприемников и источников излучения в ИК и ТГц спектральных диапазонах [1,2]. Спектральные характеристики приборов на основе таких структур определяются энергетическим положением уровней размерного квантования.

Проведены детальные исследования особенностей процессов роста сложных структур КРТ с квантовыми ямам. Множественные КЯ предназначены для ИК фотоприемников. Структуры КРТ с толстыми широкозонными волноводными слоями с встроенными КЯ предназначены для лазерных источников излучения в ИК и ТГц спектральных диапазонах. Униполярные nВn структуры КРТ с толстыми узкозонными слоями с встроенным барьером предназначены для ИК фотоприемников.

Выращивание сложных структур проводилось методом МЛЭ на подложках (013)GaAs с контролем технологических процессов эллипсометрическим методом *in situ* и анализом распределения состава по толщине с использованием метода «эффективной подложки» [3].

Энергетическое положения уровней размерного квантования определялось из измерений спектров поглощения и фотопроводимости в

температурном интервале 77-298 К. Полученные температурные зависимости энергетического положения уровней размерного квантования от толщины и состава слоев КРТ хорошо согласуются с теоретическими расчетами.

Установлена зависимость длинноволновой границы фотоспротивлений от толщины и состава КРТ множественных КЯ и температуры измерений. Определено, что спектральные характеристики фотоприемников не зависят от толщины барьерных слоев, при значениях, превышающих экспериментально полученную минимальную величину 8 нм. Температурное поведение длинноволновой границы фотоспротивлений на основе структур с множественными КЯ аналогично температурному поведению длинноволновой границы фотоспротивлений из объемного материала соответствующего состава.

В лазерных структурах наблюдалось стимулированное излучение в ИК и ТГц спектральных диапазонах с длиной волны ~ 3 мкм при температурах до $\text{тур} + 10^0 \text{ C}$ [4] и до 31 мкм при низких температурах, соответственно.

Для фотоприемников спектрального диапазона 3-5 мкм на основе nВn структур темновой ток в диапазоне температур от 180 до 300 К определяется диффузионным механизмом протеканием тока, что позволяет обеспечить работоспособность при повышенных температурах [5]. Температурная зависимость темнового тока хорошо соответствует эмпирической модели «Rule 07» для фотоприёмников с предельно достигнутыми характеристиками.

[1] Yu.G. Sidorov, et al., *Advances in Semiconductor Nanostructures*, Elsevier 297 (2019),

[2] M.A. Fadeev et al., *Optics Express*, 26, 12755 (2018),

[3] V.A. Shvets et al. *Optics and spectroscopy* 127 340 (2019),

[4] V.V. Ruminates et al., *J Infrared Milli Terahz Waves*, 41, 750 (2020),

[5] A.V. Voitsekhovskii et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.* 53, 055107(2020).

NM-20

Аномальное магнитосопротивление двумерного газа массивных дираковских электронов

Новокшенов С.Г.

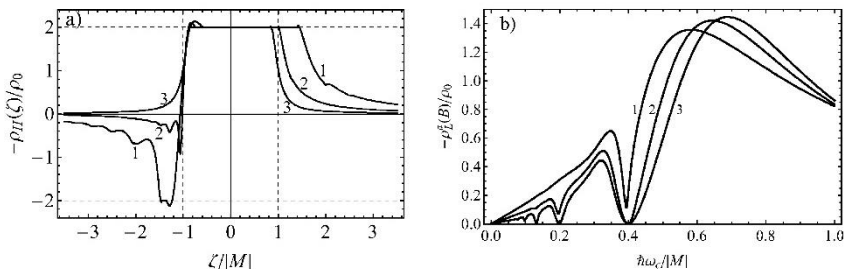
*ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18
Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург,
ул. Мира, 19*

Энергетический спектр двумерного дираковского электрона, движущегося в поперечном магнитном поле, содержит аномальный уровень Ландау. В зависимости от относительного знака параметра щели M и индукции магнитного поля B он принадлежит либо верхней подзоне, либо нижней (аномалия четности [1]). В данной работе исследуется влияние этой спектральной аномалии газа дираковских электронов на зависимость его продольного и холловского сопротивления от внешнего магнитного поля и положения уровня Ферми.

В лестничном приближении по рассеянию электронов в поле дельта-коррелированного гауссовского случайного потенциала вычислены продольное ρ_L и холловское ρ_H сопротивление двумерного газа массивных дираковских электронов [2]. Обе эти компоненты тензора магнитосопротивления складываются из нормального и аномального слагаемых $\rho = \rho^{(n)} + \rho^{(a)}$, обладающих разной четностью по индукции магнитного поля B , но удовлетворяющих соотношениям Онсагера по совокупности параметров, нарушающих инвариантность рассматриваемой системы относительно обращения времени.

Некоторые результаты численного анализа поведения аномальных частей продольного $\rho_L^{(a)}$ и холловского $\rho_H^{(a)}$ сопротивления представлены на рисунках. Как видно из рис. а), внутри щели $\rho_H^{(a)}$ принимает квантованное значение $\rho_H^{(a)} = 4\pi\hbar/e^2$, не зависящее ни от внешнего магнитного поля, ни от степени беспорядка. Графики зависимости $\rho_H^{(a)}$ от химического потенциала ζ рассчитаны при $\hbar\omega_c/|M| = 1.0, 0.25, 0.0$

(кривые 1,2,3, соответственно) и фиксированном параметре беспорядка $\gamma_0 = W/4\pi(\hbar v)^2 = 0.02$, где W - амплитуда парного коррелятора гауссовского случайного поля, а v - скорость электрона на уровне Ферми.



На рис. б) представлены графики полевой зависимости $\rho_L^{(a)}$, рассчитанные при постоянной концентрации электронов $n \approx 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ и следующих значениях параметров $\gamma_0 = 0.02, 0.01, 0.005$ (кривые 1,2,3, соответственно), $M \approx 10^{-2} \text{ eV}$ В отличие от обычного магнитосопротивления, $\rho_L^{(a)}(B)$ является нечетной функцией и линейно зависит от B в области слабых магнитных полей.

Таким образом, в топологически нетривиальных проводниках, наряду с четным по B аномальным эффектом Холла, может наблюдаться нечетное по B аномальное магнитосопротивление.

Работа выполнена в рамках госзадания МИНОБНАУКИ России (тема «Спин» № АААА-А18-118020290104-2).

[1] F.D.M. Haldane, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2015 (1988).

NM-21

Влияние взаимодействия между металлическими слоями в многослойных системах [Bi(Ag)-Al₂O₃]_N

Носкова Д.Д., Шадрин А.М., Пудонин Ф.А., Шерстнев И.А.

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

Ранее было обнаружено, что многослойные наноструктурные магнитные структуры типа [FeNi-Al₂O₃]_N являются киральными системами. Это проявлялось в возникновении в этих структурах аномально большого по величине эффекта оптической невзаимности [1]. Возможной причиной возникновения данного эффекта является особый вид намагничивания, который может возникать в островковых структурах – супервихрь. Однако, независимость эффекта невзаимности в островковых магнитных структурах от внешнего магнитного поля позволяет предположить, что существует еще дополнительный, немагнитный механизм возникновения. В данной работе исследовался эффект оптической невзаимности в многослойных структурах, состоящих из наноструктурных диамагнитных слоев Bi и Ag – [Bi-Al₂O₃]_N и [Ag-Al₂O₃]_N.

Для изучения эффекта невзаимности в работе измерялся угол поворота плоскости поляризации света ω в зависимости от угла поворота образца при его вращении в своей плоскости от 0° до 360° с шагом 30°

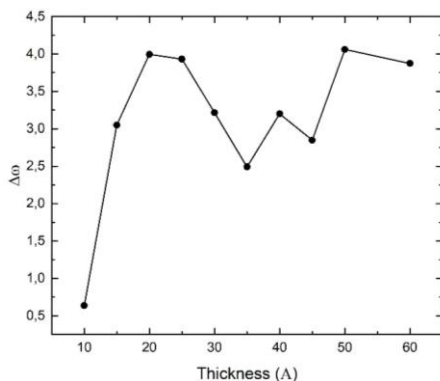


Рис.1. – Зависимость амплитуды от толщины серии структур Ag(13Å)-Al₂O₃(x)7

и находилась разница в углах поворота плоскости поляризации $\Delta\omega$ для образца, повернутом на угол φ и $\varphi + 180^\circ$: $\Delta\omega = \omega(\varphi) - \omega(\varphi + 180^\circ)$. Если $\Delta\omega=0$, то эффект невзаимности отсутствует, если $\Delta\omega \neq 0$, то в системе имеет место эффект оптической невзаимности.

Было обнаружено, что для структур с островковыми слоями Bi и Ag наблюдается эффект оптической невзаимности, причем его величина для этих структур $\Delta\omega > 2^\circ$ (для структур со слоями Ag $\Delta\omega$ может достигать 4° рис. 1). Отметим, что для системы из наночастиц Co и CoFe эффект невзаимности не превосходит 2 угловых минут, а для структур с магнитными наноостровами FeNi $\Delta\omega \sim 2^\circ$. Не было обнаружено влияния внешних электрического и магнитного полей на величину эффекта невзаимности.

Поскольку эффект невзаимности относится к оптическим явлениям, то были проведены исследования зависимости диэлектрической проницаемости $\text{Re } \epsilon$ и эффекта невзаимности этих структур от толщины слоев Al_2O_3 , т.е. исследовалось влияние взаимодействия между металлическими слоями на величину эффекта невзаимности и $\text{Re } \epsilon$. Было обнаружено, что в структурах с островами Ag и Bi $\text{Re } \epsilon$ меняет знак с + на – при толщине Al_2O_3 $d < 2$ нм, как это наблюдалось для структур с магнитными островами FeNi [2]. Также при $d < 2$ нм в структурах $[\text{Bi}-\text{Al}_2\text{O}_3]_N$ возникает анизотропия $\text{Re } \epsilon$. Величина эффекта невзаимности для структур из наноостровов Bi и Ag при толщине слоев Al_2O_3 в области 2 нм достигает своего максимума: для $[\text{Bi}-\text{Al}_2\text{O}_3]_N$ $\Delta\omega \sim 3^\circ$, и для $[\text{Ag}-\text{Al}_2\text{O}_3]_N$ – $\Delta\omega \sim 4^\circ$. Т.е. взаимодействие между островковыми слоями оказывает существенное влияние как на величину эффекта невзаимности, так и на поведение диэлектрической проницаемости. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00412, <https://rscf.ru/project/22-22-00412/>

[1] A.P. Boltaev et al., *J. Phys.-Cond. Matter*, **30** (29), 295804 (2018),

[2] D.D. Noskova et al, *Physics Letters A*,

NM-22

Влияние атомов Mn на свойства дираковского полуметалла Cd_3As_2

Овешников Л.Н.¹, Кулатов Э.Т.^{2,1}, Успенский Ю.А.¹, Риль А.И.³,
Мехия А.Б.¹, Давыдов А.Б.¹, Маренкин С.Ф.³, Аронзон Б.А.¹

¹ФИАН, 119991, Москва, Ленинский проспект, 53

²ИОФ РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

³ИОНХ РАН, 119991, Москва, Ленинский проспект, 31

В докладе представлены результаты теоретического и экспериментального исследования свойств арсенида кадмия, допированного марганцем. Результаты DFT-расчетов для 9 различных конфигураций пары атомов Mn в ячейке Cd_3As_2 указывают на доминантный характер антиферромагнитного (АФМ) взаимодействия между ними. Введение магнитных атомов приводит к открытию малой энергетической щели в дираковской точке, сохраняя форму спектра в области больших энергий. Возникновение щели согласуется со сменой доминантного типа квантовых поправок к проводимости, наблюдаемой для тонких плёнок. В случае объемных кристаллов, полученных из расплава, показано, что добавление Mn приводит к стабилизации неосновной полиморфной модификации Cd_3As_2 . Наблюдаемое уменьшение параметров ячейки свидетельствует о замещении атомов кадмия, атомами марганца. При содержании Mn выше 4% замещения детектируется наличие фазы $MnAs$, обуславливающей ферромагнитный отклик системы уже при комнатной температуре. Увеличение содержания Mn приводит к увеличению электронной плотности, что связывается с заполнением позиций в междоузлиях. Отсутствие аномального вклада в эффект Холла согласуется с АФМ характером взаимодействия между атомами Mn в Cd_3As_2 . Линейное магнетосопротивление, наблюдаемое в широком диапазоне составов $(Cd_{1-x}Mn_x)_3As_2$, указывает на сохранение нетривиальных свойств носителей заряда в области высоких энергий Ферми.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-12-00254.

Магнитные и электрические свойства соединений Гейслера ($\text{Cu}_{(1-x)}\text{Co}_x$) $_2\text{MnAl}$ ($0 \leq x \leq 1$)

Перевозчикова Ю.А.¹, Коренистов П.С.¹, Семянникова А.А.¹,
Марченков В.В.^{1,2}

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

²УрФУ, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

Открытие в соединении, состоящем из немагнитных элементов, Cu_2MnAl ферромагнитных свойств побудило изучение целой группы сплавов с общей формулой X_2YZ (X и Y – 3d металлы, Z – s, p элементы Периодической таблицы). Данные сплавы Гейслера, в зависимости от входящих в них элементов, могут проявлять различные свойства: от магнитокалорического эффекта и гигантского магнитосопротивления,

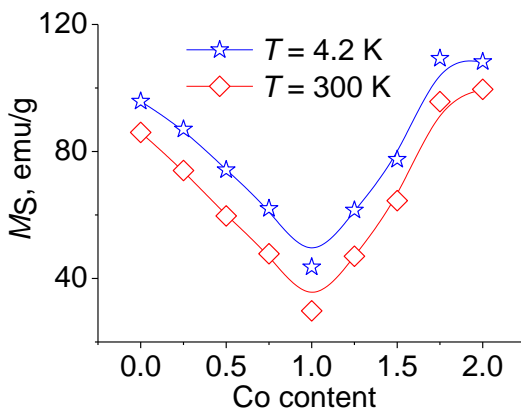


Рис.1. – Намагниченность насыщения в зависимости от содержания элемента Co в серии сплавов $(\text{Cu}_{(1-x)}\text{Co}_x)_2\text{MnAl}$ ($0 \leq x \leq 1$) при $T = 4.2$ K и 300 K.

до эффекта памяти формы, свойств спинного бесщелевого полупроводника, топологического изолятора и других, не менее интересных эффектов [1]. Сплав Гейслера Co_2MnAl , с одной стороны, проявляет свойства полуметаллического ферромагнетика [2], а с другой стороны, в нем наблюдаются свойства топологического полуметалла [3].

Предполагается, что при замене атомов меди кобальтом будет наблюдаться переход от ферромагнитного состояния в Cu_2MnAl к состоянию топологического полуметалла в Co_2MnAl , что должно проявиться в магнитных и электрических свойствах. Поэтому в данной работе исследованы электросопротивление и магнитные свойства (полевые зависимости намагниченности в полях до 70 кЭ при $T = 4.2$ К и 300 К) системы соединений Гейслера $(\text{Cu}_{(1-x)}\text{Co}_x)_2\text{MnAl}$ ($0 \leq x \leq 1$). Все изученные соединения проявляют ферромагнитный характер, а намагниченность насыщения является минимальной в соединении CuCoMnAl при $x = 1$ (рис. 1).

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (тема «Спин», № АААА-А18-118020290104-2) при частичной поддержке Правительства Российской Федерации (постановление № 211, контракт № 02.А03.21.0006). Ю.А. Перевозчикова, А.А. Семянникова и П.С. Коренистов благодарят Институт физики металлов имени М.Н. Михеева за поддержку их работы по государственному заданию Минобрнауки России по теме «Спин», которая выполнялась в рамках молодежного проекта ИФМ УрО РАН № м 19-21.

[1] T. Graf et al., *Prog. Solid State Chem.*, **39**, 1 (2011),

[2] Н.И. Коуров и др., *Физика твердого тела*, **57**(4), 684 (2015),

[3] K. Manna et al., *Nat. Rev. Mater.* **3**(8), 244 (2018).

Необычные свойства nanoостровковых магнитных систем: супервихри, плоские спиновые пружины, оптическая невзаимность

Пудонин Ф.А., Болтаев А.П., Шерстнев И.А., Носкова Д.Д.,
Егоров Д.А.

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

Изучение магнитных свойств металлических (магнитных) nanoструктурах является одним из приоритетных направлений фундаментальных и прикладных исследований физики твердого тела. Интерес к магнитным островковым структурам связан как с возможностью их использования в качестве сенсоров сверхслабых магнитных поле (менее 10^{-11} Т), так и с их необычными магнитными и оптическими свойствами. В данной работе приводятся результаты исследований магнитных и оптических свойств многослойных nanoостровковых структур типа $[\text{FeNi}-\text{Al}_2\text{O}_3]_N$.

В [1] было предположено, что в островковых магнитных структурах может реализовываться специфический тип намагничивания – супервихревой. В этом случае намагниченность супервихря сосредоточена не в отдельных магнитных nanoостровах, а распределена по некоторому их множество. СКВИД-магнитометрия и исследования эффекта Керра многослойных nanoостровковых систем подтвердили возможности существования супервихрей в островковых системах. Поиск механизмов высокой чувствительности nanoостровковых систем к сверхслабым магнитным полям привел к обнаружению двумерных спиновых пружин в системах типа $[\text{FeNi}/\text{Co}-\text{Al}_2\text{O}_3]_N$. Спиновые пружины возникали в nanoостровах FeNi, когда часть nanoострова закрывалась островом Co (Рис.1.а). Рассеяние электронов на спиновой пружине приводит к появлению дополнительного отрицательного магнитосопротивления. Фактически острова из FeNi являются своеобразным

аналогом структур с гигантским магнитосопротивлением (Рис.1.б).

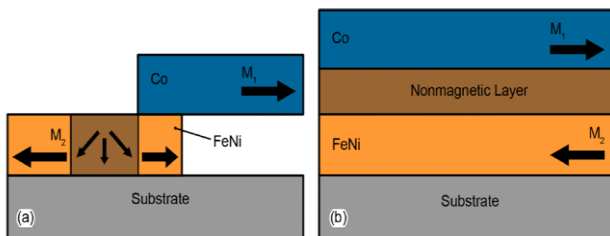


Рис. 1.

Наличие супервихревой намагниченности островковых структур может приводить к возникновению в них эффекта оптической невязимности. Исследования эффекта оптической невязимности проводилось в островковых структурах $[\text{FeNi-Al}_2\text{O}_3]_N$, в которых фиксировалось изменение угла поворота плоскости поляризации падающего на структуры света при изменении направления распространения света на противоположное. Было обнаружено, что величина эффекта почти на два порядка превосходит величину этого эффекта в структурах из магнитных наночастиц специальной формы с вихревым типом намагничивания [2]. Таким образом исследуемые наноструктуры являются киральными объектами. Особенностью эффекта оптической невязимности в наноструктурах является не только его большая величина, но и независимость от внешнего магнитного поля вплоть до величин 1.5 Т. Предполагается, существует дополнительный, немагнитный механизм, способствующий возникновению эффекта оптической невязимности. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00412, <https://rscf.ru/project/22-22-00412/>

[1] A.P. Boltaev et al, *Appl. Phys. Lett.*, **102**, 142404 (2013).

[2] A.P. Boltaev et al, *J. Phys. Cond. Matt.*, **30** (29), 295804, 25, (2018).

NM-25

Электронные и магнитные свойства соединений Гейслера Mn_2YAl ($Y = V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni$)

Семяникова А.А.¹, Перевозчикова Ю.А.¹, Лукоянов А.В.^{1,2}, Ирхин В.Ю.¹, Коренистов П.С.¹, Марченкова Е.Б.¹, Gao T.³, Марченков В.В.^{1,2}

¹ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

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

³Department of Physics, Shanghai University of Electric Power, Shanghai 200090, China

Соединения Гейслера являются перспективными новыми функциональными материалами, обладающими различными уникальными физическими свойствами [1]. К таким материалам относятся и соединения, в которых реализуются состояния полуметаллического ферромагнетика (ПМФ) [2] и спинового бесщелевого полупроводника (СБП) [3]. В таких материалах может наблюдаться высокая, близкая к 100%, степень спиновой поляризации носителей заряда, а следовательно, может возникать спиновый ток, что можно использовать в спинтронике.

В ПМФ- и СБП-материалах вблизи уровня Ферми для электронных состояний со спином «вниз» имеется широкая щель ($\Delta E \sim 1$ эВ), тогда как для состояний с противоположной проекцией спина щель отсутствует в полуметаллических ферромагнетиках, а в спиновых бесщелевых полупроводниках имеется нулевая щель.

Электронная структура и, следовательно, электронные транспортные и магнитные свойства меняются довольно сильно при изменении компонентов в соединениях Гейслера X_2YZ . Изменение электрических и магнитных свойств в зависимости от Y -компоненты наблюдались в соединениях Гейслера на основе Со, см., например, [4], которые могут свидетельствовать о возникновении ПМФ- и/или СБП-состояния.

Можно предположить, что подобная картина может наблюдаться и

в системе соединений Гейслера на основе Mn. Таким образом, целью работы является изучение электронных, магнитных и электрических свойств системы соединений Гейслера на основе Mn, закономерностей их поведения при изменении Z -компоненты.

Измерены температурные зависимости электросопротивления сплавов Гейслера Mn_2YA_1 ($Y = V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni$) от 78 К до 300 К, а также их намагниченность при $T = 5$ К в полях до 70 кЭ. Расчеты электронной структуры и магнитных свойств выполнены с использованием программного обеспечения Quantum ESPRESSO (QE) [14] в обобщенном градиентном приближении (GGA) версии Perdew-Burke-Ernzerhof (PBE) [5, 6].

Полученные результаты хорошо согласуются с данными расчетов электронной зонной структуры. Обнаружена корреляция между электронными и магнитными характеристиками и степенью спиновой поляризации исследованных соединений в зависимости от числа валентных электронов, что может быть связано с изменениями электронной зонной структуры при варьировании Y -компоненты сплавов Mn_2YA_1 .

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБР-НАУКИ России (тема «Спин» № АААА-А18-118020290104-2), при частичной поддержке РФФИ № 20-32-90065 и Правительства Российской Федерации (постановление № 211, контракт № 02.А03.21.0006).

- [1] T. Graf et al., *Prog. Solid. State Ch.*, **39**, 1 (2011).
- [2] M.I. Katsnelson et al., *Rev. Mod. Phys.*, **80**, 315 (2008).
- [3] X.L. Wang, *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 156404 (2008).
- [4] Yu.A. Perevozchikova et al., *Low Temp. Phys.*, **45**, 789 (2019).
- [5] P. Giannozzi et al., *J. Phys.: Condens. Matter.*, **29**, 465901 (2017).
- [6] J.P. Perdew et al., *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 3865 (1996).

NM-26

Фотоэмиссия с угловым и спиновым разрешением в изучении квантовых материалов: возможности новой фотоэмиссионной установки в ИФП СО РАН и ARPES станции на синхротроне СКИФ

Терещенко О.Е.^{1,2}, Голяшов В.А.^{1,2}, Бухтияров А.В.², Зубавичус Я.В.²

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

²ЦКП «СКИФ», 630559, Кольцово, пр. Никольский, 1

Развитие методов фотоэлектронной спектроскопии с угловым и спиновым разрешением (ФЭСУР, ARPES) открыло путь прямого измерения электронной структуры поверхностей твердых тел и сыграло огромную роль в открытии и понимании новых квантовых материалов, свойства которых определяются коллективными эффектами, либо их симметрией и нетривиальной топологией [1]. Несмотря на высокое энергетическое и угловое разрешение современных лабораторных ФЭСУР систем, все возможности данной методики полностью раскрываются только при использовании источников излучения на базе синхротронов, позволяющих варьировать энергию возбуждающего фотоэмиссию излучения в диапазоне от мягкого УФ (10 эВ) до мягкого рентгеновского (1 кэВ) с высокой степенью монохроматичности и высокой интенсивности. При этом источники синхротронного излучения (СИ) поколений 4 и 4+ со сверхнизким эмиттансом, позволяют помимо увеличения интенсивности легко получать малый диаметр пятна излучения на образце, позволяющий изучать системы, которые раньше считались неподходящими для этого метода из-за неоднородностей, либо невозможности получения упорядоченной поверхности достаточной для изучения площади.

В 2021 году новейшая установка была запущена в Новосибирске (ИФП СО РАН). В данной работе обсуждаются первые результаты, полученные на ней и экспериментальные возможности, которые представляют современные машины подобного класса. В докладе будут

представлены примеры дисперсионных зависимостей различных кристаллических систем: топологические изоляторы (ТИ), включая магнитные ТИ, кристаллические топологические изоляторы, двумерные системы, полупроводники и системы с двумерным электронным газом.

Опыт использования установки ФЭСУР в ИФП СО РАН планируется перенести на станцию 1-6-2 «Фотоэлектронная спектроскопия с угловым и спиновым разрешением» ЦКП «СКИФ» ИК СО РАН – первого в России и мире и источника СИ поколения 4+, запуск которого в эксплуатацию намечен на конец 2023 года.

На данный момент идет проектирование ключевых элементов станции для обеспечения следующих параметров и возможностей:

- 1) Диапазон энергий возбуждающего фотоэмиссионного излучения – от 10 до 1500 эВ, с возможностью произвольного выбора поляризации и потоком фотонов не менее 10^{11} фот./с;
- 2) Размер пятна излучения на образце менее 10×10 мкм;
- 3) Предельное энергетическое и угловое разрешение системы менее 1 мэВ и $0,1^\circ$;
- 4) Температура образца в процессе фотоэмиссионных измерений от 6 до 400 К.
- 5) Трехмерный детектор спина фотоэлектронов на основе высокоэффективных классических детекторов Мотта.

Работа частично поддержана проектом РФФИ 21-52-12024.

[1] J.A. Sobota et al., *Reviews of Modern Physics*, **93**, 025006 (2021).

NM-27

Фазовые переходы в углеродных материалах при высоких давлениях

Тихомирова Г.В., Петросян Т.К., Волкова Я.Ю., Тебеньков А.В., Соколовский Д.Н.

УрФУ, 620000, Екатеринбург, пр. Ленина, 51

Исследованы явления переноса в углеродных материалах (фуллере C_{60} 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».

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 фуллере. Предложена схема последовательности фазовых превращений фуллере 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 фуллере 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 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 при комнатной температуре, а также кинетика их релаксации. Наблюдавшиеся особенности связываются с фазовыми переходами в графите при этих давлениях. Исследовалась возможность возникновения новых фаз углерода из графита при длительной (сутки) выдержке под давлением. от 18 до 45 ГПа. Обнаружены особенности сопротивления, термоэдс и времен релаксации сопротивления в области 27-35 ГПа, по-видимому, связанные с зародышами новой фазы, сохраняющимися 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.

Барические зависимости сопротивления для графена имеют вид, аналогичный графиту, но величины сопротивления графена почти на порядок выше. Зависимости термоэдс графена и графита от давления имеют похожий характер. В графене также обнаружены особенности термоэдс в диапазоне давлений от ~22 ГПа до ~34 ГПа.

NM-28

Исследование CVD-синтезированного графена методами сканирующей зондовой микроскопии

Туруткин К.В.¹, Корх Ю.В.¹, Ринкевич А.Б.¹, Клепикова А.С.¹,
Толмачева Е.А.¹, Панкрушина Е.А.²

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

²ИГГ УрО РАН, 620016, Екатеринбург, ул. Академика Вонсовского,

15

Проведено исследование пленок CVD – графена, выращенного на медной фольге и перенесенного на подложки (стекло, SiO₂/Si и Al₂O₃). Выполнена характеристика методами спектроскопии комбинационного рассеяния (КРС), оптической микроскопии и атомно силовой микроскопии. Отношение I_{2D}/I_G [1] мод в КР спектрах графена на подложках SiO₂/Si и Al₂O₃ близки к 2, что указывает на монослойные образцы графена. Сильные G-полосы и слабые 2D-полосы в большинстве КР спектров графена на стеклянной подложке указывают на двухслойные и многослойные области графена. Исследование вольтамперных характеристик графена на стекле показало, что в данной структуре ток примерно в 2 раза больше, чем для однослойного графена на стекле, что тоже говорит о присутствии многослойного графена. Также, в некоторых случаях на образцах имеется неоднородность поверхности, связанная с морщинами. По данным КРС для пленки графена, перенесенной на Al₂O₃, неоднородности поверхности не обнаружено, в то время как SiO₂/Si, по-видимому, является наиболее дефектной подложкой из-за адгезии графена.

Поверхностный потенциал, исследованный методом зонда Кельвина, однослойного графена на медной фольге на ~ 130 мВ ниже, чем двухслойного, между двухслойным и многослойным графеном составляет не более 30-40 мВ. Кельвин-картина графена на подложке из SiO₂ показывает, что пленка неоднородна и содержит темные участки, не

связанные с рельефом, на которых величина электрических потенциалов падает на 200-500 мВ, по сравнению со светлыми участками, что указывает на наличие в данных местах монослоев графена. Таким образом, было обнаружено, что графеновые пленки демонстрируют неоднородное распределение поверхностного потенциала в зависимости от типа используемой подложки, количества графеновых слоев и наличия дефектов графеновой пленки, таких как края, морщины и т.д.

Результаты электростатической силовой микроскопии продемонстрировали, что локальные электростатические свойства графеновой пленки на подложке Al_2O_3 существенно отличаются от пленки на стекле и подложках SiO_2/Si . Согласно нашим выводам с помощью метода сканирующей емкостной микроскопии, количественные значения локальных диэлектрических свойств графена наиболее чувствительны к подстилающей подложке

Al_2O_3 является лучшим выбором в качестве материала затвора для устройств на основе графена [2] из-за более высокой диэлектрической проницаемости в пленке Al_2O_3 , относительно небольшого рассогласования решеток между Al_2O_3 и графеном и большей разницы химических потенциалов между Al и O в отличие от других популярных подложек, таких как стекло, HfO_2 , BN и SiO_2 , и значительно большей ширины запрещенной зоны графена на Al_2O_3 , чем на SiO_2/Si . Более того, более однородная подложка приведет к пленкам графена с более однородными свойствами. Al_2O_3 - наиболее однородная подложка. В то же время наличие дефектов и плохое экранирование заряда от подложки приводит к большим флуктуациям локальной емкости и данных сигнала электростатической силовой микроскопии, и менее однородным электростатическим свойствам графеновой пленки на подложке Al_2O_3 , что обычно хуже для многих применений.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме “Функция” № АААА-А19-119012990095-0.

[1] P.Y. Huang et al., *Nature.*, **469**, 389 (2011).

[2] L. Liao et al., *Nanotechnology.*, **21**, 015705 (2010).

Термоэлектрические свойства интеркалатов Cu_xTiSe_2 при высоком давлении

Усик А.Ю.¹, Морозова Н.В.¹, Коробейников И.В.¹, Титов А.Н.¹,
Овсянников С.В.^{2,3}

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

²Bayerisches Geoinstitut, Universität Bayreuth, Bayreuth, Germany

³Институт химии твёрдого тела УрО РАН, Екатеринбург, Россия

Возможность манипулировать транспортными свойствами и электронными состояниями в слоистых халькогенидах переходных металлов значительно расширяет область их применения. В этих материалах действуют сильные ковалентные связи в слоях и слабые силы Ван-дер-Ваальса между слоями. Внедрение атомов переходных металлов в ван-дер-ваальсовую щель приводит к модуляции электронной структуры и транспортных свойств исходных материалов. Таким образом, интеркаляция является эффективным методом вариации свойств слоистых соединений при сохранении их «основных» слоев. В то время как, высокое давление оказывает сильное влияние на кристаллическую решетку и на электронную структуру материалов. Величина и знак термоэдс чувствительны к этим изменениям, по этой причине термоэдс является эффективным инструментом для изучения сжатого вещества [1].

Диселенид титана (TiSe_2) - слоистый дихалькогенид переходного металла с интересными свойствами, например, прогнозируемыми двумя топологическими переходами под давлением [2]. Прямые методы, определения топологических переходов под давлением, такие как фотоэмиссионная спектроскопия, очень трудно реализуемы в условиях высокого давления. Так используемый в этой работе метод термоэлектрических исследований под давлением может дать косвенное подтверждение существованию этих двух топологических переходов.

В данной работе исследовано влияние высокого давления и степени интеркаляции на термоэдс диселенида титана (Cu_xTiSe_2 с содержанием

х от 0 до 0.58). Чистый TiSe_2 продемонстрировал проводимость p -типа при 0 ГПа, а зависимость его термоэдс от давления демонстрирует постепенное снижение величины и несколько особенностей: явный перегиб на кривых термоэдс около 1.2-1.6 ГПа, смена знака около 2.5–4 ГПа и плавный отрицательный экстремум около 6 ГПа. Также при приложении давления в районе 9 ГПа тип проводимости необратимо меняется и после декомпрессии проводимость становится n -типа, хотя изначально обладал проводимостью p -типа. В других исследованиях TiSe_2 под давлением [2,3] сообщалось о двух топологических фазовых переходах при ~ 2.5 -2.7 ГПа и 3.2-6 ГПа. При декомпрессии поведение термоэдс TiSe_2 выше 1.6 ГПа качественно не отличается от цикла сжатия, однако ниже 1.6 ГПа вместо перегиба наблюдался максимум термоэдс около 0.5 ГПа и p - n инверсия знака около 0.1 ГПа. Электропроводность всех интеркалированных кристаллов Cu_xTiSe_2 имеет n -тип при атмосферном давлении, при этом абсолютные значения термоЭДС максимальны для состава с $x \sim 0.07$. Составы Cu_xTiSe_2 с $0.07 < x < 0.15$ демонстрировали значения термоЭДС (при 0 ГПа) и поведение под давлением, характерное для полупроводников, которые испытывают переход в металлическое состояние ниже 2 ГПа. Увеличение степени интеркаляции медью выше $x \sim 0.15$ приводит к переходу в полуметаллическое состояние, а выше $x \sim 0.3$ в металлическое при атмосферном давлении.

Таким образом, показано, что интеркалирование кристаллов TiSe_2 медью, может улучшить их свойства, и, в частности, может привести к переходам от полупроводникового состояния к металлическому состоянию контролируемым как увеличением степени интеркаляции, так и внешним давлением.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБР-НАУКИ России (тема «Электрон» №АААА-А18-118020190098-5) при частичной поддержке РФФИ в рамках научного проекта №20-02-00695

[1] V.V. Shchennikov et al., *J. Phys. Chem. Solids* 71, 1168 (2010).

[2] Z. Zhu et al., *Sci. Rep.* 4, 4025 (2014).

[3] V. Rajaji et al., *J. Phys. Condens. Matter* 31, 165401 (2019).

NM-30

Магнитоимпеданс твердых растворов $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ в парамагнитном состоянии

Харьков А.М., Ситников М.Н., Коновалов С.О., Абдельбаки Х., Гельгорн А.В., Черемных Н.А., Никитинский О.С., Кригер Е.А.

СибГУ им. М.Ф. Решетнева, 660037, Красноярск, пр-т Красноярский рабочий, 31.

Изучение магнитотранспортных эффектов имеет фундаментальное значение для применения в спинтронике. Эта проблема связана со спиновой поляризацией в магнитных полупроводниках, которая может быть вызвана обменной связью между локализованными и делокализованными электронами. Полупроводники $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$, являются перспективными материалами для создания элементной базы микроэлектроники.

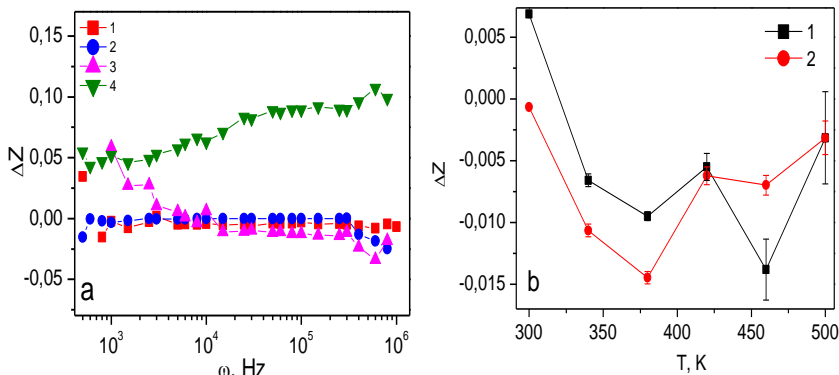


Рис. 1. – Магнитоимпеданс твердых растворов $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ при температурах $T = 340$ К (1), 380 К (2), 420 К (3), 460 К (4) для $x = 0.2$ в зависимости от частоты (а) и для $x = 0.1$ от температуры на $\omega = 1$ kHz (1) и $\omega = 10$ kHz (2) (b).

Основной вклад в импеданс вносит реактивная часть, и зависимость импеданса от частоты обратно пропорциональна частоте в интервале $10^2 - 10^6$ Hz. Магнитоимпеданс $\Delta Z = (Z(H) - Z(0)) / Z(0)$ по частоте показан на Рис. 1а.

Выше комнатной температуры магнитоимпеданс меняет знак при нагревании с положительного на отрицательный Рис. 1б.

Годограф импеданса описывается в модели эквивалентных схем с колебательным контуром, состоящим из сопротивления и емкости, где емкость обусловлена нанокластерами LuS [1].

В области высоких частот, для $x = 0.2$, добавляется линейный вклад в импеданс. Этот элемент моделирует импеданс линейного диффузионного процесса, протекающего в однородном слое с конечной толщиной.

Импеданс при этом процессе зависит от сопротивления, коэффициента диффузии частиц и толщины диффузионного слоя Нернста. При высоких частотах экспериментальные данные хорошо аппроксимируются линейной диаграммой импеданса Варбурга [2].

Диффузионный вклад приводит к уменьшению импеданса в магнитном поле. Выше 420 К диффузионный вклад исчезает.

Для концентраций $X < X_c$ был найден гистерезис электрической поляризации. Остаточная поляризация исчезает при $T > 280$ К. Поляризация связана с накоплением заряда на интерфейсе Lu-S. Гистерезис поляризации зависит от внешнего магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации № МК-620.2021.1.2.

[1] R.V. Coleman, et. al., *Phys. Rev. B* **41**, 460 (1990).

[2] S.S. Aplesnin, et. al., *Mat. Res. Exp.* **5**, P. 115202 (2018).

NM-31

**Соотношение РТ-симметричной и киральной
нелокальной терагерцовой фотопроводимости в
структурах на основе
топологической фазы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$**

Галеева А.В.¹, Казаков А.С.¹, Артамкин А.И.¹, Рябова Л.И.¹,
Дворецкий С.А.², Михайлов Н.Н.², Банников М.И.³, Данилов С.Н.⁴,
Хохлов Д.Р.^{1,3}

¹*МГУ им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991*

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

³*ФИАН им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991*

⁴*University of Regensburg, Universitaetstrasse 31, Regensburg, D-93053*

В работе исследована терагерцовая фотопроводимость в пленках на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсной и прямой структурой зонного спектра, при приложении магнитного поля в фарадеевской геометрии. Показано, что структурах на основе топологической фазы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ сигнал фотопроводимости асимметричен по магнитному полю, что соответствует нарушению Т-симметрии. Фотопроводимость несимметрична также для двух зеркально расположенных пар потенциальных контактов, что соответствует нарушению Р-симметрии. В то же время фотототклик не изменяется при одновременной инверсии магнитного поля и замене пары потенциальных контактов на зеркальную, демонстрируя РТ-инвариантность. В равновесных условиях Р- и Т- симметрии сохраняются. Показано, что нарушение Р- и Т- симметрии обусловлено возникновением нелокальной краевой фотопроводимости. Краевые фототоки являются киральными и нечетными по магнитному полю и по приложенному напряжению. Обсуждаются механизмы эффекта.

NM-32

Разделение тепла и заряда в трехтерминальной NSN структуре из нанопроволоки InAs

Храпай В.С.

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

В самое последнее время наблюдается интерес к нелокальному квазичастичному отклику в структурах с майорановскими нанопроволоками [1]. Предполагается, что исследование нелокальной проводимости поможет пролить свет на происхождение подщелевого транспорта и надежно установить точку топологического фазового перехода. Я расскажу об эксперименте [2], поставленном в тривиальной фазе и демонстрирующем вторичность нелокальной проводимости по сравнению с нелокальным тепловым откликом. В основе эксперимента лежит сочетание нелокального транспорта с нелокальным шумовым откликом, позволившее продемонстрировать эффективное разделение тепла и заряда на сверхпроводящем контакте. В результате такого разделения средний заряд прошедшей квазичастицы оказывается близок к нулю, так что нелокальный квазичастичный транспорт является зарядово-нейтральным. Кроме того, наблюдение предсказанного недавно Андреевского выпрямления [3] демонстрирует, что этот эффект не является уникальным свойством топологического фазового перехода.

Эта работа стала возможна благодаря моим соавторам в статье [2] Артему Денисову, Антону Бубису, Стасу Петруше, Евгению Тихонову, Надежде Титовой и коллегам из группы Г. Кобльмюллера в Институте В. Шоттки в Мюнхене.

[1] D. Puglia et al., *Phys. Rev. B* 103, 235201 (2021)

[2] A.O. Denisov et al., *Semicond. Sci. Tech.*, 36, 09LT04 (2021)

[3] T.Ö. Rosdahl et al., *Phys. Rev. B* 97, 045421 (2018)

NM-33

Магнитная восприимчивость эпитаксиальных пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-\delta}/\text{SrTiO}_3$, отожженных при различных условиях

Чарикова Т.Б.¹, Клепикова А.С.¹, Попов М.Р.¹, Степанова Е.А.²,
Иванов А.А.³

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

²ФГАОУ ВО «УрФУ имени первого Президента России Б.Н. Ельцина», 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

³НИЯУ МИФИ, 115409, Москва, Каширское ш., 31

Исследована температурная зависимость магнитной восприимчивости в качественных эпитаксиальных пленках $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-\delta}/\text{SrTiO}_3$ с оптимальным уровнем легирования $x = 0.15; 0.145$, отожженных при различных условиях (Табл.1) с ориентацией оси c соединения $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-\delta}$, направленной перпендикулярно плоскости подложки в магнитном поле, параллельном оси c соединения (перпендикулярном проводящим плоскостям CuO_2).

Монокристаллы $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ содержат избыток кислородных атомов ($\delta > 0$), которые располагаются в апексных положениях кристаллической решетки. Отжиг в инертных средах (N_2 , вакуум) при температуре выше комнатной приводит к удалению кислорода из соединений, а отжиг в кислороде - напротив, приводит к добавлению кислорода [1].

Таблица 1 – Режимы отжига

Режим отжига	Время отжига, мин	Температура отжига, $^{\circ}\text{C}$	Давление, мм.рт.ст.
Оптимальный отжиг	60	780	10^{-2}
Отжиг в кислороде	60	500	760
Без отжига – “as grown”			

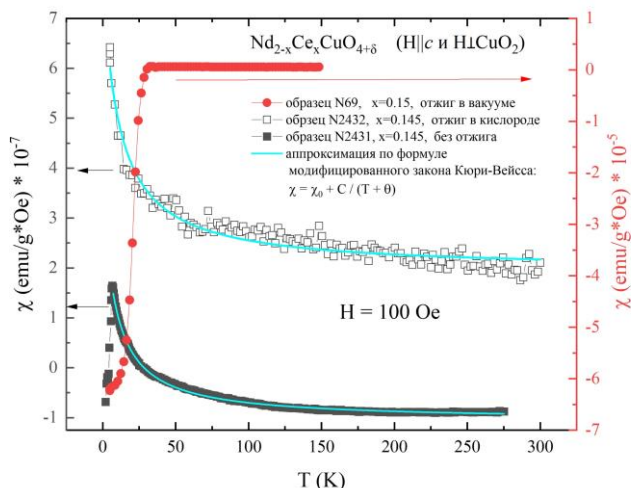


Рис.1. – Температурная зависимость магнитной восприимчивости в магнитном поле $H = 100$ Oe для оптимально легированных эпитаксиальных пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$ ($x = 0.15; 0.145$) с различным содержанием нестехиометрического кислорода.

Установлено, что с увеличением содержания нестехиометрического кислорода ($\delta > 0$) растет магнитная восприимчивость соединения $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-\delta}$, исчезает переход в сверхпроводящее состояние, а температурная зависимость магнитной восприимчивости соответствует закону Кюри-Вейсса для антиферромагнетиков в широком интервале температур (Рис.1).

Работа выполнена в рамках государственного задания по темам “Функция” № АААА-А19-119012990095-0 и “Электрон” № АААА-А18-118020190098-5 при финансовой поддержке РФФИ и Свердловской области в рамках научного проекта № 20-42-660004.

NM-34

Amorphous Al_xO_y as a nucleation layer for selective area growth of GaN nanowires by PAMBE: impact of Ga adatom diffusion on homogeneity of nanowire array

Sobanska M.

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

It was recently found that self-induced formation of GaN nanowires (NWs) can be achieved by plasma-assisted MBE (PAMBE) on crystalline Al_2O_3 (0001) if the substrate is covered by an amorphous Al_xO_y (a- Al_xO_y) buffer [1]. Moreover, much faster formation of GaN NWs was found on a- Al_xO_y than on nitridated Si (SiN_x/Si) substrates under the same growth conditions [2]. These findings pave the way for selective area growth (SAG) of GaN NWs on a variety of materials by using a- Al_xO_y as a nucleation layer.



Fig. 1. SEM micrographs (a) of GaN NWs and the compact layer on the GaN/sapphire substrate with a- Al_xO_y stripe [3] and (b, c) of GaN NWs grown selectively on SiN_x/Si substrate with a- Al_xO_y nucleation pattern [4].

In this talk two examples of SAG of GaN NWs on a- Al_xO_y nucleation layer will be presented. In the first one the growth was performed on GaN/sapphire substrates with a- Al_xO_y stripes. As seen in Fig. 1a, in such case formation of well-organized GaN NWs was found on the stripes, while a rough compact GaN layer was obtained on bare, crystalline parts of the substrate. The respective modelling was used to calculate the ratio of NW length h to the thickness of the compact layer d . Comparison of the results with

experimental data allowed to determine the range of growth conditions under which surface diffusion of Ga adatoms overcompensated Ga incorporation and desorption, leading to locally Ga-rich growth conditions despite the overall excess of N supplied to the substrate. The excessive edge growth of the planar GaN in the vicinity of the nucleation stripe was explained as being due to surface diffusion driven redistribution of Ga adatoms during the NW incubation period.

In the second experiment pure SAG was observed on SiN_x/Si substrates (Fig.1b). This was achieved by such adjusting the growth parameters that nucleation of GaN on SiN_x was prevented, so GaN NW growth took place on a-Al_xO_y stripes only. This allowed us to discuss the importance of surface Ga diffusion for enhancement of NW formation at the edge of the a-Al_xO_y pattern in SAG (Fig.1c). On a general note, our findings indicate that application of a-Al_xO_y nucleation layer is an efficient tool for controlling spatial distribution of GaN NWs. Moreover, they demonstrate that nucleation and growth kinetics in selective area epitaxy depends on the size of the pattern, which makes it very different from growth on the equivalent planar layers.

This work was supported by the Polish NCN grant 2016/23/B/ST7/03475.

[1] M. Sobanska et al., *J. Appl. Phys.*, **115**, 043517 (2014),

[2] M. Sobanska et al., *Cryst. Growth Des.*, **16**, 7205 (2016),

[3] M. Sobanska et al., *Nanotechnology*, **30**, 154002 (2019),

[4] M. Sobanska et al., *Cryst. Growth Des.*, **20**, 4770 (2020).

NM-35

Influence of high pressure on Ce^{3+} and Eu^{3+} luminescence in perovskite RAIO_3 single crystals and single crystalline layers

Suchocki A.¹, Bulyk L.-I.¹, Somakumar A. K.¹, Przybylińska H.¹, Ciepielewski P.¹, Zorenko Yu.², Zhydachevskyy Ya.¹, Kudrjajtseva I.³, Gorbenko V.², Lushchik A.³, Brik M. G.^{3,4,5,6}, Syrotych Y.², Paprocki K.², Fedorov A.⁷

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

² *Institute of Physics, Kazimierz Wielki University in Bydgoszcz, Powstańców Wielkopolskich str., 2, 85-090 Bydgoszcz, Poland.*

³ *Institute of Physics, University of Tartu, W. Ostwaldi 1, 50411 Tartu, Estonia*

⁴ *College of Sciences & CQUPT-BUL Innovation Institute, Chongqing University of Posts and Telecommunications, Chongqing 400065, People's Republic of China*

⁵ *Faculty of Science and Technology, Jan Długosz University, Armii Krajowej 13/15, PL-42200 Częstochowa, Poland*

⁶ *Academy of Romanian Scientists, Ilfov Street, no 3, 050044, Bucharest, Romania*

⁷ *SSI Institute for Single Crystals, National Academy of Sciences of Ukraine, 61178 Kharkiv, Ukraine*

Results of spectroscopic studies at ambient and high pressures of a RAIO_3 : Ce^{3+} and Eu^{3+} (R = Gd, Tb, Lu, Gd_{0.6}Lu_{0.4}, or Y) single crystalline film (SCF) as well as LuAlO_3 : Ce^{3+} and YAlO_3 :Ce (YAP:Ce) single crystals are reported. Room temperature absorption measurements of the YAlO_3 and LuAlO_3 single crystals in the vacuum UV region allowed establishing, for the first time, the exact bandgap energies of 7.63 eV for YAP and 7.86 eV for LuAP. Ce^{3+} luminescence in LuAP and YAP bulk crystals was measured as a function of temperature from 6 K up to 873 K. Temperature quenching of the Ce^{3+} luminescence in YAP:Ce was observed above 650 K, which is

related to location of the lowest $Ce^{3+} 5d$ level at 1.27 eV below the conduction band minimum. No temperature quenching occurred in LuAP:Ce up to almost 900 K, mostly due to the lower energy of the 4f levels in respect to the valence band maximum. The barycenter energies and splitting of $Ce^{3+} 5d$ states in YAP and LuAP at room temperature were precisely established. Theoretical calculations of the $Ce^{3+} 5d$ states energy structure under pressure revealed a discrepancy between the obtained experimental results and some prediction of Dorenbos' theoretical model [1,2,3]. The discrepancy can be removed if instead of the 5d state of the free Ce^{3+} ion the bandgap of the compound is taken as reference energy for the red-shift of the 5d level. This hypothesis also allows taking into account pressure induced increase of the bandgap energy, expected for the studied compounds. Pressure dependences of LuAP:Ce luminescence spectra suggest that a certain type of phase transition occurs above 15 GPa.

Studies of Eu^{3+} dopant show that pressure application leads to lattice constant changes affecting the intensity ratio of ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$ to ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_1$ transitions of the Eu^{3+} ion (the so-called K-value). In all samples, except LuAP, the K-value was found to decrease with increasing pressure. In the LuAP:Eu/YAP epitaxial structure, in addition to Eu emission, a broad luminescence band was observed at ambient pressure. At high pressure another broadband luminescence appeared, the intensity of which was strongly enhanced at increased pressure. We assign the origin of those bands to defects. The pressure dependence of the luminescence intensity of the defect band correlates with the pressure changes in the K-value. It points to mutual interaction of the defects and dopants in this material.[4]

This work was partially supported by the Polish National Science Centre project no. 2016/21/B/ST8/03200.

[1] P. Dorenbos, *J. Phys. Condens. Matter* 25, (2013) 225501

[2]. P. Dorenbos, *Phys. Rev. B*, 62, 15650–9 (2000)

[3] Yani He, Jilin Zhang, Wenli Zhou, Jin Han, Zhongxian Qiu, Liping Yu, Chunying Rong, and Shixun Lian, *J. Am. Ceram. Soc.*, 97, 1517–1522 (2014)

[4] Lew-Ivan Bulyk; Yuriy Zorenko; Vitaliy Gorbenko; Andrzej Suchocki, *J. Luminescence* 220 (2020) 116991.

NM-36

On the origin of mixed-polarity of GaN nanowires grown on Si by plasma-assisted MBE

Zytkiewicz Z.R.¹, Sobanska M.¹, Garro N.², Cros A.²

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

² *Institute of Materials Science (ICMUV), University of Valencia, E-46071 Valencia, Spain*

Growth of GaN nanowires (NWs) having polar, wurtzite structure on nonpolar Si substrates raises the issue of the GaN NW polarity. Depending on the interface chemistry and the details of the growth procedure the coexistence of NWs with different polarities inside the NW ensemble (so called mixed polarity) has been observed [1, 2]. Since the specific polarity affects optical and electronic properties of NWs, reliable methods for its control and characterization are needed.

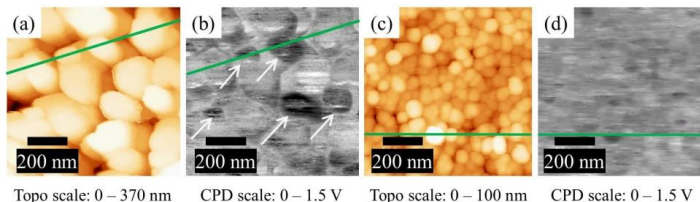


Fig. 1. – Topography and CPD maps of GaN NWs grown on Si(111) substrates prepared by HF-dip (a-b) and by thermal oxide desorption in the MBE growth chamber (c-d). Red arrows mark the NWs with reversed polarity (i.e. Ga-polar) [3].

In this talk we will focus on the origin of the mixed polarity of self-assembled GaN NWs grown on Si substrates by correlating magnitude of the effect with the procedure used for substrate processing prior to the NW growth. Specifically, we will show that by using Si substrate that is completely free of residual oxide islands or is covered by a perfectly uniform buffer layer the uncontrolled variation of polarity inside the NW ensemble

can be fully eliminated. To this end, we used Kelvin probe force microscopy (KPFM) to assess polarity of GaN NWs grown by plasma-assisted MBE on Si(111) substrates. Complementary images of KPFM, namely topography and contact potential difference (CPD) were analyzed. They allow measuring the polarity of individual NWs over an area of tens of μm^2 and provide statistics on the polarity of the ensemble with an accuracy hardly reachable by other methods [4].

Similarly to other reports [2], as high as 20% of NWs with reversed polarity (i.e. Ga-polar) were found if the Si substrate was etched in diluted HF and then annealed in the growth chamber to remove hydrogen passivation prior to the substrate nitridation. Despite the fact that such procedure leads to clean 7×7 substrate surface reconstruction commonly attributed as the fingerprint of clean Si(111) surface, some islands of residual oxide are apparently left on the surface. As will be discussed in detail, such islands disturb proper nitridation of the substrate and induce growth of Ga-polar GaN NWs by the mechanism presented by us earlier [1]. Additional substrate treatments (RCA etching, Ga cleaning, etc.) were tested. However, the best results, i.e. purely N-polar ensemble of NWs, were obtained on epi-ready Si wafers thermally deoxidized in the growth chamber at $\sim 1000^\circ\text{C}$ just prior to their nitridation. Interestingly, no mixed polarity with a certainty above 99.8% (~ 400 NWs analyzed) was found for GaN NWs grown under similar conditions on Si(111) substrates covered by a thin amorphous Al_xO_y buffer layer [5]. This shows the crucial role the chemistry at the GaN/Si(111) interface plays for polarity of GaN NWs.

This work was supported by the Polish NCN grant 2016/23/B/ST7/03475 and by the Generalitat Valenciana (Spain), grant PROMETEO2018/123 EFIMAT.

- [1] J. Borysiuk et al., *Nanotechnology*, **25**, 135610 (2014),
- [2] S. Carnevalle et al., *Nano Lett.*, **13**, 3029 (2013),
- [3] M. Sobanska et al., *Electronics*, **9**, 1904 (2020),
- [4] A. Minj et al., *Nano Lett.*, **15**, 6770 (2015),
- [5] M. Sobanska et al., *J. Appl. Phys.*, **115**, 043517 (2014).

Фазовый переход в гибридном перовските $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$: Упругие и оптические свойства

Жевстовских И.В.¹, Аверкиев Н.С.², Сарычев М.Н.³, Семенова О.И.⁴,
Голяшов В.А.⁴, Терещенко О.Е.⁴

¹ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург

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

³Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург

⁴ИФП СО РАН им. А.В. Ржанова, 630090, Новосибирск

Исследование фундаментальных свойств гибридных (органометаллических) перовскитов $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbX}_3$ ($X=\text{I}, \text{Br}, \text{Cl}$) связано с обнаруженным в них ростом до 25% коэффициента преобразования энергии, что делает их подходящими для использования в солнечных элементах, а такие свойства как малая энергия связи экситона, большая диффузионная длина носителей заряда, оптимальная ширина запрещенной зоны представляются перспективными для применения гибридных перовскитов в лазерах, диодах, фотодетекторах [1-3].

В монокристаллах $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ мы обнаружили пик поглощения и step-like аномалию скорости ультразвука вблизи температуры структурного фазового перехода из тетрагональной в орторомбическую фазу ($T_c=160$ К). Дана интерпретация аномального поведения упругих свойств в рамках термодинамического подхода Ландау и определена природа фазового перехода как 1-го рода. В спектрах фототока (ФТ) и фотолюминесценции (ФЛ) выявлен сдвиг края поглощения на величину около 110 мэВ в большие энергии при охлаждении от 160 К до 140 К. В орторомбической фазе ($T<160$ К) в спектре ФТ впервые обнаружена тонкая экситонная структура с энергией связи экситонов 19-25 мэВ, а в спектре ФЛ выявлены дополнительные эмиссионные зоны с энергиями, меньше энергии свободного экситона. На основе анализа термической эволюции положения ФЛ пиков, их интенсивностей и ши-

рины предложена модель низкотемпературной излучательной рекомбинации, представленная на Рис. 1. Линии с энергиями 1.65 эВ и 1.6 эВ мы отнесли к свободными и связанным экситонам, соответственно, линию с энергией 1.52 эВ – к донорно-акцепторной рекомбинации, а с 1.48 эВ – к экситонным ловушкам, образованным междуузельным йодом. Хотя детектируются дефекты в кристаллах гибридных перовскитов $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ при низких температурах, они будут влиять на работу устройств, созданных на их основе, и при более высоких температурах.

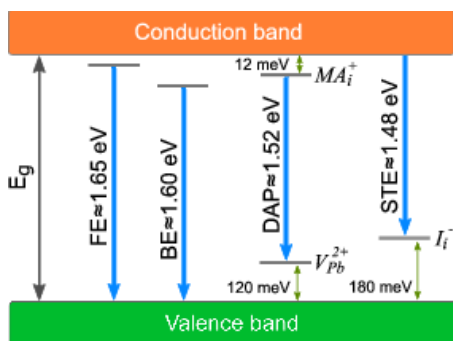


Рис.1. – Модель низкотемпературной рекомбинации в монокристаллах $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме “Электрон” № АААА-А18-118020190098-5, при финансовой поддержке РФФИ и Свердловской области в рамках научного проекта № 20-42-660004 и при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ грант № 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

[1] S.D. Stranks and H.J. Snaith, *Nat. Nanotechnol.*, **10**, 391 (2015).

[2] Z. Chen et al., *ACS Energy Lett.*, **4**, 1258 (2019).

[3] D.W. deQuilettes et al., *Chem. Rev.*, **119**, 11007 (2019).

[4] I.V. Zhevstovskikh et al., *J. Phys.:Condens. Matter*, **33**, 045403 (2021).

[5] I.V. Zhevstovskikh et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **55**, 095105 (2022).

Зарядовые и спиновые корреляции в графене: ренормгрупповой и E-DMFT анализ

Катанин А.А.^{1,2}, Проценко В.С.²

¹Центр фотоники и двумерных материалов, Московский физико-технический Институт, 141701, Долгопрудный, Институтский пер. 9

²ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

В работе рассмотрены зарядовые и спиновые корреляции в электронной подсистеме графена, описываемой гамильтонианом

$$H = -t \sum_{\langle ij \rangle, \sigma} (\hat{d}_{iA\sigma}^+ \hat{d}_{jB\sigma} + \text{H. c.}) + \frac{1}{2} \sum_{im, i'm'} U_{im, i'm'} (\hat{n}_{im} - 1)(\hat{n}_{i'm'} - 1), \quad (1)$$

где суммирование ведется по узлам гексагональной решетки (см. рис. 1), $\hat{d}_{im\sigma}^+$ ($\hat{d}_{im\sigma}$) – операторы рождения (уничтожения) электрона в элементарной ячейке i и подрешетке $m = A, B$, $\hat{n}_{im} = \sum_{\sigma} \hat{d}_{im\sigma}^+ \hat{d}_{im\sigma}$. Рассмотрен учет экранированного кулоновского взаимодействия $U_{im, jm'} = e^2 / (\epsilon \epsilon_{\text{eff}} r_{im, jm'})$, где $\epsilon_{\text{eff}} = 1.41$ соответствует вкладу σ орбиталей [1], а также реалистичного взаимодействия, определенного с помощью первопринципных подходов [1].

Для исследования тенденции к образованию волны зарядовой (CDW) и спиновой (SDW) плотности применен метод функциональной ренормгруппы

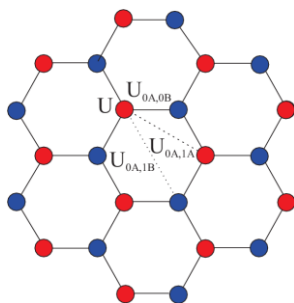


Рис.1. – Фрагмент гексагональной решетки. Сплошные линии соответствуют перескоку и взаимодействию между ближайшими соседями, пунктирные – взаимодействию между более далекими соседями.

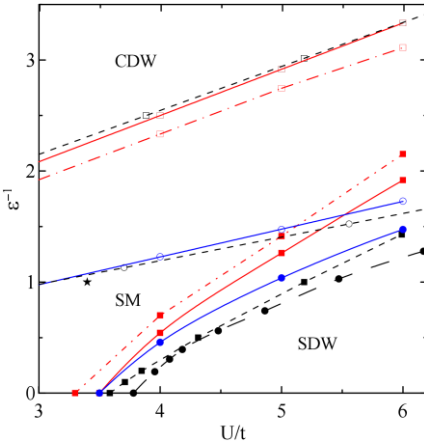


Рис. 2. – Фазовая диаграмма модели (1). SM-SDW (SM-CDW) фазовые переходы показаны линиями со сплошными (открытыми) символами. Сплошные (точка-пунктир) линии – результаты E-DMFT подхода при $T = 0.05t$ ($T = 0.02t$), короткий пунктир – результаты fRG подхода для 96 атомов, длинный пунктир – QMC результаты. Кружочки (квадраты) соответствуют экранированному кулоновскому (реалистичному) нелокальному взаимодействию. Точка $\varepsilon = 1$, $U = 3.4t$, соответствующая свободно подвешенному графену, отмечена звездочкой.

(fRG) для нанопластин конечного размера зигзагообразной формы (см. рис. 1) [2], а также метод расширенной динамической теории среднего поля (E-DMFT) для бесконечного листа графена [3].

Фазовая диаграмма представлена на рис. 2. При малых ε возникает CDW неустойчивость полуметаллического (SM) состояния, в то время как для достаточно больших U , ε возникает SDW неустойчивость. Учет реалистичного экранирования кулоновского взаимодействия слегка увеличивает критическое ε SDW неустойчивости, но в то же время резко уменьшает критическое ε CDW неустойчивости. Благодаря этому свободно подвешенный графен оказывается вдали от SDW, CDW неустойчивостей. При этом он, однако, характеризуется относительно большой спиновой восприимчивостью $\chi^{zz} \sim 1.5t$ [2,3].

[1] T. O. Wehling, et al., *Phys. Rev. Lett.* **106**, 236805 (2011).

[2] V. S. Protsenko, A. A. Katantin, *arXiv:2108.05844 (to be published)*.

[3] A. A. Katantin, *arXiv: 2110.02806 (to be published)*.

ЭПР, электрофизические и термоэлектрические свойства хромита меди и оксида цинка с акцепторными примесями

Кульбачинский В.А., Кытин В.Г., Константинова Е.А.,
Куприянов Е.Е. Тайбарей Н.О., Баранов А.Н., Павликов А.В.,
Шальгина О.А., Ангеловский И.О., Корсаков И.Е.

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119991, Москва, Ленинские горы*

В работе представлены результаты исследования электропроводности, термоэлектрических и магнитных свойств поликристаллических образцов хромита меди, легированного магнием, также монокристаллических образцов оксида цинка, легированного сурьмой и мышьяком.

Образцы хромита меди были синтезированы твёрдофазным методом. При этом смесь исходных оксидов хрома, меди магния была приготовлена через жидкую фазу по методике, описанной [1]. Анализ температурных зависимостей удельного сопротивления, которые представлены на рис. 1 показывает, что

при высоких температурах сопротивление зависит от температуры по активационному закону. При понижении температуры происходит переход температурной зависимости сопротивления к закону Шкловского-Эфроса, т. е. прыжковой проводимости, ограниченной кулоновским взаимодействием электронов на локализованных состояниях. Анализ данных ЭПР спектроскопии и температурных зависимостей магнитной восприимчивости

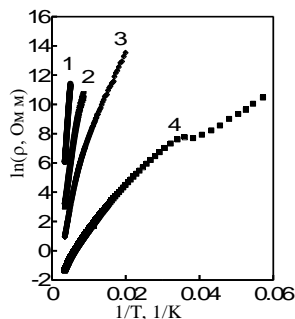


Рис. 1. – Температурная зависимость удельного сопротивления хромита меди с содержанием Mg (%): 1 - 0; 2 - 0,3; 3 - 0,6; 4 - 1,3

указывает на два механизма влияния легирования магнием на магнитные свойства хромита меди. Во-первых, при замещении магния на хром подавляются антиферромагнитные флуктуации в треугольной решётке хрома [2]. Это приводит к уменьшению ширины линии ЭПР при низких температурах. Во-вторых, подвижные дырки взаимодействуют с ионами хрома, что приводит к увеличению ширины линий ЭПР при комнатной температуре и при освещении.

Монокристаллы оксида цинка, легированные сурьмой и мышьяком, были выращены из расплава под давлением. В спектрах ЭПР данных кристаллов, представленных на рис. 2, наблюдаются линии от акцепторных дефектов типа вакансий цинка и их комплексов [3]. В спектрах ЭПР нелегированных кристаллов оксида цинка наблюдается только линии от донорных дефектов. Этот сигнал присутствует также и в ЭПР спектрах монокристаллов, легированных сурьмой и мышьяком. Присутствие акцепторных дефектов в легированных монокристаллах подтверждается данными комбинационного рассеяния света и фотолюминесценции. В частности, в спектрах фотолюминесценции наблюдаются линии, приписываемые оптическим переходам на уровни вакансий цинка. Данные линии отсутствуют в спектрах фотолюминесценции нелегированных кристаллов оксида цинка.

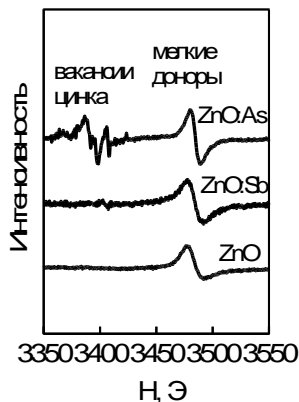


Рис. 1. – Спектры ЭПР монокристаллов оксида цинка

[1] Кульбачинский В.А., и др. ФНТ, **45**, 225 (2019)

[2] M. Hemmida, et. al., Phys. Rev., **80**, 054406 (2009)

[3] A.B. Durisic, et. al. Advanced functional materials, **14**, 856 (2004)

Пикоакустическая микроскопия ван дер Ваальсовых гетероструктур

Клоков А.Ю.¹, Кунцевич А.Ю.^{1,2}, Шарков А.И.¹, Кривобок В.С.¹, Николаев С.Н.¹, Пугачев М.В.¹, Шуплецов А.В.¹, Дулебо А.И.¹, Чернопицкий М.А.¹, Ченцов С.И.¹

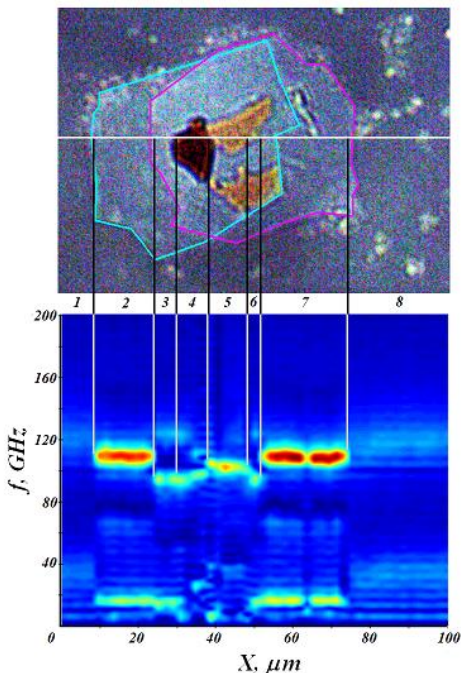
¹ФИАН, 199991, Москва, Ленинский проспект 53

²НИУ ВШЭ, 101000, Москва, Мясницкая 20

Механические свойства материалов в двумерном переде являются практически неисследованными: с одной стороны, информация о них важна для многих применений, с другой стороны, большинство экспериментальных измерительных методик ограничены.

В данной работе мы применяем ультразвуковую технику с пикосекундным временным и микронным пространственным разрешением для исследования ван дер Ваальсовых гетероструктур слоистых материалов. Объекты ис-

Рис.1. – Изображение образца (сверху) и Фурье-спектры пикоакустического отклика вдоль линии (снизу)



следования представляют собой гетероструктуры hBN/WSe₂/hBN, собранные на сапфировой подложке из отдельно отслоенных чешуек толщиной от монослоя до 20 нм методами сухого переноса. Гетероструктура покрывается ~ 30 нм слоем алюминия, выполняющего роль преобразователя. Фемтосекундный лазерный импульс (1~400 нм) возбуждает в алюминии звуковой волновой пакет, который распространяется вглубь структуры, частично отражаясь от интерфейсов. Смещение верхней поверхности алюминия в зависимости от времени, прошедшего с момента возбуждения, точно измеряется зондирующим импульсом (1~800 нм). Как показано на Рис.1, Фурье-отклик соответствует составу гетероструктуры. Применение многослойной модели оптического и акустического отклика позволяет описать наблюдаемые спектры. Для этого, в частности, необходимо предполагать не только граничные условия акустического рассогласования между слоями, но и наличие между некоторыми слоями достаточно нежестких пружин. Из наших измерений определяются некоторые механические параметры, в частности жесткости интерфейсов, недоступные из других экспериментов. Данная техника оказывается способной разрешить монослой WSe₂, помещенный между обкладками из нитрида бора.

Строя карты интенсивности Фурье спектра акустического отклика можно визуализировать области разного состава, осуществляя таким образом пикоакустическую томографию ван дер Ваальсовых гетероструктур [1].

[1] A.Yu. Klokov et al., arxiv 2111.04598 (2021).

NM-41

Сверхпроводящий диодный эффект в майорановских нанопроводах

Мельников А.С.¹, Копасов А.А.¹, Кутлин А.Г.²

¹Институт Физики Микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

²Max Planck Institute for Physics of Complex Systems, Dresden, Germany

Полупроводниковые нанопровода с наведенной сверхпроводимостью являются перспективной платформой для поиска майорановских состояний и реализации квантовых вычислений на их основе. Необходимым условием появления майорановских мод квазичастиц является

топологически нетривиальная структура индуцированных сверхпроводящих корреляций в нанопроводе. Одним из возможных тестов для доказательства реализации топологически нетривиальной фазы в таких системах может служить изучение влияния геометрических эффектов в джозефсоновском транспорте. Целью данной работы является исследование аномального эффекта Джозефсона в переходах на основе изогнутого полупроводникового нанопровода в области слабой связи. Рассмотрены две различные конфигурации, показанные на Рис.1. В первом случае джозефсоновский контакт помещен во внешнее магнитное поле H , направленное перпендикулярно подложке, на которой лежит изогнутый провод, а спиновое расщепление появляется из-за эффекта Зеемана. Во втором случае необходимое спиновое расщепление спектра обеспечивается обменным полем h , появляющимся за счет спин-зависимого туннелирования через слой ферромагнитного изолятора,

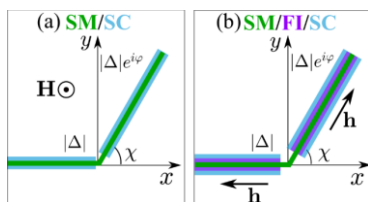


Рис.1. - Схематическое изображение двух вариантов джозефсоновского контакта через нанопровод.

находящегося между полупроводником и сверхпроводящей пленкой.

В рамках уравнений Боголюбова – де Жена с учетом зеемановского (или обменного) поля и спин-орбитального взаимодействия выполнены расчеты спектров квазичастиц и ток-фазовых соотношений таких контактов в широком диапазоне магнитных полей, соответствующих как топологически тривиальной, так и нетривиальной области фазовой диаграммы. На основе расчетов спектра квазичастиц была определена разность фаз сверхпроводящего параметра порядка в берегах в основном состоянии контакта (аномальная фаза) в зависимости от величины спинового расщепления в проводах и угла разориентации проводов, образующих слабую связь. Кроме того, было показано, что при спиновом расщеплении, соответствующем области кроссовера между топологически тривиальной и нетривиальной фазами, возникает заметный диодный эффект: критический сверхток джозефсоновского контакта зависит от направления приложенного тока (см. Рис.2). Таким образом, джозефсоновский контакт с искривленным майорановским нанопроводом в качестве слабой связи, представляет собой перестраиваемую фазовую батарею, которая может стать полезным элементом различных устройств, применяемых в квантовых вычислениях. В частности, подобная фазовая батарея может быть использована для проверки установления топологической сверхпроводимости в сетях майорановских проводов.

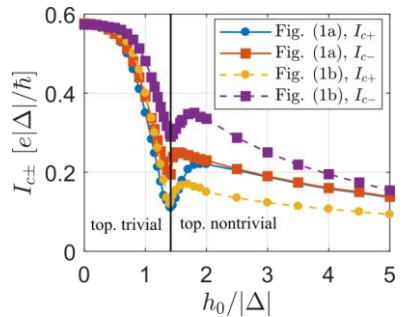


Рис.2. - Зависимости критического джозефсоновского тока от величины спинового расщепления h_0 , нормированной на индуцированную сверхпроводящую щель Δ для случая $\chi = \pi/2$.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФ № 20-12-00053.

NM-42

Природа ВТСП в "старых" купратах и "новых" никелатах

Москвин А.С., Панов Ю.Д.

Уральский федеральный университет, 620083, Екатеринбург

Результаты многочисленных экспериментальных и теоретических исследований ВТСП купратов указывают на «непреодолимые» расхождения с представлениями модельной теории Бардина-Купера-Шриффера, а также рядом устоявшихся представлений. Так, исследование купратов и никелатов с «безапексной» T' -структурой [1,2] меняет представление о родительских составах как антиферромагнитных изоляторах. Несмотря на надежное экспериментальное обоснование факт электронной неоднородности и мезоскопического фазового расслоения не стал основой для объяснения необычных свойств купратов с дырочным допированием. В этом плане выделим «революционную» работу [3], авторы которой фактически показали, что ВТСП в таких купратах не связана со спариванием допированных дырок, которые всего лишь формируют нормальную Ферми-жидкость, ответственную за Холл, ARPES и магнитные осцилляции.

В рамках разрабатываемой нами модели «зарядовых триплетов» низкоэнергетическая «ВТСП-активная» электронная структура $\text{CuO}_2/\text{NiO}_2$ -плоскостей купратов/никелатов формируется системой зарядовых «триплетов», $[\text{CuO}_4]^{5-,6-,7-}/[\text{NiO}_4]^{6-,7-,8-}$ центров (номинально $\text{Cu}^{3+,2+,1+}/\text{Ni}^{2+,1+,0+}$ центров) с «родительским» магнитным $s=1/2$ $[\text{CuO}_4]^{6-}/[\text{NiO}_4]^{7-}$ -центром и бесспиновыми электронным $[\text{CuO}_4]^{7-}/[\text{NiO}_4]^{8-}$ и дырочным $[\text{CuO}_4]^{5-}/[\text{NiO}_4]^{6-}$ центрами. Введение таких центров позволяет учесть все эффекты сильной 2p-3d-гибридизации и сильной электрон-решеточной связи с локальными модами смещений с симметрией $A_{1g}(d_{zz})$, $B_{1g}(d_{x^2-y^2})$ и $B_{2g}(d_{xy})$. Для описания зарядовой степени свободы используется $S=1$ псевдоспиновый формализм [4,5], а для квартета спин-зарядовых состояний – спин-псевдоспиновые операторы типа X -

операторов Хаббарда. Прямым следствием модели является введение нового «сверхпроводящего носителя» – эффективного локального композитного бозона с симметрией $d_{x^2-y^2}^2$, формально двух дырок, связанных в синглете Жанга-Райса, а также d -симметрия локального сверхпроводящего параметра порядка. Спин-псевдоспиновый гамильтониан модели зарядовых триплетов учитывающий локальные и нелокальные корреляции, коррелированный одночастичный и двухчастичный (бозонный) транспорт, напоминает известные спин-гамильтонианы и в частных случаях сводится к известным «предельным» гамильтонианам (Хаббард, Гейзенберг, атомный предел, ...). В зависимости от соотношения параметров и уровня допирования, основным состоянием $\text{CuO}_2/\text{NiO}_2$ -плоскостей даже для родительских составов, может быть либо антиферромагнитный изолятор (AFMI), немагнитный зарядово-упорядоченный изолятор (CO), необычная Ферми-жидкость (FL), или Бозе-сверхпроводник (BS) с d -симметрией локального параметра порядка. В рамках приближения эффективного поля с учетом построения Максвелла нами построен ряд фазовых T-x диаграмм для $\text{CuO}_2/\text{NiO}_2$ -плоскостей, качественно воспроизводящих все особенности экспериментально наблюдаемых 3D фазовых диаграмм купратов и никелатов [5]. Псевдощелевая фаза ассоциируется с областью разделения фаз AFMI-CO-FL-BS, отделенной от 100%-ой FL-фазы кривой $T^*(x)$ фазового перехода «третьего рода» – температурой псевдощели.

Работа выполнена при поддержке проекта FEUZ-2020-0054 Министерства Образования и Науки Российской Федерации.

[1] M. Naito, Y. Krockenberger, A. Ikeda et al., *Physica C* **523**, 28 (2016).

[2] D. Li, K. Lee, B.Y. Wang et al., *Nature (London)*, **572**, 624 (2019).

[3] D. Pelc, P. Popcevic, M. Pozek et al., *Sci. Adv.* **5**, eaau4538 (2019).

[4] A.S. Moskvina, *Phys. Rev.* **B 84**, 075116 (2011).

[5] A.S. Moskvina, Y.D. Panov, *Condens. Matter*, **6**, 24 (2021).

Сверхпроводимость в сверхсжатых соединениях водорода

Таланцев Е.Ф.

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

Эра сверхпроводимости при температуре, близкой к комнатной, началась после экспериментального открытия группы Еремеца [1], сообщившими о сверхпроводимости в сверхсжатом соединении H_3S при температуре $T_c = 203$ К. На сегодняшний день рекордное значение T_c обнаружено в другом водородном соединении, LaH_{10} [2,3], имеющем критическую температуру $T_c = 260$ К.

В докладе представлено современное состояние экспериментальных исследований в области водородной сверхпроводимости, включая эксперименты по температурной зависимости магнитосопротивления и измерению верхнего критического поля, $B_{c2}(T)$, в PdH_x , H_3S , LaH_{10} , Th_4H_{15}/Th_4D_{15} , ThH_9 и ThH_{10} [4], YH_6 [5,6], SnH_{12} , $H_x(S,C)_y$.

Анализ опубликованных экспериментальных данных по сверхгидридам показал, что все открытые, на сегодняшний день, водородные сверхпроводники являются нетрадиционными сверхпроводниками, которые вместе с тяжелыми фермионами, фуллеренами, пниктидами, и купратами формируют так называемый пояс нетрадиционных сверхпроводников на диаграмме Уемуры [7], который характеризуется отношением $0.01 < T_c/T_F < 0.05$, где T_c - температура сверхпроводящего перехода, а T_F - температура Ферми.

Анализ экспериментальных данных также показал, что водородные сверхпроводники скорее всего имеют универсальную скорость Ферми, v_F , которая дается выражением [8]:

$$v_F = \frac{1}{1.3} \times \left(\frac{2\Delta(0)}{k_B T_c} \right) \times 10^5 \frac{m}{s} \quad (1)$$

где $\Delta(0)$ – амплитуда сверхпроводящей энергетической щели, и k_B – постоянная Больцмана. Интересно отметить, что купратные сверхпроводники также имеют универсальную нодальную скорость Ферми, v_F [9].

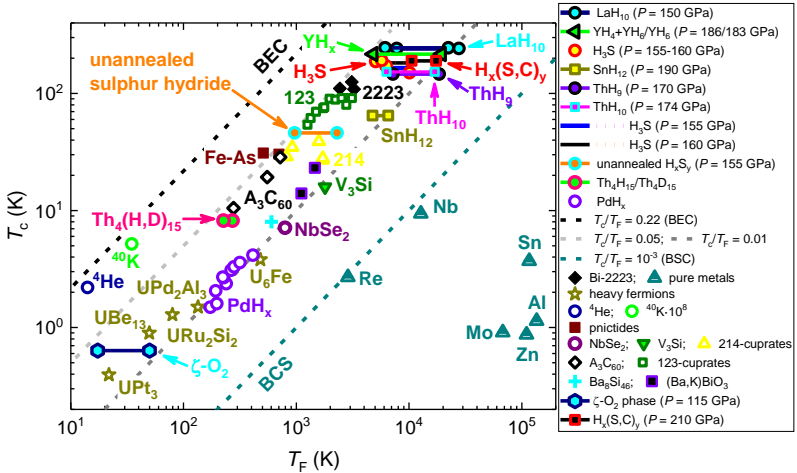


Рис.1. – Диаграмма Уемуры для основных классов сверхпроводящих материалов.

[1] A. P. Drozdov, et al. *Nature* **525**, 73 (2015),
 [2] M. Somayazulu, et al. *Physical Review Letters* **122**, 027001 (2019),
 [3] A. P. Drozdov, et al. *Nature* **569**, 528 (2019),
 [4] D.V. Semenov, et al. *Materials Today* **33**, 36 (2020),
 [5] I. A. Troyan, et al. *Advanced Materials* **33**, 10.1002/adma.202006832 (2021),
 [6] P. P. Kong, et al. *Nature Communications* **12**, 5075 (2021),
 [7] Y. J. Uemura, *J. Phys. Condens. Matter* **16**, S4515 (2004),
 [8] E. F. Talantsev, arXiv:2111.02228,
 [9] X. J. Zhou, et al. *Nature* **423**, 398 (2003).

NM-44

Электронная структура и кинетические свойства соединений Гейслера в состояниях полуметаллического ферромагнетика, спинового бесщелевого полупроводника и топологического полуметалла

Марченков В.В.^{1,2}, Ирхин В.Ю.¹

¹*ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18*

²*УрФУ, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19*

Представлен обзор теоретических и экспериментальных исследований электронной структуры, электронных и магнитных свойств различных систем сплавов Гейслера, находящихся в состояниях полуметаллического ферромагнетика, спинового бесщелевого полупроводника и топологического полуметалла [1-5]. Эти вещества обладают необычными, весьма чувствительными к внешним воздействиям магнитными и электронными характеристиками, что связано с наличием в них энергетических щелей и экзотических возбуждений. Рассмотрены особенности свойств и эволюция электронной структуры в каждом из состояний и при переходе между ними. Возможность целенаправленно управлять свойствами таких материалов открывает перспективы их практического применения.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (тема «Спин», № АААА-А18-118020290104-2) при частичной поддержке Правительства Российской Федерации (постановление № 211, контракт № 02.А03.21.0006).

[1] T. Graf et al., *Prog. SolidStateChem.*, **39**, 1 (2011).

[2] M.I. Katsnelson et al., *Rev. Mod. Phys.*, **80**, 315 (2008).

[3] X.L. Wang, *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 156404 (2008).

[4] K. Manna et al., *Nat. Rev. Mater.* **3**(8), 244(2018).

[5] В.В. Марченков, В.Ю. Ирхин и др., *ЖЭТФ* **155**, 1083 (2019).

[6] В.В. Марченков, В.Ю. Ирхин, *ФММ* **122**, 1221 (2021).

NM-45

Магниторезистивные свойства наноструктуры типа спиновый клапан с нижним расположением слоя Dy

Заворницын Р.С., Наумова Л.И., Миляев М.А., Макарова М.В.,
Проглядо В.В., Устинов В.В.

ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Трехслойные структуры Ta(5нм)/Dy(t_{Dy1})/Ta(6нм) и наноструктуры типа спиновый клапан композиции Ta(5нм)/Dy(t_{Dy2})/Co₉₀Fe₁₀(2нм)/Cu(3.4нм)/Co₉₀Fe₁₀(3.5нм)/Ta(6нм), где $t_{Dy1} = 5, 10, 15, 20, 30, 40, 60, 90$ нм и $t_{Dy2} = 3, 4, 10, 20$ нм, приготовлены методом магнетронного напыления на подложках Al₂O₃. Проведены исследования микроструктуры (для трехслойных структур), измерения электросопротивления и магнитосопротивления (для спиновых клапанов) при разных температурах. Из данных исследования микроструктуры трехслойных наноструктур следует, что в слое Dy толщиной 5 нм, напыленном на слой Ta, существуют две структурные фазы с совершенной текстурой <0002> и <10-11>. При увеличении толщины слоя Dy преобладающей становится фаза <0002>.

Анализ температурных зависимостей и структурных данных для трехслойных структур Ta/Dy(t_{Dy1})/Ta позволяет предположить, что переход парамагнетик-антиферромагнетик происходит в две стадии. При более высокой температуре наблюдается переход в антиферромагнитное состояние фазы <10-11>, при более низкой – фазы <0002>.

Исследования магнитотранспортных свойств спиновых клапанов позволяют заключить, что уменьшение температуры и увеличение приложенного поля приводит к переходу спинового клапана на основе Dy в высокоомное состояние, которое сопровождается инверсией полевых зависимостей магнитосопротивления и появлением характерной петли на температурной зависимости электросопротивления. Подобные спиновые клапаны представляют интерес в контексте разработки устройств включения/выключения, запускаемых локальным нагревом.

Получена информация об изменении магнитной структуры и деформации магнитного геликоида в нанослое Dy. Произведена оценка полей и температур, в которых происходит компенсация магнитных моментов обменно-связанной пары Dy/CoFe (Рисунок 1).

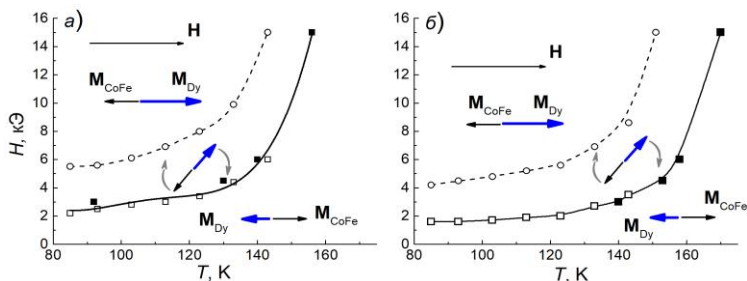


Рис.1. – H - T диаграмма для оценки ориентации обменно-связанных магнитных моментов слоев Dy(t_{Dy2})/CoFe(2нм) для спиновых клапанов с $t_{Dy2} = 10$ нм (а) и 3 нм (б).

Установлено, что в ультратонких слоях (3-4 нм) деформация геликоидальной структуры происходит иначе, чем в более толстых слоях. Возможным объяснением является изменение результатов конкуренции энергии косвенного обменного взаимодействия и магнитокристаллической анизотропии, что приводит к фиксации магнитных моментов на поверхности слоя гелимагнетика вблизи осей магнитокристаллической анизотропии в случае более тонких слоев. Ранее этот эффект был исследован теоретически для ультратонких слоев Dy [1].

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Спин» АААА-А18-118020290104-2 при поддержке молодежного проекта ИФМ УрО РАН (проект № м12-21).

[1] F.H.S. Sales et al., *J. Matter. Sci.*, **45**, 5036 (2010)

NM-46

Электронные транспортные свойства монокристаллов $\text{Mo}_x\text{W}_{1-x}\text{Te}_2$ ($x = 0; 0.7; 1$)

Перевалова А.Н.¹, Наумов С.В.¹, Марченкова Е.Б.¹, Чистяков В.В.¹,
Подгорных С.М.¹, Huang J.C.A.², Марченков В.В.^{1,3}

¹ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²National Cheng Kung University, 70101, Tainan, Taiwan

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

Монокристаллы топологических вейлевских полуметаллов $\text{Mo}_x\text{W}_{1-x}\text{Te}_2$ ($x = 0; 0.7; 1$) выращены методом химического газового транспорта. Исследованы их структура и транспортные свойства (электро-, магнитосопротивление, эффект Холла). Обнаружены и подробно изучены особенности электронного транспорта: минимум на температурной зависимости сопротивления $\rho_{xx}(T)$ в магнитном поле, нелинейная полевая зависимость холловского сопротивления $\rho_{xy}(B)$. В частности, показано, что причиной минимума на зависимости $\rho_{xx}(T)$ может являться переход от сильных к слабым эффективным магнитным полям, который наблюдался для компенсированных проводников с замкнутой поверхностью Ферми [1, 2]. Это позволило оценить величину длины свободного пробега носителей тока при низких температурах, значения которой хорошо согласуются с результатами, полученными другими авторами.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБР-НАУКИ России (тема «Спин», № АААА-А18-118020290104-2) при частичной поддержке РФФИ (проект №20-32-90069), стипендии Президента РФ молодым ученым и аспирантам (СП-2705.2022.1) и Правительства РФ (постановление № 211, контракт № 02.А03.21.0006).

[1] И.М. Лифшиц, М.Я. Азбель, М.И. Каганов, *Электронная теория металлов*, Наука, Москва (1971).

[2] В.В. Марченков, *ФНТ*, 37, 1068 (2011).

Анизотропия электросопротивления в монокристалле MnBi_2Te_4

Борболин А.Д.¹, Перевалова А.Н.¹, Наумов С.В.¹, Марченкова Е.Б.¹,
Huang J.C.A.², Марченков В.В.^{1,3}

¹ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²National Cheng Kung University, 70101, Tainan, Taiwan

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

Методом кристаллизации из раствора в расплаве выращены монокристаллы, а также синтезированы поликристаллы антиферромагнитного топологического изолятора MnBi_2Te_4 . Исследованы их структура и температурные зависимости электросопротивления $\rho(T)$. Показано, что зависимости $\rho(T)$ имеют «металлический» вид, т. е. электросопротивление увеличивается с ростом температуры. Установлено, что, когда электрический ток протекает перпендикулярно плоскости $(00l)$ в монокристалле MnBi_2Te_4 , величина ρ изменяется от 4,9 мОм·см до 7,8 мОм·см в интервале температур (78-300) К, что на порядок выше, чем электросопротивление (0,11 - 0,29) мОм·см при протекании тока в плоскости $(00l)$. Это объясняется существующей анизотропией кристаллической структуры. В то же время величина электросопротивления поликристалла MnBi_2Te_4 изменяется в пределах (3,8 – 4,35) мОм·см, что меньше ρ перпендикулярно плоскости слоев монокристалла $(00l)$, но больше ρ в плоскости $(00l)$.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБР-НАУКИ России (тема «Спин», № АААА-А18-118020290104-2) при частичной поддержке стипендии Президента РФ молодым ученым и аспирантам (СП-2705.2022.1) и Правительства РФ (постановление № 211, контракт № 02.А03.21.0006).

NM-48

Подщелевая теплопроводность в нанопроводе с градиентом температуры

Шпагина Е.В.¹, Храпай В.С.²

¹Институт физики твердого тела РАН имени Ю.А. Осипьяна, Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, 2, 142432.

²Высшая школа экономики, Москва, ул. Воронцово Поле, 1, 105062.

Исследуется модель диффузионного полупроводникового нанопровода с кольцевым участком, покрытым сверхпроводящей оболочкой. Экспериментально наблюдалось разделение потоков заряда и тепла в области с заземленным сверхпроводником [1]. Аналитически посчитанная зависимость спектральной плотности токового шума нанопровода со сверхпроводящим островком демонстрирует связь дробового шума с теплопроводностью участка нанопровода под сверхпроводником [2]. Тепловой кондактанс определяется подобно электрическому как $G_{th} = e^2 v DS/L$, где e – элементарный заряд электрона, v – плотность состояний и D – коэффициент диффузии подщелевых состояний в области со сверхпроводником, S – площадь поперечного сечения нанопровода, L – длина сверхпроводящего участка. Здесь мы продолжим численный расчет дробового шума, исследуя его зависимость от градиента температуры вдоль нанопровода, созданного путем нагрева одного из концов нанопровода аналогично [3]. В квазиклассическом приближении показана чувствительность спектральной плотности токового шума к величине теплопроводности, в общем случае зависящей от энергии квазичастиц. Измерения дельта-Т шума рассматриваются как метод регистрации подщелевой теплопроводности в области нанопровода, недоступной прямому измерению.

[1] A.O. Denisov, et.al, *Semicond. Sci. Tech.* 36, 09LT04 (2021).

[2] A.V. Bubis, et.al., *Phys.Rev.B* 104, 125409 (2021).

[3] Ofir Shein Lumbroso, et.al., *Nature* 562, 240 (2018).

NM-49

Локализация геликальных краевых состояний в нулевом магнитном поле

Тихонов Е.С.

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

Топологические изоляторы – современный класс материалов, являющихся объемными диэлектриками и обладающих необычными электронными состояниями на границе с тривиальным изолятором. Особый интерес представляют двумерные топологические изоляторы и одномерные геликальные состояния, реализующиеся на их границе. При нулевой температуре эти состояния топологически защищены – пока симметрия по обращению времени не нарушена, беспорядок не оказывает влияния на электронный транспорт. В данной работе [1] мы экспериментально исследуем проблему локализации геликальных состояний.

Наши образцы изготовлены на основе 8 нм квантовых ям HgTe/CdHgTe с помощью электронно-лучевой литографии и последующего жидкостного травления. Переход образца в режим краевого транспорта осуществляется стандартным образом при приложении напряжения на верхний затворный электрод. Для образцов с краями до 4 мкм при температуре 4.2 К мы наблюдаем сопротивления масштаба 100 кОм в режиме краевого транспорта. Нарушение симметрии по обращению времени посредством введения магнитного поля приводит к значительному росту сопротивления, сопровождающемуся появлением существенных мезоскопических флуктуаций. Это наблюдение связано с потерей топологической защиты в конечном магнитном поле [2].

В нулевом магнитном поле наши образцы демонстрируют температурную зависимость диэлектрического характера, причем у длинных

образцов (20 мкм) при самой низкой температуре 70 мК вольт-амперная характеристика приобретает пороговый вид с порогом масштаба 200 мкэВ. Это наблюдение показывает возможность локализации геликальных краевых состояний и в нулевом магнитном поле, но при существенном понижении температуры. Мы обсуждаем возможные сценарии, которые могли бы объяснить экспериментальные наблюдения. В частности, результаты магнитотранспортных измерений обсуждаются в терминах грязной взаимодействующей электронной жидкости на краю и позволяют извлечь константу взаимодействия.

Эта работа стала возможна благодаря моим соавторам в статье [1] Антону Бубису, Н.Н. Михайлову, С.А. Дворецкому и А.Г. Насибулину.

[1] A.V. Bubis, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, A.G. Nasibulin, E.S. Tikhonov, *PRB* 104, 195405 (2021)

[2] S.U. Piatrusha, E.S. Tikhonov, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, V.S. Khrapai, *PRL* 123, 056801 (2019)

Авторский указатель

- Baldwin K.W., 105
Brik M. G., 252
Bulyk L.-I., 252
But D., 187
Ciepielewski P, 252
Cros A., 254
Dmitriev I.A., 101, 136
Fedorov A., 252
Ganichev S.D., 101, 136
Gao T., 234
Garro N., 254
Godlewski M., 203
Godlewski M.M., 203
Gorbenko V., 252
Gulnaz Rakhmanova, 111
Höfling S., 141
Huang J.C.A., 273, 274
Ivan Ado, 111
Ivan Iorsh, 111
Kaszewski J., 203
Katsnelson M. I, 115
Kielbik P.A., 203
Knap W., 187
Kudrjavitseva I., 252
Kvon Z.D., 101, 136
Lushchik A., 252
Martinez G., 187
Mikhail Titov, 111
Milekhin I.A., 219
Paprocki K., 252
Pfeiffer L.N., 105
Pimenov A., 101, 136
Polyakov D.G., 163
Przybylińska H., 252
Rosowska J., 203
Savchenko M.L., 101, 136
Schneider C., 141
Seweryn A., 203
Shuvaev A., 101, 136
Shvartsman L.D., 82
Sobanska M., 250, 254
Somakumar A. K., 252
Suchocki A., 252
Syrotych Y., 252
T. Gao, 213
West K.W., 105
Witkowski B.S., 203
Zahn D.R.T, 219
Zhdachevskyy Ya., 252
Zorenko Yu, 252
Zytkiewicz Z.R., 254
Абдельбаки Х., 175, 244
Аверкиев Н.С., 185, 187, 256
Аладышкин А.Ю., 80
Алешкин В.Я., 127, 147, 223
Алтухов И.В., 131
Альперович В.Л., 82
Андряхина Е.С., 84
Арапов Ю.Г., 164
Аронзон Б.А., 189, 229
Аргамкин А.И., 246
Ахаатов М.В., 191
Бабкин С.С., 86
Басалаева Л.С., 219
Белогорохов И.А., 87
Белогорохова Л.И., 87

- Бобин С.Б., 193
Богданов Е.В., 169, 177, 179
Боголюбский А.С., 88, 195
Болтаев А.П., 232
Большаков А.П., 131
Борболин А.Д., 274
Будкин Г.В., 90
Бурмистров И.С., 84, 86, 160
Бухтияров А.В., 236
Вайнштейн И.А., 171
Варавин В.С., 223
Верхогляд А.Г., 97
Волков В.А., 92, 107
Вохминцев А.С., 171
Галеева А.В., 246
Галиаскарова М.Р., 137
Гельгорн А.В., 244
Германенко А.В., 127
Глазов М.М., 154
Голуб Л.Е., 156
Голяшов В.А., 236, 256
Григорьев П.Д., 93
Груздев Н.Б., 171
Гудина С.В., 88, 95, 164
Гудков В.В., 185
Давыдов А.Б., 189, 229
Дворецкий С.А., 88
Дворецкий С.А., 95, 97, 134, 147, 223, 246
Двуреченский А.В., 139
Девятков Э.В., 99, 129
Дегтярёв М.В., 137
Демина П.Б., 209
Денисов К.С., 166
Дижур С.Е., 131
Дикарева Н.В., 209
Дорожкин С.И., 103, 113
Дорохин М.В., 209
Дричко И.Л., 105
Дудин В.С., 177
Дулёбо А.И., 262
Дурнев М.В., 162
Евсеев С.С., 160
Егоров Д.А., 232
Елесин А.Г., 97
Емельченко Г.А., 171
Емельянов А.В., 179
Еналдиев В.В., 107
Еремеев С.В., 207
Ершов А.В., 209
Жевстовских И.В., 185, 191, 256
Заболотных А.А., 92, 107
Заворницын Р.С., 271
Звонков Б.Н., 209
Здоровейцев А.В., 209
Зеленов Ф.В., 175
Зиновьева А.Ф., 139
Зубавичус Я.В., 236
Ирхин В.Ю., 213, 234, 270
Каган М.С., 131
Казаков А.С., 246
Казанцев Д.М., 82
Капустин А.А., 113
Карцовник М.В., 93
Катанин А.А., 258
Качоровский В.Ю., 160
Квон З.Д., 116, 134
Кибис О.В., 118
Клепикова А.С., 195, 240
Клоков А.Ю., 262
Кнотько А.В., 169, 177, 179
Ковалев Б.Б., 169, 177, 179
Ковалёв В.М., 120
Козлов Д.А., 134
Кокурин И.А., 123
Колесников Н.Н., 129
Коновалов С.О., 244
Константинов Н.С., 177
Копасов А.А., 211, 264
Коренистов П.С., 213, 234
Коробейников И.В., 215, 242
Корх Ю.В., 195, 240

- Кривобок В.С., 262
 Кригер Е.А., 175, 244
 Кузнецов Е.А., 195
 Кулаковский В.Д., 141
 Кулатов Э.Т., 229
 Кунцевич А.Ю., 262
 Курусь Н.Н., 219
 Кутлин А.Г., 264
 Латышев А.В., 219
 Леппенен Н.В., 156
 Лифшиц М.Б., 166, 187
 Лончаков А.Т., 193
 Лукоянов А.В., 213, 234
 Ляпилин И.И., 217
 Макаров С.Н., 97
 Макарова М.В., 271
 Максимов А.А., 141
 Маренкин С.Ф., 189, 229
 Марченков В.В., 183, 213, 234, 270,
 273, 274
 Марченкова Е.Б., 213, 234, 273, 274
 Махмудиан М., 125
 Мельников А.С., 211, 264
 Меньшенин В.В., 171
 Мехия А.Б., 189, 229
 Милёхин А.Г., 219
 Миляев М.А., 271
 Миньков Г.М¹, 127
 Михайлов Н.Н., 88, 95, 97, 116, 134,
 147, 223, 246
 Морозова Н.В., 215, 242
 Наумов С.В., 273, 274
 Наумова Л.И., 271
 Невров В.Н., 88, 95, 147, 164
 Немытова О.В., 195
 Ненашев А.В., 139
 Никитинский О.С., 175, 244
 Николаев С.Н., 262
 Носкова Д.Д., 227, 232
 Овешников Л.Н., 189, 229
 Овсянников С.В., 215, 242
 Ольшанецкий Е.Б., 116
 Орлова Н.Н., 129
 Отроков М.М., 207
 Паль А.Ф., 131
 Панкрушина Е.А., 240
 Папроцкий С.К., 131
 Пахомов Я.А., 195
 Первалова А.Н., 273, 274
 Перевозчикова Ю.А., 213, 234
 Перов Д.В., 195
 Подгорных С.М., 88, 95, 147, 273
 Попов М.Р., 95, 147
 Проглядо В.В., 271
 Проценко В.С., 258
 Пугачев М.В., 262
 Пудонин Ф.А., 227, 232
 Ракицкий М.А., 166
 Ральченко В.Г., 131
 Ремесник В.Г., 223
 Риль А.И., 189, 229
 Ринкевич А.Б., 195, 240
 Родионов Н.Б., 131
 Рожанский И.В., 166
 Рут О.Е., 127
 Рыжков М.С., 134
 Рябова Л.И., 246
 Савельев А.П., 164
 Савченко С.С., 171
 Сарычев М.Н., 185, 256
 Сарычев М.Н., 191
 Селиванов Ю.Г., 189
 Семенова О.И., 191, 256
 Семянникова А.А., 213, 234
 Ситников М.Н., 175, 244
 Скипетров Е.П., 169, 177, 179
 Скипетрова Л.А., 169, 177, 179
 Скорняков Л.Г., 137
 Слынько В.Е., 169, 177, 179
 Смирнов И.Ю., 105
 Соколов В.И., 171
 Соловьев А.А., 169

- Степина Н.П., 139
Ступак М.Ф., 97
Суслов А.В., 105
Таланцев Е.Ф., 268
Талденков А.Н., 179
Тарасенко С.А., 90, 162
Тартаковский И.И., 141
Темирязов А.Г., 209
Темирязова М.П., 209
Терещенко О.Е., 236, 256
Тимонина А.В., 129
Титов А.Н., 242
Тиходеев С.Г., 141
Тихонов Е., 276
Тихонов К.С., 160
Толмачева Е.А., 240
Туруткин К.В., 88, 240
Ужаков И.Н., 223
Уймин М.А., 195
Усик А.Ю., 242
Успенский Ю.А., 229
Устинов В.В., 271
Федоров И.Б., 113
Филатов Е.В., 141
Харьков А.М., 175, 244
Хачатрян А.Ш., 183
Хвальковский Н.А., 131
Хмельницкий Р.А., 131
Хохлов Д.Р., 246
Храпай В.С., 275
Худайбердиев Д.А., 134
Чарная Е.В., 183
Ченцов С.И., 262
Черемных Н.А., 175, 244
Чернопицкий М.А., 262
Чистяков В.В., 273
Чулков Е.В., 207
Шадрин А.М., 227
Шарков А.И., 262
Швец В.А., 223
Шелушинина Н.Г., 88, 95, 164
Шерстнев И.А., 227, 232
Шерстобитов А.А., 127
Шпагина Е.В., 275
Шумилин А.С., 139
Шуплецов А.В., 262
Энтин М. В., 125
Эрнст А., 207
Якунин М.В., 88, 95, 147, 164



Компания «Криотрейд Инжиниринг» основана в 2008 году в Москве. В настоящее время мы производим собственное криогенное оборудование, а также представляем в России и странах СНГ множество зарубежных производителей:

- **Bluefors**, Финляндия – производитель криостатов растворения He^3 - He^4 с непревзойденными характеристиками;

- **Lake Shore Cryotronics Inc.**, США – ведущий мировой производитель электроники и измерительных систем;

- **Cryomech Inc.**, США – производитель криокулеров типа «пульсационная труба» и на цикле Гиффорда-МакМагона, а также генераторов жидкого азота и ожижителей гелия;

- **Sumitomo Heavy Industries**, США/Япония – крупнейший производитель криогенных рефрижераторов, работающих на цикле Гиффорда-МакМагона и типа «пульсационная труба», а также криогенных насосов;



- **Zurich Instruments**, Швейцария – производитель синхронных усилителей (lock-in amplifiers), генераторов сигналов произвольной формы и полного спектра оборудования для работы с квантовыми компьютерами;



- **Cryofab**, США – производитель сосудов Дьюара (гелиевых и азотных), являющихся эталоном по характеристикам и удобству использования;

- **attocube systems**, Германия – поставщик криогенных нанопозиционеров, а также аналитического криогенного оборудования (AFM, MFM, SHPM, STM, CFM)

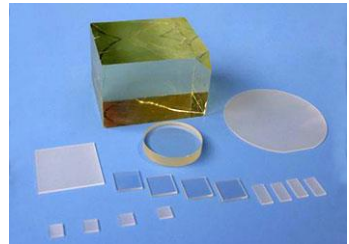
- **Cryomagnetics**, США – производитель сверхпроводящих магнитов и систем на их базе, а также измерителей уровней криогенных жидкостей;



Также мы сотрудничаем с **Tecuum** (Швейцария, системы термовакуумного напыления); **Stirling Cryogenics** (Нидерланды, полупромышленные генераторы жидкого азота и криогенераторы), **Linkam Scientific Instruments** (Великобритания, системы термостатирования для микроскопии), **S&I Spectroscopy & Imaging** (Германия, спектрометры комбинационного рассеяния), **GMW Associates** (США, электромагниты и катушки Гельмгольца(и многими другими).

Помимо этого, мы занимаемся поставками различных расходных материалов:

- подложки (Si, GaAs, Al₂O₃ и др.) размером от 1 до 12 дюймов, для научных и промышленных применений от производителей из Америки, Европы и Китая;



- сцинтилляторы в корпусированном и бескорпусном исполнениях, а также

сцинтилляционные массивы для широко спектра применений;

- кристаллы для лазеров и окна прозрачности, с возможностью изготовления/нарезки по размерам пользователя;

- расходные материалы **TedPella, Inc.** (США) для сканирующей электронной микроскопии

- лабораторное оборудование, расходные материалы и различные вещества для микроэлектроники **Ossila Limited** (Великобритания).

Собственная продукция



- Криостаты заливные, проточные и замкнутого типа, в том числе He^3 -криостаты. За почти 14 лет работы нами решено множество нестандартных задач в области криогенного приборостроения – в том числе построено несколько криостатов замкнутого цикла со сниженными вибрациями, криостат с задаваемым в широком диапазоне градиентом температур на держателе образца, криостат для нейтронографии и т.п.

- Сверхпроводящие магниты заливные и «сухие», как оптические, так и неоптические, с полями до 14 Тл;

- Переливные устройства для жидкого азота и гелия – как в стандартных исполнениях, так и по требованиям заказчика;

- Системы автоматической подачи жидкого азота из сосуда Дьюара;
- Криогенные экраны для камер имитации космоса.

Генераторы жидкого азота

«Криотрейд Инжиниринг» выполняет поставку оборудования для производства жидкого азота:

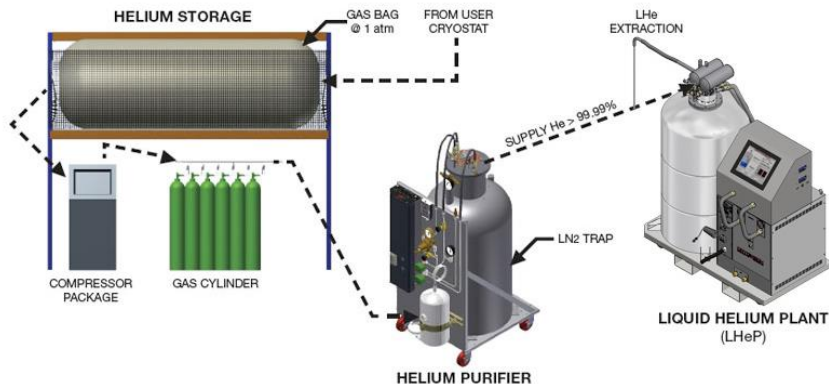
- Под задачи большинства других лабораторий идеально подойдут модели серии LNP от **Cryomech** производительностью 10-240 литров жидкого азота в сутки;

- Для промышленных применений представляют интерес установки производства **Stirling Cryogenics** с производительностью до 2000 литров жидкого азота в сутки.



Гелиевые реконденсаторы, ожижители и системы сбора гелия

В связи с увеличением цен и на жидкий гелий и ростом его потребления возрос интерес к системам для производства жидкого гелия из газообразного, реконденсаторам и системам сбора и очистки. **Cryomech** предлагает пользователям целую линейку продуктов для этих задач. Такие системы имеют производительность от 15 до 80 л/сутки.



Оборудование производства Zurich Instruments

Компания **Zurich Instruments** (Швейцария) производит синхронные усилители, генераторы сигналов произвольных и специальных форм, контуры фазовой автоподстройки частоты, анализаторы импеданса, а также широкий спектр оборудования для работы с квантовыми компьютерами.

Синхронный усилитель MFLI и анализатор импеданса MFIA



MFLI – синхронный усилитель для частотного диапазона от постоянного тока до 500 кГц/5 МГц (увеличение полосы частот программное и не требует отправки на завод). Для обеспечения высококачественной обработки цифрового сигнала в нем применяются новейшие аппаратные и цифровые технологии. Опция **MF-IA** добавляет прибору функции анализатора импеданса.

Синхронные усилители HF2LI и UHFLI и приборы на их базе

HF2LI – двухканальный цифровой синхронный усилитель, работающий в диапазоне частот от 0.7 мкГц до 50 МГц.



Благодаря наличию двух независимых контуров система фактически может работать как две отдельных. Опция высокочастотной двухконтурной системы фазовой автоподстройки частоты **HF2PLL** обеспечивает возможность фазово-чувствительного детектирования.

UHFLI – сверхвысокочастотный двухканальный цифровой синхронный усилитель, который задает новые стандарты среди синхронных усилителей – по частоте, полосе демодуляции, интегрированным возможностям и ПО. Он имеет диапазон частот от DC до 600 МГц. Опция **UHF-AWG** добавляет также функционал генератора сигналов произвольной формы.

Системы для работы с кубитами: HDAWG, UHFQA и др.



HDAWG – это 4/8-канальный генератор сигналов произвольной формы, имеющий самую высокую плотность каналов среди представленных на рынке приборов и разработанный специально для генерации сложных сигналов в полосе до 750 МГц.

специально для генерации сложных сигналов в полосе до 750 МГц.

UHFQA – сверхвысокочастотный квантовый анализатор, обладающий высочайшей скоростью и точностью и позволяющий выполнять измерения в диапазоне частот до ± 600 МГц с наносекундным временным разрешением.

HDIQ – 4-канальный IQ модулятор, работающий в частотном диапазоне от 4 до 8 ГГц. Используется в восходящем каскаде в системах квантовых компьютеров.

SHFSG – 4/8-канальный генератор сигналов от DC до 8.5 ГГц с шириной полосы 1 ГГц.



Оборудование производства Lake Shore Cryotronics

Lake Shore Cryotronics, Inc. – американская компания, которая с 1968 года занимается поставками широкого спектра оборудования по всему миру. Оборудование для измерения температур (датчики, термопары, мониторы и контроллеры) является стандартом и встречается практически в каждой лаборатории. Сенсоры Cernox™ для измерения температур вплоть до 100 мК в магнитных полях до 19 Тл не имеют аналогов в мире.

Основные типы продукции **Lake Shore Cryotronics, Inc.:**

- температурные мониторы, позволяющие получать данные одновременно с нескольких сенсоров (от 1 до 12 в зависимости от модели);

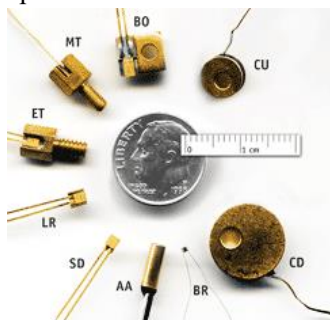
- контроллеры температур, обеспечивающие контроль температур в диапазоне от 100 мК до 1500 К (зависит от модели);

- датчики температур: полупроводниковые диоды (кремниевые и GaAs), тонкопленочные терморезисторы Cernox™, толстопленочные резисторы Rox™, термопары, платиновые терморезисторы в различных исполнениях;

- блоки питания для электро- и сверхпроводящих магнитов, в т.ч. биполярные 4-квадрантные, с выходным током до ± 135 А и напряжением до ± 75 В;

- VSM магнитометры: магнитное поле до 3.42 Тл, динамический диапазон от 10^{-7} до 10^3 ед, постоянная времени от 0,1 до 10 с. Возможно исполнение с азотным и гелиевым криостатами, а также с печью для нагрева образца;

- электромагниты с полем до 3.05 Тл и зазором до 17.6 см;



- криогенные зондовые станции: магнитное поле до 0.6/2.5 Тл (электромагнит, СП магнит), исполнение возможно как с проточными криостатами, так и с криостатами замкнутого цикла. Поддержка до 6 зондов, в т.ч. высокочастотных GSG (76 ГГц), размер образца – до 101 мм;



- системы измерения Холловского тока с магнитными полями до 2.1 Тл и опционально доступными криостатом и/или печью для охлаждения и нагрева образцов;

- системы исследования образцов в ТГц диапазоне (от 0.2 до 1.5 ТГц) с магнитным полем до 9 Тл и температурным диапазоном от 5 до 300 К.



Оптическое оборудование

С 2019 года мы открыли также направление фотоники. Ниже представлена номенклатура поставляемой продукции. Помимо этого, мы готовы также поставить практически любое оборудование по запросу пользователя (под заказ).

Узкополосные одночастотные лазеры

- Длина волны: от 185 нм до 2371 нм
- Мощность: от 1 мВт до 18 Вт
- Ширина линии: от 1 кГц до 1 МГц
- Пучок TEM₀₀
- Возможность перестройки длины волн



Квантово-каскадные ИК лазеры

- Длина волны: от 760 нм до 14 000 нм
- Мощность: от 1 мВт до 9 Вт
- Возможность перестройки длины



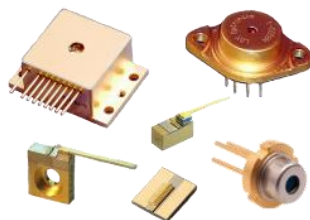
волны

Мощные УФ и синие лазеры

- Длина волны: от 185 нм до 447 нм
- Мощность: от 1 мВт до 18 Вт
- Импульсный и непрерывный режимы работы

Лазерные диоды

- Длина волны: от 375 нм до 14 000 нм
- Мощность: от 1 мВт до 150 Вт
- Импульсный и непрерывный режим ра-



боты

- Фабри-Перо и DFB лазерные диоды
- Возможность установки волоконного выхода

Кремниевые фотоумножители

- Размер микроячейки: от 10 мкм до 75 мкм
- Спектральный диапазон: от 280 нм до 1070 нм
- Возможность изготовления матриц

Электро- и акустооптические модуляторы

- Частота модуляции: DC/HV – 20 ГГц
- Спектральный диапазон: от 200 нм до

12 мкм

- Фазовая и амплитудная модуляция
- Модуляторы для спектроскопии и ла-

зерного охлаждения



Широкополосные источники излучения

- Различные диапазоны на промежутке длин волн от 0,16 до 40 мкм
- Мощность: до 1 кВт
- Импульсный и непрерывный режимы работы

Программа и Тезисы докладов
XXIV Уральской международной зимней школы
по физике полупроводников

г. Екатеринбург, 14 – 19 февраля 2022 г.

ISBN 978-5-6045774-3-1



9 785604 577431

Материалы школы
публикуются в авторской редакции

Ответственный за выпуск:	<i>М.В. Якунин</i>
Верстка и техническое редактирование:	<i>А.С. Боголюбский</i>
Дизайн:	<i>С.Б. Бобин</i>
Редактирование:	<i>С.В. Гудина</i>

Подписано в печать 03.02.2022

Тираж 30 экз.

Участок оперативной полиграфии УрО РАН
620049, Екатеринбург, ул. Первомайская, 91

ИФМ УрО РАН

620108, г. Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18
e-mail: uiwsps@imp.uran.ru