

### **ПРОГРАМНИЙ КОМІТЕТ**

- Голова комітету - Гнатченко Сергій Леонідович, чл.-кор. НАН України, директор ФТІНТ НАН України (Харків)
- Заступник голови - Самоваров Володимир Миколайович, д.ф.-м.н., заступник директора з наукової роботи ФТІНТ НАН України (Харків)
- Єременко Віктор Валентинович, академік НАН України, ФТІНТ НАН України (Харків)
- Пастур Леонід Андрійович, академік НАН України, ФТІНТ НАН України (Харків)
- Омелянчук Олександр Миколайович, чл.-кор. НАН України, ФТІНТ НАН України (Харків)
- Рудавський Едуард Якович, чл.-кор. НАН України, ФТІНТ НАН України (Харків)
- Стржемечний Михайло Олексійович, чл.-кор. НАН України, ФТІНТ НАН України (Харків)
- Харченко Микола Федорович, академік НАН України, ФТІНТ НАН України (Харків)
- Карачевцев Віктор Олексійович, д.ф.-м.н., ФТІНТ НАН України (Харків)
- Оболенський Михайло Олександрович, д.ф.-м.н., професор ХНУ ім. В.Н.Каразіна (Харків)
- Пан Володимир Михайлович, д.ф.-м.н., ІМФ НАН України (Київ)
- Свистунов Володимир Михайлович, д.ф.-м.н., професор НТУ «ХПІ» (Харків)
- Уваров Віктор Миколайович, чл.-кор. НАН України, ІМФ НАН України (Київ)
- Фельдман Геннадій Михайлович, д.ф.-м.н., ФТІНТ НАН України (Харків)
- Чабаненко Віктор Васильович, д.ф.-м.н., ДонФТІ НАН України (Донецьк)
- Яготинцев Костянтин Олександрович, к.ф.-м.н., голова Ради молодих вчених ФТІНТ НАН України (Харків)
- Юзефович Ольга Ігорівна, к.ф.-м.н., заступник голови Ради молодих вчених ФТІНТ НАН України (Харків)

### **ОРГАНІЗАЦІЙНИЙ КОМІТЕТ**

- Кійко Андрій, (голова), (ФТІНТ НАН України)
- Яготинцев Костянтин, к.ф.-м.н. (заст. голови), (ФТІНТ НАН України)
- Юзефович Ольга, к.ф.-м.н. (заст. голови), (ФТІНТ НАН України)
- Савіна Юлія (секретар), (ФТІНТ НАН України)
- Рикова Ганна (фізика), (ФТІНТ НАН України)
- Храбустовський Андрій (математика), (ФТІНТ НАН України)
- Чаговець Віталій (біофізика), (ФТІНТ НАН України)
- Блудов Олексій (поселення), (ФТІНТ НАН України)
- Пащенко Марія (OSA, SPIE), (ФТІНТ НАН України)
- Афанасьєв Олександр, (ФТІНТ НАН України)
- Злоба Денис, (ФТІНТ НАН України)
- Михайлов Михайло, (ФТІНТ НАН України)
- Попережай Сергій, (ФТІНТ НАН України)
- Шевченко Сергій, к.ф.-м.н. (ФТІНТ НАН України)
- Борискін Артем, к.ф.-м.н. (ІРЕ НАН України),
- Пишкін Павло (ФТІНТ НАН України, НТУ "ХПІ"),
- Шурінова Олена (ХНУ) .

**1 червня, понеділок**

8.00-10.00	Реєстрація учасників конференції (центральний хол Інституту), поселення іногородніх учасників конференції	
	<b>Пленарне засідання (малий зал)</b>	<b>Стор.</b>
10.00-10.15	<b>Відкриття конференції.</b> <b>Вступне слово: Гнатченко Сергій Леонідович</b> , чл.-кор. НАН України, директор ФТІНТ НАН України.	
10.15-11.15	<b>Харченко Микола Федорович</b> , академік НАН України, зав. відділом оптичних та магнітних властивостей твердих тіл ФТІНТ НАН України. <b>ВИКОРИСТАННЯ МАГНІТООПТИЧНИХ МЕТОДІВ В СУЧАСНИХ ФІЗИЧНИХ ЕКСПЕРИМЕНТАХ (пленарна лекція).</b>	19
11.15-11.30	<b>перерва на каву</b>	
<b>Секція</b>	<b>Низькотемпературний магнетизм, спінтроніка</b> (малий зал)	<b>Стор</b>
Головуючий:	<b>Рикова Ганна Іванівна</b> , м.н.с., ФТІНТ НАНУ	
11.30-12.00	<b>Кутько Володимир Іванович</b> , д.ф.-м.н., п.н.с, ФТІНТ НАН України <b>ДИНАМІКА ШАРУВАТИХ ЯН-ТЕЛЛЕРІВСЬКИХ КРИСТАЛІВ РІДКІСНОЗЕМЕЛЬНИХ СПОЛУК (запрошена доповідь).</b>	20
12.00-12.15	Пишкін Павло Володимирович СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В СИСТЕМЕ ЭЛЕКТРОНОВ НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ ЖИДКОГО ГЕЛИЯ А. И. Копелиович, <u>П. В. Пышкин</u> , ФТИНТ	21
12.15-12.30	Хачатурова Тетяна Олександрівна GIANT MAGNETORESISTANCE EFFECT IN DOUBLE TUNNEL JUNCTIONS WITH FERROMAGNETIC BARRIERS Т. А. Khachaturova, DIPE	22
12.30-12.45	Ступка Антон Анатолійович МАГНОНИ ЯК КВАНТИ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ <i>А.А.Ступка, ДнНУ</i>	23
12.45-13.00	Дем'яненко Дмитро Олександрович ГАМИЛЬТОНОВА ДИНАМІКА МАГНЕТИКОВ СО СПИНОМ S=1. <u>Д. А. Демьяненко</u> <sup>1</sup> , М. Ю. Ковалевский <sup>2</sup> <sup>1</sup> ННЦ «ХФТИ», <sup>2</sup> Белгородский национальный университет	24
13.00-13.15	Афанасьев Александр Валентинович SPIN AND LATTICE CORRELATIONS IN THE STRONGLY FRUSTRATED ANTIFERROMAGNET ZnCr <sub>2</sub> O <sub>4</sub> <u>О. Afanasiev</u> <sup>1</sup> , V. Gnezdilov <sup>1</sup> , P. Lemmens <sup>2</sup> , V. Tsurkan <sup>3</sup> , V. Felea <sup>3</sup> <sup>1</sup> ILTPЕ, <sup>2</sup> Inst. For Condensed Matter Physics, Germany; <sup>3</sup> Institute of Applied Physics, Moldova	25
13.15-13.30	Кравчук Володимир Петрович НАРОДЖЕННЯ ВИХОР-АНТИВИХРОВОЇ ПАРИ В МАГНІТНОМУ НАНОДИСКУ У ВИХРОВОМУ СТАНІ, <u>В.П. Кравчук</u> <sup>1</sup> , Ю.Б. Гайдідей <sup>1</sup> , Д.Д. Шека <sup>2</sup> <sup>1</sup> Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова, <sup>2</sup> КНУ	26
13.30-13.45	Дергачов Костянтин Георгійович РЕЗОНАНСНЫЕ СВОЙСТВА АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА Mn <sub>2</sub> P <sub>2</sub> S <sub>6</sub> НИЖЕ ТЕМПЕРАТУРЫ МАГНИТНОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ, К. Г. Дергачев, ФТИНТ	27

13.45-14.45	перерва на обід	
<b>Секція</b>	<b>Надпровідність (малий зал)</b>	<b>Стор</b>
Головуючий:	<b>Юзефович Ольга Ігорівна</b> , к.ф.-м. н., н.с, ФТІНТ НАНУ	
14.45-15.15	<b>Оболенський Михайло Олександрович</b> , д. ф.-м. наук, професор, завідувач кафедри фізики низьких температур ХНУ ім. В.Н. Каразіна СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ И ВОЛНА ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ <i>(запрошена доповідь)</i>	38
15.15-15.30	Баннікова Наталія Миколаївна ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛН И ВИХРЕЙ В БОЗЕ-КОНДЕНСАТЕ НА ОСНОВЕ ОБОБЩЕННОГО УРАВНЕНИЯ ГРОССА-ПИТАЕВСКОГО <u>Н. Н. Банникова</u> , А. И. Соколовский, ДнНУ	39
15.30-15.45	Вакалюк Олексій Васильович НЕЛИНЕЙНЫЕ МИКРОВОЛНОВЫЕ СВОЙСТВА ВТСП УВСО ПЛЕНОК, ДОПИРОВАННЫХ НАНОЧАСТИЦАМИ BaZrO <sub>3</sub> <u>А.В. Вакалюк</u> <sup>2</sup> , А.А. Каленюк <sup>1</sup> , К.А. Гребень <sup>2</sup> , А.И. Ребиков <sup>1</sup> , В.О. Москалюк <sup>1</sup> , В.С. Флис <sup>1</sup> , А.В. Прокопенко <sup>2</sup> , В.М.Пан <sup>1</sup> <sup>1</sup> Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова <sup>2</sup> КНУ	40
15.45-16.00	Михайлов Михайло Юрійович РЕЗИСТИВНОЕ СОСТОЯНИЕ УЛЬТРАТОНКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНОК NbN И MoRe <u>М.Ю. Михайлов</u> <sup>1</sup> , А.С. Похила <sup>1</sup> , А.Г. Сиваков <sup>1</sup> , В.П. Колесник <sup>2</sup> В.А. Селезнев <sup>3</sup> , Г.Н. Гольцман <sup>3</sup> <sup>1</sup> ФТИНТ, <sup>2</sup> Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского „ХАИ“, <sup>3</sup> Московский педагогический государственный университет	41
16.00-16.15	Васильєв Сергій Володимирович ДИНАМИКА РАЗРУШЕНИЯ КРИТСОСТОЯНИЯ ДВУСВЯЗНОГО СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ОБЪЕКТА - КОЛЬЦА <u>С.В. Васильев</u> <sup>1</sup> , А. Nabialek <sup>2</sup> , В. Ф. Русаков <sup>3</sup> , В. В. Чабаненко <sup>1</sup> <sup>1</sup> ДонФТИ, <sup>2</sup> Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Warsaw, Poland <sup>3</sup> ДНУ	42
16.15-16.30	Монарха Володимир Юрійович НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ МАГНИТНЫХ ПОТОКОВ В ВТСП <u>В.Ю.Монарха</u> <sup>1</sup> , В.П.Тимофеев, <sup>2</sup> А.А.Шабло <sup>2</sup> <sup>1</sup> ХНУ, <sup>2</sup> ФТИНТ	43
16.30-16.45	Гребень Кирило Андрійович МИКРОВОЛНОВЫЙ ОТКЛИК СМЕШАННОГО СОСТОЯНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ УВСО ПЛЕНОК <u>К.А. Гребень</u> <sup>2</sup> , А.А. Каленюк <sup>1</sup> , А.В. Вакалюк <sup>2</sup> , В.О. Москалюк <sup>1</sup> , В.С. Флис <sup>1</sup> , А.В. Прокопенко <sup>2</sup> В.М. Пан <sup>1</sup> <sup>1</sup> Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова <sup>2</sup> КНУ	44
16.45-17.00	перерва на каву	
17.00-18.00	<b>Перша постерна сесія (хол інституту)</b>	
	<i>Надпровідність</i>	
<b>P1</b>	Кійко Андрій Сергійович DYNAMICS OF SUPERCONDUCTING FLUX QUBIT UNDER DIFFERENT TIME-DEPENDENT BIAS <u>А.С. Кіуко</u> <sup>1</sup> , В.Ф. Samsonov <sup>2</sup> , V.V. Shamshutdinova <sup>2</sup> , S.N. Shevchenko <sup>1</sup> <sup>1</sup> ILTPRE, <sup>2</sup> Tomsk State University, Russia	45
<b>P2</b>	Темченко Євген Олександрович ТЕОРЕТИЧНЕ ВИВЧЕННЯ РЕЗОНАНСНОГО ЗБУДЖЕННЯ В КУБІТНИХ СИСТЕМАХ	46

	<u>Є.О. Темченко</u> <sup>1</sup> , С.М. Шевченко <sup>2</sup> , <sup>1</sup> ХНУ, <sup>2</sup> ФТИНТ	
<b>P3</b>	Коверя Валентин Петрович ОБНАРУЖЕНИЕ И СВОЙСТВА АВТОКОЛЕБАНИЙ ТРАНСПОРТНОГО ТОКА В ДВУСВЯЗНОМ СВЕРХПРОВОДНИКЕ, <u>В.П. Коверя</u> , С.И. Бондаренко, Н.М. Левченко, А.В. Кревсун, А.А. Шабло, ФТИНТ	47
<b>P4</b>	Москалюк В'ячеслав Олегович КУПРАТНІ ВТНП ТОНКІ ПЛІВКИ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ З ДОБАВКАМИ $BaZrO_3$ ТА ЇХ НАНОСТРУКТУРА <u>В. О. Москалюк</u> , В. С. Фліс, А. О. Фліс, В. М. Пан, В. Л. Свечников Інститут металофізики ім. Г.В. Курдюмова	48
<b>P5</b>	Кравченко Кирило Володимирович ВЛИЯНИЕ ИНТЕРКАЛИРОВАНИЯ МЕТАЛЛАМИ НА ФОНОННЫЙ И ЭЛЕКТРОННЫЙ СПЕКТРЫ ГРАФИТА <u>К. В. Кравченко</u> <sup>1</sup> , И.А.Господарев <sup>1</sup> , В.И.Гришаев <sup>1</sup> , Е.В.Манжелий <sup>1</sup> , Е.С.Сыркин <sup>1</sup> , С.Б.Феодосьев <sup>1</sup> , А.Feher <sup>2</sup> <sup>1</sup> ФТИНТ, <sup>2</sup> Centre of Low Temperature Physics Faculty of Science P.J. Safarik University & Institute of Experimental Physics SAS, Slovakia	49
<b>P6</b>	Ребіков Андрій Іванович ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА БИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ГРАНИЦ ПЛЕНОК ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО СВЕРХПРОВОДНИКА $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ <u>А.И. Ребиков</u> , А.Л.Касаткин, А.А.Каленюк, В.С.Флис, В.О.Москалюк, В.М.Пан Інститут металлофізики ім. Г.В. Курдюмова	50
<b>P7</b>	Конопацький Борис Леонідович МИКРОКОНТАКТНЫЕ СПЕКТРЫ АНДРЕЕВСКОГО ОТРАЖЕНИЯ И АНИЗОТРОПИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЩЕЛИ В ОЛОВЕ <u>Б.Л. Конопацкий</u> <sup>1</sup> , Н.Л. Бобров <sup>1</sup> , С.В. Морлок <sup>2</sup> , <sup>1</sup> ФТИНТ, <sup>2</sup> НТУ «ХПИ»	51
<b>P8</b>	Шишмакова Анна Сергіївна ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ИНДУКЦИИ СВЕРХПРОВОДНИКА В РЕЗУЛЬТАТЕ ЛАВИНЫ МАГНИТНОГО ПОТОКА <u>А. С. Шишмакова</u> <sup>1</sup> , С.В. Васильев <sup>1</sup> , А. Nabialek <sup>2</sup> , В. В. Чабаненко <sup>1</sup> <sup>1</sup> ДонФТИ, <sup>2</sup> Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Warsaw, Poland	52
	<i>Електронні властивості твердих тіл при низьких температурах</i>	
<b>P9</b>	Ібулаєв Володимир Веніамінович СТРУКТУРНЫЕ И МАГНИТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИСЕЛЕНИДА НИОБИЯ, ОБЛУЧЕННОГО БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ <u>В.В. Ибулаев</u> , В.В. Еременко, В.А. Сиренко, М.Ю. Шведун, ФТИНТ	159
<b>P10</b>	Козлов Ігор Веніславович КВАНТОВЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ИМПЕДАНСА СЛОИСТЫХ ПРОВОДНИКОВ В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИИ И. В. Козлов, ФТИНТ	160
<b>P11</b>	Федорченко Олексій Віталійович MAGNETIC PROPERTIES OF CHROMIUM DIBORIDE A.V. Logosha, <u>A.V. Fedorchenko</u> , ILTPЕ	161
<b>P12</b>	Турченко Віталій Олександрович ДЕФЕКТНОСТЬ СТРУКТУРЫ, ТРАНСПОРТНЫЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КЕРАМИКИ $(La_{1-x}Ca_x)_{1-y}MnO_{3+\delta}$ . ( $x=0-0.25$ ; $y=0.1$ ). <u>Турченко В.А.</u> , Пашенко В.П., Пашенко А.В., Прокопенко В.К., Ревенко Ю.Ф., Сычева В.Я., ДонФТИ	162
<b>P13</b>	Крамар Олександр Іванович	163

	TRANSPORT PROPERTIES OF MOTT-HUBBARD FERROMAGNET WITH CORRELATED HOPPING AT LOW TEMPERATURE <u>О.Крамар</u> , Yu. Skorenkyu, Ternopil State Technical University	
<b>P14</b>	Плющай Олександр Іванович ПСЕВДОЩЛИНА У ВТНП КУПРАТАХ ТА ЇЇ НЕМОНОТОННІСТЬ <u>О. І. Плющай</u> <sup>1</sup> , Д. В. Євтушинський <sup>1,2</sup> , А.А.Кордюк <sup>1,2</sup> <sup>1</sup> Інститут металофізики ім. Г.В.Курдюмова, <sup>2</sup> IFW Dresden, P.O. Box 270116, D-01171 Dresden, Germany	164
	<i>Низькотемпературний магнетизм, спінтроніка</i>	
<b>P15</b>	Жеков Костянтин Ростиславович МАГНИТОУПРУГИЕ ЭФФЕКТЫ В МОНОКРИСТАЛЛЕ $\text{PrFe}_3(\text{VO}_3)_4$ <u>К. Р. Жеков</u> <sup>1</sup> , И. В. Билыч <sup>1</sup> , И А. Гудим <sup>2</sup> <sup>1</sup> ФТИНТ, <sup>2</sup> Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, Россия	28
<b>P16</b>	Міронова Світлана Федорівна КОЛЛЕКТИВНЫЕ СПИН-ВОЛНОВЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В УЗКОЗОННЫХ ХАББАРДОВСКИХ МАГНЕТИКАХ <u>С.Ф. Миронова</u> , Э.Е. Зубов, ДонФТИ	29
<b>P17</b>	Шитов Анатолій Анатолійович НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ <u>А.А. Шитов</u> <sup>1</sup> , В.С. Герасимчук <sup>2</sup> <sup>1</sup> Донбасская национальная академия строительства и архитектуры, <sup>2</sup> НТУ «КПИ»	30
<b>P18</b>	Полтавський Ігор Іванович FINITE TEMPERATURE PHASE DIAGRAM OF HARDCORE BOSONS ON SQUARE LATTICE <u>I. I. Poltavsky</u> , T. N. Antsygina, M. I. Poltavskaya, K. A. Chishko, ILTPE	31
<b>P19</b>	Рикова Ганна Іванівна НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА $\text{La}_{1-x}\text{Sm}_x\text{MnO}_3$ А.И. Рыкова, ФТИНТ	32
<b>P20</b>	Корнієнко Євгенія Геннадіївна МАГНИТНЫЕ И УПРУГИЕ ДОМЕНЫ В СФМ $\text{Sr}_2\text{Cu}_3\text{O}_4\text{Cl}_2$ <u>Е. Г. Корниенко</u> <sup>1</sup> , Е. В. Гомонай <sup>1,2</sup> , В. М. Локтев <sup>1,2</sup> <sup>1</sup> НТУ «КПИ», <sup>2</sup> Институт теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова	33
<b>P21</b>	Васильєв Сергій Володимирович STEP-LIKE BEHAVIOR OF PHYSICAL PROPERTIES OF $\text{La}_{0.5}\text{Ca}_{0.5}\text{Mn}_{0.94}\text{Fe}_{0.06}\text{O}_3$ IN THE STRONG MAGNETIC FIELD <u>S. Vasiliev</u> <sup>1</sup> , T. Tsvetkov <sup>1</sup> , V.V. Chabanenko <sup>1</sup> , A. Nabialek <sup>2</sup> , A. Szewczyk <sup>2</sup> , R. Minikaev <sup>2</sup> , R. Popov <sup>1</sup> , Z.F. Kravchenko <sup>1</sup> , H. Szymczak <sup>2</sup> <sup>1</sup> DIPE, <sup>2</sup> Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Poland	34
<b>P22</b>	Білінський-Слотило Володимир Романович МАГНЕТИЗМ КРИСТАЛІВ $\text{HgSe:Fe}$ ТА $\text{Cr}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Se}$ В. Р. Білінський-Слотило, ЧНУ	35
<b>P23</b>	Хрустальов Володимир Михайлович ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ МЕТАМАГНІТНОГО ПЕРЕХОДУ У ЛІТІСВОМУ ОРТОФОСФАТІ КОБАЛЬТУ <u>В.М. Хрустальов</u> , М.Ф. Харченко, В.М. Савицький, ФТИНТ	36
<b>P24</b>	Лаптева Тетяна Володимирівна ОСОБЕННОСТИ РЕФРАКЦИИ SH- ВОЛН В НЕМАГНИТНОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ <u>Т.В. Лаптева</u> <sup>1</sup> , С.В. Тарасенко <sup>1</sup> , В.Г. Шавров <sup>2</sup> <sup>1</sup> ДонФТИ, <sup>2</sup> Институт радиотехники и электроники РАН, Россия,	37

	<i>Оптика і фотоніка. Оптичні дослідження при низьких температурах</i>	
<b>P25</b>	Масалітіна Наталія Юріївна ЛЮМИНЕСЦЕНТНО-КИНЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РАДИАЦИОННО-ИНДУЦИРОВАННЫХ ПРОЦЕССОВ МОДИФИКАЦИИ СТРУКТУРЫ АТОМАРНЫХ КРИОКРИСТАЛЛОВ <u>Н. Ю. Масалитина</u> , А. Н. Огурцов, НТУ «ХПИ»	76
<b>P26</b>	Катрунов Іван Костянтинівч ПРОЦЕССЫ АВТОЛОКАЛИЗАЦИИ В J-АГРЕГАТАХ КАК СЛЕДСТВИЕ ЭКСИТОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ <u>Катрунов Иван</u> , Малюкин Юрий, Сорокин Александр, Институт сцинтилляционных материалов, Харьков	77
<b>P27</b>	Удовицька Руслана Сергіївна ION IMPLANTATION OF B IONS INTO CMT SUBSTRATES AND DETERMINATION OF OPTIMUM OPTICAL CHARACTERISTICS FOR MAKING PHOTODIODE P-N STRUCTURES IN NARROW (-BAND-) GAP SEMICONDUCTOR MATERIAL. Ruslana S. Udovitska, Genadiy V. Kalisty, Vladimir V. Fedulov, Institute of Semiconductor Physics, Ukraine	78
<b>P28</b>	Пасека Ольга Ігорівна COMPRESSION OF QUADRATICALLY PHASE-MODULATED FEW-CYCLE PULSES IN DISPERSIVE MEDIUM Olga Paseka, Valery Lobanov, Anatoly Sukhorukov Lomonosov Moscow State University, Russian Federation	79
<b>P29</b>	Криворутченко Тетяна Миколаївна ИЗМЕРЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ МЕТАМАТЕРИАЛА ПОСРЕДСТВОМ ИССЛЕДОВАНИЯ ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ ФОТОННОГО КРИСТАЛА <u>Криворутченко Т.Н.</u> <sup>1</sup> , Недух С.В. <sup>2</sup> , Ходзицкий М.К. <sup>2</sup> <sup>1</sup> ХНУРЕ, <sup>2</sup> ИРЭ	80
<b>P30</b>	Ходзицький Михайло Костянтинівч ПОВЫШЕНИЕ СВЧ ПРОЗРАЧНОСТИ МАНГАНИТА-ПЕРОВСКИТА В ЧАСТОТНОЙ ОБЛАСТИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МАТЕРИАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ Ходзицкий М.К., ИРЭ	81
<b>P31</b>	Генерал Андрій Андрійович ВИВЧЕННЯ СПЕКТРАЛЬНИХ ТА ЕНЕРГЕТИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАМПИ ЄМНІСНОГО РОЗРЯДУ НА ПАРАХ ВАЖКОЇ ВОДИ А. А. Генерал Інститут електронної фізики, Ужгород	82
<b>Секція Паралельна</b>	<b>Сучасні аспекти математики та математичної фізики</b> (семинарська кімната, математичний корпус) (1 червня, понеділок)	<b>Стор.</b>
Головуючий:	<b>Храбустовський Андрій Володимирович</b> , аспірант, ФТІНТ НАНУ	
11.30-12.00	<b>Котляров Володимир Петрович</b> , д. ф.-м. наук, завідувач відділу математичної фізики ФТІНТ НАНУ ЗАДАЧА РИМАНА-ГИЛЬБЕРТА И ЕЕ ПРИЛОЖЕНИЯ В ТЕОРИИ НЕЛИНЕЙНЫХ ИНТЕГРИРУЕМЫХ УРАВНЕНИЙ ( <i>запрошена доповідь</i> ).	53

12.00-12.15	Кудрявцев Михайло Олексійович ТРИ ОБРАТНЫЕ ЗАДАЧИ ДЛЯ КОНЕЧНЫХ ЯКОБИЕВЫХ МАТРИЦ М. А. Кудрявцев, ФТИНТ	54
12.15-12.30	Миронюк Маргарита В'ячеславівна ТЕОРЕМА ХЕЙДЕ ДЛЯ ДИСКРЕТНИХ АБЕЛЕВИХ ГРУП М. В. Миронюк, ФТІНТ	55
12.30-12.45	Невмержицька Олена Миколаївна АНАЛОГ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ БИАНКИ В $S^3 \times R^l$ И $H^3 \times R^l$ Е.Н.Невмержицкая, В.А.Горькавый, ФТИНТ	56
12.45-13.00	Щербина Тетяна Сергіївна ON UNIVERSALITY OF BULK LOCAL REGIME OF THE DEFORMED GAUSSIAN UNITARY ENSEMBLE Т. Shcherbina, ILTPЕ	57
13.00-13.15	Поплавський Михайло Григорович ON THE UNIVERSALITY CONJECTURE IN THE BULK OF THE SPECTRUM: UNITARY MATRIX MODELS M.G. Poplavskiy, ILTPЕ	58
13.15-13.30	Васильєва Наталія Володимирівна ON A WEDGE ANGLE SELECTION PROBLEM IN HELE-SHAW FLOW N. Vasylyeva, Institute of Applied Mathematics and Mechanics of NASU, Donetsk	59
13.30-13.45	Швець Олександр Миколайович О НОВОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ СКОБКИ ПУАССОНА ДЛЯ ПЛОТНОСТЕЙ АДДИТИВНЫХ ИНТЕГРАЛОВ ДВИЖЕНИЯ В МЕХАНИКЕ СПЛОШНЫХ СРЕД М.Ю. Ковалевский <sup>1,2</sup> , Л.В. Логвинова <sup>1</sup> , А.Я. Разумный <sup>3</sup> , <u>А.Н. Швец<sup>3</sup></u> <sup>1</sup> Белгородский государственный университет, <sup>2</sup> ННЦ«ХФТИ», <sup>3</sup> ХНУ	60
13.45-14.00	Лимаренко Інна Володимирівна ОПТИМАЛЬНОЕ РАЗМЕЩЕНИЕ ПРЯМОУГОЛЬНИКОВ В КОЛЬЦЕВОЙ ОБЛАСТИ И. В. Лимаренко, Институт проблем машиностроения	61
14.00-14.15	Сосюрка Олена Сергіївна МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И МЕТОД РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ПОКРЫТИЯ ПРЯМОГО ПАРАЛЛЕЛЕПИПЕДА СЕМЕЙСТВОМ ПРЯМЫХ ПАРАЛЛЕЛЕПИПЕДОВ Е. С. Сосюрка, Институт проблем машиностроения	62
14.15-14.30	Шанина Дар'я Олегівна ЗАДАЧА ОПТИМАЛЬНОГО РАЗМЕЩЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ ФИЗИЧЕСКОГО ПОЛЯ Шанина Д. О., Институт проблем машиностроения	63
14.30-14.45	Вороніна Віра Анатоліївна ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ МНОГОМЕСТНОЙ ГЕРМЕТИЧНОЙ КОРЗИНЫ ХРАНЕНИЯ ОТРАБОТАВШЕГО ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА ПУТЕМ РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ С. В. Алёхина, <u>В. А. Воронина</u> , А. О. Костиков, Институт проблем машиностроения	64

## 2 червня, вівторок

<b>Секція</b>	<b>Оптика і фотоніка. Оптичні дослідження при низьких температурах (малий зал)</b>	<b>Стор.</b>
Головуючий:	<b>Пащенко Марія Ігорівна, аспірант, ФТІНТ НАНУ</b>	

10.00-10.30	<b>Pavel Belov</b> , Post-doctoral Research Assistant, Department of Electronic Engineering, Queen Mary University of London OPTICAL METAMATERIALS FORMED BY MULTILAYERED METAL-DIELECTRIC NANOSTRUCTURES (запрошена доповідь).	65
10.30-10.45	Пашенко Марія Ігорівна ИССЛЕДОВАНИЯ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО СПЕКТРА В КРИСТАЛЛЕ TbFe <sub>3</sub> (VO <sub>3</sub> ) <sub>4</sub> <u>Пашенко<sup>1</sup> М.И.</u> , Кутько <sup>1</sup> В.И., Бедарев <sup>1</sup> В.А., Безматерных <sup>2</sup> Л.Н., Темеров <sup>2</sup> В.Л. <sup>1</sup> ФТИНТ, <sup>2</sup> Институт общей физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения РАН, Россия	66
10.45-11.00	Насека Юрій Миколайович ЗМІНА ФОТОЛЮМІНЕСЦЕНТНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ КРИСТАЛІВ Cd <sub>1-x</sub> Zn <sub>x</sub> Te ПРИ T= 5 К ПІД ВПЛИВОМ γ – ОПРОМІНЕННЯ ДЖЕРЕЛОМ <sup>60</sup> Co К.Д. Глинчук <sup>1</sup> , Н.М. Литовченко <sup>1</sup> , Ю.М. Насека <sup>1</sup> , А.В. Прохорович <sup>1</sup> , Л.В. Рашковецький <sup>1</sup> , О.М. Стрільчук <sup>1</sup> , Б.О. Данильченко <sup>2</sup> . <sup>1</sup> Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова, <sup>2</sup> Інститут фізики НАН України, Київ	67
11.00-11.15	Романишина Світлана Ігорівна ANALYSIS OF THE LOW TEMPERATURE PHASE TRANSITIONS AND MECHANISMS OF ENERGY TRANSFER IN DMAGS:CR <sup>3+</sup> CRYSTALS BY LUMINESCENCE SPECTROSCOPY METHOD <u>S. Romanyshyn<sup>1</sup></u> , V. Kapustianyk <sup>1,2</sup> , U. Eliyashevskyy <sup>1,2</sup> , M. Panasyuk <sup>1,2</sup> <sup>1,2</sup> , Lviv I.Franko National University	68
11.15-11.30	Гірич Олексій Олександрович ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА СВОЙСТВА ПОВЕРХНОСТНЫХ КОЛЕБАНИЙ В СТРУКТУРЕ МАГНИТО-ФОТОННЫЙ КРИСТАЛЛ/ПОЛУПРОВОДНИК <u>Гирич А.А.</u> <sup>1,2</sup> , <u>Ходзицкий М.К.</u> <sup>2</sup> , <sup>1</sup> ХНУРЕ, <sup>2</sup> ИРЭ	69
11.30-11.45	Харченко Ганна Олександрівна СВЧ СВОЙСТВА МЕЛКОСЛОИСТОЙ СТРУКТУРЫ, ПОМЕЩЕННОЙ В ВОЛНОВОД <u>А. А. Харченко</u> , <u>М. К. Ходзицкий</u> , <u>ИРЭ</u>	70
11.45-12.00	<b>перерва на каву</b>	
<b>Секція</b>	<b>Оптика і фотоніка. Оптичні дослідження при низьких температурах (продовження, малий зал)</b>	<b>Стор.</b>
Головуючий:	<b>Пашенко Марія Ігорівна, аспірант, ФТІНТ НАНУ</b>	
12.00-12.15	Ходзицький Михайло Костянтинович МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА С ПОМОЩЬЮ ПОВЕРХНОСТНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ В СВЧ ДИАПАЗОНЕ Ходзицкий М.К. ИРЭ	71
12.15-12.30	Бондар Надія Сергіївна НИЗКОЧАСТОТНЫЙ КОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ СПЕКТР КРИСТАЛЛА KYb(MoO <sub>4</sub> ) <sub>2</sub> <u>Н. С. Бондарь<sup>1</sup></u> , <u>В. И. Кутько<sup>2</sup></u> , <u>С. Н. Попережай<sup>2</sup></u> , <sup>1</sup> ХНУ, <sup>2</sup> ФТИНТ	72
12.30-12.45	Кондович Світлана Валентинівна ДОСЛІДЖЕННЯ СТАТИСТИКИ ФОТОВІДЛІКІВ ДЛЯ СТАНІВ «КОТА ШРЬОДІНГЕРА», ОТРИМАНОЇ ЗА ДОПОМОГОЮ НЕІДЕАЛЬНОГО ФОТОДЕТЕКТОРА <u>С. В. Кондович</u> , <u>О. В. Гомонай</u> , НТУ «КП»	73
12.45-13.00	Краснова Наталія Вікторівна КВАНТОВЫЙ КРИПТОГРАФИЧЕСКИЙ ПРОТОКОЛ COW (COHERENT	74

	ONE WAY): ДЕТЕКТИРОВАНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ КВАНТОВЫХ СОСТОЯНИЙ ПРИ НАЛИЧИИ ШУМА. <u>Н.В. Краснова</u> , Е.В. Гомонай, НТУ «КПШ»	
13.00-13.15	Сотніков Андрій Геннадійович О НЕКОТОРЫХ ЭФФЕКТАХ В ЯВЛЕНИИ СИЛЬНОГО ЗАМЕДЛЕНИЯ СВЕТА В БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКОМ КОНДЕНСАТЕ АТОМОВ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ А. Г. Сотников, Институт теоретической физики, ННЦ «ХФТИ»	75
13.15-13.45	<b>Екскурсія по відділам інституту</b>	
13.45-14.45	<b>перерва на обід</b>	
14.45-16.15	Круглий стіл. Обговорення підтримки досліджень молодих науковців. Голова - Пашенко Марія Ігорівна, аспірант, ФТІНТ НАНУ (кімната 607 - теор. корпус)	
16.15-16.30	<b>перерва на каву</b>	
16.30-17.45	<b>Друга постерна сесія (хол інституту)</b>	
	<i>Квантові рідини і квантові кристали, кріокристали</i>	
<b>P31</b>	Саган Володимир Володимирович HEAT TRANSFER IN SOLID PROPANE <u>V.A. Konstantinov</u> , <u>V.P. Revyakin</u> , <u>V.V. Sagan</u> , ILTPE	141
<b>P32</b>	Бірченко Олександр Петрович ВЛИЯНИЕ МАЛЫХ ПРИМЕСЕЙ <sup>3</sup> HE НА ЗАРОДЫШЕОБРАЗОВАНИЕ ПРИ ОЦК-ГПУ ПЕРЕХОДЕ В ТВЁРДОМ ГЕЛИИ <u>А.П. Бирченко</u> , Е.О. Вехов, Н.П. Михин, ФТИНТ	142
<b>P33</b>	Хижний Іван Валерійович ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ТВЕРДОМ КСЕНОНЕ <u>И. В. Хижный</u> <sup>1</sup> , С. А. Уютнов <sup>1</sup> , Е. В. Савченко <sup>1</sup> , А. Н. Пономарёв <sup>2</sup> , В. Е. Бондибей <sup>2</sup> <sup>1</sup> ФТИНТ, <sup>2</sup> Lehrstuhl für Physikalische Chemie II TU München	143
<b>P34</b>	Лісунов Олександр Олександрович ЯЧЕЙКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАСТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТВЕРДОГО ГЕЛИЯ ПРИ СВЕРХНИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ <u>А. А. Лисунов</u> , В. Ю. Рубанский, С. П. Рубец, ФТИНТ	144
<b>P35</b>	Рубанський Валентин Юрійович КИНЕТИКА РАССЛОЕНИЯ И ДИФфуЗИЯ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ ИЗОТОПОВ ГЕЛИЯ <u>В. Ю. Рубанский</u> , А. А. Лисунов, С. П. Рубец, В. А. Тихий, ФТИНТ	145
<b>P36</b>	Шигорін Павло Павлович ДИНАМИКА КОНДЕНСОВАНОГО БОЗЕ-ГАЗУ ПРИ ВІДМІННИХ ВІД НУЛЯ ТЕМПЕРАТУРАХ <u>П. П. Шигорін</u> , Ю. М. Лящук, ВНУ	146
<b>P37</b>	Рубець Сергій Петрович НАБЛЮДЕНИЕ ФЛУКТУАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ <sup>3</sup> HE- <sup>4</sup> HE РАЗЛИЧНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ. <u>С.П. Рубец</u> , А.А. Лисунов, В.Ю. Рубанский, ФТИНТ	147
<b>P38</b>	Звонарьова Анна Валентинівна НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ КРЕМНИЯ <u>А. В. Звонарева</u> , Б. Я. Городилов, ФТИНТ	148
<b>P39</b>	Кузовой Микола Володимирович АВ ИНИЦИО РАСЧЕТЫ ТРЕХЧАСТИЧНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В УРАВНЕНИИ СОСТОЯНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО НЕОНА <u>Н.В.Кузовой</u> <sup>1,2</sup> , Е.П.Троицкая <sup>1</sup> , Вал.В.Чабаненко <sup>1</sup> , Е.Е.Горбенко <sup>2</sup>	149

	<sup>1</sup> ДонФТИ, <sup>2</sup> ЛНУ	
<b>P40</b>	Конотоп Олексій Павлович КЛАСТЕРООБРАЗОВАНИЕ В СВЕРХЗВУКОВЫХ СТРУЯХ CO <sub>2</sub> И ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ CO <sub>2</sub> -Kr О. Г. Данильченко <sup>1</sup> , <u>О. П. Конотоп</u> <sup>2</sup> , <sup>1</sup> ФТИНТ, <sup>2</sup> НТУ «ХПИ»	150
	<i>Міцність та пластичність твердих тіл при низьких температурах</i>	
<b>P41</b>	Каліновський Валерій Володимирович ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ Zr В ОБЛАСТИ 100-300 К В РАЗЛИЧНЫХ СТРУКТУРНЫХ СОСТОЯНИЯХ И.Ф.Борисова, <u>В.В.Калиновский</u> , М.Б.Лазарева, В.С.Оковит, В.И.Соколенко, Л.А.Чиркина, ННЦ «ХФТИ»	171
<b>P42</b>	Забродін Павло Андрійович ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДЕФОРМАЦИИ В УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТОМ АЛЮМИНИИ <u>Забродин П. А.</u> <sup>1</sup> , Григорова Т. В. <sup>1</sup> , Варяница В. Г. <sup>2</sup> , <sup>1</sup> ФТИНТ, <sup>2</sup> ХНУ	172
<b>P43</b>	Федорченко Олексій Віталійович ТЕКСТУРНАЯ АНИЗОТРОПИЯ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ПЛАСТИЧЕСКИ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЦИРКОНИЯ И ЕГО СПЛАВОВ С НИОБИЕМ <u>А.В. Федорченко</u> <sup>1</sup> , И.В. Колодий <sup>2</sup> , <sup>1</sup> ФТИНТ, <sup>2</sup> ННЦ ХФТИ	173
<b>P44</b>	Любищенко Олена Миколаївна ВОДОРОДНЫЕ КОНЦЕНТРАЦИОННЫЕ НАПРЯЖЕНИЯ И ФОРМОИЗМЕНЕНИЕ ПАЛЛАДИЕВОЙ ПЛАСТИНЫ ПРИ ЕЁ ОДНОСТОРОННЕМ НАСЫЩЕНИИ ВОДОРОДОМ <u>Е.Н. Любищенко</u> , В.А Гольцов, Ж.Л. Глухова, ДНУ	174
<b>P45</b>	Тарануха Олександр Васильович ДОСЛІДЖЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ СИСТЕМИ Zr-ZrO <sub>2</sub> ТА ОСОБЛИВОСТЕЙ ЇЇ ДЕГРАДАЦІЇ <u>О. В. Тарануха</u> , В. В. Старіков, НТУ «ХПИ»	175
<b>P46</b>	Попов В'ячеслав Васильович ВЛИЯНИЕ ЧАСТИЧНОЙ ЗАМЕНЫ НИКЕЛЯ КОБАЛЬТОМ НА КИНЕТИКУ НАНОКРИСТАЛЛИЗАЦИИ АМОРФНЫХ СПЛАВОВ AL <sub>86</sub> (NI,CO) <sub>8</sub> GD <sub>6</sub> <u>В.В. Попов</u> <sup>1</sup> , С.Г. Рассолов <sup>1</sup> , В.В. Максимов <sup>1</sup> , Е.А. Свиридова <sup>1,2</sup> <sup>1</sup> ДонФТИ, <sup>1</sup> ЛНУ	176
	<i>Біофізика, низькотемпературна фізика макромолекул</i>	
<b>P47</b>	Куценко Ольга Костянтинівна EFFECT OF EUROPIUM COORDINATION COMPLEXES ON KINETICS OF HEMOGLOBIN ADSORPTION ONTO LIPID BILAYERS <u>О. К. Kutsenko</u> <sup>1</sup> , V. M. Trusova <sup>1</sup> , G.P. Gorbenko <sup>1</sup> , T. Deligeorgiev <sup>2</sup> , A. Vasilev <sup>2</sup> , N. Gagiev <sup>2</sup> <sup>1</sup> KNU, <sup>2</sup> Department of Applied Organic Chemistry, Faculty of Chemistry, University of Sofia, Bulgaria	94
<b>P48</b>	Чаговець Віталій Вікторович МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРОИЗВОДНЫХ ПОЛИЭТИЛЕНГЛИКОЛЯ С ИОНАМИ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ И АМИНОКИСЛОТОЙ ПРОЛИНОМ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ МЕХАНИКИ <u>В.В. Чаговец</u> , В.Г. Зобнина, М.В. Косевич, ФТИНТ	95

<b>P49</b>	Песіна Дарина Олександрівна ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ГИДРАТАЦИЯ КОМПЛЕКСА ДНК-ПРОФЛАВИН <u>Д.А. Песина</u> <sup>1</sup> , О.В. Хорунжая <sup>2</sup> , <sup>1</sup> ХНУ, <sup>2</sup> ИРЭ	96
<b>P50</b>	Марущенко Володимир Васильович КОЛИЧЕСТВЕННАЯ ОЦЕНКА ОПТИМАЛЬНОЙ СКОРОСТИ ОХЛАЖДЕНИЯ СУСПЕНЗИИ МИКРООРГАНИЗМОВ <i>SACCHAROMYCES CEREVISIAE</i> <u>В.В. Марущенко</u> , А.Ю. Сиренко Институт проблем криобиологии и криомедицины	97
	<i>Фізика наноструктур та низьковимірних систем при низьких температурах</i>	
<b>P51</b>	Єрмоленко Олександр Анатолійович МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМІЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПРОНИКНЕННЯ ФУЛЕРЕНІВ C <sub>60</sub> ДО ПОВЕРХНІ Cu(100) <u>О. А. Єрмоленко</u> , Г. В. Корніч, ЗНТУ	115
<b>P52</b>	Долгова Галина Миколаївна СТРУКТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ C <sub>60</sub> -O <sub>2</sub> <u>Г.Н. Долгова</u> <sup>2</sup> , Н.Н. Гальцов <sup>1</sup> , Ю.Е. Стеценко <sup>1</sup> , К.А. Яготинцев <sup>1</sup> <sup>1</sup> ФТИНТ, <sup>2</sup> НТУ «ХПИ»	116
<b>P53</b>	Савицький Андрій Володимирович ДОСЛІДЖЕННЯ ЕЛЕКТРОН-ФОНОННОЇ ВЗАЄМОДІЇ В 2Na-TaSe <sub>2</sub> А. В. Савицький, ФТИНТ	117
<b>P54</b>	Чекригіна Юлія Ігорівна МОДЕЛИРОВАНИЕ ВНУТРЕННЕГО СТРОЕНИЯ МАГНИТНЫХ НАНОСЛОЙНЫХ СИСТЕМ НА ОСНОВЕ CoFeZr С ПРОСЛОЙКАМИ Si Ю.И.Чекрыгина, А.Ю.Девизенко, НТУ «ХПИ»	118
<b>P55</b>	Олейник О.Є. ОРІЄНТАЦІЙНІ СПІВВІДНОШЕННЯ ПРИ ТРАНСФОРМАЦІЇ КРИСТАЛІЧНОЇ РЕШІТКИ ЛАЗЕРНИХ КОНДЕНСАТІВ Ni. О. Є. Олейник, НТУ «ХПИ»	119
<b>P56</b>	Вакула Володимир Леонідович ЭКСИТОННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ СВОБОДНЫХ КЛАСТЕРОВ КСЕНОНА, ДОПИРОВАННЫХ АРГОНОМ <u>В. Л. Вакула</u> , А. Г. Данильченко, ФТИНТ	120
<b>P57</b>	Скоренький Юрій Любомирович ELECTRON CORRELATIONS IN DOPED FULLERIDES: EFFECTIVE HAMILTONIAN APPROACH <u>Yu. Skorenkyu</u> <sup>1</sup> , О.Крамар <sup>1</sup> , Yu.Drohobitskyu <sup>2</sup> <sup>1</sup> Ternopil State Technical University <sup>2</sup> Ternopil National Pedagogical University	121
<b>P58</b>	Маник Тетяна Орестівна ДОСЛІДЖЕННЯ ДИНАМІКИ ФОРМУВАННЯ ХІМІЧНОГО ЗВ'ЯЗКУ В ТВЕРДИХ РОЗЧИНАХ CdSb-ZnSb, ЯК БАЗОВИХ ЕЛЕМЕНТІВ НИЗЬКОРОЗМІРНИХ НАНОСТРУКТУР Т. О. Маник, ЧНУ	122
<b>P59</b>	Кутько Христина Володимирівна ПРИРОДА МАГНИТНОЇ АНИЗОТРОПИЇ В МНОГОСЛОЙНИХ ПЛЕНКАХ Co/Cu (111) <u>К.В. Кутько</u> , А.И. Каплиенко, Э.П. Николова, ФТИНТ	123

Секція паралельна	<b>Біофізика, низькотемпературна фізика макромолекул</b> (к. 222, 2эт. лабораторний корпус) (3 червня, середа)	Стор.
Головуючий:	<b>Іванов Олександр Юрійович</b> , с.н.с., ФТІНТ НАНУ	
10.00-10.30	<b>Іванов Олександр Юрійович</b> , к. ф.-м. н., с.н.с., ФТІНТ НАН України НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ ИЗОЛИРОВАННЫХ НАНОРАЗМЕРНЫХ ФРАГМЕНТОВ БИОПОЛИМЕРОВ ( <i>запрошена доповідь</i> ).	83
10.30-10.45	Адельянов Олександр Вільович ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СУСПЕНЗИЙ ЭРИТРОЦИТОВ КРЫС ПРИ САХАРНОМ ДИАБЕТЕ <u><sup>1</sup>Адельянов А.В., <sup>1</sup>Горобченко О.А., <sup>1</sup>Николов О.Т., <sup>1</sup>Гаташ С.В., <sup>2</sup>Гладких А.И., <sup>1</sup>Овсянникова Т.Н.</u> <sup>1</sup> ХНУ, <sup>2</sup> Институт проблем эндокринной патологии им. В.Я. Данилевского	84
10.45-11.00	Гламазда Олександр Юрійович ВПЛИВ рН НА СПЕКТРАЛЬНІ ВЛАСТИВОСТІ ОДНОСТІННИХ ВУГЛЕЦЕВИХ НАНОТРУБОК У ВОДНИХ СУСПЕНЗІЯХ <u>О.Ю. Гламазда, В.О. Карачевцев, О.М. Плохотніченко, В.С. Леонтьев, ФТІНТ</u>	85
11.00-11.15	Заруднев Євген Сергійович НАНОСТРУКТУРЫ ГИБРИДОВ ПОРФИРИН-УГЛЕРОДНАЯ НАНОТРУБКА <u>Е. С. Заруднев, М.В. Карачевцев, С.Г. Степаньян, ФТИНТ</u>	86
11.15-11.30	Карачевцев Максим Вікторович ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПАР АЗОТИСТЫХ ОСНОВАНИЙ С ОДНОСТЕННЫМИ УГЛЕРОДНЫМИ НАНОТРУБКАМИ И ГРАФЕНОМ <u>М.В. Карачевцев<sup>1</sup>, С.Г. Степаньян<sup>1</sup>, Л. Адамович<sup>2</sup></u> <sup>1</sup> ФТИНТ, <sup>2</sup> Университет Аризоны, Химический факультет, США	87
11.30-11.45	Зобніна Валентина Георгіївна ИССЛЕДОВАНИЕ СОЛЬВАТАЦИИ АМИНОКИСЛОТ ПРОИЗВОДНЫМИ ГЛИЦЕРИНА МЕТОДОМ МАСС-СПЕКТРОМЕТРИИ С ЭЛЕКТРОРАСПЫЛЕНИЕМ ИЗ РАСТВОРОВ <u>В.Г. Зобнина<sup>1</sup>, М.В. Косевич<sup>1</sup>, А. Гомори<sup>2</sup>, К. Векей<sup>2</sup></u> <sup>1</sup> ФТИНТ, <sup>2</sup> Институт структурной химии Химического исследовательского центра Венгерской академии наук, Будапешт, Венгрия	88
11.45-12.00	<b>перерва на каву</b>	
12.00-12.30	<b>Животова Олена Миколаївна</b> , к.ф.-м.н., ст. викладач, Національний фармацевтичний університет. ФАЗОВЫЕ И ФИЗИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ БИНАРНЫХ СИСТЕМ ВОДА–ОКСИЭТИЛИРОВАННЫЙ ГЛИЦЕРИН РАЗНОЙ СТЕПЕНИ ПОЛИМЕРИЗАЦИИ И МЕЖМОЛЕКУЛЯРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ЭТИХ СИСТЕМАХ ( <i>запрошена доповідь</i> ).	89
12.30-12.45	Пашенко Віталія Вікторівна ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АКРИДИНОВОГО МУТАГЕНА ICR-191 С ТИМУСНОЙ ДНК <u>В. В. Пашенко<sup>1</sup>, Е. Л. Ермак<sup>2</sup>, <sup>1</sup>ХНУ, <sup>2</sup>ИРЭ</u>	90
12.45-13.00	Ткаченко Марія Юрійівна ДОСТУПНАЯ ПОВЕРХНОСТЬ ДНК В РАЗЛИЧНЫХ КОНФОРМАЦИЯХ САХАРОФОСФАТНОГО ОСТОВА: ЗНАЧЕНИЕ ДЛЯ НЕПРЯМОГО БЕЛКОВО-НУКЛЕИНОВОГО УЗНАВАНИЯ <u>М. Ю. Ткаченко<sup>1</sup>, Е. П. Борискина<sup>1</sup>, А. В. Шестопалова<sup>1</sup>, М. Е. Толсторуков<sup>2</sup></u>	91

	<sup>1</sup> ИРЭ, <sup>2</sup> Harvard-Partners Center for Genetics and Genomics, Boston, MA 02115, USA	
13.00-13.15	Усенко Євгенія Леонідівна АНОМАЛЬНЫЙ ХАРАКТЕР ВЛИЯНИЯ ИОНОВ Mg <sup>2+</sup> НА ТЕРМОСТАБИЛЬНОСТЬ ДНК В ОБЛАСТИ ОБРАЗОВАНИЯ МЕТАЛЛИЗИРОВАННЫХ ФОРМ ПОЛИНУКЛЕОТИДОВ <u>Е. Л. Усенко</u> , В. А. Валеев, В.А.Сорокин, ФТИНТ	92
13.15-13.30	Чаговец Віталій Вікторович ОСОБЕННОСТИ МЕЖМОЛЕКУЛЯРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В КОМПОЗИТАХ НАНОТРУБОК С КРАСИТЕЛЕМ МЕТИЛЕНОВЫМ ГОЛУБЫМ <u>В.В. Чаговец</u> <sup>1</sup> , С.Г. Степаньян <sup>1</sup> , М.В. Косевич <sup>1</sup> , В.А. Карачевцев <sup>1</sup> , Л. Адамович <sup>2</sup> <sup>1</sup> ФТИНТ, <sup>2</sup> Университет Аризоны, США	93

### 3 червня, середа

<b>Секція</b>	<b>Фізика наноструктур та низьковимірних систем при низьких температурах (малий зал)</b>	
Головуючий:	<b>Михайлов Михайло Юрійович</b> , м.н.с, ФТИНТ НАНУ	
10.00-10.30	<b>Найдюк Юрій Георгійович</b> , д.ф.-м.н., п.н.с., ФТИНТ НАНУ МИКРОКОНТАКТНА СПЕКТРОСКОПИЯ – ВІД ФУНДАМЕНТАЛЬНИХ ДО НАНОФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ <i>(запрошена доповідь).</i>	98
10.30-10.45	Трипутень Лариса Юріївна ОБНАРУЖЕНИЕ СПИН-ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРЫ В МИКРОКОНТАКТАХ ФЕРРОМАГНЕТИК-НЕМАГНИТНЫЙ МЕТАЛЛ Л. Ю. Трипутень, ФТИНТ	99
10.45-11.00	Косінова Анна Володимирівна, ВЛИЯНИЕ НАНОЧАСТИЦ TiO <sub>2</sub> НА ОПТИЧЕСКИЕ И НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ KDP, И.М. Притула <sup>1</sup> , <u>А.В. Косінова</u> <sup>1</sup> , М.И. Колыбаева <sup>1</sup> , В.М. Пузиков <sup>1</sup> , В.Я. Гайворонский <sup>2</sup> , М.А. Копыловский <sup>2</sup> , Ю.В. Громов <sup>2</sup> <sup>1</sup> Институт монокристаллов НАН Украины, <sup>2</sup> Институт физики НАН Украины	100
11.00-11.15	Семінько Владислав Вікторович, НЕОДНОРОДНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРИМЕСИ ПО ОБЪЕМУ НАНОКРИСТАЛЛА (ВОСХОДЯЩАЯ ДИФФУЗИЯ), <u>В. В. Семінько</u> , А.А. Масалов, О.Г. Вягин, И.И. Ганина, Ю.В. Малюкин, Институт сцинтилляционных материалов, Харьков	101
11.15-11.30	Кравченко Кирило Володимирович, НАНОПЛЕНКИ ГРАФИТА И ДИСЕЛЕНИДА НИОБИЯ. УСТОЙЧИВОСТЬ И КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ К.В. Кравченко, ФТИНТ	102
11.30-11.45	Ляшенко Яків Олександрович, ПЕРИОДИЧЕСКИЙ РЕЖИМ ПЛАВЛЕНИЯ ТОНКОЙ ПЛЕНКИ СМАЗКИ, А.В. Хоменко, <u>Я.А. Ляшенко</u> , СГУ	103
11.45-12.00	<b>перерва на каву</b>	
<b>Секція</b>	<b>Фізика наноструктур та низьковимірних систем при низьких температурах (продовження, малий зал)</b>	

Головуючий:	Шевченко Сергій Миколайович, к.ф.-м. н., с.н.с, ФТІНТ НАНУ	
12.00-12.30	Довганюк Микола Миколайович ВЛАСТИВОСТІ КВАЗИСТАЦІОНАРНИХ СТАНІВ ЕЛЕКТРОНА У ПРОСТІЙ ВІДКРИТІЙ ЦИЛІНДРИЧНІЙ КВАНТОВІЙ ТОЧЦІ, <u>М.М. Довганюк</u> , О.М. Маханець, ЧНУ	104
12.15-12.30	Грищук Андрій Миколайович ЕНЕРГЕТИЧНИЙ СПЕКТР ЕКСИТОНА В ЦИЛІНДРИЧНІЙ КВАНТОВІЙ ТОЧЦІ CdS, <u>А. М. Грищук</u> , С.І. Покутній, Житомирський державний університет	105
12.30-12.45	Чаркіна Оксана Вікторівна, ЛОКАЛЬНЫЕ И КВАЗИЛОКАЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ СОЛИТОНОВ В МОДЕЛЯХ СИНОС-ГОРДОН С СИЛЬНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ <u>О.В. Чаркина</u> , М. М. Богдан, ФТІНТ	106
12.45-13.00	Соколова Олена Святославівна, МОДЕЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛН В ТОНКОЙ ПЛАСТИНЕ С ДВУСТОРОННИМ ПОКРЫТИЕМ <u>А.С. Ковалёв</u> , <u>Е.С. Соколова</u> , ФТІНТ	107
13.00-14.00	<b>Екскурсія по відділам інституту</b>	
14.00-15.00	перерва на обід	
Секція	<b>Фізика наноструктур та низьковимірних систем при низьких температурах</b> (продовження, малий зал)	
Головуючий:	Яготинцев Костянтин Олександрович, к.ф.-м.н., н.с., ФТІНТ НАНУ	
15.00-15.30	Зубарев Євген Миколайович, д. ф.-м. н., НТУ «ХП» НАЧАЛЬНЫЕ СТАДИИ МЕЖФАЗНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В МНОГОСЛОЙНЫХ СИСТЕМАХ МЕТАЛЛ-КРЕМНИЙ ( <i>запрошена доповідь</i> ).	108
15.30-15.45	Попов Сергій Миколайович ТЕПЛОВОЕ РАСШИРЕНИЕ НАСЫЩЕННЫХ Хе СВЯЗОК УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК <u>С.Н. Попов</u> <sup>1</sup> , Н.А. Винников <sup>1</sup> , В.Г. Гаврилко <sup>1</sup> , А.В. Долбин <sup>1</sup> , В. Б. Есельсон <sup>1</sup> , В.Г. Манжелей <sup>1</sup> , В.Sundqvist <sup>2</sup> <sup>1</sup> ФТІНТ, <sup>2</sup> Umea University, Department of Experimental Physics, Umea, Sweden	109
16.00-16.15	перерва на каву	
16.15-16.30	Синашенко Оксана Володимирівна МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ СО СПИН-ЗАВИСИМЫМ РАССЕЙВАНИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ, И.В. Чешко, <u>О.В. Сынашенко</u> , С.И.Проценко, Н.И. Шумакова, СГУ	110
16.30-16.45	Курилова Таїсія Дмитрівна ЭФФЕКТЫ КИРАЛЬНОСТИ В ПЕРСИСТЕНТНОМ ТОКЕ В КОЛЬЦЕ ИЗ ОДНОСЛОЙНОЙ УГЛЕРОДНОЙ НАНОТРУБКИ, Т.Д. Курилова, ХНУ	111
16.45-17.00	Соляник Марія Олександрівна ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПОТЕНЦИАЛЫ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ НАНОТРУБКИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ, М.А. Соляник, ХНУ	112
17.00-17.15	Проданов Микола Вікторович МОЛЕКУЛЯРНАЯ ДИНАМИКА РАСКАЛЫВАНИЯ ГРАФИТА ПРИ	113

	НАНОИНДЕНТАЦИИ Н. В. Проданов, СГУ	
17.15-17.30	Лаптев Денис Володимирович ТОЧНОЕ ОПИСАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДИСКРЕТНЫХ БРИЗЕРОВ В РАМКАХ УРАВНЕНИЯ РЕШЕТКИ ХИРОТЫ <u>Д. В. Лаптев</u> , М. М. Богдан, ФТИНТ	114
18.00-20.00	<b>Фуршет (хол інституту)</b>	

<b>4 червня, четвер</b>		
<b>Секція</b>	<b>Квантові рідини і квантові кристали, кріокристали (малий зал)</b>	<b>Стор.</b>
Головуючий:	<b>Саган Володимир Володимирович</b> , к.ф.-м.н., м.н.с., ФТІНТ НАНУ	
10.00-10.30	<b>Кривчіков Олександр Іванович</b> , д. ф.-м. наук, с.н.с., ФТІНТ НАНУ ПОЛИАМОРФИЗМ И НОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ТВЕРДОГО СПИРТА <i>(запрошена доповідь)</i> .	124
10.30-10.45	Ступка Антон Анатолійович ФОНОНИ У РІДИНІ ЯК КВАНТИ ІОННО-ЗВУКОВИХ КОЛИВАНЬ ВИРОДЖЕНОЇ ПЛАЗМИ, А.А.Ступка, ДнНУ	125
10.45-11.00	Гриценко Іван Анатолійович ОСОБЕННОСТИ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ СВЕРХТЕКУЧЕЙ ЖИДКОСТИ <u>И. А. Гриценко</u> , А. А. Задорожко, В. К. Чаговец, Г. А. Шешин, ФТИНТ	126
11.00-11.15	Дегтярьов Ігор Олександрович КОНЦЕНТРАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА МАССОВОЙ ДИФФУЗИИ В РАСПАДАЮЩИХСЯ КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $^4\text{He}$ В $^3\text{He}$ , И.А. Дегтярев, ФТИНТ	127
11.15-11.30	Смородін Олександр Вячеславович TRANSPORT OF Q1D SURFACE ELECTRONS OVER LIQUID HELIUM IN DENSE VAPOR <u>A.V. Smorodin</u> , V. A. Nikolaenko, and S. S. Sokolov, ILTPЕ	128
11.30-11.45	Наседкін Костянтин Анатолійович ПРОВОДИМОСТЬ НЕЛИНЕЙНОГО КРИСТАЛЛА ПРИ НАЛИЧИИ РАЗРУШАЮЩЕГО СИГНАЛА <u>К.А. Наседкин</u> , В.Е. Сивоконь, ФТИНТ	129
11.45-12.00	<b>перерва на каву</b>	
<b>Секція</b>	<b>Квантові рідини і квантові кристали, кріокристали (продовження, малий зал)</b>	<b>Стор.</b>
Головуючий:	<b>Данильченко Олександр Григорович</b> , м.н.с., ФТІНТ НАНУ	
12.00-12.15	Вехов Єгор Олегович ОСОБЕННОСТИ КИНЕТИКИ ОЦК-ГПУ ПЕРЕХОДА В СЛАБЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$ <u>Е.О. Вехов</u> , А.П. Бирченко, Н.П. Михин, ФТИНТ	130
12.15-12.30	Задорожко Олексій Олександрович АКУСТИЧЕСКИЕ МОДЫ В АЭРОГЕЛЕ, ЗАПОЛНЕННОМ СВЕРХТЕКУЧИМ $^4\text{He}$ <u>А. А. Задорожко</u> , Э.Я. Рудаевский, В.К. Чаговец, Г.А. Шешин, ФТИНТ	131
12.30-12.45	Тихий Владислав Олексійович ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТЕПЛОМ ПОТОКОМ В СВЕРХТЕКУЧЕМ ГЕЛИИ	132

	<u>В. А. Тихий</u> , А.С. Рыбалко, ФТИНТ	
12.45-13.00	Романцова Олеся Олегівна ПРОЦЕССЫ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В КЛАТРАТНЫХ ГИДРАТАХ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ <u>О. О. Романцова</u> , А. И. Кривчиков, ФТИНТ	133
13.00-13.15	Шарапова Ірина Володимирівна ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ПРОСТЫХ СПИРТОВ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ СОСТОЯНИИ <u>И.В. Шарапова</u> , А.И. Кривчиков, ФТИНТ	134
13.15-13.30	Кравченко Людмила Юрійівна КРИТИЧЕСКИЕ СКОРОСТИ И СТАЦИОНАРНЫЕ ВОЛНЫ В ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ СВЕРХТЕКУЧЕЙ СИСТЕМЕ <u>Л.Ю. Кравченко</u> , Д.В. Филь, ФТИНТ	135
13.30-13.45	Рогова Світлана Юрійівна HEAT TRANSFER PECULIARITIES IN QUANTUM LIQUIDS K. Nemchenko, <u>S. Rogova</u> , KNU	136
13.45-14.45	<b>перерва на обід</b>	
<b>Секція</b>	<b>Квантові рідини і квантові кристали, кріокристали (продовження, малий зал)</b>	<b>Стор.</b>
Головуючий:	<b>Данильченко Олександр Григорович</b> , м.н.с., ФТИНТ НАНУ	
14.45-15.15	<b>Ковалевський Михайло Юрійович</b> , д. ф.-м. н., п.н.с., ННЦ «ХФТИ» КВАЗИСРЕДНИЕ И СТАТИСТИЧЕСКАЯ МЕХАНИКА КВАНТОВЫХ ЖИДКОСТЕЙ ( <i>запрошена доповідь</i> ).	137
15.15-15.30	Танатаров Ігор Володимирович ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ГЕЛИЯ II. И. Н. Адаменко <sup>1</sup> , К. Э. Немченко <sup>1</sup> , <u>И. В. Танатаров</u> <sup>2</sup> , <sup>1</sup> ХНУ, <sup>2</sup> ННЦ «ХФТИ»	138
15.30-15.45	Кліменко Ніна Олександрівна СТРУКТУРА, ТЕПЛОВОЕ РАСШИРЕНИЕ И ДИНАМИКА РЕШЕТКИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ФАЗЫ C <sub>2</sub> F <sub>6</sub> <u>Н. А. Клименко</u> , Н.Н. Гальцов, А.И. Прохвятилов, ФТИНТ	139
15.45-16.00	Кіценко Юрій Олександрович ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ФОНОННЫХ ПУЧКОВ В He II И.Н. Адаменко <sup>1</sup> , <u>Ю.А. Киценко</u> <sup>2</sup> , К.Э. Немченко <sup>1</sup> , А.Ф.Г. Wyatt <sup>3</sup> <sup>1</sup> ХНУ, <sup>2</sup> ННЦ «ХФТИ», <sup>3</sup> School of Physics, University of Exeter, UK	140
16.00-16.15	<b>перерва на каву</b>	
16.30	<b>Експерсія містом.</b>	

	<b>5 червня, п'ятниця</b>	
<b>Секція</b>	<b>Електронні властивості твердих тіл при низьких температурах (малий зал)</b>	<b>Стор.</b>
Головуючий:	<b>Шевченко Сергій Миколайович</b> , к.ф.-м.н., с.н.с., ФТИНТ НАНУ	
10.00-10.30	<b>Свистунов Володимир Михайлович</b> , д.ф.-м.н., професор, зав. кафедрою технічної кріофізики НТУ «ХПІ» ТУННЕЛЬНАЯ И АНДРЕЕВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ СВЕРХПРОВОДНИКОВ В УСЛОВИЯХ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ ( <i>запрошена доповідь</i> ).	151
10.30-10.45	Леонова Вікторія Миколаївна РОЛЬ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ В ФОРМИРОВАНИИ	152

	БАРЬЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МАНГАНИТОВ И КУПРАТОВ В.Н. Леонова <sup>1</sup> , В.М. Свистунов <sup>1</sup> , М.А Белоголовский <sup>2</sup> , Ю.Ф. Ревенко <sup>2</sup> , Б.И. Перекрестов <sup>2</sup> , <sup>1</sup> НТУ «ХПИ», <sup>2</sup> ДонФТИ	
10.45-11.00	Дзюба Михайло Олегович НЕЛИНЕЙНОЕ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ ЧЕТЫРЕХКОМПОНЕНТНОГО КОБАЛЬТИТА $Er_{1-x}Sr_xCoO_{3-\delta}$ В ШИРОКОМ ИНТЕРВАЛЕ КОНЦЕНТРАЦИЙ ДОПАНТОВ М. О. Дзюба <sup>1</sup> , Ю. Н. Цзян <sup>1</sup> , О. Г. Шевченко <sup>1</sup> , В. Ф. Хирный <sup>2</sup> <sup>1</sup> ФТИНТ, <sup>2</sup> НТК "Институт монокристаллов"	153
11.00-11.15	Федорченко Олексій Віталійович ELECTRONIC STRUCTURE AND MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF TRANSITION-METAL DIBORIDES A.V. Logosha, A.V. Fedorchenko, ILTPE	154
11.15-11.30	Рассолов Сергій Геннадійович НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ СВОЙСТВА АМОΡФНЫХ И НАНОКОМПОЗИТНЫХ СТРУКТУР В СПЛАВАХ $Al_{86}-TM_8-RE_6$ С.Г. Рассолов, Сидоров С.Л., Попов В.В., Васильев С.В., Прохоров А.А. ДонФТИ	155
11.30-11.45	Ступка Антон Анатолійович ФОНОНИ У ТВЕРДОМУ ТІЛІ ЯК КВАНТИ НИЗЬКОЧАСТОТНИХ КОЛИВАНЬ У ПЛАЗМІ В ІЗОТРОПНОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛІ А.А.Ступка, ДнНУ	156
11.45-12.00	Соколовський Сергій Олександрович ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕОДНОРОДНЫЕ РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЙ ПОДСИСТЕМЕ ТВЕРДОГО ТЕЛА, С. А. Соколовский, Приднeпровская государственная академия строительства и архитектуры	157
12.00-12.15	Скоробагатько Глеб Олександрович ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОГО ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКУЮ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ТРАНСПОРТА ЗАРЯДА В МОЛЕКУЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРАХ. Г.А. Скоробагатько, ФТИНТ	158
12.15-12.30	перерва на каву	
<b>Секція</b>	<b>Міцність та пластичність твердих тіл при низьких температурах (малий зал)</b>	<b>Стор.</b>
Головуючий:	Подольський Олексій Володимирович, к.ф-м.н., н.с., ФТІНТ НАНУ	
12.30-13.00	Табачнікова Олена Дмитрівна, к.ф-м.н., с.н.с., ФТІНТ НАН України АКТУАЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ ПРОЧНОСТИ И ПЛАСТИЧНОСТИ МИКРО И НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ ( <i>запрошена доповідь</i> ).	165
13.00-13.15	Ватажук Олена Миколаївна АНОМАЛЬНОЕ ПОВЕДЕНИЕ МОДУЛЯ ЮНГА В ОБЛАСТИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР В МЕТАЛЛАХ, ПОДВЕРГНУТЫХ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ Е. Н. Ватажук, ФТИНТ	166
13.15-13.30	Лебедев Сергій Вікторович ТЕМПЕРАТУРНЫЙ ИНТЕРВАЛ ПРОЯВЛЕНИЯ МАЛОАМПЛИТУДНОЙ СКАЧКООБРАЗНОЙ ДЕФОРМАЦИИ СПЛАВА Pb-40 ат.% In Лебедев С.В., ХНУ	167
13.30-13.45	Семеренко Юрій Олександрович НОВЫЕ НЕРЖАВЕЮЩИЕ СПЛАВЫ: АКУСТИЧЕСКИЕ И РЕЗИСТИВНЫЕ	168

	СВОЙСТВА В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР 5÷325 К Семеренко Ю.А., ФТИНТ	
13.45-14.00	Псарук Ігор Андрійович НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО СПЛАВА Pd – 5%Au И. А. Псарук, Е. Д. Табачникова, А. В. Подольский, ФТИНТ	169
14.00-14.15	Котляр Олександр Володимирович РАССЕЯНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ НА КВАЗИЛОКАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЯХ И ФОРМИРОВАНИЕ БОЗОННЫХ ПИКОВ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ А. В. Котляр, ФТИНТ	170
14.15	<b>Закриття конференції. Нагородження переможців конкурсу на кращу наукову роботу</b>	

### Перелік скорочень:

**ФТИНТ, ІЛТРЕ** – Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б.І. Веркіна НАН України

**ІРЭ, ІРЕ** – Інститут радіофізики і електроніки ім. А.Я. Усикова НАН України

**ХНУ, КНУ** – Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна

**НТУ «ХПИ»** – Національний технічний університет “Харківський політехнічний інститут”

**ХНУРЕ** – Харківський національний університет радіоелектроніки

**ННЦ «ХФТИ»** – Національний науковий центр “Харківський фізико-технічний інститут”

**ДонФТИ, ДІРЕ** - Донецький фізико-технічний інститут НАН України ім. О.О. Галкіна

**НТУ «КПИ»** – Національний технічний університет України “Київський політехнічний інститут”

**ДНУ, ДНУ**- Донецький національний університет

**ЛНПУ** – Луганський національний педагогічний університет

**ДнНУ** - Дніпропетровський національний університет ім. Олеса Гончара

**ЧНУ** - Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича

**СГУ** – Сумський національний університет

**ВНУ** - Волинський національний університет імені Лесі Українки

**ЗНТУ** – Запорізький національний технічний університет

**Пленарна лекція****ВИКОРИСТАННЯ МАГНІТООПТИЧНИХ МЕТОДІВ В СУЧАСНИХ  
ФІЗИЧНИХ ЕКСПЕРИМЕНТАХ****М.Ф. Харченко***Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б. І. Веркина  
61103 Харків, пр. Леніна 47*

В доповіді подається інформація щодо прямих та обернених магнітооптичних ефектів, які властиві всім фізичним системам, і щодо ефектів, дозволених в середовищах не симетричних відносно операцій інверсії часу та простору. Можливості магнітооптичних методів для експериментальних досліджень в різних галузях фізики демонструються на прикладах різних експериментів. Серед них: візуалізація магнітних неоднорідностей в феромагнетиках, антиферомагнетиках, надпровідниках; вивчення переорієнтації магнітних моментів при магнітних фазових переходах та при намагнічуванні багат шарових магнітних наноплівки, нанодротів та квантових цяток (дотів); переключення магнітного стану кристала магнетоелектричного мультифероїка електричним полем; детектування спінових коливань при збудженнях магнітної системи кристала; магнітооптичні проекти для пошуків проблематичних елементарних частинок та інші.

**Низькотемпературний магнетизм, спінтроніка****Запрошена доповідь****ДИНАМІКА ШАРУВАТИХ ЯН-ТЕЛЛЕРІВСЬКИХ КРИСТАЛІВ  
РІДКІСНОЗЕМЕЛЬНИХ СПОЛУК.****В. І. Кутько***Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б. І. Веркіна  
61103 Харків, пр. Леніна 47*

Із аналізу експериментальних результатів, проведених на подвійних лужно-рідкісноземельних молібдатах  $AR(\text{MoO}_4)_2$  (A-іон лужного металу, R-іон рідкоземельного металу) встановлені механізми формування низько енергетичних електронних і фононних збуджень з урахуванням їх динамічного зв'язку. Показано, що шарувата структура цих матеріалів зумовлює доволі значний резонансний зв'язок між електронною і іонною підсистемами, що викликає структурну нестійкість кристалічної ґратки і виникнення при низьких температурах фазових переходів, зумовлених кооперативним ефектом Яна-Теллера (КЕЯТ). Установлено, що активними в структурних фазових переходах типу КЕЯТ являються електронні рівні, які перетинають коливальні гілки в області максимальної густини станів. Показано, що зовнішнє магнітне поле, змінюючи положення низько енергетичних електронних рівнів рідкісноземельних іонів по відношенню до коливального спектру, стимулює або руйнує орбітальне впорядкування. Сильній зв'язок низько енергетичних електронних і іонних збуджень в шаруватих ян-теллеровських кристалах дозволяє відносно невеликим надвисокочастотним випромінюванням (НВЧ) переводити їх в нелінійний режим руху в критичній області структурного фазового переходу. Експериментально було показано, що діючи на електронну підсистему НВЧ полем і створюючи нерівноважний стан, в цих системах можна спостерігати явища самоорганізації з утворенням дисипативних структур. В кристалі  $\text{KEr}(\text{MoO}_4)_2$  при збільшенні потужності НВЧ накачки через послідовність біфуркацій (сценарій Рюеля Текенса) спостерігався перехід від режиму регулярного руху до детермінованого хаосу.

## СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В СИСТЕМЕ ЭЛЕКТРОНОВ НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ ЖИДКОГО ГЕЛИЯ

А.И. Копелиович, П.В. Пышкин

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

Ранее [1] нами были предсказаны спин-электрические колебания в проводниках, электронный спектр которых пространственно неоднороден. Одно из условий их существования – жесткая связь между спиновыми компонентами проводника (электронами «со спином вверх» и «со спином вниз»). Как известно [2], в системе электронов на поверхности жидкого гелия (ЭПЖГ) может реализовываться гидродинамическая ситуация, когда частоты электрон-электронных столкновений, которые сохраняют импульс электронной системы, на порядок выше частот столкновений, отбирающих импульс и, таким образом, скорости дрейфа спиновых компонент сильно скоррелированы. В этом случае поведение ЭПЖГ может быть описано гидродинамическими уравнениями для двухкомпонентной жидкости.

Как нами показано, учет спина в уравнении, аналогичном уравнению Эйлера, приводит к дополнительному сопротивлению протеканию тока в данной системе при наличии неоднородного магнитного поля. При малых частотах внешнего электрического поля  $\omega \ll D/L^2$  (где  $D \approx l_{ee}^2/\tau_{ee}$  – коэффициент спиновой диффузии,  $L$  – характерный размер ЭПЖГ,  $l_{ee}$ ,  $\tau_{ee}$  – длина и время свободного пробега относительно e-e столкновений), когда за период колебаний устанавливается спиновое равновесие, сопротивление ЭПЖГ пропорционально частоте электрон-электронных столкновений. Для обратной ситуации, когда  $\omega \gg D/L^2$ , сопротивление становится мнимым и обратно пропорционально внешней частоте  $\omega$ . Таким образом, градиент магнитного поля может эффективно влиять на сопротивление ЭПЖГ, увеличивая его. Важно, что дополнительное сопротивление «включается» после включения неоднородного магнитного поля за время протекания процессов спин-флипа, что дает возможность экспериментального исследования этих процессов.

В невырожденной ЭПЖГ плазме существенными оказываются и спин-тепловые эффекты. Так, при включении магнитного поля за время спиновой релаксации происходит нагрев ЭПЖГ (известный магнетокалорический эффект). Этот эффект можно наблюдать посредством измерения кондактанса ЭПЖГ, который, как показано в работе, зависит от температуры системы. Этот эффект предоставляет дополнительную возможность измерения времени спиновой релаксации в ЭПЖГ.

[1] R.N.Gurzhi, A.N.Kalinenko, A.I.Kopeliovich, P.V.Pyshkin, A.V.Yanovsky, Phys. Rev. **В 73**: 153204 (2006).

[2] V. A. Buntar, Yu. Z. Kovdrya, V. N. Grigor'ev, Yu. P. Monarkha, and S. S. Sokolov, J. Low Temp. Phys. **13**, 451 (1987).

## GIANT MAGNETORESISTANCE EFFECT IN DOUBLE TUNNEL JUNCTIONS WITH FERROMAGNETIC BARRIERS

T. A. Khachaturova

*Donetsk Institute for Physics and Engineering, NASU,  
72, str. R. Luxemburg, Donetsk 83114, Ukraine  
e-mail: khachat@rambler.ru*

Tunnel magnetoresistance effect in thin-film heterostructures, where a current flows between two ferromagnetic layers separated by a thin (about 1 nm) insulator and the total resistance changes with the relative magnetization orientation, offers fascinating possibilities for practical applications in modern spintronic devices [1]. Recently, a conceptually different way to manipulate the electron spin degree of freedom in heterostructures was proposed for double tunnel junctions with ferromagnetic barriers and unpolarized normal metallic electrodes [2]. For the first time, such a device was successfully realized in Ref. 3 with two EuS barriers, in which tunneling probabilities of spin-up and spin-down electrons were expected to differ by orders of magnitude, due to the exponential dependence on barrier heights. As a result, a huge magnetoresistance value  $MR=(G_P-G_{AP})/G_{AP}$ , with  $G_{P(AP)}$  being dc conductances in parallel and antiparallel alignments, was expected by authors [3] whereas experimentally MR did not exceed 60% at 4.2 K and below.

In this work, the principal discrepancy between theory and experiment [3] is explained and removed by taking into account the presence of the valence-band edge in the EuS band structure. If at near-zero voltage the Fermi energy in the electrodes is close to the midgap of the barriers, the tunneling probabilities for the two spin orientations are nearly coincide and in this situation the MR effect is absent. At higher biases the symmetry related to the midgap is destroyed that gives rise to the difference between  $G_P$  and  $G_{AP}$  (but not so large as was expected in Ref. 3). We have calculated the MR values for symmetrical Al/EuS/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/EuS/Al double tunnel structures within the Kane two-band approximation [4] for EuS and Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> band gaps. Taking all parameters from Ref. 3, we have obtained that at zero temperature the magnetoresistance peak values achieved at voltages slightly above 1 V are lower than 100 % in qualitative agreement with the measurements of Ref. 3. Our model calculations show that the magnetoresistance effect in these heterostructures can be strongly enhanced by shifting the chemical potential of the system far from the barriers' midgap.

Resuming, our modeling has revealed the origin of insufficient quantitative agreement between experimental results and calculations in Ref. 3 and showed that one needs more careful engineering of the double tunnel junctions with ferromagnetic insulating barriers in order to significantly increase the magnetoresistance effect in these devices.

[1] I. Žutić, J. Fabian, and S. D. Sarma, *Rev. Mod. Phys.*, **76**, 323 (2004).

[2] D. C. Worledge and T. H. Geballe, *J. Appl. Phys.*, **88**, 5277 (2000).

[3] G.-X. Miao, M. Müller, and J. S. Moodera, *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 076601 (2009).

[4] K. H. Gundlach, *J. Appl. Phys.*, **44**, 5005 (1973).

## МАГНОНИ ЯК КВАНТИ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ

А.А.Ступка

Дніпропетровський національний університет ім. Олеса Гончара  
49010 Дніпропетровськ, пр. Гагаріна 72  
e-mail: antonstupka@mail.ru

Зазвичай спіральні хвилі у плазмі та металах отримують з кінетичного розгляду - з теорії Власова. З іншого боку спінові хвилі у феромагнетиках (та парамагнітні спінові хвилі у металах) розглядають як хвилі густини магнітного моменту. При цьому відокремлюють з ефективної кулонівської взаємодії обмінну, потім запроваджують модельний гейзенберґівський спіновий гамільтоніан. Кінець-кінцем застосовують перетворення Хольштейна-Примакова для отримання бозевської статистики операторів магنونів. Цей шлях аналогічний шляху запровадження плазмонів у плазмі твердого тіла методом Бома та Пайнса через кулонівський потенціал. Альтернативний підхід, що реалізований для плазмонів у роботах автора, не позбавляючись ступенів свободи повздожнього електромагнітного поля у плазмі, дозволив відразу отримати плазмони зі стандартним спектром. У даній роботі пропонується аналогічний підхід для спінових хвиль, що розкриває їх однакову природу з геліконами у твердому тілі та вістлерами у плазмі. У довгохвильовій границі можна спростити та уніфікувати опис цих явищ. Для цього відмовимось від запровадження магнітного моменту феромагнетика та використаємо для опису магнітну індукцію в усіх згаданих випадках. Електрони будемо вважати достатньо рухливими для такого низькочастотного процесу. Знехтуємо рухомістю іонів, що можна змодельовати вимогою  $M \rightarrow \infty$ , тобто маємо модель "желе". Електричний струм електронів у нерелятивістській квантовій механіці містить оператор спінового магнітного моменту частинки. Аналогічний вигляд має електричний струм у класичному дрейфовому наближенні, де доданок з ротором намагніченості плазми враховує швидке обертання електронів по ларморівським орбітам у магнітному полі. Доданок зі спіновим моментом зникає при вільному русі, але може відігравати важливу роль у зв'язаних станах, що відповідає моделі локалізованих у вузлах ґратки магнітних моментів атомів. Для повільного процесу часова похідна від електричного поля мала, що дає з рівняння Максвелла  $rot\vec{B} = 4\pi\vec{j}/c$ . Також електрони встигають компенсувати електричне поле у системі власного спокою  $\vec{E} = -[\vec{v}, \vec{B}]/c$ , звідки маємо  $\partial_t \vec{B} = rot[\vec{v}, \vec{B}]$ . Електричний струм є добутком елементарного заряду на потік електронів. Наявність спіна не змінює означень, оскільки в релятивістській квантовій механіці рівняння Дірака як раз і будується з вимогою виконання закону збереження заряду, отже  $\vec{j} = en\vec{v}$ . Після лінеаризації рівнянь Максвелла зручно запровадити ларморівську  $\omega_L = eB_0/mc$  та ленгмюрівську  $\Omega_L = \sqrt{4\pi e^2 n/m}$  частоти електронів. Тоді маємо рівняння для магнітного поля  $\partial_t \vec{B} = rot[rot\vec{B}, \vec{b}_0]c^2\omega_L/\Omega_L^2$ , де позначено напрям сталого поля  $\vec{b}_0$  - вздовж нього спрямуємо вісь аплікату. Будемо шукати розв'язок у вигляді плоскої хвилі. Частоти будемо вимірювати в одиницях ларморівської  $\omega/\omega_L \rightarrow \omega$ , а відстані - в лондонівських глибинах проникнення  $kc/\Omega_L \rightarrow k$ . Тоді характеристичне рівняння дає закон дисперсії  $\omega^2 = k_3^2 k^2$  який є звичний для спіральних хвиль у плазмі. При розгляді спінових хвиль згідно з теорією Ландау та Ліфшиця треба покласти  $B_3 = 0$ , що дає закон дисперсії  $\omega^2 = k_3^4$ . Вторинне квантування електромагнітних хвиль у даному випадку вихрового поля призводить до стандартного виразу векторного потенціала поля через оператори народження-знищення квазічастинок  $A_n^l(x) = c \sum_k (2\pi\hbar/\omega V)^{1/2} (c_k + c_{-k}^+) e^{ikx} k_n/k$ , які в точності співпадають з магнонами.

ГАМИЛЬТОНОВА ДИНАМИКА МАГНЕТИКОВ СО СПИНОМ  $S=1$ 

Д.А. Демьяненко<sup>1</sup>, М.Ю. Ковалевский<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»*

*61183 Харьков, ул. Академическая, 1*

<sup>2</sup> *Белгородский национальный университет*

*308015 Белгород, Россия, ул. Победы, 85*

*e-mail: graviton@datasvit.net*

Изучена динамика магнетиков со спином  $S=1$ . Такие системы не могут быть адекватно описаны известным уравнением Ландау-Лившица, которое определяет эволюцию среды только с помощью вектора спина и хорошо обосновано для спина  $1/2$ . Для магнитных систем со спином  $S > 1/2$  необходимо расширение набора магнитных степеней свободы. В частности для нормальных сред со спином  $S=1$  и гамильтонианом, обладающим  $SU(3)$  симметрией, требуется задание восьми динамических величин – плотности спина и квадрупольной матрицы.

Для магнетиков со спином 1 может быть реализовано несколько возможностей динамического описания различающихся симметрией гамильтониана и симметрией состояния равновесия, которые существенно влияют на формирование набора параметров сокращенного описания и характер спектров спиновых волн. В простейшем случае (нормальное состояние) симметрия  $SU(3)$  состояния равновесия и симметрия гамильтониана совпадают. Спин и квадрупольная матрица являются интегралами движения. Во втором случае симметрия состояния равновесия ниже симметрии  $SO(3)$  гамильтониана. При этом квадрупольные степени свободы представляют собой параметры порядка и интегралами движения являются только компоненты вектора спина. Наконец возможен случай полного спонтанного нарушения  $SU(3)$  симметрии состояния равновесия, при этом гамильтониан обладает  $SU(3)$  симметрией.

В первом и во втором указанных случаях наше исследование основывается на гамильтоновом формализме. Исходя из вариационного принципа, получен набор скобок Пуассона для всего набора макроскопических параметров и найдены нелинейные уравнения динамики магнитных сред для спина  $S=1$  в вышеуказанных случаях. Введены два типа обменных магнитных гамильтонианов, соответствующих двум инвариантам Казимира группы  $SU(3)$ . Вычислены спектры спиновых волн. Для описания магнетиков с полным нарушением симметрии применен лагранжев формализм. Получены уравнения Эйлера-Лагранжа для правых форм Картана, выяснен характер спектров спиновых волн. Показано, что для нормальных магнетиков возможны три различных спектра спиновых волн с квадратичным законом дисперсии. Во втором случае приходим к линейному и квадратичному спектрам спиновых волн. Наконец в третьем случае получаем линейные и квадратичные спектры, среди которых три различные ветви голдстоуновские и три спектра имеют активационный характер.

[1] Д.А. Демьяненко, Ковалевский М.Ю // ФНТ 2007. Т. 33, №11, – с. 1271-1281

[2] А.А. Исаев М.Ю.Ковалевский, С.В.Пелетминский, ФММ. 1994, т.77

[3] М.Ю. Ковалевский, С.В. Пелетминский – Статистическая механика квантовых жидкостей и кристаллов. // ФИЗМАТЛИТ. 2006. С. 368

[4] А.Р. Андреев // ЖЭТФ 1978. т.74, с.786

[5] В.А. Ivanov, А.К. Kolezhuk Phys. Rev. B, 2003, p. 052401

[6] В.Л. Островский // ЖЭТФ 1986. т.91. вып. 5(11), с. 1690-1701

[7] В. I. Halperin, Saslow W. M. // Phys. Rev. B.–1977.– 16, N 5.– P. 2154–2162

[8] Д. В. Волков, А. А. Желтухин, Ю. П. Блюх - ФТТ. 1971, т. 13, вып. 6. С. 1668–1678

## SPIN AND LATTICE CORRELATIONS IN THE STRONGLY FRUSTRATED ANTIFERROMAGNET $\text{ZnCr}_2\text{O}_4$

**O. Afanasiev<sup>1</sup>, V. Gnezdilov<sup>1</sup>, P. Lemmens<sup>2</sup>, V. Tsurkan<sup>3</sup>, V. Felea<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*B.I. Verkin Inst. for Low Temperature Physics and Engineering NASU  
61103 Kharkov, Ukraine;*

<sup>2</sup>*Inst. For Condensed Matter Physics, TU Braunschweig,  
D-38106 Braunschweig, Germany;*

<sup>3</sup>*Institute of Applied Physics, Academy of Sciences of Moldova,  
MD-2028 Chişinău, R. Moldova  
e-mail: afanasiev@ilt.kharkov.ua*

The spin-lattice coupling plays an important role in strongly frustrated magnets. In  $\text{ZnCr}_2\text{O}_4$ , an excellent realization of the Heisenberg antiferromagnet on the pyrochlore network, a lattice distortion relieves the geometrical frustration through a three dimensional analog of the spin-Peierls (SP) phase transition [1]. Conversely, spin correlations strongly influence the elastic properties of a frustrated magnet.

The magnetic susceptibility of  $\text{ZnCr}_2\text{O}_4$  follows the Curie-Weiss law at high temperatures with  $\Theta_{\text{CW}} = 390$  K, which gives the nearest-neighbor exchange coupling  $J = 4.5$  meV [1]. As the temperature is lowered below  $\Theta_{\text{CW}}$ , the magnet gradually enters a paramagnetic state with strong correlations between spins but no magnetic order: the spins remain liquid but their motions are highly coordinated [2]. At  $T_c = 12.5$  K the magnet undergoes a first-order transition into a phase with antiferromagnetic order and a structural distortion [1].

There are interesting analogies between the phase transition in  $\text{ZnCr}_2\text{O}_4$  and the spin-Peierls transition. In both cases the high  $T$  phase is near quantum critical and can lower its energy through a lattice distortion. In both cases the transition occurs from a strongly correlated paramagnet:  $T_c \ll \Theta_{\text{CW}}$ , and in both cases low energy spectral weight is moved into a finite energy peak. There are also important differences that render the transition in  $\text{ZnCr}_2\text{O}_4$  a distinct new phenomenon in magnetism. The lattice distortion in  $\text{ZnCr}_2\text{O}_4$  drives the spin system into an ordered phase, not a quantum disordered phase. The transition in  $\text{ZnCr}_2\text{O}_4$  is of the first order while the SP transition is of the second order. And the change in entropy at  $T_c$  plays an important role in  $\text{ZnCr}_2\text{O}_4$ , not in a SP transition.

Recent infrared spectroscopy study [3] revealed that the frequency of an optical phonon triplet in  $\text{ZnCr}_2\text{O}_4$  tracks the nearest-neighbor spin correlations above  $T_c$ . The splitting of the phonon triplet into a singlet and a doublet below  $T_c$  allowed to estimate the SP order parameter.

Here we present Raman scattering (RS) study of a single crystal  $\text{ZnCr}_2\text{O}_4$ . At room temperature the number and frequencies of the phonon excitations are in agreement with lattice calculations [4] based on the space group  $Fd\bar{3}m$ . Temperature evolution of the RS spectra revealed pronounced anomalies of the phonon system. Above  $T_c$  we observed a significant deviations from the purely anharmonic behavior for all phonon modes. The changes of the phonon spectra are most dramatic below  $T_c$ . Most spectacular are: (i) the jump of the peak frequencies, (ii) an enormous gain of intensity, and (iii) the appearance of a number of new modes. Our observations support the idea that spin-phonon interactions and the onset of magnetic order strongly influence the phonon modes.

O. Afanasiev and V. Gnezdilov acknowledge the support of Ukrainian-Russian grant 8-2008.

[1] S.-H. Lee, C. Broholm, T. H. Kim, W. Ratcliff II and S.-W. Cheong, PRL **84**, 3718 (2000).

[2] S.-H. Lee, C. Broholm, W. Ratcliff II, G. Gasparovic *et al.*, Nature (London) **418**, 856 (2002).

[3] A. B. Sushkov, O. Tchernyshyov, W. Ratcliff II, S.W. Cheong, and H. D. Drew, PRL **94**, 137202 (2005).

[4] Craig J. Fennie and Karin M. Rabe, PRL **96**, 205505 (2006).

## НАРОДЖЕННЯ ВИХОР-АНТИВИХРОВОЇ ПАРИ В МАГНІТНОМУ НАНОДИСКУ У ВИХРОВОМУ СТАНІ

В.П. Кравчук<sup>1</sup>, Ю.Б. Гайдідей<sup>1</sup>, Д.Д. Шека<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова  
03680 Київ, вул. Метрологічна 14-б

<sup>2</sup> Київський національний університет ім. Тараса Шевченка  
01601 Київ, вул. Володимирська, 64  
e-mail: vkravchuk@bitp.kiev.ua

Ферромагнітні частинки, розмір яких є проміжним між одно- та багатодоменним станами ( $10^{-8}$ - $10^{-5}$  м) є сьогодні предметом все зростаючого інтересу. Внаслідок конкуренції між обмінною та магнітостатичною взаємодіями, мінімуму магнітної енергії такої частинки, зазвичай, відповідає суттєво неоднорідний розподіл намагніченості. Основним станом частинок симетричної форми, як правило, є вихровий стан. Останній є перспективним кандидатом для використання в якості біту інформації, оскільки є виродженим по дискретному параметру, який може приймати лише два можливі значення  $p=\pm 1$  – полярності вихору. На сьогодні запропоновано кілька механізмів контрольованого перемикавання полярності магнітного вихору [1-4]. В кожному із цих механізмів перемикавання відбувається через проміжний процес народження вихор-антивихрової пари (ВАВП) на фоні вже існуючого вихору. Розуміння механізму та умов появи ВАВП є ключовим для теоретичного опису процесу перемикавання полярності. Нещодавно з'явилися роботи [5,6], в яких стверджується, що в *універсальному* критерієм народження ВАВП є досягнення осердям вихору певної критичної швидкості, яка визначається матеріальними параметрами магнетика.

Використовуючи мікромагнітні моделювання, ми знайшли, що ВАВП може народитись на фоні навіть абсолютно нерухомого вихору, і запропонували альтернативний механізм, заперечуючи *універсальність* отриманих в [6] критеріїв. В нашій роботі досліджено утворення ВАВП в пермалоевому диску під дією змінного зовнішнього поля, що рівномірно обертається у площині диску  $\mathbf{V} = V_0(\cos \Omega t, \sin \Omega t, 0)$ . Початково диск знаходився у вихровому основному стані. При цьому було проведено два типи моделювань: (i) початковий вихор, що має позаплощинну компоненту, було зафіксовано в центрі диску за допомогою високоанізотропної домішки з анізотропією типу легка вісь; (ii) початковий вихор без позаплощинної компоненти було зафіксовано в центрі диску шляхом знерухомилення чотирьох спінів в осерді вихору штучним (програмним) чином. Отримано наступні результати:

- поблизу центру *нерухомого* вихору народжується ВАВП, якщо частота прикладеного поля потрапляє в певний діапазон, що визначається товщиною диску (характерні значення частот біля 10 ГГц);

- полярності новоутвореної ВАВП визначаються знаком частоти (напрямок обертання поля) і не залежать від полярності початкового вихору.

Запропоновано простий аналітичний опис спостережуваного явища, в основі якого лежить ідея пом'якшення магнетонної моди з азимутальним числом  $|m|=1$  при переході в систему координат, що обертається разом з полем.

[1] R. Hertel, S. Gliga, M. Fähnle, C.M. Schneider, Phys. Rev. Lett. **98**, 117201 (2007).

[2] B. Waeyenberge, et al., Nature. **444**, 461 (2006).

[3] K. Yamada, et al., Nature Materials. **6**, 270 (2007).

[4] V. Kravchuk, D. Sheka, Yu. Gaididei, F. Mertens, J. Appl. Phys. **102**, 043908, (2007).

[5] K. Guslienko, K.-S. Lee, S.-K. Kim, Phys. Rev. Lett. **100**, 027203 (2008).

[6] K.-S. Lee, et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 267206 (2008).

## РЕЗОНАНСНЫЕ СВОЙСТВА АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА $Mn_2P_2S_6$ НИЖЕ ТЕМПЕРАТУРЫ МАГНИТНОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ.

К.Г. Дергачев

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина 47  
e-mail: dergachev@ilt.kharkov.ua*

В последнее время наблюдается возрождение интереса к системам типа  $M_2P_2X_6$  ( $M=Mn, Fe, Co, Ni, Sn$ ;  $X=S, Se$ ). Эти соединения проявляют сегнетоэлектрические, ферроэлектрические и низкоразмерные магнитные свойства. Кроме того, в настоящее время многие представители этого семейства используются в нанотехнологиях для получения нанотрубок и наностержней [1].

Соединения с магнитными атомами группы переходных металлов являются хорошими представителями квазидвумерных магнитных систем, в которых расположение магнитных атомов в слое образует сотоподобную (гексагональную) структуру. Изучение физических свойств таких систем является актуальной деятельностью как, из-за небольшого числа таких объектов так и, из-за возможного проявления особенностей в резонансном спектре, обусловленных разными величинами обменного взаимодействия между магнитными ионами в базисной плоскости.

В данной работе при гелиевой температуре в широком диапазоне частот (8–142 ГГц) и магнитных полей (75 кЭ) проведено детальное исследование спектра АФМР вдоль главных магнитных осей  $x, y, z$  соединения  $Mn_2P_2S_6$ . Показано, что данное соединение относится к двухосным магнетикам. При  $H=0$  имеются две щели магнитных возбуждений в спектре спиновых волн, равные  $101.46 \pm 0.1$  ГГц и  $115.52 \pm 0.1$  ГГц. По данным АФМР определены величины эффективных полей магнитной анизотропии:  $H_{a1}=0.619$  кЭ,  $H_{a2}=0.803$  кЭ. В исследуемом образце обнаружено аномальное взаимодействие ветвей АФМР, которое связано со спин-спиновыми колебаниями одной симметрии. Обсуждаются возможные причины появления ветвей связанных колебаний.

[1] C. Li, X. Wang, Q. Peng and Y Li, Inorg. Chem., **19**, 44(19), 6641, (2005).

МАГНИТОУПРУГИЕ ЭФФЕКТЫ В МОНОКРИСТАЛЛЕ  $\text{PrFe}_3(\text{VO}_3)_4$ 

**К. Р. Жеков<sup>1</sup>, И. В. Билиц<sup>1</sup>, И. А. Гудим<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б.І.Веркина НАН України  
61103 Харків, пр. Леніна 47

<sup>2</sup>Інститут фізики ім. Л. В. Кіренського СО РАН,  
660036 Красноярськ, Росія  
e-mail: zhekov@ilt.kharkov.ua

Среди редкоземельных магнетиков в последнее время активно исследуются кристаллы ферроборатов с общей формулой  $\text{RFe}_3(\text{VO}_3)_4$ , где  $\text{R}^{3+}$  - редкоземельный ион. Эти кристаллы при комнатной температуре имеют тригональную симметрию кристаллической решетки, пространственная группа  $\text{R}\bar{3}2$  [1]. Интерес к ним связан с магнитными свойствами, которые в значительной степени определяются спецификой взаимодействия магнитных подсистем железа и редкой земли.

Для некоторых ферроборатов ( $\text{R}=\text{Gd}, \text{Nd}$ ), была установлена корреляция магнитоупругих и магнитоэлектрических свойств [2], что позволяет отнести эти соединения к классу мультиферроиков, т.е. материалов, где сосуществуют хотя бы два из трех параметров порядка: упругого, электрического или магнитного. Наиболее ярко мультиферроэлектрические эффекты проявляются при спонтанных и индуцированных магнитным полем фазовых переходах. Именно поэтому, изучение упругих свойств этих соединений в окрестности как структурных, так и магнитных фазовых переходов, представляет несомненный интерес.

Данная работа посвящена исследованию упругих свойств, а также магнитоупругих эффектов в ферроборате тербия  $\text{Pr}_3(\text{VO}_3)_4$ .

В работе проведены ультразвуковые исследования монокристаллического образца  $\text{PrFe}_3(\text{VO}_3)_4$  в широком диапазоне температур (1,7-150 К) и магнитных полей (0 – 60 кЭ).

В температурных зависимостях поведения скорости и поглощения звука обнаружена аномалия в окрестности  $T_N=33$  К, обусловленная переходом кристалла в магнитоупорядоченное состояние [3].

В магнитоупорядоченном состоянии зарегистрированы существенные особенности в магнитолевых зависимостях скоростей и поглощения поперечных звуковых мод, сопровождаемые гистерезисными явлениями. Обнаруженные эффекты связываются с реализацией в кристалле спин-переориентационного фазового превращения [3]. Особенности в упругих характеристиках в области спин-переориентационного перехода весьма чувствительны к изменению угла отклонения внешнего магнитного поля от оси симметрии третьего порядка.

Определены абсолютные значения скоростей звука кристалла при  $T = 77$  К.

[1]. N.I. Leonyuk, L.I. Leonyuk. Prog. Cryst. Growth and Charact. **31**, 179 (1995).

[2]. А. К. Звездин, С. С. Кротов, А. М. Кадомцева, Г. П. Воробьев, Ю. Ф. Попов, А.П.Пятаков, Л. Н. Безматерных, Е. Н.Попова, Письма в ЖЭТФ, **81**, 335, (2005)

[3]. А.М.Кадомцева, Ю.Ф.Попов, Г.П.Воробьев, А.А.Мухин, В.Ю.Иванов, А.М.Кузьменко,Л.Н.Безматерных, Письма в ЖЭТФ, **87**, 45, (2008)

## КОЛЛЕКТИВНЫЕ СПИН-ВОЛНОВЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В УЗКОЗОННЫХ ХАББАРДОВСКИХ МАГНЕТИКАХ

С.Ф. Миронова, Э.Е. Зубов

*Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины  
83114 Донецк, ул. Р. Люксембург 72  
e-mail: sv\_myronova@mail.ru*

В рамках модели Хаббарда в пределе большого кулоновского отталкивания, в первом порядке теории возмущения рассмотрены все вклады в узельную заселенность и спиновую функцию Грина. Найдены и исследованы различные решения самосогласованных уравнений для намагниченности и химпотенциала для однородных ферромагнитной и парамагнитной структур с учетом вклада простейших диаграмм. Определены области существования фаз. С учетом эффективного "одевания" линий взаимодействия определены все вклады в масс-оператор. Проведено изучение спектра и затухания коллективных спин-волновых возбуждений в однородной ферромагнитной фазе при нулевых температурах. Для слабо допированной системы в первом неисчезающем приближении по дырочной концентрации спектр согласуется с аналогичными результатами [1]. Для ферромагнитной структуры вычислена поправка к частоте спин-волновых возбуждений при температуре  $T=0$  и дырочной концентрации  $c \ll 1$ , пропорциональная  $c$  в степени  $4/3$ . Исследовано влияние косвенного обмена d-электронов на магнитную структуру узкозонного хаббардовского магнетика. С ростом величины косвенного обмена частоты спин-волновых возбуждений уменьшаются линейно, что согласуется с результатами [1-2]. Установлено, что вблизи уровня Ферми, спектр спиновых волн является когерентным. Вычислена поперечная динамическая восприимчивость системы для однородных ферромагнитной и парамагнитной структур. В определенной области частот и волновых векторов имеет аномалии, обусловленные коллективными спин-волновыми возбуждениями. при определенных значениях волнового вектора и частоты она диамагнитна.

[1] Р.О. Зайцев, ЖЭТФ **70**, 1100 (1976).

[2] Y. Nagaoka, Phys. Rev. **147**, 392 (1966).

## НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ

А.А. Шитов<sup>1</sup>, В.С. Герасимчук<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Донбасская национальная академия строительства и архитектуры  
83123 Макеевка, ул. Державина 2

<sup>2</sup> Национальный технический университет "КПИ"  
03056 Киев, просп. Перемоги 37  
e-mail: shitov@mail.ru

Существует множество способов воздействия на доменную структуру. Подавляющее большинство работ посвящено изучению влияния магнитного поля на домены [1]. Одним из возможных способов воздействия на доменную структуру является электрическое поле. В экспериментальных работах [2,3] с помощью электрического поля осуществлялось управление доменной структурой. В [4] предсказана возможность дрейфа доменных границ (ДГ) в сегнетомагнетиках с линейным магнитоэлектрическим взаимодействием.

В данной работе представлены результаты исследования влияния электрического и магнитного полей на динамику 180-градусных блоховских ДГ. В энергии ферромагнетика учитываются обменное взаимодействие, энергия двухосной магнитной анизотропии, магнитостатическая энергия, магнитное затухание, взаимодействие с переменным магнитным полем  $\mathbf{H}$  в виде энергии Зеемана и квадратичное магнитоэлектрическое взаимодействие. Электрическое поле  $\mathbf{E}$  имеет постоянную  $\bar{\mathbf{E}}$  и переменную  $\tilde{\mathbf{E}}$  составляющие.

Решения уравнения Ландау-Лифшица найдены методами теории возмущений. Малым параметром являются амплитуды переменных полей  $\mathbf{H}$  и  $\tilde{\mathbf{E}}$ . Рассмотрены три возможные геометрии: постоянное поле  $\bar{\mathbf{E}}$  имеет только одну из трех компонент. Установлено, что уже в первом порядке теории возмущений переменные электрическое и магнитное поля могут вызывать колебания ДГ. Исключение составляет случай  $\bar{\mathbf{E}} = (0, 0, \bar{E}_z)$ , когда колебания возбуждаются только магнитным полем. Следует отметить, что при учете линейного магнитоэлектрического взаимодействия в слабых ферромагнетиках колебания ДГ возбуждаются только магнитным полем [4].

Из решений уравнения Ландау-Лифшица во втором порядке теории возмущений для всех трех геометрий задачи получены выражения для скорости дрейфа ДГ. Дрейф ДГ возможен как в чисто магнитном, так и в чисто электрическом полях. Дрейф возможен также и при определенных комбинациях составляющих одновременно электрического и магнитного полей. Проведенные оценки показывают, что скорость дрейфа ДГ в электрических полях может достигать нескольких м/с.

[1] A. Hubert, R. Schöfer Magnetic domains. The analysis of magnetic microstructures. Berlin Heidelberg, Springer-Verlag. 698 p (1998).

[2] Tien-Kan Chung, Gregory P. Carman, and Kotekar P. Mohanchandra Appl. Phys. Lett., **92**, 112509 (2008).

[3] А.С. Логгинов, Г.А. Мешков, А.В. Николаев, А.П. Пятаков Письма в ЖЭТФ **86**, 124 (2007).

[4] В.С. Герасимчук, А.А. Шитов Тезисы 1<sup>ой</sup> Всеукраинской научной конференции молодых ученых "Физика низких температур" КМВ-ФНТ-2008. Харьков (Украина) с. 134.

## FINITE TEMPERATURE PHASE DIAGRAM OF HARD CORE BOSONS ON SQUARE LATTICE

I. I. Poltavsky<sup>1</sup>, T. N. Antsygina<sup>1</sup>, M. I. Poltavskaya, K. A. Chishko<sup>1</sup>

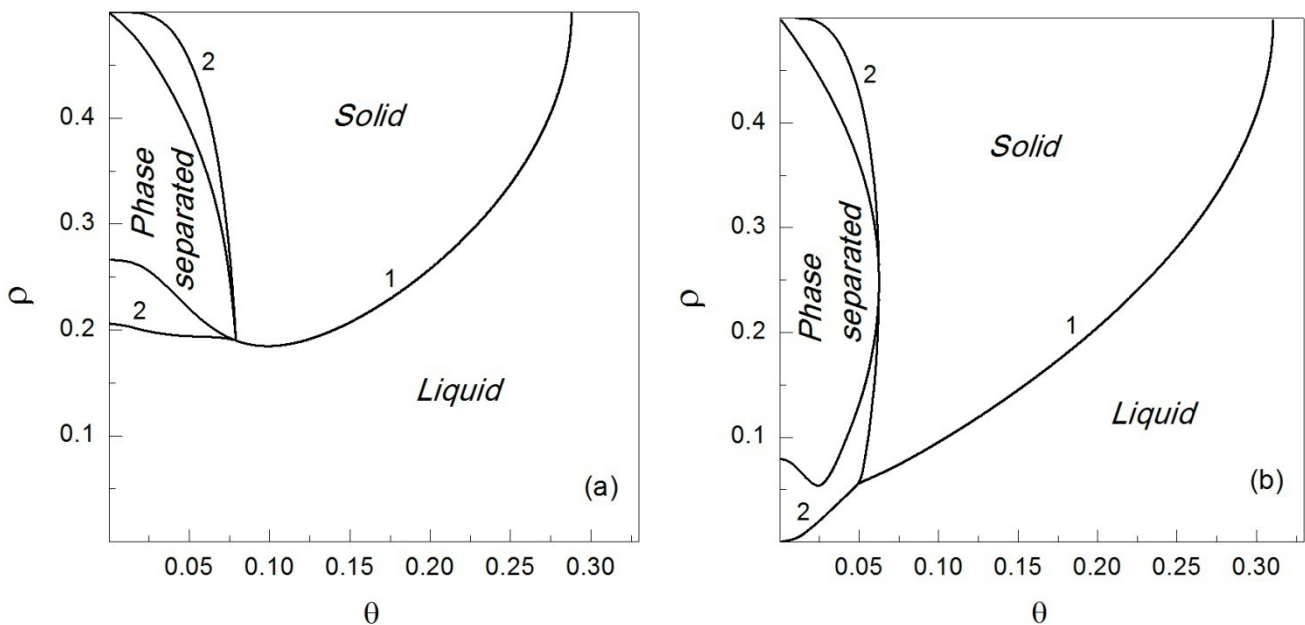
<sup>1</sup> *B. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering,  
47 Lenin Ave., 61103 Kharkov, Ukraine  
e-mail: poltavsky@ilt.kharkov.ua*

Phase diagram of hard-core bosons on square lattice was calculated analytically within random phase approximation. Along with the repulsion  $V_1$  between bosons on the nearest lattice sites the interaction  $V_2$  between next nearest neighbors was taken into account. It was shown that in the system under study there exist both the first and second order phase transitions. It was also found that there is a density range where phase transitions are reentrant.

The obtained results were applied to describe the thermodynamics of two-dimensional adsorbates. Temperature dependences of sublattice adsorbate densities, heat capacity as well as phase diagram density - temperature (see Fig. 1.) were found at different values of interaction parameters.

Fig. 1. Phase diagram density - temperature at  $V_1/V_2=0.25$  and  $V_1/2t=1.5$  (a),  $V_1/2t=5$  (b) ( $t$  is the nearest-neighbor hopping). Curve 1 is the line of the second order transitions liquid – solid. Curve 2 is the line of the first order phase transitions. The phase separated region is restricted by the spinodal.

As can be seen from Fig. 1(a) at high enough hopping liquid phase exists up to zero temperature. At small  $t$  (Fig. 1(b)) there exists a narrow temperature region where the first order transition occurs between solid phases. The present results can be used to interpret experimental data on the thermodynamics of adsorption on flat surfaces and bosons in optical lattices.



НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА  $\text{La}_{1-x}\text{Sm}_x\text{MnO}_3$ 

А.И. Рыкова

Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
61103 г. Харьков, пр. Ленина 47

Проведены комплексные исследования магнитных свойств системы  $\text{LaMnO}_3\text{-SmMnO}_3$  при помощи вибрационного магнетометра и весов Фарадея. Измерения температурных зависимостей магнитной восприимчивости  $\chi$  порошков  $\text{La}_{1-x}\text{Sm}_x\text{MnO}_3$  ( $x=0\div 1$ ) были проведены в интервале температур 4,2 – 300 К и во внешних магнитных полях до 3,5 кЭ. Согласно полученным данным, кривые  $\chi(T)$  характеризуются двумя аномалиями вблизи 60 К и второй при всех концентрациях самария около 15 К. Ниже 60 К соединения  $\text{LaMnO}_3$  и  $\text{SmMnO}_3$ , переходят в магнитоупорядоченное антиферромагнитное состояние, а образцы допированные  $\text{Sm}^{3+}$  в ферромагнитное.

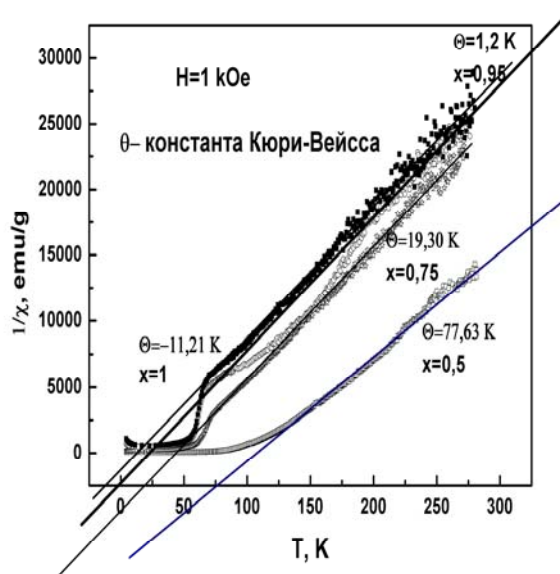


Рис.1. Температурная зависимость обратной восприимчивости  $\text{La}_{1-x}\text{Sm}_x\text{MnO}_3$  в интервале температур 4,2-300 К и существенной магнитной анизотропией присутствующей в данных соединениях за счет редкоземельного иона самария [3].

Полевые зависимости намагниченности  $M$  соединений  $\text{LaMnO}_3\text{-SmMnO}_3$  были исследованы в диапазоне температур 0,5- 85 К и во внешних магнитных полях до 14 Тл. Согласно полученным данным, кривые  $M(H)$  для соединений допированных самарием демонстрируют явление магнитного гистерезиса, в то время как для манганитов  $\text{LaMnO}_3$  и  $\text{SmMnO}_3$  зависимость намагниченности от поля соответствует антиферромагнитному поведению.

Вторая аномалия соответствует переходу в магнитоупорядоченное (предположительно ферромагнитное) состояние подсистемы  $\text{Sm}^{3+}$ , данный переход обусловлен влиянием внутреннего обменного поля магнитоупорядоченной подсистемы марганца. При этом с уменьшением содержания самария температура перехода немного сдвигается в низкотемпературную область. Согласно литературным данным [1], ранее наблюдалось упорядочение ионов  $\text{Sm}^{3+}$  в монокристалле  $\text{SmMnO}_3$  ниже 9 К.

При исследовании зависимостей магнитной восприимчивости от температуры в двух режимах охлаждения (ZFC и FC) серии образцов  $\text{La}_{1-x}\text{Sm}_x\text{MnO}_3$  ( $x=0\div 1$ ) было обнаружено существенное отличие в поведении кривых  $\chi_{\text{ZFC}}(T)$  и  $\chi_{\text{FC}}(T)$ , обусловленное, как фазовым расслоением [2], так и

[1] A.A. Mukhin, V. Yu. Ivanov, V. D. Travkin, A.S. Prokhorov, A.M. Balbashov, J. Hemberger, A. Loidl, J. Magn. Magn. Mater. 96, 272-276 (2004).

[2] E.O. Wollan and W.C. Koehler, *Phys. Rev.* **100**, 545, (1955).

[3] Y. Chen et al., *J. Crystal growth*, **305**, 242-248 (2007).

МАГНИТНЫЕ И УПРУГИЕ ДОМЕНЫ В СФМ  $\text{Sr}_2\text{Cu}_3\text{O}_4\text{Cl}_2$ Е. Г. Корниенко<sup>1</sup>, Е. В. Гомонай<sup>1,2</sup>, В. М. Локтев<sup>1,2</sup><sup>1</sup> *Национальный технический университет Украины „КПИ”**03056, Киев, пр. Победы 37*<sup>2</sup> *Институт теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова НАН Украины**03143 Киев, ул. Метрологическая 14-б**e-mail: kornienko@i.ua*

Экспериментальные исследования [1] доменной структуры в пластинке слабого ферромагнетика (СФМ)  $\text{Sr}_2\text{Cu}_3\text{O}_4\text{Cl}_2$  показывают необычное поведение намагниченности образца. При достижении полной монодоменизации в большом поле  $\mathbf{H}$  (приложенном параллельно легкой оси и грани пластинки) и последующем уменьшении внешнего поля в кристалле наблюдалось возникновение доменов с намагниченностью, перпендикулярной к полю, что приводило к возникновению перпендикулярной к полю составляющей макроскопической намагниченности.

Нам удалось объяснить столь нетипичное для слабых ферромагнетиков поведение намагниченности образца. Известно [2], что в кристалле  $\text{Sr}_2\text{Cu}_3\text{O}_4\text{Cl}_2$  сосуществует ферромагнитное (намагниченность  $\mathbf{M}_F$ ) и антиферромагнитное (АФМ вектор  $\mathbf{L}$ ) упорядочение, реализованное на разных системах ионов  $\text{Cu}^{2+}$ . Вследствие этого можно предположить, что формирование доменной структуры в таком веществе осуществляется под действием двух схожих, но все же различных механизмов. Это связано с тем, что доменная структура в магнетиках образовывается вследствие конкуренции энергии Зеемана и дальнедействующих диполь-дипольных сил, которые в случае ферромагнетиков (ФМ) имеют магнитную природу [3], а в случае антиферромагнетиков (АФМ) – магнитоупругую [4]. Конкуренция ФМ и АФМ доменов возможна в случае, если и магнитоупругая энергия кристалла, и Зеемановская энергия ФМ подсистемы имеют один и тот же порядок величины, что и наблюдается в  $\text{Sr}_2\text{Cu}_3\text{O}_4\text{Cl}_2$ . Макроскопическая намагниченность образца в этом случае имеет две составляющие (параллельно и перпендикулярно направлению поля), которые, соответственно, равны:

$$M_{\parallel} = ((1 - \chi J) M_F + \chi H) \frac{\chi H^2 + 2(1 - \chi J) M_F H + L^2 (K_{2a} - K_{2b}) + 2L^4 (K_{11} - K_{12})}{2L^4 (K_{11} + K_{22} - 2K_{12})},$$

$$M_{\perp} = (1 - \chi J) M_F \frac{-\chi H^2 - 2(1 - \chi J) M_F H - L^2 (K_{2a} - K_{2b}) + 2L^4 (K_{22} - K_{12})}{2L^4 (K_{11} + K_{22} - 2K_{12})},$$

Здесь  $\chi$  - магнитная восприимчивость АФМ подрешетки,  $J$ - константа обмена между ФИ и АФМ подрешетками,  $K_{2\alpha}$  и  $K_{ij}$ - константы раздеформирования, величина которых определяется формой образца и постоянными магнитоупругой связи.

Наша модель дает хорошее согласование с экспериментом и объясняет наблюдаемую нетипичную петлю гистерезиса.

[1] B. Parks, M. Kastner, Y. Kim, A. Harris, F. Chou, et al, Phys. Rev. **B 63**, 134433 (2001).

[2] F. C. Chou, A. Aharony, R. J. Birgeneau, O. Entin-Wohlman, M. Greven, et al, Phys. Rev. Lett. **78**, 535 (1997).

[3] Ch. Kittel, Rev. Mod. Phys, **21**, 541 (1949)

[4] H. Gomonay, V.Loktev, Physics of the Solid State, **47**, 1755 (2005).

## ОСОБЕННОСТИ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ $\text{La}_{0.5}\text{Ca}_{0.5}\text{Mn}_{0.94}\text{Fe}_{0.06}\text{O}_3$ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

**С.В. Васильев<sup>1</sup>, Т. Цветков<sup>1</sup>, В.В. Чабаненко<sup>1</sup>, А. Nabialek<sup>2</sup>, А. Szewczyk<sup>2</sup>, R. Minikaev<sup>2</sup>, Р. Попов<sup>1</sup>, Ж.Ф. Кравченко<sup>1</sup>, Н. Szymczak<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А. А. Галкина НАНУ,  
Донецк 83114, Украина, ул. Розы Люксембург 72

<sup>2</sup>Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, al. Lotnikow 32/46, 02-668 Warsaw, Poland  
e-mail: vasil@zero.fti.ac.donetsk.ua

В данной работе исследовались манганиты со смешанной валентностью. Сосуществование субмикронных ферромагнитных проводящих областей и

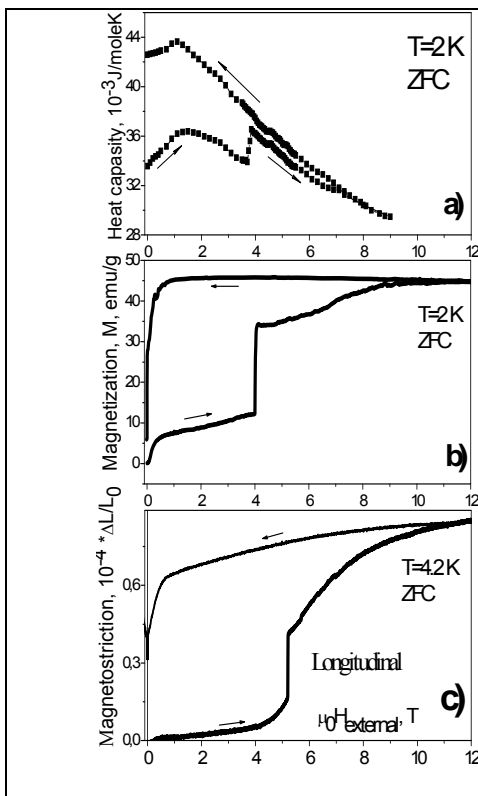


Рис.1. Полевые зависимости:

- а) теплоемкости,
- б) намагниченности,
- с) продольной магнитострикции манганита.

неферромагнитной не проводящей матрицы, в большинстве случаев антиферромагнитной зарядово-упорядоченной фазы, обнаружено в большом числе манганитов. Недавно острые метамагнитные переходы были обнаружены в фазово-сепарированных ( $\text{Mn}^{+3}$  и  $\text{Mn}^{+4}$  страйпы) составах  $\text{Pr}_{0.5}\text{Ca}_{0.5}\text{Mn}_{1-x}\text{M}_x\text{O}_3$  (M это Ga, Mg Co, Sn, Sc, Ni, Fe, Cr) [1-3]. При низких температурах на кривой намагничивания, а также проводимости этих составов наблюдались несколько острых ступеней (шириной порядка нескольких Oe), приводящих к увеличению соответствующих свойств. Такое ступенеобразное поведение может быть объяснено с наличием мартенситного переходом, резонансным квантовым туннелированием молекул с высоким спином, эффектом Баркхаузена и другими механизмами [1,4,5]. Для установления однозначной природы появления этих скачков намагниченности (и других физических свойств) необходимы низкотемпературные исследования влияния внешних параметров на этот переход, а также изучение тонкой структуры самого скачка. Результаты исследований намагниченности и теплоемкости в функции внешнего магнитного поля представлены на Рис.1 а, б. В виду Янн-Теллеровской природы  $\text{Mn}^{+3}$  в таких материалах проявляется сильное взаимодействие между зарядами, спинами и решеткой [6,7]. В виду этого дополнительно была исследована полевая зависимость магнитострикции ( $\Delta L/L$ ) fig.1c, на которой также в области метамагнитного перехода наблюдается

гигантский скачок магнитострикции  $\sim 10^{-4}$ . Детальное изучение ступенеобразного поведения физических свойств (намагниченности, теплоемкости и магнитострикции) зарядово-упорядоченного манганита  $\text{La}_{0.5}\text{Ca}_{0.5}\text{Mn}_{0.94}\text{Fe}_{0.06}\text{O}_3$  в области низких температур (4.2K-2K) и сильных магнитных полей до 12 Т будет представлено в докладе.

- [1] R. Mahendiran, A. Maignan, S. Hébert, et al. Phys. Rev. Lett. **89**, 286602-1 (2002).
- [2] V. Hardy, S. Hébert, A. Maignan, et al. Journ. Magn. Mater. **264**, 183-191 (2003)
- [3] L. Pi, S. Hébert, C. Yaicle, et al. J. Phys.: Condens. Matter **15**, 2701-2709 (2003)
- [4] E. Vives, et al, Phys. Rev. Lett. **72**, 1694 (1994)
- [5] B. Barbara et al., Journ. Appl. Phys., **73**, 6703 (1993)
- [6] P.G. Radaelli, R.M. Ibberson, D.N. Argyriou, et al. Phys. Rev. **B 63**, 172419 (2001)
- [7] S. M. Dunaevsky and V. V. Deriglazov. Phys. Rev. **B 75**, 214408 (2007)

**МАГНЕТИЗМ КРИСТАЛІВ HgSe:Fe ТА  $\text{Cr}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Se}$** **В. Р. Білинський-Слотило**

*Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича,  
58000 Чернівці, вул. Коцюбинського 2  
e-mail: s.paranchych@chnu.edu.ua*

Нові напівмагнітні напівпровідники (НМН) на основі селеніду ртуті легованого домішками групи заліза, рідкісноземельними елементами і тверді розчини  $\text{Cr}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Se}$ ,  $\text{Fe}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Se}$ ,  $\text{Co}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Se}$ ,  $\text{Gd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Se}$  є перспективними як з точки зору фундаментальних теоретичних так і експериментальних досліджень, оскільки ефекти, які виявлені у них не спостерігаються у НМН з марганцем. Особливої уваги заслуговують дослідження магнітних властивостей кристалів HgSe:Fe та  $\text{Cr}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Se}$  у зв'язку з недавнім відкриттям надпровідності у таких сполуках як  $\text{FeSe}_x$  та  $\text{FeTe}_x$  [1].

Нами отримані кристали HgSe:Fe з  $N_{\text{Fe}}=5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $\text{Cr}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Se}$  ( $0 < x \leq 0,05$ ) методом Бріджмена і досліджена їхня магнітна сприйнятливість  $\chi$  в температурному інтервалі (HgSe:Fe при  $T=2 \div 300 \text{ K}$ ;  $\text{Cr}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Se}$  при  $T=50 \div 300 \text{ K}$ ), а також електронномікроскопічні зображення включень іншої фази в матриці кристалу  $\text{Cr}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Se}$ .

Дослідження  $\chi$  проведені методом Фарадея та індукційним методом. Електронномікроскопічні дослідження проведені на растровому мікроскопі EVO-50 VP з комбінованою системою енергодисперсійного аналізу ENERGY450 і структурного аналізу HKL Cannel5.

Для зразків HgSe:Fe з ростом  $N_{\text{Fe}}$  зростає парамагнетизм зразків і при  $N_{\text{Fe}}=5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  в усьому температурному інтервалі зразки є парамагнітними. Залежність  $\chi^{-1}(T)$  свідчить про виконання закону Кюрі, і постійна Кюрі узгоджується для іонної системи  $\text{Fe}^{3+}$  при низьких значеннях концентрації  $N_{\text{Fe}} \sim 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . З ростом  $N_{\text{Fe}}$  постійна Кюрі аномально залежить від  $N_{\text{Fe}}$ , і інтерпретується нами, як гібридизація зонних і домішкових станів.

Зовсім інший характер має поведінка  $\chi(T)$  для кристалів  $\text{Cr}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Se}$ . На температурній залежності  $\chi$  має місце максимум, який свідчить про наявність магнітного фазового переходу подібного до фази спінового скла. З ростом вмісту хрому магнетизм зростає, а максимум  $\chi$  відповідає  $T \sim 106 \text{ K}$ .

Встановлено, що спостережувані високі значення  $\chi$  при зниженні температури від  $T_g$  до  $50 \text{ K}$  пояснюються феромагнітним внеском  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  в значення  $\chi$ . Оцінка внеску феромагнітних включень у магнітну сприйнятливість  $\chi = \chi_{T_g} - \chi$ , (де  $\chi_{T_g}$  – максимальне значення  $\chi$  в точці фазового переходу;  $\chi$  – величина магнітної сприйнятливості, отримана в результаті екстраполяції лінійної залежності), дають значення  $\chi'' = 9,72 \cdot 10^3 \text{ см}^3/\text{г}$ , що приблизно в 5 разів більше ніж внесок  $\chi'$ , зумовлений магнітним фазовим переходом.

З досліджень спектрів ЕСР (електронного спінового резонансу) і їх поведінки зі зміною температури і складу впливає, що загальним результатом для всіх досліджуваних зразків  $\text{Cr}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Se}$  є складна залежність інтенсивності лінії ЕСР від температури до  $T=100 \text{ K}$ , коли лінія поглинання досягає максимального значення. Характер зміни спектрів ЕСР при зниженні температури залежить від концентрації хрому в зразку і від орієнтації зразка відносно зовнішнього магнітного поля.

Електронномікроскопічні дослідження свідчать, що значний ріст магнетизму у кристалах  $\text{Cr}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Se}$  обумовлений феромагнітною фазою  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ . Наявність такої фази дає можливість створювати пристрої спінтроники, оскільки феромагнітна температура Кюрі для  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  становить  $106 \text{ K}$ .

[1] Fong-Chi Hsu, Jiu-Yong Luo, Kuo-Wei Yeh et al. // arXiv cond.mat. (08.07.2369).

## ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ МЕТАМАГНІТНОГО ПЕРЕХОДУ У ЛІТІЄВОМУ ОРТОФОСФАТІ КОБАЛЬТУ

**В.М. Хрустальов, М.Ф. Харченко, В.М. Савицький**

*Фізико – технічний інститут низьких температур ім. Б.І. Веркіна НАН України  
61103 Харків, пр. Леніна 47*

Представлено результати досліджень монокристалічного зразка антиферромагнітного  $\text{LiCoPO}_4$ , відомого як своїми унікальними магнітоелектричними властивостями, так і особливостями магнітної структури, що проявляються, зокрема, під час фазових перетворень. Проста колінеарна 4-х підґраткова модель, якою традиційно описувалась його магнітна структура згідно даних перших нейтроно-дифракційних досліджень, нещодавно була поставлена під сумнів завдяки виявленню слабого феромагнетизму (незначного відхилення магнітних моментів іонів відносно кристалографічної осі  $b$ ). Дослідження в імпульсному магнітному полі [1] виявили багатоступеневий характер спін-орієнтаційного переходу цього кристалу з АФМ у насичений парамагнітний стан.

В даній роботі представлено дослідження кутової залежності критичних полів фазових переходів  $H_1$  та  $H_2$  для монокристалу  $\text{LiCoPO}_4$  в імпульсному магнітному полі до 250 кЕ при температурі зразка  $T = 4.2$  К в інтервалі кутів відхилення поля  $\pm 50^\circ$  від кристалографічної осі  $b$ . Поведінка отриманих кривих описується залежністю, близькою до  $1/\cos\alpha$ , що є характерним для систем з сильною магнітною анізотропією. Враховуючи, що обмінна взаємодія між магнітними іонами в шарі значно переважає міжшарову, було розглянуто 2-вимірні моделі магнітних структур, які можуть утворюватися в процесі руйнування антиферромагнітного впорядкування. Було враховано три обмінні взаємодії між іонами трьох координаційних сфер в одному шарі. Однак, розглянуті моделі не описують лінійне наростання намагніченості, яке спостерігається в інтервалі полів  $(H_2, H_3)$  і яке не є характерним для ізінгових систем. Скоріш за все, така поведінка може свідчити про почергове перекидання магнітних моментів іонів та створення довгоперіодичної або несумірної ізінгової структури. Щоб описати таку поведінку магнітної системи необхідно врахувати взаємодії між іонами із сусідніх шарів.

Особливістю поведінки магнітної системи у процесі переходу є також плавне збільшення намагніченості при наближенні до критичного поля  $H_2$ , яке може бути спричинено тепловими флуктуаціями.

На основі запропонованої моделі магнітних перетворень зроблені оцінки величин обмінних взаємодій між першими та наступними сусідами іона  $\text{Co}^{2+}$  в шарі.

[1] В.М. Хрустальов, М.Ф. Харченко, В.М. Савицький, *КМУ-ФНТ-2007*, тези доповідей, с.26.

## ОСОБЕННОСТИ РЕФРАКЦИИ SH- ВОЛН В НЕМАГНИТНОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ

**Т.В. Лаптева<sup>1</sup>, С.В. Тарасенко<sup>1</sup>, В.Г. Шавров<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> *Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины*  
83114, Донецк, ул. Р. Люксембург, 72

<sup>2</sup> *Институт радиотехники и электроники РАН*  
Россия, 125009, Москва, ул. Моховая, 11, корп. 7  
e-mail: [lapteva@mail.fti.ac.donetsk.ua](mailto:lapteva@mail.fti.ac.donetsk.ua)

Традиционно считалось, что одним из необходимых условий реализации в кристалле магнитоэлектрического или пьезомагнитного эффектов является наличие в нем особого типа антиферромагнитного упорядочения [1]. Однако в работе [2] был впервые предложен вид тензора динамического магнитоэлектрического взаимодействия, существование которого не связано ни с симметрией кристаллической среды, ни с наличием в ней магнитной структуры. Что же касается вопроса о принципиальной возможности существования в немагнитном диэлектрике динамического пьезомагнитного взаимодействия, то положительный ответ на него был дан только недавно [3]. В данной работе показано, что учет микровращений упругой среды приводит к новому типу линейной связи между компонентами тензора упругих деформаций и переменного магнитного поля, который возможен уже в немагнитном кристалле – динамическое пьезомагнитное взаимодействие (ДПМВ). Учет ДПМВ приводит к ряду ранее неизвестных эффектов при взаимодействии объемной упругой сдвиговой волны с поверхностью немагнитного диэлектрика.

В данной работе исследовано отражение объемной упругой сдвиговой (SH-) волны, поляризованной вдоль оси  $OZ$ , с волновым вектором в плоскости  $XY$ , падающей извне на периодическую структуру идентичных по своим упругим свойствам эквидистантных немагнитных слоев с тонкими идеально сверхпроводящими нанопрослойками (температура Кюри отдельной прослойки  $T_c$ ). Расчет показал, что при температурах  $T < T_c$  возникает серия узких спектральных интервалов, в которых вследствие ДПМВ падающая SH- волна испытывает практически стопроцентное отражение. При достаточно большом числе слоев, образующих сверхрешетку коэффициент отражения близок к единице. В случае  $T > T_c$  рассматриваемый эффект отсутствует.

- [1]. Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 639 с. (1979).
- [2]. И.Е. Чупис, Д.А. Мамалуй. Письма в ЖЭТФ, **62**, № 12, с.876-880 (1998).
- [3]. С.В. Тарасенко, Т.В. Лаптева, В.Г. Шавров. Письма в ЖЭТФ, **85**, № 12, с.751-755 (2007).

## Надпровідність

## Запрошена доповідь

## СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ И ВОЛНА ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ

М.А. Оболенский, Р.В. Вовк

*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина,  
61077, пл. Свободы 4*

Волна зарядовой плотности (ВЗП) в ряде металлов – сверхпроводников возникает при низких температурах, предшествующих температуре сверхпроводящего перехода. Обычно переходы в состояние ВЗП обнаруживаются в металлах, обладающих сильной анизотропией электронного спектра. К ним относятся, например, квазидвумерные и квазиодномерные соединения, например,  $\text{NbSe}_2$ ,  $\text{TaS}_2$ ,  $\text{NbSe}_3$  и некоторые органические соединения, обладающие металлическими свойствами. При переходе ВЗП образуется диэлектрическая щель на части поверхности Ферми (ПФ), обладающей нестингом, т.е. совмещающими участками при трансляции на волновой вектор, равный  $2 K_F$ . Такой переход может привести к частичной или полной потере металлических свойств в зависимости от площади совмещающихся участков. Ранее считалось, что ВЗП подавляет сверхпроводимость, так как понижает плотность состояний на уровне Ферми.

Обнаружение псевдощели на уровне Ферми в медьсодержащих ВТСП при температурах значительно выше  $T_c$  вновь стимулировало интерес исследователей к вопросу о роли ВЗП в формировании сверхпроводящего состояния. Недавние исследования щелевых особенностей в электронном спектре  $2H\text{-NbSe}_2$  методом фотоэмиссионной спектроскопии, выполненные японскими и индийскими учеными, показали, что сверхпроводящая щель сильно анизотропна ( $0.3 \div 1.2$ ) МэВ и ее максимальное значение в тех точках, где ВЗП-щель максимальна.

А как соотносятся псевдощель и сверхпроводящая щель в ВТСП?..

[1] М.А. Оболенский Сверхпроводимость в квазидвумерных системах (докторская диссертация), 318 с. (1993)

[2] T Kiss, T. Yokoya, A. Chainani, S. Shin, T. Hanaguri, M. Nohara, H. Takagi Nature physics, **3**, 720-725 (2007)

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛН И ВИХРЕЙ В БОЗЕ-КОНДЕНСАТЕ НА ОСНОВЕ ОБОБЩЕННОГО УРАВНЕНИЯ ГРОССА-ПИТАЕВСКОГО

**Н. Н. Банникова, А. И. Соколовский**

*Днепропетровский национальный университет им. О. Гончара*

*49010 Днепропетровск, пр. Гагарина 72*

*e-mail: bnndnu@mail.ru*

Упрощен и уточнен поход к кинетике бозе-газа при наличии конденсата, развитый в работе [1]. Состояние системы описывается амплитудой  $\eta(x,t)$  волновой функции конденсата  $\psi(x,t)$  (среднее значение полевого бозе-оператора), скоростью конденсата  $v_l(x,t)$  и функцией распределения  $f_p(x,t)$  квазичастиц Боголюбова. Для этих величин, а также для фазы  $\varphi(x,t)$  волновой функции конденсата ( $\psi \equiv \eta \exp i\varphi$ ) получены временные уравнения ( $v_l = \hbar/m \cdot \partial\varphi/\partial x_l$ ,  $m$  – масса частицы). Параметр малости  $\lambda$  взаимодействия  $\Phi(r)$  выбирался так, что  $\Phi \sim \lambda^2$ ,  $\eta \sim \lambda^{-1}$ ; малыми считались также градиенты параметров  $\eta$ ,  $v_l$ ,  $f_p$  (параметр малости  $g$ ). По определению, обобщенное уравнение Гросса-Питаевского получается из выведенных уравнений как уравнение для  $\psi$ , или для  $\eta$  и  $\varphi$  при отсутствии квазичастиц (т.е. при  $f_p = 0$ ). Приведем полученные уравнения, предполагая для простоты, что  $g \sim \lambda$ , и опуская вклады  $\sim \lambda^3$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = -v_l \frac{\partial \eta}{\partial x_l} + \left\{ \frac{1}{2\eta} \left( \eta \frac{\partial}{\partial \eta} - 1 \right) n_0(\eta) - \frac{\eta}{2} \right\} \frac{\partial v_l}{\partial x_l}; \quad \hbar \frac{\partial \varphi}{\partial t} = -m\mu_0(\eta) - \frac{mv^2}{2} + \frac{\hbar^2 \Delta \eta}{2m\eta} - a \frac{\partial}{\partial x_l} \left( \eta \frac{\partial \eta}{\partial x_l} \right), \quad (1)$$

где  $n_0(\eta)$ ,  $\mu_0(\eta)$  – равновесные плотность числа частиц и химический потенциал при нулевой температуре:

$$n_0 = \eta^2 + \frac{1}{2} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{\alpha_k - \varepsilon_k}{\varepsilon_k} + O(\lambda^2), \quad m\mu_0 = v_0 n_0 + \frac{1}{4\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} (\varepsilon_k - \alpha_k) + O(\lambda^4). \quad (2)$$

В формулах (1), (2) использованы обозначения

$$\alpha_k = \varepsilon_k^0 + v_k \eta^2, \quad \varepsilon_k^0 = (k\hbar)^2 / 2m, \quad \beta_k = v_k \eta^2, \quad \varepsilon_k = \sqrt{\alpha_k^2 - \beta_k^2}, \quad a = 4\pi \int dr r^4 \Phi(r) / 3 \quad (3)$$

( $\varepsilon_k$  – спектр боголюбовских квазичастиц,  $v_k$  – фурье-образ потенциала  $\Phi(r)$ ).

На основе уравнений (1) изучены волны в конденсате вблизи равновесия. Имеются две незатухающие моды с частотами  $k_l v_l^0 \pm \omega_k$  ( $v_l^0$  – равновесная скорость конденсата), причем их спектр вида  $\omega_k = k(b + ck^2)^{1/2}$  при малых  $k$  не совпадает со спектром квазичастиц Боголюбова  $\omega_k^B = \varepsilon_k / \hbar$ , хотя о таком совпадении часто сообщается в литературе (см., например, [2]). Уравнения (1) также применены для изучения вихря в конденсате. При этом потенциал взаимодействия частиц удобно конкретизировать формулой  $v_k = \Phi_0 R^3 w(kR)$  ( $w(x)$  достаточно быстро убывает с ростом  $x$ , причем  $w(0) = 1$ ;  $R$  – радиус сил). В цилиндрических координатах вихрю отвечает решение вида  $\eta(r, z, \alpha, t) = \eta_0 u(r/r_0)$ ,  $\varphi(r, z, \alpha, t) = -t\mu_0(\eta_0)m/\hbar + \alpha$ , где  $\eta_0$  – значение амплитуды  $\eta$  вдали от вихря ( $u(\infty) = 1$ ),  $r_0 \equiv \hbar/\eta_0(2mv_0)^{1/2}$  – радиус вихря. Наша поправка к обычной теории мала при  $r_0 \gg R$ .

Работа выполнена при поддержке ДФФД Украины (проект № 25.2/102).

[1] С.В. Пелетминский, А.И. Соколовский, В.С. Щелоков ТМФ, **30**, 57-72 (1977).

[2] М.Ю. Ковалевский, С.В. Пелетминский Статистическая механика квантовых жидкостей и кристаллов.- М.:Физматлит, 368с. (2006).

## НЕЛИНЕЙНЫЕ МИКРОВОЛНОВЫЕ СВОЙСТВА ВТСП YBCO ПЛЕНОК, ДОПИРОВАННЫХ НАНОЧАСТИЦАМИ BaZrO<sub>3</sub>

А.В. Вакалюк<sup>2</sup>, А.А. Каленюк<sup>1</sup>, К.А. Гребень<sup>2</sup>, А.И. Ребиков<sup>1</sup>, В.О. Москалюк<sup>1</sup>,  
В.С. Флис<sup>1</sup>, А.В. Прокопенко<sup>2</sup>, В.М.Пан<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова  
03142 Киев, бульв. Вернадского 36

<sup>2</sup>Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко  
03680 Киев, просп. Глушкова 2  
e-mail: vak\_l@ukr.net

Проведены исследования микроволнового отклика высокотемпературных сверхпроводящих пленок YBCO от амплитуды СВЧ поля. Пленки были получены методом импульсного лазерного осаждения из “чистых” мишеней YBCO, а также из мишеней, содержащих примеси BaZrO<sub>3</sub> (1,5 и весовых 3%) [1]. Допирование YBCO пленок приводит к образованию в ней наностержней [2], которые могут являться эффективными центрами пиннинга. Измерения значений плотности критического тока транспортными методами показали, что его плотность в допированных образцах на 20% выше, чем в недопированных.

Были получены температурные зависимости поверхностного сопротивления при малых амплитудах СВЧ поля (линейный режим) для допированных и недопированных образцов, из которых видно, что при низких температурах их поверхностные сопротивления практически не отличаются (78-82К). Начало перехода из сверхпроводящего в нормальное состояние в допированных образцах на 3° ниже (для 3% допирования), чем в «чистых». При низких температурах поверхностное сопротивление обоих типов пленок квадратично зависит от частоты ( $R_s \sim f^2$ ,  $f=0,8 - 3,2$  ГГц).

На амплитудных зависимостях поверхностного сопротивления  $R_s(I_{rf})$ , начиная с некоторого порогового значения амплитуды тока  $I_{rf}$ , наблюдается нелинейная зависимость, хорошо описываемая в рамках модели критического состояния, основным параметром которой является плотность критического тока [3].

Температурные зависимости плотности критического тока, полученные из измерений транспортным методом, а также посчитанные из серии нелинейных характеристик поверхностного сопротивления хорошо коррелируют между собой. Благодаря большим значениям плотности критического тока в допированных образцах их нелинейный микроволновый отклик меньше, чем у «чистых» пленок.

[1] В.М. Пан, В.Л. Свечников, В.С. Флис, Ю.В.Черпак, О.Л. Касаткин, А.О. Флис, К.Г. Третьяченко, В.О. Москалюк Металлофиз. новейшие технологии т.30, №6, с.757-769 (2008).

[2] J Li, S. Kang, A.Goyal Microsc Microanal CD, 12 ( Supp 2), 566-567 (2006).

[3] S Sridhar Appl. Phys. Lett. **65**, 1054 (1994).

## РЕЗИСТИВНОЕ СОСТОЯНИЕ УЛЬТРАТОНКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНОК NbN И MoRe

**М.Ю. Михайлов<sup>1</sup>, А.С. Похила<sup>1</sup>, А.Г. Сиваков<sup>1</sup>, В.П. Колесник<sup>2</sup>  
В.А. Селезнев<sup>3</sup>, Г.Н. Гольцман<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина 47

<sup>2</sup> Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского „ХАИ“  
61070 Харьков, ул. Чкалова 17

<sup>3</sup> Московский педагогический государственный университет  
119992 Москва, ул. Малая Пироговская 29  
e-mail: mikhailov@ilt.kharkov.ua

Цель работы - исследование резистивного состояния микроструктур, сформированных из ультратонких пленок NbN и MoRe (материалов для однофотонных детекторов [1]). Исследованы пленки NbN толщиной 4 нм ( $T_c=11\text{K}$ ,  $j_c=6\times 10^6\text{A/cm}^2$  при 4.2K) и пленки MoRe толщиной 10 нм ( $T_c=9,7\text{K}$ ,  $j_c=10^6\text{A/cm}^2$  при 4.2K), изготовленные методом магнетронного распыления на подложках из сапфира. Из пленок сформированы микромостики с  $w \gg \xi$  ( $w$  - ширина мостика,  $\xi$  - длина когерентности). В диапазоне температур вблизи  $T_c$  на ВАХ, записанных в режиме заданного тока, наблюдалась ступенчатая структура с особенностями, характерными для линий проскальзывания фазы [2], а именно: скачки напряжения на ВАХ разделены участками с линейным дифференциальным сопротивлением с избыточным током. Для подтверждения дискретности резистивных участков и определения их пространственной локализации проведены эксперименты по визуализации резистивного состояния методом низкотемпературной сканирующей лазерной микроскопии (НТСЛМ) [3]. На рис. 1 приведен пример визуализации резистивного состояния одного из образцов, а на рис. 2 указаны значения транспортного тока, при которых записаны двумерные карты сканирования.

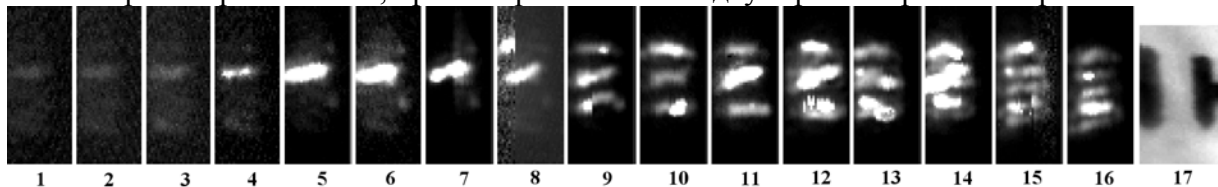


Рис. 1. Двумерные карты сканирования (1-16), полученные методом НТСЛМ и иллюстрирующие распределение резистивных областей по площади микроструктуры. Светлые области на картах сканирования соответствуют участкам образца, находящимся в резистивном состоянии. Максимальная величина отклика на лазерное облучение соответствует белому цвету. 17 – изображение образца, полученное в канале отражения. Размер области сканирования -  $35\times 70$  мкм. Образец – микростик MoRe размером  $12\times 28$  мкм.

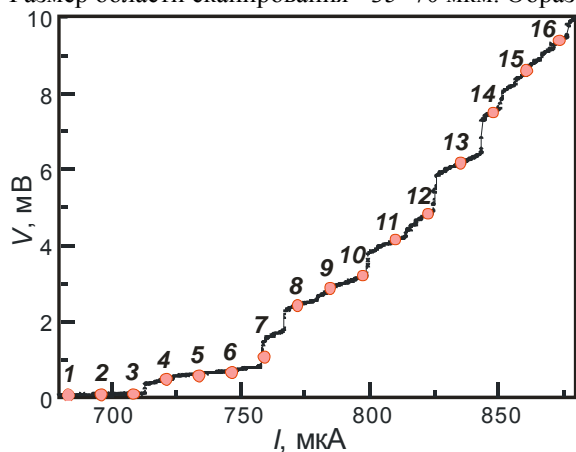


Рис.2. ВАХ микростика. Точками 1-16 обозначены значения транспортного тока, для которых на рис. 1 приведены карты сканирования

Линии проскальзывания фазы проявляются как светлые области на картах сканирования, имеющие дискретную структуру. С увеличением транспортного тока их число растет, и они стремятся расположиться однородно по длине образца.

Работа поддержана Державним Фондом Фундаментальних Досліджень України (проект Ф25/141-2008).

[1] V.A.Seleznev et al, Supercond. Sci. Technol., **21**, 115006 (2008).

[2] В.Г.Волоцкая, И.М.Дмитренко, А.Г.Сиваков, ФНТ, **10**, 347 (1984).

[3] A.G.Sivakov, A.P.Zhuravel, O.G.Turutanov, I.M.Dmitrenko. Appl. Surf. Sci., **106**, 390 (1996).

## ДИНАМИКА РАЗРУШЕНИЯ КРИТИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ ДВУСВЯЗНОГО СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ОБЪЕКТА - КОЛЬЦА

С.В. Васильев<sup>1</sup>, А. Nabialek<sup>2</sup>, В. Ф. Русаков<sup>3</sup>, В. В. Чабаненко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А. А. Галкина НАНУ,

Донецк 83114, Украина, ул. Розы Люксембург 72

<sup>2</sup>Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, al. Lotnikow 32/46, 02-668 Warsaw, Poland

<sup>3</sup>Национальный университет, ул. Университетская 24, Донецк, 83055 Украина

e-mail: vasils@zero.fti.ac.donetsk.ua

Значительное место в современных исследованиях сверхпроводящего состояния посвящено динамическим эффектам, возникающим, в частности, при разрушении критического состояния вследствие развития термомагнитных неустойчивостей [1]. Для изучения пространственно-временных закономерностей развития неустойчивости применены разнообразные контактные, бесконтактные, магнетооптические экспериментальные методы. Они позволили установить новые закономерности поведения

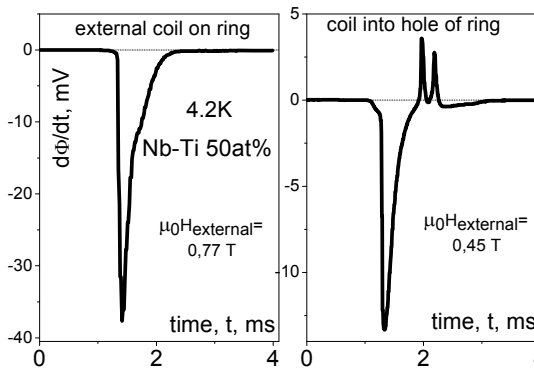


Рис.1. Характерный вид сигналов.

вихревой материи в экстремальных условиях лавинной динамики в односвязных объектах. Намагниченность и захват потока в двусвязном объекте – экране - изучались в [2], а магнитные лавины в пленочных кольцах - в [3,4].

В данной работе проведены систематические исследования динамики термомагнитной неустойчивости в объемном сверхпроводящем кольце из NbTi-50% при температурах: 2К и 4.2 К. Внешнее магнитное поле было перпендикулярно его основаниям. Динамика термомагнитной лавины исследовалась с помощью катушки, намотанной непосредственно на образец (15 витков), а также катушки расположенной в отверстии (20 витков). При скачке магнитного потока в катушках генерировался сигнал  $\sim d\Phi/dt$  ( $\Phi$ -магнитный поток), который регистрировался на осциллографе с памятью. На рис.1 представлены характерные сигналы с двух измерительных катушек, индуцированные скачком магнитного потока. Существенной особенностью сигнала во внутренней полости кольца является область с изменением знака сигнала, что соответствует явлению «внутреннего скачка потока», сгенерированного внешней лавиной. В работе проанализированы величины магнитного потока, входящего как в образец, так и в его отверстие (рис.2), длительности процессов и другие их особенности.

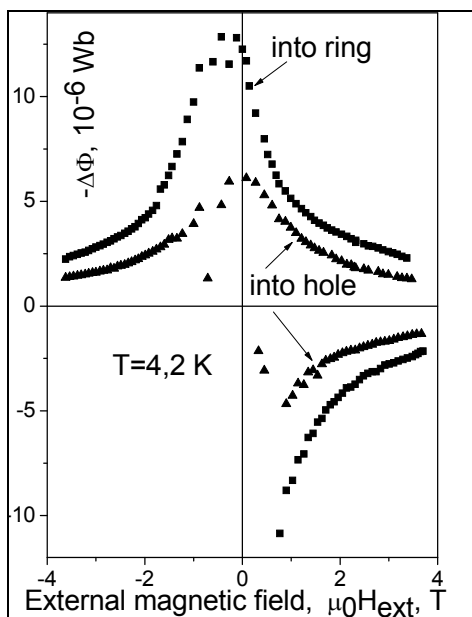


Рис.2. Полевые зависимости изменения магнитного потока в кольце в целом и его отверстии.

1. A. Gurevich, G. Ciovati, Phys. Rev. B. **77**, p.104501-1 (2008).
2. F.J. Eberhardt, A.D. Hibbs, A.M. Campbell. IEEE Transactions on magnetics, Vol. **25**, №2 p. 2146-2149 (1989).
3. A.A.F. Olsen, T.H. Johansen, et al. Phys. Rev. B **74**, p. 064506-1 (2006).
4. E.R. Nowak, O.W. Taylor, L. Liu, H.M. Jaeger, Phys. Rev. B, v.**55**, p. 11702-11705 (1997).

## НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ МАГНИТНЫХ ПОТОКОВ В ВТСП

В.Ю.Монарха<sup>1</sup>, В.П.Тимофеев,<sup>2</sup> А.А.Шабло<sup>2</sup>

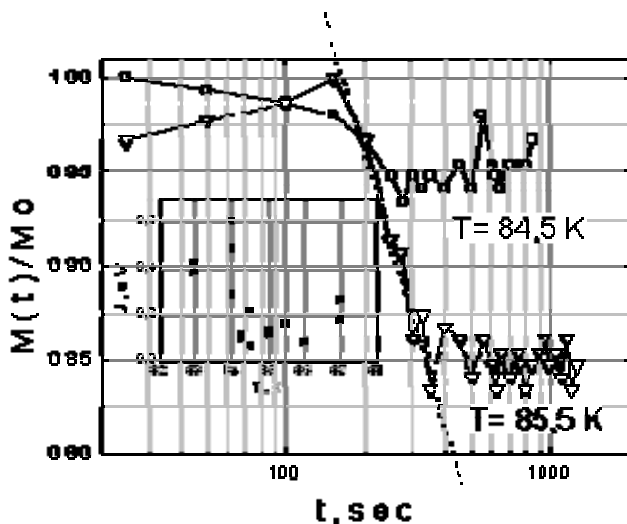
<sup>1</sup>Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина  
61077 Харьков, пл. Свободы, 4

<sup>2</sup>Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина  
61103 Харьков, пр. Ленина, 47  
e-mail: monarkha@mail.ru

Исследована динамика магнитных потоков в монокристаллических образцах  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  в наименее изученном режиме слабых магнитных полей ( $H \leq 1$  Э). Вероятность крипа вихрей растет экспоненциально с уменьшением энергии пиннинга  $U$ , которая определяется дефектами структуры и температурой ВТСП образца. Для практического применения полученных результатов основные измерения проведены при температурах от 77 К до температур сверхпроводящего фазового перехода  $T_c$ . За счет сравнения образцов различной кристаллической структуры выявлено влияние термоактивированной трансформации джозефсоновских слабых связей в системе однонаправленных границ двойникования на эффективный пиннинг.

Одним из методов оценки эффективного потенциала пиннинга является регистрация изотермической релаксации наведенного или захваченного магнитного момента ВТСП образца  $M$  [1]. Для исследований влияния таких типичных структурных дефектов как границы двойникования и межблочные границы на пиннинг в монокристаллах нами использован сквид-магнитометр с чувствительностью  $\approx 8 \times 10^{-11}$  Ам<sup>2</sup>.

Установлено, что в отличие от экспериментальных данных, полученных в сильных полях и при более низких температурах, в малых полях и при  $T \leq T_c$  изотермическая



релаксация имеет отличный от классического логарифмического вид (см. рис.). На кривой релаксации можно выделить участок, который позволяет оценить эффективный потенциал термоактивации в приближении модели коллективного пиннинга (показан штриховой линией). Заметно влияние сильных термических флуктуаций магнитного момента при значительных временах регистрации. Для оценки степени влияния внешних границ образца на динамику магнитных потоков исследования проведены как в малых однородных полях, так и с помощью локальных полей, созданных

дополнительными микросолеоидами, диаметр которых был на порядок меньше размеров исследуемых образцов.

[1]. Y.Yeshurun, A.P.Malozemoff, and A.Shaulov, Rev. Mod. Phys. **68**, 911 (1996).

## МИКРОВОЛНОВЫЙ ОТКЛИК СМЕШАННОГО (ВИХРЕВОГО) СОСТОЯНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ YBCO ПЛЕНОК

**К.А. Гребень<sup>2</sup>, А.А. Каленюк<sup>1</sup>, А.В. Вакалюк<sup>2</sup>, В.О. Москалюк<sup>1</sup>, В.С. Флис<sup>1</sup>,  
А.В. Прокопенко<sup>2</sup> В.М. Пан<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова  
03142 Киев, бульв. Вернадского 36*

<sup>2</sup>*Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко  
03680 Киев, просп. Глушкова 2, корп. 5, радиофизический факультет  
e-mail: kirill.greben@gmail.com*

Проведены исследования микроволнового отклика микрополоскового резонатора на основе YBCO пленки в постоянном магнитном поле напряженностью от 0 до 1 Тл в диапазоне температур от 77 до 90К. Получены зависимости импеданса  $Z_s(\alpha, B) = R_s(\alpha, B) + jX_s(\alpha, B)$  от направления поля по отношению к плоскости пленки.

В перпендикулярном поле ( $\alpha=90^\circ$ ) в малых полях (от 0 до 0,3 Тл) наблюдается линейная зависимость, которая при дальнейшем увеличении поля (до 1 Тл) переходит в корневую. В отличие от перпендикулярного случая в параллельном поле ( $\alpha=0^\circ$ ) корневая зависимость проявляется уже в малых полях. Линейная зависимость  $R_s(B)$  возникает в случае индивидуального пиннинга вихрей. [1] В больших магнитных полях образуется вихревая решетка, упругие модули которой вносят свой вклад в формирование корневой зависимости  $R_s$ .

Измерения проводились в режиме ZFC (охлаждение в нулевом поле). При увеличении индукции магнитного поля и последующем ее уменьшении гистерезис на зависимости поверхностного сопротивления  $R_s(B)$  не наблюдается. В некоторых работах в режиме ZFC в малых полях гистерезис присутствует [2]. В случае больших полей и высоких температур режим ZFC близок к режиму FC (охлаждение в поле) – следовательно, гистерезис не проявляется.

На угловых зависимостях поверхностного сопротивления при фиксированном значении индукции магнитного поля получен острый минимум при  $\alpha=0^\circ$ . При изменении угла направления поля от  $0^\circ$  до  $40^\circ$  происходит постепенное увеличение поверхностного сопротивления  $R_s(B)$  и от  $40^\circ$  до  $90^\circ$   $R_s$  практически не изменяется.

[1] M Golosovsky, M Tsindlekht, D Davidov *Supercond. Sci. Technol.* **9**, 1-15 (1996)

[2] В.М. Пан, Д.А. Лужбин, А.А. Каленюк, А.Л. Касаткин, В.А. Комашко, А.В. Величко, М. Ланкастер, ФНТ Том **31**, № 3-4, 339-349 (2005).

## DYNAMICS OF SUPERCONDUCTING FLUX QUBIT UNDER DIFFERENT TIME-DEPENDENT BIAS

A.S. Kiyko<sup>1</sup>, B.F. Samsonov<sup>2</sup>, V.V. Shamshutdinova<sup>2</sup>, S.N. Shevchenko<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*B. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering NAS of Ukraine  
47 Lenin ave, Kharkov, Ukraine,*

<sup>2</sup>*Tomsk State University, Tomsk, Russia  
e-mail: kiyko@ilt.kharkov.ua*

We study theoretically the dynamical behaviour of the superconducting flux qubit [1] subjected to the external bias of different forms. We consider the cases when the bias is of form of:

- a) series of electromagnetic pulses;
- b) special form which permits exact solution of the Schrödinger equation.

For the problem a) we consider the case of the pulse's parameters which permits analytical solution of the master equation for density matrix [2]. After solving equations we calculated the phase shift in the tank circuit weakly coupled to the qubit. We show the possibility to obtain the small addition to this shift due to taking into account the relaxation processes. Such phase shift can be measured by the impedance measurement technique. We also consider the possibility to estimate the relaxation rate from the impedance measurements by varying the delay time between the pulses.

For the problem b) we consider the class of biases for which the time evolution equation without dissipation can be solved exactly [3]. We calculate the probability of the definite direction of the current in the loop of the flux qubit and its time-averaged values as functions of the qubit's control parameters both analytically and solving numerically the equation of motion for the density matrix in the absence and presence of relaxation and decoherence processes. It was shown that such time-dependent biases exist that the definite current direction probability becomes a monotonously growing function of time tending to a value which may exceed 1/2. We also calculate the probability of finding the system in the excited state and show the possibility of inverse population in a properly driven two-state system provided the relaxation and dephasing rates are small enough.

[1] J.E. Mooij, T. P. Orlando, L. Levitov, Lin Tian, Caspar H. van der Wal, Seth Lloyd, *Science* **285**, 1036 (1999).

[2] S.N. Shevchenko, A.S. Kiyko, A.N. Omelyanchouk, W. Krech, *Fizika Nizkih Temperatur* V.**31**, №7, p. 752-760 (2005).

[3] V.V. Shamshutdinova, A.S. Kiyko, S.N. Shevchenko, B.F. Samsonov, A.N. Omelyanchouk, *Russian Physics Journal*, №6, 25-32 (2008).

## ТЕОРЕТИЧНЕ ВИВЧЕННЯ РЕЗОНАНСНОГО ЗБУДЖЕННЯ В КУБІТНИХ СИСТЕМАХ

Є.О. Темченко<sup>1</sup>, С.М. Шевченко<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна  
61002 Харків, пл. Свободи, 4

<sup>2</sup> Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б. І. Веркіна  
61103 Харків, пр. Леніна 47  
e-mail: atomx2008@mail.ru

У сучасній теорії інформації, яка заснована на лише математичних операціях, що виконується на класичному комп'ютері, прагнуть збільшити об'єм пам'яті та швидкість виконання операцій. Однак існують обмеження, які знаходяться у самому принципі побудови класичних комп'ютерів. Зараз у багатьох лабораторіях світу займаються проблемою побудови квантових комп'ютерів, елементарною одиницею яких є квантовий біт (кубіт).

Теоретичне описання одного надпровідного кубіта за допомогою рівнянь Блоха було опубліковано у [1]. Нещодавно були отримані експериментальні результати для резонансного збудження системи двох пов'язаних кубітів. Для того щоб описати ці результати ми перетворимо рівняння Ліувілля у систему двох дійсних рівнянь зі зручною заміною. При такій параметризації стає можливим феноменологічно урахувати релаксацію. Інший спосіб описати систему з двох пов'язаних кубітів це розв'язати рівняння Блоха-Редфілда, яке описує взаємодію нашої системи з резервуаром гармонічних осциляторів.

Система двох пов'язаних кубітів являє собою чотирьох-рівневу систему. Таку систему можна описати за допомогою матриці густини, діагональні елементи якої відповідають за вірогідність системи перебування на відповідному рівні. Для того щоб зрушити систему з положення рівноваги, зовні подають до системи сигнал з певною частотою. Але на експерименті отримують не матрицю густини, а значення величини фазового здвигу.

Головною метою роботи було побудування теорії дисипативної динаміки надпровідних кубітів, яка б адекватно описувала реалістичну систему, та пояснити фундаментальні квантові ефекти, такі як багато фотонне збудження у макроскопічній багаторівневій системі. В результаті були отримані графіки для заселеності та фазового здвигу. Деякі резонанси відповідають інверсній заселеності рівнів.

[1] S. N. Shevchenko, S. H. W. van der Ploeg, M. Grajcar, E. Il'ichev, A. N. Omelyanchouk, H.-G. Meyer, Phys. Rev. B **78**, 174527 (2008).

[2] S. N. Shevchenko and E. A. Temchenko, J. Phys.: Conf. Ser. **129**, 012035 (2008).

## ОБНАРУЖЕНИЕ И СВОЙСТВА АВТОКОЛЕБАНИЙ ТРАНСПОРТНОГО ТОКА В ДВУСВЯЗНОМ СВЕРХПРОВОДНИКЕ

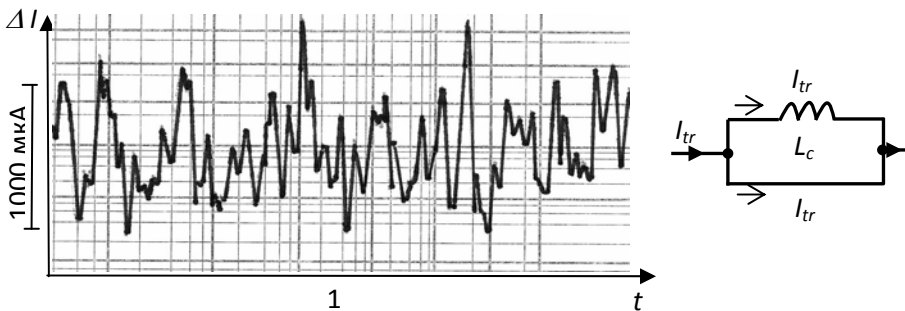
**В.П. Коверья, С.И. Бондаренко, Н.М. Левченко, А.В. Кревсун, А.А. Шабло**

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина 47  
e-mail: koverya@ilt.kharkov.ua*

Ранее в работе [1] описаны автоколебания (АК) транспортного тока в ветвях двусвязного контура, одна из которых была сверхпроводящей, а другая нормальной. Нами обнаружено возникновение АК в ветвях полностью сверхпроводящего контура, состоящего из двух параллельно соединенных ветвей танталового микропровода диаметром 0,1 мм, к которому подведен постоянный транспортный ток ( $I_{tr\Sigma}$ ). Этот ток распределялся на два тока ( $I_{tr1}$  и  $I_{tr2}$ ) между двумя ветвями контура, одна из которых имела большую индуктивность по отношению к другой (за счет ее длины). Наблюдение автоколебаний проводилось при температуре жидкого гелия 4,2 К.

Вид наблюдаемых АК тока в ветви СП контура с индуктивностью  $L_c$ , в которой

размещается датчик магнитного поля – феррозонд и схема контура, представлены на рисунке ниже.



Колебания величины проходящего тока регистрировались с помощью измерения создаваемого этим током

магнитного поля в части ветви контура, которая была выполнена в виде многовитковой катушки с индуктивностью  $L_c$ , внутри которой располагался миниатюрный феррозонд. АК токов  $I_{tr1}$  и  $I_{tr2}$  возникают, начиная с некоторого значения  $I_{tr\Sigma}$ . По мере роста  $I_{tr\Sigma}$  амплитуда АК вначале увеличивается, а затем уменьшается. Также обнаружено, что слабое внешнее магнитное поле, перпендикулярное к плоскости контура, может увеличивать амплитуду АК. В проведенных экспериментах амплитуда АК ( $\Delta I$ ) составляла около миллиампера при среднем значении критического тока микропровода 400 мА. Возникновение АК может быть объяснено различием в критических токах ( $I_{k1}$  и  $I_{k2}$ ) и индуктивностей двух ветвей контура из неидеального по однородности сверхпроводника, каким является Та микропровод. При достижении транспортным током, текущим по одной из ветвей ( $I_{tr1}$ ), величины  $I_{k1}$  происходит переключение части  $I_{tr1}$  в ветвь с большим критическим током ( $I_{k2}$ ). В результате магнитная энергия контура возрастает, и ток из второй ветви стремится вернуться в первую, чтобы энергия контура стала минимальной. После этого процесс повторяется. Исходя из характерной частоты АК и индуктивности контура, можно оценить величину резистивности, начиная с которой происходит переключение тока в другую ветвь, но при которой сохраняется дальний порядок в сверхпроводящем контуре. Она составляет около  $10^{-5}$  Ом, что значительно меньше величины резистивности, используемой в традиционном четырех зондовом методе для определения критического тока сверхпроводников. В дальнейшем планируется продолжение исследования обнаруженного эффекта, в частности, при заранее задаваемых значениях  $I_{k1}/I_{k2}$  и для выяснения особенностей влияния внешнего магнитного поля на АК, а также возможностей прикладного его использования.

[1] H. Frohlich, H. Koch, W. Vodel, D. Wachter, O. Frauberger, Ein neuer Multivibrator auf sl-Basis, Wissenschaftliche Zeitschrift der Friedrich-Schiller-Universität, 1/2, 197 (1973).

## КУПРАТНІ ВТНП ТОНКІ ПЛІВКИ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ З ДОБАВКАМИ $\text{BaZrO}_3$ ТА ЇХ НАНОСТРУКТУРА

**В. О. Москалюк, В. С. Фліс, А. О. Фліс, В. М. Пан, В. Л. Свєчников.**

*Інститут металофізики ім. Г.В. Курдюмова НАН України,  
03680 Київ, Україна  
e-mail: mosk@imp.kiev.ua*

Для більшості практичних застосувань надпровідних матеріалів на основі купратів типу  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (YBCO) з критичною температурою  $T_c \approx 90$  К необхідне високе значення густини критичного струму  $J_c(H)$  в магнітному полі (до  $J_c \geq 2 \cdot 10^5$  А/см<sup>2</sup> в полі 5 Тл при 77 К). Як відомо, збільшення товщини надпровідної плівки приводить до експоненційного спадання  $J_c(H)$  зі зростанням товщини [1]. Багато наукових груп займаються проблемою деградації  $J_c(H)$  з товщиною плівки. Одним з можливих рішень цієї проблеми є створення багат шарових надпровідних плівок, в яких чергуються тонкі надпровідні та діелектричні шари [2]. Іншим методом, що покращує  $J_c(H)$ , може бути обробка плівки важкими іонами, яка приводить до утворення в зразку колоноподібних дефектів [3]. Але цей метод не є практичним. Ще одним багатообіцяючим методом підвищення  $J_c(H)$  тонких ВТНП плівок є метод введення в плівку під час осадження наночастинок, наприклад –  $\text{BaZrO}_3$ . (BZO). Такі включення приводять до утворення великої кількості *c*-орієнтованих дислокацій і значно підвищують  $J_c(H)$  плівки, особливо при  $H \parallel c$ .

В ході досліджень нами була розроблена технологія осадження наноструктурованих частинками BZO тонких YBCO плівок методом двопробеневого імпульсного лазерного осадження зі спеціальних мішеней YBCO з добавкою 1,5 та 3 вагових % BZO. Проведено електронно-мікроскопічні дослідження структури отриманих зразків, визначено їх температури переходу в надпровідний стан та досліджено магніто-польові залежності  $J_c(H)$ .

Як показують результати структурних досліджень, в поперечних перерізах плівки видно чітко виражену наноструктуру дислокаційних доменних малокутових границь, що пронизують всю плівку та декоровані ансамблями наночастинок. Введення в плівку наночастинок BZO приводить до незначного пониження  $T_c$ , але при цьому, як показують дослідження магніто-польових залежностей наноструктурованих плівок YBCO, присутність фази BZO приводить до підвищення  $J_c(H)$ .

[1] В.М. Пан, В.Л. Свєчников, В.С. Фліс та ін. *Металлофіз. новейшие технол.*, **30**, №6: 757 (2008).

[2] S.R. Foltyn, H. Wang, L. Civale *et al Appl. Phys. Lett.*, **87**, 162505 (2005).

[3] L. Civale, A.D. Marwick, T.K. Worthington *et al Phys. Rev. Lett.*, **67**, 648 (1991).

## ВЛИЯНИЕ ИНТЕРКАЛИРОВАНИЯ МЕТАЛЛАМИ НА ФОНОННЫЙ И ЭЛЕКТРОННЫЙ СПЕКТРЫ ГРАФИТА

К. В. Кравченко<sup>1</sup>, И.А.Господарев<sup>1</sup>, В.И.Гришаев<sup>1</sup>, Е.В.Манжелий<sup>1</sup>,  
Е.С.Сыркин<sup>1</sup>, С.Б.Феодосьев<sup>1</sup>, А.Feher<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина 47

<sup>2</sup> Centre of Low Temperature Physics Faculty of Science P.J. Safarik University & Institute of  
Experimental Physics SAS, Park Angelinum 9, 041 54 Kosice, Slovakia  
e-mail: kravchenko@ilt.kharkov.ua

Графит и соединения на его основе в последнее время вызывают к себе повышенное внимание и как объект фундаментальных исследований, и как, возможно, один из наиболее перспективных материалов современных нанотехнологий. Слоистая структура графита проявляется в таких любопытных явлениях как квантовый эффект Холла и дираковская дисперсия электронов в графеновых монослоях.

Важной особенностью графитовых соединений (особенно интеркалированных металлами) является хорошо установленная связь между электронными свойствами и параметрами, определяющими структуру решетки и ее динамику (соотношением масс атомов, образующих данное соединение, и взаимодействием между ними). Под действием механических деформаций межатомные взаимодействия существенно меняются, в результате чего изменяется не только фононный спектр, но и такие важные характеристики электронной системы графитовых структур как ширина запрещенной зоны и концентрация носителей.

В предлагаемой работе, детально на микроскопическом уровне проанализированы: квазичастичные фононные спектры графита и металлических структур на его основе, рассчитаны парциальные вклады в фононную плотность состояний от смещений атомов вдоль слоев и перпендикулярно к ним. Определены основные отличительные особенности фононного спектра графита, обусловленные присущим ему квазидвумерным характером распространения фононов, в частности особенность при значении частоты, соответствующей **K**-точке на первой зоне Бриллюэна графита, на спектральной плотности, обусловленной смещением атомов перпендикулярно слоям графита, которая аналогична дираковской особенностью в электронном спектре графена. При этом фермиевский уровень в электронном спектре графена проходит через **K**-точку, а в электронном спектре графита - вблизи **K**-точки. Именно такое поведение электронного и фононного спектра графита обуславливает сильное влияние интеркаляции на характер электрон-фононного взаимодействия, в частности, на температуру сверхпроводящего перехода.

В работе исследованы локализованные состояния в электронном спектре графена и предложена модель графита, наиболее адекватно удовлетворяющей экспериментальным данным по определению скоростей звука, дисперсии фононов методами неупругого рассеяния нейтронов [1] и рентгеновских лучей [2], а также по определению спектров инфракрасного и рамановского рассеяния [3]. Рассчитано изменение фононного спектра при интеркаляции графита различными металлами. Проанализировано влияние дефектов на электрон-фононное взаимодействие в графене и графите.

Проведенный анализ позволяет объяснить изменение температуры сверхпроводящего перехода в интеркалированном графите, поскольку нет основания считать механизм сверхпроводимости в интеркалированном графите отличным от БКШ.

[1] R.Nicklow, N.Wakabayashi, H.G.Smith, *Phys. Rev.* **В 5**, 4951 (1972)

[2] J.Maultzsch., S.Reich, C.Thomsen., H.Requardt and P.Ordejón, *PRL*, **92**, 075501 (2004).

[3] M.S.Dresselhaus and G.Dresselhaus, *Adv. in Phys.* **30**, 139 (1981).

## ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА БИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ГРАНИЦ ПЛЕНОК ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО СВЕРХПРОВОДНИКА $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

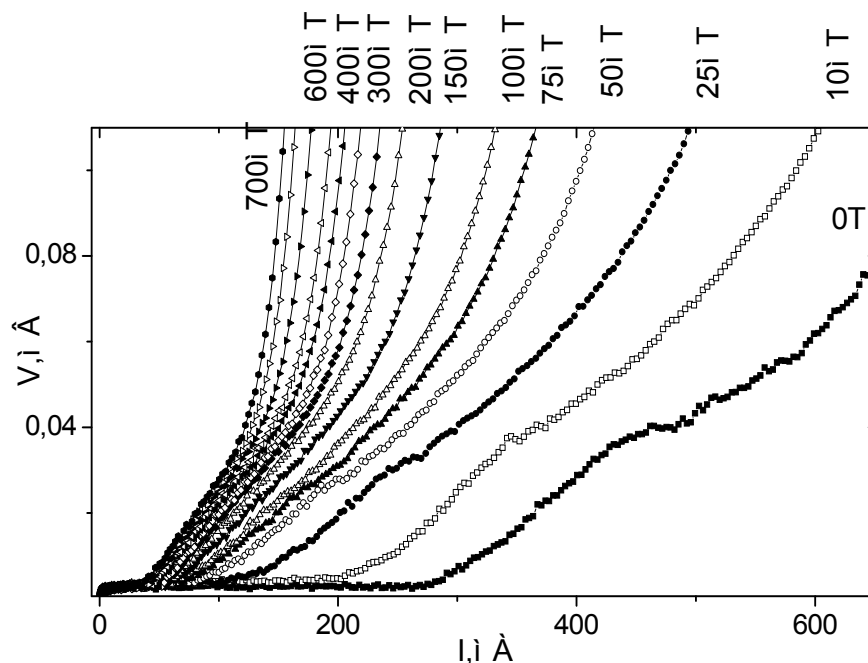
А.И. Ребиков, А.Л.Касаткин, А.А.Каленюк, В.С.Флис, В.О.Москалюк, В.М.Пан

*Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины  
03680, ГСП, Киев-142, Украина*

Исследование особенностей протекания транспортного тока сквозь границы зерен в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) является одной из важных проблем прикладной сверхпроводимости [1]. Целенаправленно такие исследования удобно проводить на бикристаллах ВТСП, в которых можно изучать транспортные свойства и влияние на токонесущую способность материала одной выделенной границы, разделяющей кристаллические блоки разной ориентации при различных условиях эксперимента [2-5].

В настоящей работе приводятся результаты исследования транспортных свойств эпитаксиальных [001] бикристаллических ВТСП пленок  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ , полученных методом импульсного лазерного осаждения на бикристаллические подложки  $SrTiO_3$  с углом разориентации  $\theta = 6 - 8^\circ$ . Измерения вольтамперных характеристик (ВАХ) проводились четырехзондовым методом на мостиках (изготовленных из этих пленок методом фотолитографии) в диапазоне температур 78 – 100 К и постоянном магнитном поле 0 - 1 Тл для различных ориентаций вектора магнитного поля относительно пленки.

Полученные результаты указывают на сильный пиннинг вихрей Абрикосова в исследованных пленках, отсутствие слабых связей в пленке и существенную роль коллективных эффектов в ансамбле абрикосовских вихрей (проявляющуюся в отрицательной кривизне ВАХ в двойных логарифмических координатах).



1. D. Larbalestier, et.al, *Nature* **414**, 368 (2001).
2. H. Hilgenkamp, J. Mannhart, *Rev. Mod. Phys.* **74**, No.2, 485 (2002).
3. A. Diaz, et.al, *Phys.Rev.Lett.* **80**, No.17: 3855 (1998); *Phys.Rev. B* **58**, No.6, R2960 (1998).
4. N. F. Heinig, et.al., *Phys.Rev. B* **60**, No.2, 1409 (1999).
5. A. Gurevich, et.al, *Phys.Rev.Lett* **88**, No.9, 097001 (2002).

## МИКРОКОНТАКТНЫЕ СПЕКТРЫ АНДРЕЕВСКОГО ОТРАЖЕНИЯ И АНИЗОТРОПИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЩЕЛИ В ОЛОВЕ

**Б.Л. Конопацкий<sup>1</sup>, Н.Л. Бобров<sup>1</sup>, С.В. Морлок<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> *Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина, 47*

<sup>2</sup> *Национальный технический университет «ХПИ»  
61002 Харьков, ул. Фрунзе, 21  
e-mail: konopatsky\_boris@list.ru*

Работа посвящена определению энергетической щели сверхпроводника  $\Delta$  и ее анизотропии из результатов измерений электрических характеристик точечных контактов. Впервые одновременно использованы два независимых экспериментальных подхода – как прямой экспериментальный метод наблюдения субгармонической щелевой структуры на производных вольт-амперных характеристик (ВАХ) контактов сверхпроводник-сверхпроводник [1], связанной с многократным андреевским отражением носителей заряда в контакте, так и метод, основанный на нахождении наилучшего рекурсивного приближения для реальных спектров андреевского отражения (зависимостей первых производных ВАХ от напряжения на образце) для контактов сверхпроводник-нормальный металл по теории Блондера-Тинкхама-Клапвика (БТК). Использовалась не только процедура, основанная на ортодоксальной версии БТК, но и ее обобщение на случай двух энергетических щелей [2]. Измерения проведены при температуре 1,5 К, когда величина  $\Delta$  в олове близка к своему значению при абсолютном нуле температур. По субгармоникам щели была измерена  $\Delta$  в главных направлениях [100], [110] и [001] с точностью до 0,001 абсолютной величины. Измерения на контактах сверхпроводник-нормальный металл при использовании двухщелевого приближения позволяют исследовать анизотропию  $\Delta$  в случае произвольной ориентации оси контакта относительно выделенных направлений, что дает возможность проводить такие измерения на поликристаллах. При этом может быть получено как значение  $\Delta$ , отвечающее поликристаллу, так и выделено наибольшее значение  $\Delta$  и его вклад в наблюдаемые характеристики контакта, составляющий несколько процентов. Данные, полученные для точечных контактов разными методами, отвечают известной картине анизотропии  $\Delta$  в олове по данным туннельного эффекта [1].

[1] Е.Л. Вольф, Принципы электронной туннельной спектроскопии, Наук. Думка, Киев, с. 454 (1990).

[2] N. L. Bobrov, S. I. Beloborod'ko, L.V. Tyutrina, V. N. Chernobay, I. K. Yanson, D.G. Naugle, K. D. D. Rathnayaka, Fiz. Niz. Temp., 32, No. 4/5, 641–650 (2006)

## ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ИНДУКЦИИ СВЕРХПРОВОДНИКА В РЕЗУЛЬТАТЕ ЛАВИНЫ МАГНИТНОГО ПОТОКА

**А. С. Шишмакова<sup>1</sup>, С.В. Васильев<sup>1</sup>, А. Nabialek<sup>2</sup>, В. В. Чабаненко<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> *Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины*  
83114 Донецк, ул. Розы Люксембург 72

<sup>2</sup> *Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, al. Lotnikow 32/46, 02-668 Warsaw, Poland*  
e-mail: shushg@zero.fti.ac.donetsk.ua

Ранее с помощью датчиков Холла экспериментально было установлено, что в результате термомагнитных лавин диамагнитное состояние на поверхности сверхпроводника локально преобразуется в парамагнитное, т.е. поле возбужденных токов на поверхности может изменять свой знак [1]. Результаты магнитооптических исследований [2] термомагнитных лавин на поверхности Nb-25%Zn сверхпроводящего образца, помещенного в магнитное поле, свидетельствуют о том, что лавина занимает ограниченную область диамагнитного пространства (рис.1а). Анализ ситуации показал, что вошедший в диамагнитную область при лавине магнитный поток  $\Delta\Phi$ , создает ток парамагнитного направления. Следовательно, картина токов может быть представлена в виде двух контуров (рис (с)). Внешний контур схематически изображает экранирующий (диамагнитный) ток, а внутренний - парамагнитный. Данная модель позволила не только качественно объяснить возникновение областей, где собственное поле токов превышает внешнее магнитное поле («парамагнитные» участки) на поверхности сверхпроводника в результате лавины, но и выполнить численные оценки величин этих полей. Воспользовавшись формулой кругового тока и предположив, что величина тока в обоих контурах равна критическому, можно построить суммарное распределение поля, например, вдоль сечений А-А и В-В (рис с, d). Симметричное распределение поля в первом случае и несимметричное во втором имеют в центральной части парамагнитные участки, а на периферии диамагнитные. Важно заметить, что меньший радиус внутреннего контура тока, определяет превышение поля на 15-20% в парамагнитных областях по сравнению с диамагнитными. Этот факт является важным, поскольку объясняет феномен «парамагнитных» участков возникающих при лавинах в сверхпроводящих пленках [2, 3].

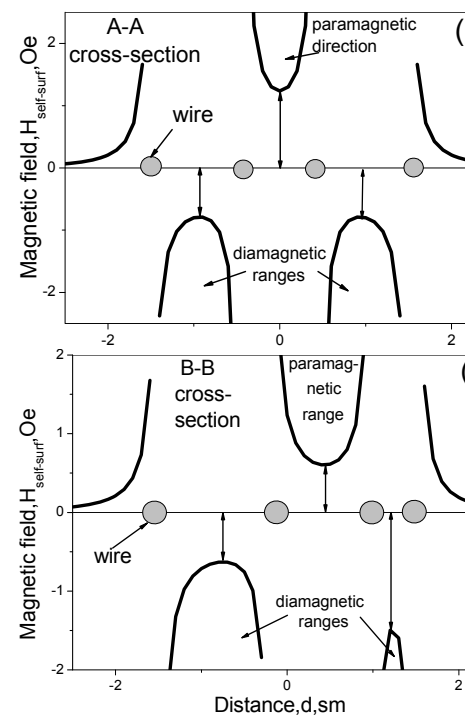
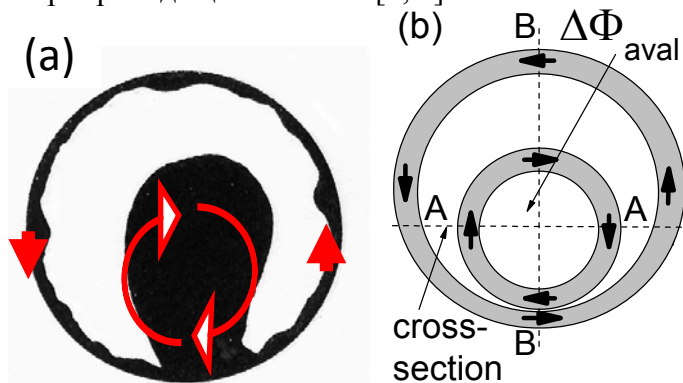


Рис.- а) - визуализация лавины магнитного потока в Nb-25%Zn образце [2]; б)- схема токовых контуров; распределения поля вдоль сечений с) - А-А и д) – В-В.

- [1]. V. Chabanenko, Vasiliev, V. Rusakov, et al. Physica C, 460-462, 776 (2007).  
[2]. R. B. Harrison, L. S. Wright, M. R. Wertheimer, Phys. Rev. B 7, 1864 (1973).  
[3]. E.R. Nowak, O.W. Taylor, L. Liu, et al. Phys. Rev. B 55, 11702 (1997).

**Сучасні аспекти математики та математичної фізики**

**Запрошена доповідь**

**ЗАДАЧА РИМАНА-ГИЛЬБЕРТА И ЕЕ ПРИЛОЖЕНИЯ В ТЕОРИИ  
НЕЛИНЕЙНЫХ ИНТЕГРИРУЕМЫХ УРАВНЕНИЙ**

**В.П.Котляров**

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр.Ленина 47  
e-mail: kotlyarov@ilt.kharkov.ua*

Будет показано, как матричная задача Римана-Гильберта теории аналитических функций позволяет изучить асимптотическое поведение решений разнообразных задач в теории нелинейных интегрируемых уравнений.

## ТРИ ОБРАТНЫЕ ЗАДАЧИ ДЛЯ КОНЕЧНЫХ ЯКОБИЕВЫХ МАТРИЦ

М.А. Кудрявцев

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина 47  
e-mail: kudryavtsev@onet.com.ua

Рассмотрим симметрическую якобиеву матрицу  $J = \begin{pmatrix} a_0 & b_0 & 0 & & \\ b_0 & a_1 & b_1 & & \\ & \ddots & \ddots & \ddots & \\ & & & b_{N-2} & a_{N-1} \end{pmatrix}$ .

Она имеет простой спектр  $\lambda_1 < \lambda_2 < \dots < \lambda_N$  и кусочно-постоянную спектральную функцию  $\rho(\lambda)$  со скачками  $\Delta\rho(\lambda_j) = (e_{j,N-1})^2$  в точках  $\lambda_j$ , где  $e_{j,N-1}$  – последняя координата собственного вектора, отвечающего  $\lambda_j$ . Известно, что изменение последнего элемента  $a_{N-1}$  матрицы  $J$  влечёт изменение всех точек спектра, причём новый набор собственных значений перемежается с исходным. Будем рассматривать  $J$  как  $J(a_{N-1}^*)$  с изменяющимся последним элементом  $a_{N-1} = a_{N-1}^*$ .

Известен ряд классических обратных задач, рассматриваемых для матриц данного класса (см., например, [1]). В настоящей работе ставятся три новые обратные задачи:

1) Зная какое-то из собственных значений  $\lambda^*$  матрицы  $J(a_{N-1}^*)$  для разных  $a_{N-1}^*$ , и зная сами соответствующие элементы  $a_{N-1}^*$ , в общей сложности  $M_1$  пар  $(\lambda^*, a_{N-1}^*)$ , восстановить неизвестные элементы  $a_0, \dots, a_{N-2}$ ,  $b_0, \dots, b_{N-2}$  матриц  $J(a_{N-1}^*)$ . При этом допускается повторение  $a_{N-1}^*$ , если для  $k$  одинаковых  $a_{N-1}^*$  мы знаем  $k$  разных собственных значений  $\lambda^*$ .

2) Зная какие-то собственные значения  $\lambda^*$  и отвечающие им скачки спектральных функций  $\Delta\rho(\lambda^*)$  матриц  $J(a_{N-1}^*)$ , в общей сложности для  $M_2$  последних элементов  $a_{N-1}^*$ , восстановить по парам  $(\lambda^*, \Delta\rho(\lambda^*))$  матрицы  $J(a_{N-1}^*)$ . При этом допускается совпадение  $a_{N-1}^*$ , если одинаковым  $a_{N-1}^*$  отвечают разные собственные значения  $\lambda^*$  в известных парах  $(\lambda^*, \Delta\rho(\lambda^*))$ .

3) Зная скачки  $\Delta\rho^*$  в каких-то точках спектра, отвечающих разным элементам  $a_{N-1}^*$ , и зная сами точки  $a_{N-1}^*$ , в общей сложности  $M_3$  пар  $(a_{N-1}^*, \Delta\rho^*)$ , восстановить неизвестные элементы  $a_0, \dots, a_{N-2}$ ,  $b_0, \dots, b_{N-2}$  матриц  $J(a_{N-1}^*)$ .

В работе полностью решены первые две обратные задачи с  $M_1 = 2N - 1$  и  $M_2 = 4N - 2$ . Третья обратная задача решена в случае, когда мы имеем данные по бесконечному числу элементов  $a_{N-1}^*$ , причём матрицы восстанавливаются с точностью до одного и того же слагаемого на диагонали.

[1] В.А.Марченко Введение в теорию обратных задач спектрального анализа: Харьков: Акта, 144 с. (2005).

## ТЕОРЕМА ХЕЙДЕ ДЛЯ ДИСКРЕТНИХ АБЕЛЕВИХ ГРУП

М. В. Миронюк

Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б. І. Веркіна НАН України  
61103 Харків, пр. Леніна 47  
e-mail: myronyuk@ilt.kharkov.ua

Багато робіт присвячені характеристиці гаусового розподілу на дійсній прямій. Зокрема, в 1970 році Хейде довів наступну теорему, в якій гаусів розподіл характеризується симетрією умовного розподілу однієї лінійної форми при фіксованій іншій.

**Теорема Хейде** ([1, §13.4.1]). Нехай  $\xi_j$ ,  $j = 1, 2, \dots, n$ ,  $n \geq 2$  – незалежні випадкові величини. Нехай  $\alpha_j, \beta_j$  – ненульові константи такі, що  $\beta_i \alpha_i^{-1} \pm \beta_j \alpha_j^{-1}$  – ненульові константи для  $i \neq j$ . Якщо умовний розподіл  $L_2 = \beta_1 \xi_1 + \dots + \beta_n \xi_n$  при фіксованій  $L_1 = \alpha_1 \xi_1 + \dots + \alpha_n \xi_n$  симетричний, то усі випадкові величини  $\xi_j$  гаусові.

В роботах [2]-[5] вивчались групові аналоги теореми Хейде. Ми продовжуємо ці дослідження.

Нехай  $X$  — локально компактна абелева група,  $\text{Aut}(X)$  — множина топологічних автоморфізмів групи  $X$ . Нехай  $\xi_j$ ,  $j = 1, 2, \dots, n$ ,  $n \geq 2$  – незалежні випадкові величини зі значеннями в  $X$  та з розподілами  $\mu_j$ . Розглянемо лінійні форми  $L_1 = \alpha_1 \xi_1 + \dots + \alpha_n \xi_n$  та  $L_2 = \beta_1 \xi_1 + \dots + \beta_n \xi_n$ , де  $\alpha_j, \beta_j \in \text{Aut}(X)$  такі, що  $\beta_i \alpha_i^{-1} \pm \beta_j \alpha_j^{-1} \in \text{Aut}(X)$  для  $i \neq j$ . Сформулюємо наступну задачу.

**Задача 1.** Описати групи  $X$ , для яких з симетрії умовного розподілу  $L_2$  при фіксованій  $L_1$  випливає, що випадкові величини  $\xi_j$  гаусові або належать до класу розподілів, який може розглядатися як природний аналог класу гаусових розподілів.

Задача 1 не розв'язана, але вона вивчалась для важливих підкласів класу локально компактних абелевих груп. В [2] задача 1 розв'язана в класі скінчених абелевих груп, в [4] – в класі дискретних абелевих груп. Для цих класів груп клас ідемпотентних розподілів може розглядатися як природний аналог класу гаусових розподілів. В обох випадках відповідний клас груп складається з тих груп, які не містять елементи порядку 2.

Сформулюємо наступну задачу.

**Задача 2.** Нехай  $X$  — локально компактна абелева група. Припустимо, що умовний розподіл  $L_2$  при фіксованій  $L_1$  симетричний. Описати розподіли  $\mu_j$ .

Задача 2 в [5] була розв'язана в класі скінчених абелевих груп. Ми розв'язуємо задачу 2 в класі злічених абелевих груп.

- [1] А.М. Каган, Ю.В. Линник, С.Р. Рао Характеризационные задачи математической статистики: М.:Наука, 656 с. (1972).
- [2] G.M. Feldman J. Theoretical Probab. 17, с. 929-941 (2004).
- [3] G.M. Feldman Probab. Theory Relat. Fields 133, с. 345-357 (2005).
- [4] G.M. Feldman Studia Math. 177, с. 67-79 (2006).
- [5] M.V. Mironyuk, G.M. Fel'dman. Siberian Math. J. 46, с. 315-324 (2005).

## АНАЛОГ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ БИАНКИ В $S^3 \times R^1$ И $H^3 \times R^1$

**Е.Н. Невмержицкая, В.А. Горькавый**

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина 47  
e-mail: nevmerzhitskaya@ilt.kharkov.ua*

Цель работы – построение аналога преобразования Бианки для двумерных поверхностей в римановых пространствах  $S^3 \times R^1$  и  $H^3 \times R^1$ .

Классическое преобразование Бианки в трехмерных пространствах постоянной кривизны строится следующим образом. Пусть  $F^2$  – псевдосферическая поверхность (поверхность с постоянной отрицательной внутренней кривизной  $K_{int} = -k^2$ ) в трехмерном пространстве постоянной кривизны  $M^3$ . Зафиксируем семейство параллельных геодезических на  $F$  и затем из каждой точки  $P$  на  $F$  выпустим геодезическую  $\Gamma_P$  объемлющего пространства по касательной к геодезической из выбранного семейства. На этой геодезической  $\Gamma_P$  отложим отрезок  $PP^*$  фиксированной длины  $l=l(k)$  – концы  $P^*$  откладываемых отрезков образуют новую поверхность  $F^*$  в  $M^3$ . Оказывается, что новая поверхность  $F^*$  тоже псевдосферическая и имеет ту же внутреннюю кривизну, что и  $F$ . Более того, построенное преобразование обладает следующими свойствами: 1) двойное касание (откладываемые геодезические  $\Gamma_P$  касаются как исходной поверхности  $F$ , так и новой поверхности  $F^*$ ); 2) расстояние между соответствующими точками на  $F$  и  $F^*$  постоянно; 3) угол между касательными плоскостями  $F$  и  $F^*$  в соответствующих точках постоянен и равен  $\pi/2$ . Иначе говоря, преобразование Бианки порождает конгруэнцию Бианки.

Описанные классические конструкции и результаты были получены в работах Бианки и Бэклунда. В работах Ю.А.Аминова, К. Tenenblat - С.L. Terng, Л.А.Масальцева преобразование Бианки обобщалось на случай  $n$ -мерных псевдосферических подмногообразий в  $(2n-1)$ -мерном евклидовом пространстве.

Мы рассмотрели возможность построения аналогичной конструкции для двумерных псевдосферических поверхностей в римановых многообразиях – произведениях  $S^3 \times R^1$  и  $H^3 \times R^1$ . Нами был выделен естественный класс *стандартных* псевдосферических поверхностей в  $S^3 \times R^1$  и  $H^3 \times R^1$ , порождаемых с помощью специального процесса «вытягивания» псевдосферических поверхностей в  $S^3$  и  $H^3$ . Доказано, что для стандартных псевдосферических поверхностей можно реализовать преобразование Бианки, при этом преобразованные поверхности тоже являются стандартными и имеют ту же внутреннюю кривизну. Более того, выполнены упомянутые выше свойства 1)-3). Также показано, что преобразование Бианки стандартных поверхностей в  $S^3 \times R^1$  и  $H^3 \times R^1$  порождается классическим преобразованием Бианки поверхностей в  $S^3$  и  $H^3$ . Наконец, установлено, что в классе псевдосферических поверхностей в  $S^3 \times R^1$  и  $H^3 \times R^1$  конструкцию преобразования Бианки с выполнением свойств 1)-3) можно реализовать только для стандартных псевдосферических поверхностей.

Полученные результаты обобщаются на случай двумерных поверхностей в пространствах  $S^n \times R^1$  и  $H^n \times R^1$ ,  $n > 3$ .

[1] Ю.А. Аминов Геометрия подмногообразий: К.: Наукова думка, 468 с. (2002).

[2] К. Tenenblat Transformations of Manifolds and Applications to Differential Equations: London: Addison Wesley Longman, 209 p. (1998) .

## ON UNIVERSALITY OF BULK LOCAL REGIME OF THE DEFORMED GAUSSIAN UNITARY ENSEMBLE

T. Shcherbina

*B.I. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering NAS of Ukraine  
61103 Lenin ave., Kharkiv  
e-mail: t\_shcherbina@rambler.ru*

We consider the deformed Gaussian Ensemble  $H_n = H_n^{(0)} + n^{-1/2}W_n$ , in which  $H_n^{(0)}$  is a  $n \times n$  Hermitian matrix (possibly random) with eigenvalues  $\{h_j^{(n)}\}_{j=1}^n$  and  $W_n$  is a Hermitian  $n \times n$  matrix whose elements  $\text{Re}w_{jk}$  and  $\text{Im}w_{jk}$  are independent Gaussian random variables (also independent of  $H_n^{(0)}$  if  $H_n^{(0)}$  random). The global regime for this ensemble is studied well enough (see [1]).

We study the local regime that deals with eigenvalues on the distances of orders  $n^{-1}$ . Define the m-point correlation function  $R_m^{(n)}$  by the equality:

$$E \left\{ \sum_{j_1 \neq \dots \neq j_m} \varphi_m(\lambda_{j_1}, \dots, \lambda_{j_m}) \right\} = \int_{\mathbb{R}} \varphi_m(\lambda_1, \dots, \lambda_m) R_m^{(n)}(\lambda_1, \dots, \lambda_m) d\lambda_1 \dots d\lambda_m$$

According to the Dyson universality conjecture the correlation function  $R_m^{(n)}$  are universal in the local regime, i.e., do not depend to large extent on the ensemble:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} [n\rho_n(\lambda)]^{-1} R_m^{(n)} \left( \lambda + \frac{x_1}{n\rho_n(\lambda)}, \dots, \lambda + \frac{x_l}{n\rho_n(\lambda)} \right) = \det \left\{ \frac{\sin \pi(x_j - x_k)}{\pi(x_j - x_k)} \right\}_{j,k=1}^m.$$

Till now the conjecture is proved only for some special ensembles of random matrices. The most studied ensembles are Hermitian matrix models (ensembles with a unitary invariant probability distribution) (see [2]). For deformed Gaussian ensembles there are only results for some special  $H_n^{(0)}$  (see [3], [4]). We prove universality in the bulk of the deformed Gaussian Ensemble assuming only that the Normalized Counting Measure of  $H_n^{(0)}$  converges weakly (or with probability 1 for random  $H_n^{(0)}$ ) to a non-random measure  $N^{(0)}$  with a bounded support. As it is shown in the physical paper [5] the correlation function of the ensemble can be written as the determinant of the kernel

$$K_n(\lambda, \mu) = -n \int_L \frac{dt}{2\pi} \oint_C \frac{dv}{2\pi} \frac{\exp\{-n/2(v^2 - 2v\lambda - t^2 + 2\mu t)\}}{v-t} \prod_{j=1}^n \frac{t - h_j^{(n)}}{v - h_j^{(n)}},$$

where L is a line parallel to the imaginary axis and lying to the left of all  $\{h_j^{(n)}\}_{j=1}^n$ , and C is a closed contour, encircling  $\{h_j^{(n)}\}_{j=1}^n$  and not intersect L. Therefore, the universality conjecture can be proved by the limiting transition in this kernel, using the saddle-point method.

- [1] L. Pastur Teoret. Mat. Fiz. 10, c. 102-112 (1972).
- [2] L. Pastur, M. Shcherbina J. Stat. Phys. 86, c. 109-147 (1997).
- [3] K. Johansson Commun. Math. Phys. 215, c. 683-705 (2001).
- [4] A.I. Aptekarev, P.M. Bleher, A.B.J. Kuijlaars Commun. Math.Phys. 25, c. 367-389 (2005).
- [5] E.Brezin, S. Hikami Nucl.Phys. 697-706 (1996)

## ON THE UNIVERSALITY CONJECTURE IN THE BULK OF THE SPECTRUM: UNITARY MATRIX MODELS

**M.G. Poplavskyi**

*B.I. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering NAS of Ukraine  
61103 Lenin ave., Kharkiv  
e-mail: poplavskyi@ilt.kharkov.ua*

The main interest of RMT (Random Matrix Theory) is the eigenvalue distribution. The numbers of results of eigenvalue distributions in different ensembles were obtained (see, e.g. [1],[2],[3]) since Dyson suggested that this distribution depends only on the symmetry group, not on the potential of the model.

We deal with eigenvalue distribution of Unitary Matrix models. The probability law on the unitary matrices is defined as follows:

$$p_n(U)d\mu_n(U) = Z_{n,2}^{-1} \exp\left\{-nV\left(\frac{U+U^*}{2}\right)\right\} d\mu_n(U),$$

where  $U = \{U_{j,k}\}_{j,k=1}^n$  is a  $n \times n$  unitary matrix,  $\mu_n(U)$  is the Haar measure on the group  $U(n)$ ,  $Z_{n,2}$  is the normalization constant and  $V: [-1,1] \rightarrow \mathbf{R}^+$  is a continuous function, called the potential of the model. We consider the eigenvalues  $\{e^{i\lambda_j^{(n)}}\}_{j=1}^n$  that lie on the unit circle  $\mathbb{T} = \{e^{i\theta} \mid \theta \in [-\pi, \pi)\}$ . The global regime in the RMT deals with Normalized Counting Measure (NCM) that is defined by

$$N^n(\Delta) = n^{-1} \cdot \#\{\lambda_l^{(n)} \in \Delta, l=1, \dots, n\}$$

Global regime for Unitary Matrix models was studied in [4] and weak convergence of the NCM to non random measure was shown. We studied the local regime, that deals with eigenvalues on the small distances. Universality conjecture is an assertion about all marginal densities  $p_l^{(n)}$ , defined by

$$p_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n) = \frac{1}{Z_n} \prod_{1 \leq j < k \leq n} |e^{i\lambda_j} - e^{i\lambda_k}|^2 \exp\left\{-n \sum_{j=1}^n V(\cos \lambda_j)\right\}$$

$$p_l^{(n)}(\lambda_1, \dots, \lambda_l) = \int p_n(\lambda_1, \dots, \lambda_l, \lambda_{l+1}, \dots, \lambda_n) d\lambda_{l+1} \dots d\lambda_n.$$

We proved that for globally  $C^3$  potentials

$$\lim_{n \rightarrow \infty} [np_1^{(n)}(\lambda)]^{-l} p_l^{(n)}\left(\lambda + \frac{x_1}{np_1^{(n)}(\lambda)}, \dots, \lambda + \frac{x_l}{np_1^{(n)}(\lambda)}\right) = \det \left\{ \frac{\sin \pi(x_j - x_k)}{\pi(x_j - x_k)} \right\}_{j,k=1}^l.$$

This result was proved by using orthogonal polynomials technique [1]. Marginal densities due to determinant formulas can be expressed by reproducing kernel of the corresponding system of polynomials orthogonal on the unit circle with varying weight. In a comparison with results in [2] and [4] our result is more stronger, because of we don't need analytic potential.

- [1] L. Pastur, M. Shcherbina J. Stat. Phys. 86, c. 109-147 (1997).
- [2] K. Johansson Math. Res. Lett. 5, c. 63-82 (1998).
- [3] P. Deift Orthogonal Polynomials and Random Matrices: A Riemann-Hilbert Approach: NY: CIMS, New York University (1999).
- [4] A. Kolyandr Dop. Ukr. Ac. Sci. 7, c. 14-20 (1997).

## ON A WEDGE ANGLE SELECTION PROBLEM IN HELE-SHAW FLOW

N. Vasylyeva

*Institute of Applied Mathematics and Mechanics of NASU*  
83114 Donetsk, Str. R.Luxemburg 74  
e-mail: vasylyeva@iamm.ac.donetsk.ua

The Hele-Shaw free boundary problem with suction, in the limit of vanishingly small surface tension, has long been a subject of intense study in mathematics and physics. Much interest stems from experimental work by Saffman and Taylor [1] who found that, at low surface tension, a finger of air displacing a viscous fluid in the cell always evolves to a traveling-wave finger whose width is roughly one-half of the cell width, this ratio of finger width to cell width approaching the value  $S$  more closely as the surface tension parameter is decreased. However, theoretical study of the zero surface tension (ZST) problem reveals a one-parameter family of solutions, in which the finger can occupy an arbitrary fraction  $\lambda \in (0,1)$  of the cell. The  $\lambda = 1/2$  member of this solution family is in good agreement with the finger generated in the experiments. It was conjectured that the inclusion of small positive surface tension  $0 < \gamma \ll 1$  in the mathematical model would select a unique solution from the continuum available, but in fact a naive regular perturbation expansion in powers of  $\gamma$  still allowed arbitrary  $\lambda$ . This selection paradox remained unresolved for many years until, in 1986, R. Combescot, V. Hakim, T. Dombre, Y. Pomeau, D.C. Hong, B.I. Shraiman showed that terms exponentially small in  $\gamma$  act to select allowable values of  $\lambda$ : roughly speaking, for all except a discrete spectrum of  $\lambda$ - values, the addition of small positive surface tension generates (initially exponentially small) perturbations to the solution, which grow unboundedly at large distance from the finger tip. More recent work [2],[3] has revealed selection mechanisms at work in a different Hele-Shaw free boundary problem. These works present numerical solutions for a point sink in a finite, simply-connected fluid domain, at small positive surface tension  $0 < \gamma \ll 1$ . For  $\gamma = 0$ , there are simple exact solutions to such initial-value problems, which break down in finite time  $t^* > 0$  (before all fluid is removed through the sink) via formation of a  $3/2$ -power cusp in the air-fluid interface. The numeric papers [2],[3] reveal that for  $\gamma > 0$  this blow-up is circumvented, the interface remaining smooth beyond the ZST blow-up time. In fact for  $0 < \gamma \ll 1$  the interface approaches a shape that is close to the cusp configuration, but then a finger starts to form (near the point where the ZST cusp would be), which quickly develops into a “spindle” shape. The numerical solution breaks down shortly after this, with the tip of the “spindle” apparently entering the point. Moreover, as simulations at smaller and smaller value of surface tension are carried out, it would appear that the wedge angle at the tip of the spindle approaches a well-defined limiting value [3]. This singularity formation in the free boundary occurs for a variety of initial data and is thought to be generic for point sink suction problems.

To understand this, and related phenomena, we study the wedge angle selection issue, for which the canonical problem is a free boundary entering a sink in an infinity (in an unbounded flow domain), forming a corner as it does so. We construct a family of solutions to the ZST problem in which fluid is injected at the infinity point, and the initial free boundary is arbitrary angle  $\alpha$ . The time reversed suction problem then models what is observed numerically with non-zero surface tension. We conjecture that (for a given value of  $\alpha$ ) a particular member of this family of ZST solutions, with special complex plane singularity structure, is selected in the limit  $\gamma \rightarrow 0$ .

This work has been done together with L.J. Cummings and J.R. King.

- [1] P.G. Saffman, G.I. Taylor Proc. Roy. Soc. Lond. A 245, p. 312-329 (1958).
- [2] Q. Nie, F.R. Tian SIAM J. Appl. Math. 58, p. 34-54 (1998).
- [3] H.D. Ceniceros, T.Y. Hou, H. Si Phys. Fluids 11, p. 2471-2486 (1999).

## О НОВОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ СКОБКИ ПУАССОНА ДЛЯ ПЛОТНОСТЕЙ АДДИТИВНЫХ ИНТЕГРАЛОВ ДВИЖЕНИЯ В МЕХАНИКЕ СПЛОШНЫХ СРЕД

М.Ю. Ковалевский<sup>1,2</sup>, Л.В. Логвинова<sup>1</sup>, А.Я. Разумный<sup>3</sup>, А.Н. Шве́ц<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Белгородский государственный университет  
308015, Белгород, Победы 85, Россия

<sup>2</sup> Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»  
61108, Харьков, Академическая, 1, Украина

<sup>3</sup> Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина  
61077 Харьков, пл. Свободы 4  
e-mail: [mikov@kharkov.ua](mailto:mikov@kharkov.ua)

В работе [1] развит гамильтонов подход к описанию динамики нормальной конденсированной сплошной среды. При установлении динамических уравнений необходимо знание скобок Пуассона для набора параметров сокращенного описания. Удобная форма записи таких скобок Пуассона предложена Клебшем для нормальной жидкости. Проблеме построения такого типа скобок для конденсированных сред со спонтанно нарушенной симметрией посвящена настоящая работа. Структура скобки Пуассона в форме Клебша существенно зависит от конкретной конденсированной среды и ее фазового состояния. В случае фазового перехода второго рода, когда среда переходит в состояние со спонтанно нарушенной симметрией, адекватное макроскопическое описание требует введения дополнительных термодинамических величин, для которых также необходимо знание скобок Пуассона при изучении динамических процессов. При этом представление Клебша для скобок Пуассона плотностей аддитивных интегралов движения претерпевает изменение. В своем исследовании мы основывались на работе [2]. Нами получено новое представление для таких скобок Пуассона [3], выраженное в терминах плотностей аддитивных интегралов движения и соответствующих им потоков. На рассмотренных примерах конденсированных сред показано, что это представление имеет универсальную форму, которая не меняется при фазовом переходе второго рода. Найденное представление справедливо как для нормальных конденсированных сред, так и для сред со спонтанно нарушенной симметрией. Это утверждение проверено для ряда конденсированных состояний: нормальной бесструктурной жидкости, квантовой жидкости (сверхтекучий  $^4\text{He}$ ) и упругого твердого тела.

[1] A. Clebsch. Journal für die reine und angewandte Mathematik 56, с. 1 (1859).

[2] А.А.Исаев, М.Ю.Ковалевский, С.В.Пелетминский. Физика элементарных частиц и атомного ядра 27, 431-492 (1996).

[3] М.Ю. Ковалевский, А.Я. Разумный, А.Н. Шве́ц. Вестник ХНУ 821, с. 123-129 (2008).

## ОПТИМАЛЬНОЕ РАЗМЕЩЕНИЕ ПРЯМОУГОЛЬНИКОВ В КОЛЬЦЕВОЙ ОБЛАСТИ

И.В. Лимаренко

*Институт проблем машиностроения им. А. Н. Подгорного НАН Украины  
61046 Харьков, ул. Дм. Пожарского, 2/10  
e-mail: luckyasteria@mail.ru*

В данной работе исследуется задача оптимального размещения заданного числа прямоугольников указанной массы в кольцевой области. Основной целью является поиск такого размещения объектов, при котором центр тяжести кольца будет минимально смещен. Задача относится к классу задач геометрического проектирования.

Переменными являются параметры размещения (координаты и угол поворота) прямоугольников и длина вектора смещения искомого центра тяжести.

Сформулирована задача минимизации вектора смещения с учетом ограничений, под которыми понимаем условия попарного непересечения прямоугольников (или их расположения на некотором минимально допустимом расстоянии) и принадлежности каждого прямоугольника кольцевой области.

Для описания ограничений использован метод Ф-функций [1]. Построены Ф-функции для пары прямоугольников с поворотом, а также для прямоугольника и кольца.

Рассмотренная задача нелинейной оптимизации является многоэкстремальной и NP-трудной [2].

Решение данной задачи служит фундаментом для построения аналогичной задачи в 3-мерном пространстве: размещение прямоугольных параллелепипедов в цилиндрическом кольце, с учетом его центра тяжести, решение которой, в свою очередь, имеет практическую ценность (применяется во многих сферах промышленности, в частности, ракетостроении).

[1] Yu.Stoyan Доп. НАН України 8, с. 112-117 (2001)

[2] Х. Пападимитриу, К. Стайглиц Комбинаторная оптимизация. Алгоритмы и сложность: Москва: Мир, 512 с. (1985)

## МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И МЕТОД РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ПОКРЫТИЯ ПРЯМОГО ПАРАЛЛЕЛЕПИПЕДА СЕМЕЙСТВОМ ПРЯМЫХ ПАРАЛЛЕЛЕПИПЕДОВ

Е.С. Сосюрка

*Институт проблем машиностроения им. А. Н. Подгорного НАН Украины  
61046 Харьков, ул. Дм. Пожарского, 2/10  
e-mail: addtrip@mail.ru*

В настоящее время известны работы, посвященные двумерным задачам покрытия как набором идентичных объектов, так и набором объектов, метрические характеристики которых различны, и трехмерным задачам покрытия, в которых покрывающие объекты являются шарами, либо число покрывающих объектов ограничено, либо наложены жесткие ограничения на метрические характеристики покрываемого объекта [1-3]. Прогресс в исследовании таких задач в двумерном пространстве делает актуальным распространение их и на случай трехмерного пространства и расширения класса покрывающих и покрываемых объектов.

В работе рассматривается задача покрытия прямого параллелепипеда набором прямых параллелепипедов разных размеров. Необходимо найти такой вектор параметров размещения набора параллелепипедов, чтобы их объединение содержало заданный параллелепипед. Задача является многоэкстремальной и NP-трудной [4].

Размещение или взаимное расположение 3-D объектов в задачах покрытия имеет важное значение. Для получения эффективного решения необходимо смоделировать взаимодействие размещенных объектов. Проведено полное исследование всевозможных взаимных расположений заданных объектов, получено аналитическое описание взаимного расположения прямых параллелепипедов для трехмерной задачи покрытия. Для построения математической модели была построена специальная функция, зависящая от параметров размещения параллелепипедов и описывающая взаимодействие всех пар объектов, исследованы ее свойства. Приведено аналитическое описание такой функции. В работе построена математическая модель поставленной задачи и исследованы ее свойства. На основании этих свойств разработан метод и построен алгоритм решения поставленной задачи.

Разработано соответствующее математическое обеспечение для решения задачи. Приводится ряд численных примеров.

[1] Yu. Stoyan Проблемы машиностроения 10, с. 67-82 (2007)

[2] K.Daniels, R.Inkulu University of Massachusetts at Lowell Computer Science Technical Report 1 (2001)

[3] Cao An Wang, Bo-Ting Yang, Binzhai Zhu Journal of Combinatorial Optimization 4, с. 437-447 (2000)

[4] Х. Пападимитриу, К. Стайглиц. Комбинаторная оптимизация. Алгоритмы и сложность: М.: Мир, 512с. (1985).

## ЗАДАЧА ОПТИМАЛЬНОГО РАЗМЕЩЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ ФИЗИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Шанина Д. О.

*Институт проблем машиностроения им. А.Н. Подгорного НАН Украины  
61046 Харьков, ул. Пожарского 2/10  
e-mail: dasha-shanina@rambler.ru*

Исследование задач оптимального размещения источников физических полей, имеющих определенные геометрические и физические характеристики, вызывает значительный практический интерес. Подобные задачи встречаются во многих известных монографиях (см., например, [1,2]), в которых, рассматривается основная оптимизационная задача размещения источников физического поля. Оптимизационная задача может быть классифицирована по ряду признаков, в частности, по форме области, в которой осуществляется размещение, по виду источников (тепловые, электромагнитные, силовые и т.д.) и типу их размещения (регулярное и нерегулярное), по функциям цели, характеру ограничений и т.д. Физическое поле, индуцируемое окружающей средой и источниками, в общем случае описывается краевой задачей для дифференциальных уравнений в частных производных. Кроме этого, картина физического поля зависит от многих факторов, таких как пространственное расположение источников в области, их интенсивность и число источников поля. В связи с этим, в процессе поиска рационального размещения источников необходимо учитывать ограничения на их местоположение и характер поля.

По своему характеру, математической постановке и методам решения задачи рационального размещения источников физических полей во многом сходны с задачами размещения геометрических объектов, которые возникают при компоновке оборудования, рациональном раскрое материала, конструкторском макетировании.

В данной работе исследуется оптимальное размещение источников физического поля в заданной области с учетом ограничений на их местоположение в этой области. Рассматриваются ограничения в виде кратчайших расстояний между источниками в заданной области и кратчайшие расстояния между источниками и границей области. Источники физического поля различаются своими интенсивностями, которые представлены как линейными, так и квадратичными функциями. Физическое поле, индуцируемое источниками и окружающей средой, описывается краевой задачей первого рода для уравнения Гельмгольца. Поставленная задача решается с помощью метода Фурье.

В работе представлены результаты вычислительных экспериментов, связанных с влиянием количества членов ряда на погрешность решения задачи.

[1] Ю.Г. Стоян, В.П. Путятин Размещение источников физических полей: Киев: Наукова думка, 184 с. (1981).

[2] Ю.Г. Стоян, В.П. Путятин Оптимизация технических систем с источниками физических полей: Киев: Наукова думка, 192 с. (1988).

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ МНОГОМЕСТНОЙ ГЕРМЕТИЧНОЙ КОРЗИНЫ ХРАНЕНИЯ ОТРАБОТАВШЕГО ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА ПУТЕМ РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ

С. В. Алёхина, В. А. Воронина, А. О. Костиков

*Институт проблем машиностроения им. А. Н. Подгорного НАН Украины  
61046 Харьков, ул. Дм. Пожарского 2/10  
e-mail: [Voronina\\_VA@mail.ru](mailto:Voronina_VA@mail.ru)*

Одной из важных задач при хранении отработавшего ядерного топлива (ОЯТ) сухим способом является обеспечение безопасных тепловых режимов. Для такого сложного объекта как хранилище ОЯТ её невозможно решить без привлечения инструментария математического моделирования. Подробный учёт структуры всех элементов моделируемого объекта не всегда целесообразен. Некоторые из них при моделировании можно заменить упрощёнными, с эквивалентными теплофизическими свойствами. Целью данной работы является определение эквивалентной теплопроводности многоместной герметичной корзины хранения, что позволит в последующих исследованиях рассматривать её как однородное изотропное тело. Для этого известная методика определения эквивалентной теплопроводности составных твёрдых тел [1] адаптирована для случая наличия в объекте подвижной среды при помощи привлечения инструментария обратных сопряжённых задач теплопереноса [2].

Методика определения эквивалентной теплопроводности путем решения обратной задачи заключается в следующем. При одинаковых внешних тепловых воздействиях рассматриваются две задачи, в одной из которых рассматривается подробная геометрическая модель, учитывающая внутреннюю структуру исследуемого объекта, а в другой – упрощенная, когда исследуемый объект заменяется на однородное изотропное тело с некой эквивалентной теплопроводностью  $\lambda_0$ . Определение последней осуществляется в процессе многократного решения задачи с упрощенной геометрией путём подбора с целью минимизации среднеквадратичной невязки между значениями температур, полученными в результате решения задач с подробной и упрощенной геометрией.

Данный подход позволяет получить такую величину эквивалентной теплопроводности, которая дает температурное распределение в исследуемом объекте с упрощенной геометрией, максимально приближенное к температурному распределению в объекте с подробной геометрией. Реперные точки, в которых сравнивается температура, используемая в среднеквадратичной невязке, выбираются в местах наиболее критических с тепловой точки зрения.

В результате проведенных расчётов было найдено значение эквивалентной теплопроводности многоместной герметичной корзины хранения, эксплуатирующейся в сухом хранилище ОЯТ Запорожской АЭС.

[1] В.В. Ганчин, Н.М. Курская, О.С. Цаканян *Вопр. радиоэлектроники. Сер. Тепловые режимы, термостатирование и охлаждение* 12, с. 12–21 (1990).

[2] Ю.М. Мацевитый, А.О. Костиков *Проблемы машиностроения* 10, с. 19–26 (2007).

**Оптика і фотоніка. Оптичні дослідження при низьких температурах****Запрошена доповідь****OPTICAL METAMATERIALS FORMED BY MULTILAYERED METAL-DIELECTRIC NANOSTRUCTURES****P.A. Belov<sup>1,2</sup>, E.A. Yankovskaya<sup>2</sup>, C.R. Simovski<sup>3</sup>**<sup>1</sup> *Queen Mary University of London, London, UK*  
*pavel.belov@elec.qmul.ac.uk*<sup>2</sup> *St. Petersburg State University of Information Technologies, St. Petersburg, Russia*<sup>2</sup> *Helsinki University of Technology, Espoo, Finland*

The most of optical realizations of double-negative media employ a nano-fishnet geometry [1-7]. The structures consist of perforated metal-dielectric-metal stacks (nano-fishnet pairs). Usually, single nano-fishnet pairs are studied and it is assumed that the actual metamaterial can be created by stacking these building blocks. This approach is dictated by the fact that the manufacturing of experimental samples consisting of more than one nano-fishnet pairs remains a challenge. There are only few reports actually dealing with multilayered nano-fishnets [6,7]. In this paper we consider multilayered structures consisting of several nano-fishnet pairs and systematically analyze their properties. The extraction of material parameters from reflection and transmission coefficients [8,9] is a common technique in processing of experimental data for nano-fishnet pairs. However, the obtained material parameters usually can be hardly attributed to a particular three-dimensional optical metamaterial which can be composed out of the nano-fishnet pairs. We refine conventional procedure of material parameters extraction by incorporating the thickness of inter-block spacer into the procedure and assess the applicability of such material parameters for description of real three-dimensional metamaterials through comparison with material parameters extracted from reflection and transmission coefficients of multilayered structures. We consider multilayered structures consisting of several nano-fishnets and study convergence of material parameters extracted from reflection and transmission coefficients of the structures if the number of building blocks increases. If material parameters converge to some values then we assume that these values can be treated as material parameters of infinite metamaterial. If convergence is not observed then we conclude that the infinite metamaterial cannot be described by local material parameters at all. The comparison of the material parameters obtained this way with ones extracted from reflection and transmission coefficients of a single nano-fishnet pair allows to formulate general restrictions on applicability of latter ones for prediction of properties of bulk metamaterials.

Our studies have shown that the material parameters extracted from reflection and transmission coefficients of a nano-fishnet pairs provide reasonable prediction about material parameters of infinite metamaterial only if the spacing between its constituent nano-fishnet pairs is large enough. In the opposite case the material parameters significantly diverge from each other.

P. Belov acknowledges financial support by EPSRC Advanced Research Fellowship EP/E053025/1.

<sup>1</sup> V.M. Shalaev, *Nature Photonics* **1**, pp. 41-48 (2007).<sup>2</sup> S. Zhang et al, *Phys. Rev. Lett.* **95**, pp. 137404 (2005).<sup>3</sup> V. M. Shalaev et al *Optics Letters* **30**, pp. 3357-3358, (2005)<sup>4</sup> G. Dolling et al, *Science* **312**, pp. 892-894 (2006).<sup>5</sup> G. Dolling, M. Wegener, C.M. Soukoulis and S. Linden, *Optics Letters* **32**, pp. 53-55, (2007)<sup>6</sup> S. Zhang et al, *Optics Express* **14**, pp. 6778-6787 (2006).<sup>7</sup> G. Dolling et al, *Optics Letters* **32**, pp. 551-553 (2007).<sup>8</sup> D.R. Smith, S. Schultz, P. Markos and C.M. Soukoulis, *Phys. Rev. B* **65**, pp. 195104, (2002).<sup>9</sup> X.Chen, T.M. Grzegorczyk, B.-I. Wu, J. Pacheco, Jr. And J.A. Kong, *Phys. Rev. E* **70**, pp. 195104, (2004).

## ИССЛЕДОВАНИЯ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО СПЕКТРА В КРИСТАЛЛЕ $TbFe_3(VO_3)_4$

М.И. Пашенко<sup>1</sup>, В.И. Кутько<sup>1</sup>, В.А. Бедарев<sup>1</sup>, Л.Н. Безматерных<sup>2</sup>, В.Л. Темеров<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина 47

<sup>2</sup> Институт общей физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения РАН  
660036 Красноярск, Россия  
e-mail: pashchenko@ilt.kharkov.ua

Редкоземельные бораты с общей формулой  $RM_3(VO_3)_4$ , ( $R=Y, La-Lu$ ;  $M= Al-Ga$ ) интенсивно синтезируются и исследуются. Они интересны, прежде всего, как материалы, которые используются в нелинейной оптике и лазерной технике. Также известно, что кристаллы  $RFe_3(VO_3)_4$  демонстрируют магнитоупругие и магнитоэлектрические свойства, зависящие от редкоземельного элемента  $R$  [1]. Практически во всех кристаллах такого типа происходит структурный фазовый переход с понижением симметрии. Так, например, в исследуемом кристалле  $TbFe_3(VO_3)_4$  при  $T=192K$  происходит структурный фазовый переход первого рода с понижением симметрии  $R32 \rightarrow R3_12_1$ , как и в кристалле  $GdFe_3(VO_3)_4$  [2].

Природа структурного фазового перехода в этом кристалле не до конца выяснена. Поэтому в данной работе для выяснения механизма структурного фазового перехода, а так же особенностей динамики кристаллической решетки, методами ИК спектроскопии были исследованы ИК спектры отражения монокристалла  $TbFe_3(VO_3)_4$ .

Изучаемый образец представлял собой пластинку монокристалла  $TbFe_3(VO_3)_4$ , вырезанную перпендикулярно тригональной оси  $c$  кристалла. Размеры изучаемой пластинки были 3мм x 3мм x 1мм.

Были измерены спектры отражения монокристалла  $TbFe_3(VO_3)_4$  в частотном интервале 200-1500  $cm^{-1}$  при поляризации  $E$  перпендикулярной оси  $c$  в температурном интервале 10-300K. В спектрах наблюдались колебательные моды, которые связывались с внутренними колебаниями комплексов  $VO_3^{3-}$ . Установлено, что довольно развитая структура колебательного спектра обусловлена наличием нескольких кристаллографических неэквивалентных позиций, занимаемых комплексами  $VO_3^{3-}$ . Слабые изменения частот колебательных мод при температурах ниже структурного фазового перехода являлись результатом того, что этот фазовый переход обусловлен ангармонизмом на внешних степенях свободы комплексов  $VO_3^{3-}$ . Фазовый переход происходит, по-видимому, без мультипликации элементарной ячейки высокотемпературной фазы кристалла  $TbFe_3(VO_3)_4$ , поскольку количество колебательных мод ниже температуры фазового перехода не увеличивается. В спектре так же наблюдались слабые полосы отражения, которые нельзя объяснить внутренними колебательными частотами комплексов  $VO_3^{3-}$ . Мы предполагаем, что эти полосы обусловлены ангармонизмом на внутренних колебаниях  $VO_3^{3-}$ .

Данная работа частично была поддержана Российско-Украинским проектом №: 8-2008.

[1] A.E.Zvezdin, S.S.Krotov, A.M.Kadomtseva, G.P. Vorob'ev, Yu.F.Popov, A.P.Pyatakoy, L.N.Bezmaternykh, and E.A. Popova, *JETP Lett.* **81** (2005) 272.

[2] C.Ritter, A.Balaev, A.Vorotynov, G.Petrakovskii, D.Velicanov, V.Temerov, I.Gudim, *J.Phys.:Condens Matter* **19** (2007) 196227

## ЗМІНА ФОТОЛЮМІНЕСЦЕНТНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ КРИСТАЛІВ $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ ПРИ $T = 5 \text{ K}$ ПІД ВПЛИВОМ $\gamma$ – ОПРОМІНЕННЯ ДЖЕРЕЛОМ $^{60}\text{Co}$

К.Д. Глинчук<sup>1</sup>, Н.М. Литовченко<sup>1</sup>, Ю.М. Насєка<sup>1</sup>, А.В. Прохорович<sup>1</sup>,  
Л.В. Рашковецький<sup>1</sup>, О.М. Стрільчук<sup>1</sup>, Б.О. Данильченко<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України,  
03028 Київ, пр. Науки, 41

<sup>2</sup> Інститут фізики НАН України  
03028 Київ, пр. Науки, 46  
e-mail: naseyur@meta.ua

Вивчення впливу високоенергетичних частинок на фотолюмінесценцію напівпровідників дає важливу інформацію про генерацію радіаційних дефектів, їх фізичні властивості та взаємодію цих дефектів з дефектами, які характерні для неопроміненого матеріалу [1]. В даній роботі наведено дані про вплив опромінення  $\gamma$ -квантами на низькотемпературну фотолюмінесценцію (НФЛ) кристалів  $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ . Дослідження проводились на кристалах  $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$  ( $x \leq 0.05$ ). Кристали опромінювались джерелом  $^{60}\text{Co}$  (з енергією квантів 1.2 MeV) в інтервалі доз 10 – 100 кГр. Спектри НФЛ досліджуваних кристалів  $\text{CdZnTe}$  вивчались при температурі  $T = 5 \text{ K}$ . В ході аналізу отриманих спектрів, встановлено, що потік  $\gamma$ -квантів при дозах  $D < 50 \text{ кГр}$  приводить до наступних змін в спектрах: а). Зменшується інтенсивність екситонної смуги  $D^0X$  більше, ніж в 10 разів, що ймовірно, пов'язане з реакцією витіснення  $\gamma$ -квантами атомів Cd та неконтрольованих елементів III – VII груп (які є компонентами ізолюваних донорів) у міжвузілья [2]. Гаситься смуга  $A^0X$  і натомість виникає нова смуга  $A^0_I X$  (зміщена в довгохвильову область на  $\approx 2 \text{ меВ}$ ), яка ймовірно сформована акцепторними комплексами типу вакансія кадмію - екситон ( $V_{\text{Cd}} - X$ ). Зі зростанням дози опромінення її інтенсивність збільшується, що пояснюється збільшенням концентрації нових центрів випромінювальної рекомбінації за рахунок збільшення кількості  $V_{\text{Cd}}$ . б). Зростає інтенсивність смуги  $D^0A^0-eA^0$ , що також пояснюється збільшенням концентрації акцепторних рівнів. в). Фактично гаситься смуга глибоких дефектів, що, очевидно, викликане перетворенням або руйнуванням глибоких дефектних рівнів.

При дозах  $50 \text{ кГр} < D < 100 \text{ кГр}$  спостерігається спад інтенсивностей всіх без виключення смуг, що пояснюється ефективною генерацією нових центрів безвипромінювальної рекомбінації. Подібні зміни в спектрах НФЛ при впливі потоку  $\gamma$ -квантів спостерігаються і для кристалів  $\text{CdTe}$ ,  $\text{CdTe:Cl}$  [3]. Хоча спад інтенсивності фотолюмінесценції, обумовлений введенням додаткових центрів безвипромінювальної рекомбінації, починається для  $\text{CdTe}$  та  $\text{CdTe:Cl}$  вже при  $D > 3 \text{ кГр}$  [2, 3].

Отже,  $\gamma$ -опромінення приводить до суттєвих змін спектрів НФЛ кристалів  $\text{CdZnTe}$ . А саме до різних змін інтенсивностей відповідних смуг, концентрацій випромінювальних центрів, перетворення початкових центрів, формування та введення нових центрів випромінювальної та безвипромінювальної рекомбінацій, що пов'язано зі створенням вакансій кадмію та реакціями витіснення атомів з вузлів кристалічної ґратки у міжвузловий простір.

[1]. Cavallini A., Fraboni B., Dusi W., Zanarini M., Journal of Applied Physics. – 2003. – v. **94**, – № 5. – P. 3135 – 3142.

[2]. Вахняк Н.Д., Крилюк С.Г., Крюченко Ю.В., Купчак І.М., Журнал фізичних досліджень. – 2002. – т. **6**, №3. – С. 347 – 353.

[3]. Krylyuk S.G., Korbutyak D.V., Kryuchenko Yu. V., Kupchak I.M., Vakhnyak N.D., Journal of Alloys and Compounds. – 2004. – **371**. – P. 142 – 145.

# ANALYSIS OF THE LOW TEMPERATURE PHASE TRANSITIONS AND MECHANISMS OF ENERGY TRANSFER IN DMAGS:Cr<sup>3+</sup> CRYSTALS BY LUMINESCENCE SPECTROSCOPY METHOD

S. Romanyshyn<sup>1</sup>, V. Kapustianyk<sup>1,2</sup>, U. Eliyashevskyy<sup>1,2</sup>, M. Panasyuk<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Physical department, Lviv I. Franko National University, UA-79005

<sup>2</sup> Scientific-Technical and Educational Center of Low Temperature Studies, Lviv I. Franko National University, UA-79005 Dragomanova st., 50, Lviv, Ukraine  
e-mail: rom.svitlana@meta.ua

Crystalline ferroics with alkylammonium cations and inorganic anions evoke considerable interest among scientists during last decades because of their interesting physical properties and the sequence of phase transitions (PTs). Dimethylammonium gallium sulfate hexahydrate

NH<sub>2</sub>(CH<sub>3</sub>)<sub>2</sub>Ga(SO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>×6H<sub>2</sub>O (DMAGS) crystal at room temperature belongs to *P112<sub>1</sub>/n* space group and is a ferroelastic with crystal lattice parameters: *a*=6.373 Å, *b*=10.726 Å, *c*=11.367 Å, β=100.86°, *Z*=2 [1]. DMAGS crystal undergoes PTs: antiferroelectric → ferroelectric at *T*<sub>c1</sub>=119 K, ferroelectric → ferroelastic at *T*<sub>c2</sub>=136 K [2].

Complicated structure of DMAGS puzzles unambiguous identification of the bands in the vibrational spectra and analysis of their changes at PTs. In order to elucidate the nature of structural changes at PTs, specially regarded to the metallo-hydrate sublattice, DMAGS crystal doped with 6.5 % chromium was grown. Here Cr<sup>3+</sup> isomorphically substitutes Ga<sup>3+</sup> ions. The temperature evolution of the photoluminescence spectra in 132÷300 K temperature range with detailed analysis in the region of the ferroelectric PT was studied (Fig. 1). The obtained spectra were approximated by the Lorentz contours using derivative spectrophotometry method. The band, similar to the R-band of ruby, and its

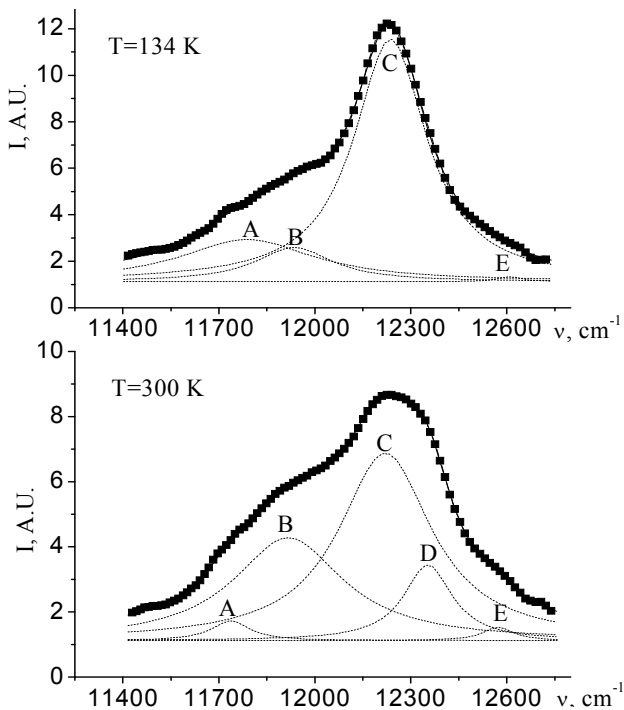


Fig.1. Photoluminescence spectra approximated by Lorentz contours, obtained at different

phonon replicas were identified. The activation energy *E*<sub>T</sub>=0.146 eV was calculated by using Mott's formula which describes intracenter luminescence quenching.

Table. Bands identification of the DMAGS:Cr photoluminescence spectra at T=300 K.

Band	Band position, cm <sup>-1</sup>	Identification	Phonon frequency (Raman and IR spectra), cm <sup>-1</sup>	Identification of vibrational mode
A	11762	R-464 (cm <sup>-1</sup> )	465	<i>v</i> <sub>2</sub> (SO <sub>4</sub> ) <sup>2-</sup>
B	11942	R-284 (cm <sup>-1</sup> )	270	rotation of CH <sub>3</sub>
C	12227	R		
D	12358	R-132 (cm <sup>-1</sup> )	120	lattice vibration
E	12563	R-336 (cm <sup>-1</sup> )	345	<i>v</i> <sub>6</sub> (Me-H <sub>2</sub> O)

[1] Pietraszko A., Łukaszewicz K., Kirpichnikova L., Polish Journ. Chem., 1993, V.67.,1877–1884

[2] Kapustianyk V. Physics of Crystal Ferroics. Lviv 2006, 438 p.

## ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА СВОЙСТВА ПОВЕРХНОСТНЫХ КОЛЕБАНИЙ В СТРУКТУРЕ МАГНИТО-ФОТОННЫЙ КРИСТАЛЛ/ПОЛУПРОВОДНИК

Гирич А.А.<sup>1,2</sup>, Ходзицкий М.К.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Харьковский национальный университет радиоэлектроники

<sup>2</sup>Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины  
e-mail: girich82@mail.ru, khodzitskiy@ire.kharkov.ua

В последние годы большое внимание уделяется исследованию распространения электромагнитных волн в магнито-фотонных кристаллах (МФК) в СВЧ диапазоне из-за возможности создания магнитоуправляемых устройств на их основе (широкополосных фильтров, аттенуаторов, антенн и т.д.) [1]. Особый интерес представляет исследование эффекта поверхностных колебаний (“Таммовских состояний”) на границе МФК и среды с отрицательными материальными параметрами, который можно использовать для создания магнитоуправляемых узкополосных фильтров, резонаторов и т.д. [2-4]. В данной работе были исследованы спектральные свойства структуры МФК/полупроводник. В этой структуре возможно возникновение поверхностных колебаний на границе МФК, вследствие отрицательной диэлектрической проницаемости полупроводника в СВЧ диапазоне.

Элементарная ячейка МФК состояла из слоев воздуха, феррита и кварца. Параметры слоев: 1) ферритовый слой (марка 1СЧ4) - диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_f = 11.1$ , намагниченность насыщения  $4\pi M_s = 4800 \text{ G}$ , коэффициент затухания  $\alpha = 0.024$  и толщина слоя  $d_f = 0.5 \text{ мм}$ ; 2) кварцевый слой -  $\epsilon_q = 4.5$  и  $d_q = 1 \text{ мм}$ ; 3) воздушный слой -  $d_{air} = 1.5 \text{ мм}$ . Полупроводниковый слой (InSb) имел следующие параметры -  $d_{sc} = 0.5 \text{ мм}$ , частота столкновений ( $\nu_{77\text{K}} = 2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ ,  $\nu_{300\text{K}} = 1.73 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ ), концентрация электронов ( $n_{77\text{K}} = 1.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_{300\text{K}} = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ). InSb-слой контактировал с граничным кварцевым слоем МФК. Спектр коэффициента прохождения через структуру измерялся в частотном диапазоне 22-40 ГГц в диапазоне магнитных полей 0-13000 Э при температурах 300 °К и 77 °К. Расчет спектра проводился методом матриц передачи с учетом ограниченности структуры вдоль направления распространения электромагнитной волны.

Теоретически и экспериментально показано появление в спектре структуры МФК/полупроводник вблизи границы запрещенной зоны МФК резонансного пика прохождения, связанного с поверхностным колебанием, для случаев перпендикулярной и параллельной ориентаций постоянного магнитного поля и магнитной компоненты переменного СВЧ поля. Для первого случая наблюдалось смещение пика в область более высоких частот при увеличении магнитного поля, что обусловлено зависимостью магнитной проницаемости феррита от магнитного поля. Для второго случая наблюдалось смещение пика в область более низких частот при увеличении магнитного поля. В области магнитных полей (свыше 7000 Э) в спектре наблюдался еще один пик резонансного пропускания, обусловленный эффектом ферромагнитного резонанса. При азотных температурах наблюдалось падение добротности пика и его смещение в область более низких частот.

Данная работа поддержана проектом УНТЦ (№4912)

- [1] S. Chernovtsev, D. Belozorov and S. Tarapov, Magnetically controllable 1D magnetophotonic crystal in millimetre wavelength band, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 40, p. 295–9, 2007.
- [2] A.P. Vinogradov et al., Surface state peculiarities in one-dimensional photonic crystal interfaces, *Phys. Rev. B*, vol. 74, p. 045128, 2006.
- [3] A. Namdar, *I. V. Shadrivov*, and *Yu. S. Kivshar*, Backward Tamm states in left-handed metamaterials, *Appl. Phys. Lett.* Vol.89, pp. 114104-3, 2006.
- [4] D.P. Belozorov, M.K. Khodzitskiy and S.I. Tarapov, Tamm states in magnetophotonic crystals and permittivity of the wire medium, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 42, p. 055003, 2009

## СВЧ СВОЙСТВА МЕЛКОСЛОИСТОЙ СТРУКТУРЫ, ПОМЕЩЕННОЙ В ВОЛНОВОД

**А. А. Харченко, М. К. Ходзицкий**

*Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины  
61085 Харьков, ул. Ак. Проскуры 12  
e-mail: ann220286@yandex.ru*

В последние годы все большее внимание уделяется исследованию сред с отрицательным коэффициентом преломления («левосторонних сред» – ЛСС) – искусственных сред (метаматериалов) [1]. Применение таких метаматериалов позволит создать новый класс частотных узкополосных фильтров – покрытий, прозрачных для микроволнового и оптического диапазона, а также линз со сверхразрешением – суперлинз [2]. Данная работа посвящена экспериментальному исследованию распространения электромагнитных волн мм диапазона в композитном материале (модели ЛСС), который помещен в волновод.

Исследуемый материал состоит из чередующихся слоев ферридиэлектрика и металла, напыленного на слюду. Каждый слой является частично прозрачным для используемого диапазона частот. Данные композитные структуры исследовались в диапазоне частот 22-40 ГГц под воздействием внешнего магнитного поля  $H = 0 \div 7$  кЭ. Толщина слоя феррита составляет  $d_z^f = 0,5$  мм, а диэлектрическая проницаемость равна  $\varepsilon_f' = 11,1$ . Слои меди и никеля, толщиной  $d_z^{Cu, Ni} = 50 - 70$  нм, напылены на слюду, толщиной  $d_z^{слюда} = 0,03$  мм и диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_{слюда}' = 10$ . Результаты измерений представлены на рис. 1 (а) и (б).

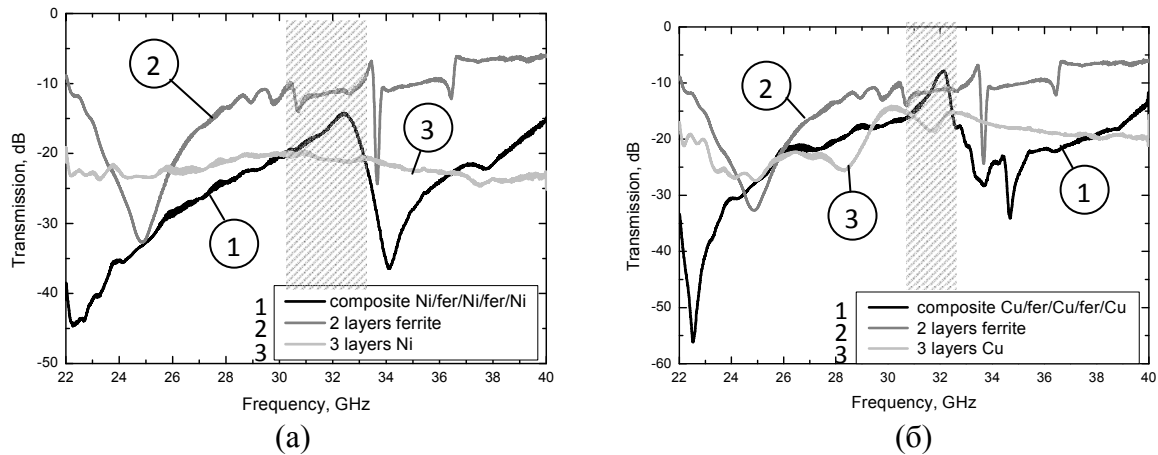


Рис. 1 Коэффициенты пропускания для структур феррит/металлическая пленка: (а) структура феррит/никелевая пленка; (б) структура феррит/медная пленка

Теоретически рассчитаны эффективные материальные параметры композитных структур [2]. В спектре композитных структур обнаружены области пропускания (рис.1 (а), (б)), обусловленные одновременным отрицательным значением эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей композита (26-34 ГГц) – область с «левосторонними свойствами». Показана перестройка спектра при воздействии магнитного поля. Проанализированы результаты, полученные для двух типов композитных структур.

Работа частично поддержана проектом УНТЦ № 4912.

[1] В.Г. Веселаго, Успехи физ. Наук, **517**, 92(3), (1967).

[2] J.B. Pendry et al., Phys. Rev. Lett. **3966**, 85(18), (2000).

# МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА С ПОМОЩЬЮ ПОВЕРХНОСТНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ В СВЧ ДИАПАЗОНЕ

Ходзицкий М.К.

Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины  
61085, г. Харьков, ул. Ак. Проскуры, 12  
e-mail: khodzitskiy@yandex.ru

В настоящее время существует много различных методик исследования эффекта ферромагнитного резонанса (ФМР) в магнитных структурах, основанные на использовании открытых резонаторов[1], закрытых резонаторов[2], микрополосковых линий[3] и планарных микрорезонаторов[4] и т.д. В данной работе был предложен новый метод исследования ФМР в магнитных структурах, основанный на использовании в качестве резонатора структуру - фотонный кристалл (ФК)/ металлическая пленка. В такой структуре на границе ФК на некоторой частоте наблюдается концентрация электромагнитного поля, связанная с появлением резонансного поверхностного колебания в запрещенной зоне ФК[5]. Бислой ФК состоял из слоев кварца и тефлона. Исследуемый магнитный образец помещался между ФК и металлической пленкой. Спектр пропускания через структуру в волноводе измерялся в частотном диапазоне 22-40 ГГц в диапазоне магнитных полей 0-15000 Э. Показана возможность использования такой резонансной ячейки с коэффициентом заполнения единица в ФМР исследованиях магнитных структур, как при комнатных, так и при низких температурах.

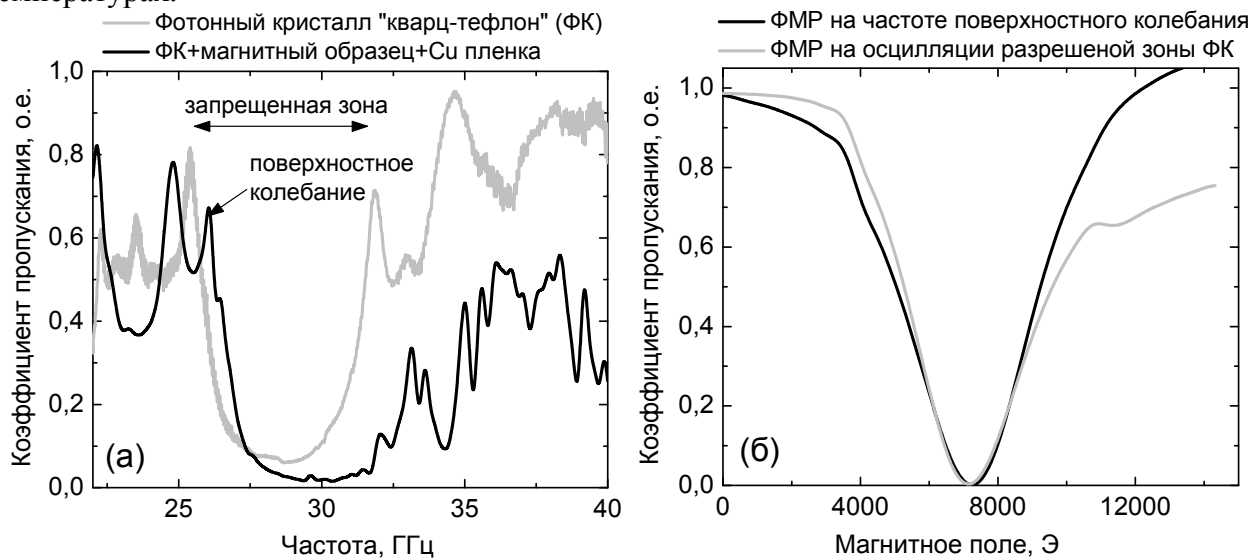


Рисунок 1 – (а) Спектр пропускания фотонного кристалла “кварц-тефлон” (серая линия) и структуры ФК+магнитный образец+медная пленка(черная линия); (б) Спектр ФМР на частоте поверхностного колебания (черная линия) и на частоте первой осцилляции разрешенной зоны ФК (серая линия).

Данная работа поддержана проектом УНТЦ (№4912)

- [1] S.I.Tarapov et al., *Int. Journ. of Infrared and Millimeter Waves*, 2002, vol.23(8), p.1215-1225.
- [2] M.Khodzitskiy et al., *JMMM*, vol. 320, p.L37, 2008.
- [3] *V. P. Denysenkov* et al., *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 74(7), p.3400, 2003.
- [4] R. Narkowicz et al., *Journal of Magnetic Resonance*, vol. 175(2), p. 275-284, 2005.
- [5] A.P. Vinogradov et al., *Phys. Rev. B*, vol. 74, p. 045128, 2006.

## НИЗКОЧАСТОТНЫЙ КОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ СПЕКТР КРИСТАЛЛА KYb(MoO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>

**Н. С. Бондарь<sup>1</sup>, В. И. Кутько<sup>2</sup>, С. Н. Попережай<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина  
61077 Харьков, пл. Свободы 4

<sup>2</sup> Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина  
61103 Харьков, пр. Ленина 47  
e-mail: amuraf@bigmir.net

Кристалл KYb(MoO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> принадлежит к серии двойных щелочно-редкоземельных молибдатов с общей формулой KRe(MoO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>, где Re-ион редкоземельного металла. Эти соединения имеют орторомбическую кристаллографическую структуру (D<sup>14</sup><sub>2h</sub>, z=4) [1]. Особенностью данных материалов является наличие в них низкотемпературных структурных фазовых переходов, обусловленных кооперативным эффектом Яна-Теллера (КЭЯТ) [2,3]. Они имеют слоистую кристаллическую структуру, возникшую вследствие послыоного расположения ионов K<sup>+</sup> со слабыми связями и слоевых пакетов Re(MoO<sub>4</sub>)<sub>2</sub><sup>-</sup> с более сильными связями. Это вызывает появление в спектре возбуждений низкочастотных колебательных мод, и приводит к возникновению сильной электрон-фононной связи между электронными возбуждениями редкоземельных ионов и колебаниями кристаллической решётки при условии совпадения их энергий.

С целью установления структуры низкоэнергетического колебательного и электронного спектра возбуждений кристалла KYb(MoO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> нами были проведены измерения пропускания в длинноволновом ИК диапазоне. В результате проведенного эксперимента были выявлены две полосы поглощения с энергиями 25,3 см<sup>-1</sup> в поляризации E||c и 16,8 см<sup>-1</sup> в поляризации E||a, которые интерпретируются как межслоевые колебательные моды. С использованием одномерной модели [4] были рассчитаны акустические и оптико-акустические колебательные ветви кристалла KYb(MoO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> в зоне Бриллюэна.

[1] М.В. Мохосоев, Ф.П. Алексеев, В.Л. Бутуханов. Двойные молибдаты и вольфраматы: - Новосибирск: Изд-во Наука СО, (1981).

[2] А.И Звягин, Т.С Стеценко, В.Г. Юрко, Р.А. Вайшнорас. Письма в ЖЭТФ 17, 190 (1973).

[3] M.J.M. Leask, O.C. Tropper, and M.L. Wells, J. Phys. C 14, 3481 (1981).

[4] Г. Пейн. Физика колебаний и волн: - М: Мир, (1979).

## ДОСЛІДЖЕННЯ СТАТИСТИКИ ФОТОВІДЛІКІВ ДЛЯ СТАНІВ «КОТА ШРЬОДІНГЕРА», ОТРИМАНОЇ ЗА ДОПОМОГОЮ НЕІДЕАЛЬНОГО ФОТОДЕТЕКТОРА

**С. В. Кондович, О. В. Гомонай**

*Національний технічний університет України «КПІ», Фізико-технічний інститут  
03056 Київ, пр. Перемоги, 37  
e-mail: ksvitlana@i.ua*

Стани «кота Шрьодінгера» [1] є зручними об'єктами для проведення квантових обчислень та побудови квантових криптографічних систем. Створення подібних станів можливе за допомогою методів сучасної квантової оптики, наприклад, з використанням лазерного випромінювання та стиснутих станів світла. Реалізація «котячих» станів відкриває досить великі перспективи для їхнього практичного застосування, оскільки саме такі стани, незважаючи на їхній квантовий характер, можна зробити стійкими відносно декогеренції.

Одним з найважливіших завдань при вивченні та використанні подібних станів системи є детектування створеного стану. При цьому виникає дилема, пов'язана з ідеальністю фотодетектора: з одного боку, жоден реальний пристрій має не 100% ефективність; при цьому під час експерименту неідеальність фотодетектора руйнує суперпозицію станів, в яких може перебувати досліджуваний сигнал. З іншого боку, чим більший коефіцієнт ефективності фотодетектора, тим у більш значній мірі шуми, зафіксовані одночасно з корисним сигналом, заважатимуть відтворенню реально існуючої статистики фотовідліків. З огляду на це, дослідження впливу неідеальності фотодетектора на статистику фотовідліків представляється досить цікавою та актуальною задачею, необхідною для коректної інтерпретації результатів вимірювань.

У даній роботі аналізується статистика фотовідліків для сигналу у стані «кота Шрьодінгера». Припускається, що вимірювання проводяться з використанням балансної схеми гомодинного детектування з однаковими неідеальними детекторами. Існуючий формалізм дозволяє проводити розрахунки розподілу ймовірності різниці фотовідліків [2] при різних значеннях коефіцієнта ефективності фотодетекторів. Детально аналізується особливо цікавий випадок, при якому фаза когерентного стану дорівнює  $\pi/2$ , оскільки при цьому в результаті інтерференції з'являються значення різниці фотовідліків, ймовірність зафіксувати які дорівнює нулю (у випадку ідеального вимірювання). При неідеальному вимірюванні статистика фотовідліків змінилася в результаті руйнування інтерференції станів. Проведено дослідження впливу теплових шумів на систему, яке виявило «розпливання» статистики, що при великих значеннях шуму унеможливило детектування стану сигналу.

[1] Шляйх В. П. Квантовая оптика в фазовом пространстве: Пер. с англ. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 760 с. (2005)

[2] W. Vogel and J. Grabow, «Statistics of difference events in homodyne detection», Phys. Rev. A **47**, 4227 (1993).

## КВАНТОВЫЙ КРИПТОГРАФИЧЕСКИЙ ПРОТОКОЛ COW (COHERENT ONE WAY): ДЕТЕКТИРОВАНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ КВАНТОВЫХ СОСТОЯНИЙ ПРИ НАЛИЧИИ ШУМА

Н.В. Краснова, Е.В. Гомонай

*Национальный технический университет Украины «КПИ» Физико-технический институт,  
03056 Киев, пр. Победы, 37  
e-mail: nata.krasnova@gmail.com*

На сегодняшний день эффективная защита секретной информации осуществляется не только на математическом уровне, но и физическими методами. В частности, квантовые криптографические протоколы позволяют генерировать ключ, секретность которого обеспечивается квантовыми свойствами носителей информации (в данном случае, квантовыми оптическими сигналами). Одна из последних идей в этой области - протоколы с использованием когерентных состояний, которые позволяют не только обеспечить секретность сообщения, но, и, в перспективе, увеличить емкость информационного канала за счет супераддитивности. С другой стороны, использование когерентных сигналов существенно усложняет процесс считывания информации, особенно с учетом неидеальности детекторов. Таким образом, актуальной задачей является исследование устойчивости и надежности таких протоколов в реальных условиях. В данной работе анализируется недавно предложенный [1] протокол COW, в котором кодирование информации осуществляется на парах когерентных состояний  $|0\rangle|\alpha\rangle$  (логический «0») и  $|\alpha\rangle|0\rangle$  (логическая «1»). Мы изучаем процесс детектирования таких состояний при наличии шума. Исходя из известного выражения [2] для оператора обобщенного измерения (POVM) получены выражения для вероятности срабатывания фотодетекторов, служащих как для идентификации сигнала, так и для выявления злоумышленника. Вычислена вероятность ошибок, вносимых наличием «приманки» (состояние  $|\alpha\rangle|\alpha\rangle$ ), а также связанных с неидеальностью детектора [3]. Сделана оценка минимального количества кубитов, необходимых для надежной генерации ключа длиной  $k$  символов.

[1] C. Branciard and N. Gisin // arXiv:quant-ph/0609090 (2006).

[2] W. Vogel and J. Grabow // Phys. Rev. A **47**, 4227 (1993).

[3] C. Branciard and N. Gisin // arXiv:0710.4884 (2008).

## О НЕКОТОРЫХ ЭФФЕКТАХ В ЯВЛЕНИИ СИЛЬНОГО ЗАМЕДЛЕНИЯ СВЕТА В БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКОМ КОНДЕНСАТЕ АТОМОВ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ

А.Г. Сотников

*Институт теоретической физики им. А.И. Ахиезера ННЦ «ХФТИ»  
61108 Харьков, ул. Академическая 1  
e-mail: a\_sotnikov@kipt.kharkov.ua*

Представлено теоретическое описание эффектов, связанных с зависимостью групповой скорости распространения световых импульсов в Бозе-Эйнштейновском конденсате (БЭК) газа атомов щелочных металлов от напряженности внешнего магнитного поля и от температуры конденсированного газа. Исследование проводится в рамках формализма функций Грина и новой формулировки метода вторичного квантования при наличии связанных состояний частиц (атомов) в системе.

Особое внимание уделено возможности наблюдения сильного замедления скорости света в таких системах. Показано, что явление сильного замедления возможно при одновременном выполнении двух основных условий: наличии сильной дисперсии среды и малости показателя затухания волн [1]. Сильная дисперсия среды в данном случае обусловлена сильной зависимостью показателя преломления среды от частоты, которая имеет место в БЭК при специальной настройке частоты лазера на резонансные переходы в уровнях атомов щелочных металлов. Слабое поглощение волн в БЭК осуществляется за счет малой плотности атомов (как известно, во всех экспериментах по БЭК в газах используются сильно разреженные пары атомов щелочных металлов) и слабого (или полного отсутствия в пределе нулевых температур) размытия функции распределения атомов по импульсам.

В рамках представленного подхода исследовано влияние внешнего однородного магнитного поля на параметры сильного замедления света в конденсате [2]. Описание данного эффекта строится на основании соответствующего анализа зеemanовского расщепления уровней сверхтонкой структуры основного и возбужденного состояний атомов щелочных металлов. Показано, что в ряде случаев, которые могут быть реализованы экспериментально, групповая скорость сигнала существенным образом зависит от напряженности внешнего подмагничивающего поля. На основании данного эффекта обсуждается возможность управления скоростью лазерных импульсов в БЭК с помощью магнитного поля.

Подход также обобщен на случай ненулевых температур. Произведен анализ влияния температурных эффектов на параметры замедления и поглощения сигналов в газе с БЭК. Показано, что в случаях, которые наиболее часто реализуются в экспериментальных условиях, групповая скорость импульсов практически не зависит от температуры на промежутке от нуля до критической температуры. Исследованы возможности, когда температурные эффекты в данных системах могут играть существенную роль.

[1] Y. Slyusarenko and A. Sotnikov Phys. Rev. A **78**, 053622 (2008).

[2] Y. Slyusarenko and A. Sotnikov Phys. Lett. A **373**, 1392 (2009).

## ЛЮМИНЕСЦЕНТНО-КИНЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РАДИАЦИОННО-ИНДУЦИРОВАННЫХ ПРОЦЕССОВ МОДИФИКАЦИИ СТРУКТУРЫ АТОМАРНЫХ КРИОКРИСТАЛЛОВ

Н. Ю. Масалитина, А. Н. Огурцов

*Национальный технический университет "ХПИ"*

*61002 Харьков, ул. Фрунзе 21*

*e-mail: nat\_masalitina@ukr.net*

Облучение атомарных криокисталлов электронными и фотонными пучками приводит к образованию точечных дефектов по Френкелю (пара: вакансия и междоузельный атом) вследствие автолокализации экситонов и дырок. Экспериментальное исследование процессов подпорогового дефектообразования, вследствие возбуждения электронной подсистемы атомарных криокисталлов методами низкотемпературной аналитической ВУФ-люминесценции с временным разрешением, позволило определить детали микроскопических механизмов формирования дефектных состояний в данных системах. В последнее время были проведены эксперименты по селективному фотовозбуждению атомарных криокисталлов с использованием синхротронного возбуждения на станции SUPERLUMI Международного синхротронного центра HASYLAB в Гамбурге (Германия), результаты которых позволили в рамках химической кинетики построить кинетическую модель низкотемпературного процесса образования френкелевской пары, стимулированного электронными возбуждениями [1]. На основе этой модели был предложен новый люминесцентно-кинетический аналитический метод неразрушающего контроля структурного состояния образца, с помощью которого были получены экспериментальные свидетельства формирования дефектной фазы в кристалле и предложено аналитическое описание кинетики этого процесса.

На начальном этапе селективного облучения ВУФ-фотонами рост интенсивности характеристических полос люминесценции отражает накопление стабильных точечных дефектов в кристаллической решетке образцов, которые образуются в результате возбуждения и автолокализации экситонов в последовательной процессе  $E + T \leftrightarrow MTE \rightarrow D$ , где  $E$  – мобильное электронное возбуждение (свободный экситон), которое локализуется на центре захвата  $T$  и формирует метастабильный возбужденный локальный центр  $MTE$  [1]. Радиационный распад короткоживущего  $MTE$ -центра либо возвращает решетку в исходное состояние, либо формирует постоянный дефект  $D$  (пару Френкеля). Кинетика разгорания характеристической люминесценции в условиях стационарного облучения может быть описана выражением  $I(t) = I_0 + K \cdot t \cdot (L + t)^{-1}$ , где  $I_0 = I(0)$  – интенсивность характеристической люминесценции образца в начальный момент времени;  $K$  – значение  $(I(t) - I_0)$  при  $t \rightarrow \infty$ ;  $L \sim n_{ET}(n_{MTE})^{-1}$  – константа, специфическая для данного образца;  $n$  – концентрация [1]. Компьютерная обработка экспериментальных дозовых кривых для образцов ксенона и неона позволила определить значения этих констант  $K_{Xe} = 1600$  cps,  $K_{Ne} = 600$  cps,  $L_{Xe} = 2,4 \cdot 10^3$  с,  $L_{Ne} = 1,4 \cdot 10^4$  с. После продолжительной экспозиции, когда концентрация точечных дефектов в образце,  $n_D$ , превысит некоторое критическое значение, автолокализация экситонов вблизи существующих дефектов будет стимулировать не формирование нового дефекта, а агрегацию уже существующих дефектов в процессе  $MTE + D \rightarrow DD$ . Кинетика затухания характеристической люминесценции в этом случае может быть описана выражением  $I(t) = K \cdot L' \cdot (L' + t)^{-1}$ , где  $L' \sim n_{MTE} n_D (n_{DD})^{-1}$ . Компьютерная обработка дозовых кривых позволила для частного случая криокисталлов ксенона определить значение этой константы  $L' = 4,8 \cdot 10^3$  с.

[1] A.N. Ogurtsov, N.Yu. Masalitina, O.N. Bliznjuk. Low Temp. Phys. **33**, 689 (2007).

## ПРОЦЕССЫ АВТОЛОКАЛИЗАЦИИ В J-АГРЕГАТАХ КАК СЛЕДСТВИЕ ЭКСИТОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Катрунов Иван

*Институт сцинтилляционных материалов НАН Украины*

*Харьков, пр. Ленина 60*

J-агрегаты - это кластеры нековалентно связанных люминофоров, организованных в виде линейных замкнутых цепочек. J-агрегаты могут образовываться в результате самоупорядочения молекул красителя в водных растворах или используя различные контролируемые шаблоны, такие как ДНК, РНК, поверхностно-активные вещества.

Процессы электронных возбуждений в J-агрегатах хорошо описаны в экситонной модели Френкеля. На протяжении долгого времени J-агрегаты использовались как хороший объект исследования фундаментальных аспектов динамики экситонных возбуждений в малоразмерных системах, таких как: локализация экситонов, сверхизлучение экситонов, экситонный транспорт, нелинейные свойства экситонов.

Известно, что взаимодействие J-агрегатов цианиновых красителей с различного вида шаблонами приводит к эффекту сильного возрастания квантового выхода люминесценции. Такой эффект объясняется ограничением вращения молекул красителя состоящих в J-агрегате, и как следствие – перекрытие каналов безлучательной релаксации. Несмотря на то, что вращение молекул красителя в J-агрегатах строго запрещено, квантовый выход люминесценции J-агрегатов в водных растворах очень низкий, поскольку в данном случае мы сталкиваемся с эффектом сильного тушения экситонных состояний,

Причины и механизмы потери квантового выхода люминесценции в данном случае на данный момент не раскрыты.

В данной работе впервые показана связь между квантовым выходом люминесценции J-агрегатов и величиной экситон-фононного взаимодействия. Данный феномен был рассмотрен для нескольких видов J-агрегатов цианиновых красителей ( PIC, JC-1, L-21). Также было рассмотрено правило Урбаха. Для этого использовались коротковолновые фрагменты спектров поглощения всех видов J-агрегатов, полученных при разных температурах в присутствии и отсутствии шаблона ПАВ. Это позволило получить величину экситон-фононного взаимодействия для J-агрегатов. Наблюдалось аномальное увеличение абсолютного квантового выхода люминесценции (в некоторых случаях больше чем в 20 раз) в присутствии ПАВ. Детальный анализ данных процессов, а также и процессов автолокализации экситонов изучен в данной работе.

# ION IMPLANTATION OF B IONS INTO CMT SUBSTRATES AND DETERMINATION OF OPTIMUM OPTICAL CHARACTERISTICS FOR MAKING PHOTODIODE P-N STRUCTURES IN NARROW (-BAND-) GAP SEMICONDUCTOR MATERIAL.

**Ruslana S. Udovitska, Genadiy V. Kalisty, Vladimir V. Fedulov**

*Institute of Semiconductor Physics (Ukraine)*

The successful application of ion implantation is determined primarily capacity to predict and control electrical and mechanical properties of formed elements in the given circumstances implanted. Ion implantation B into CMT was carried out, with different thickness (CdTe / CdHgTe / CdZnTe, CdHgTe / CdZnTe, CdTe / CdHgTe / CdTeZnTe / GaAs). Calculations ion distribution, ionization, recoils and determined maximum concentration B ions. Find the optimal dose and energy of implantation for the creation of p-n transitions in narrow (-band-) gap semiconductors.[1] There were optimal concentrations of ions B in the CMT structure that allows you to create high-quality photodiodes having photosensitivity infrared (3-5 microns) (9-12 microns). B ion implantation into CMT film substrate was made with purpose of investigation of volt-ampere characteristics and defects formation.

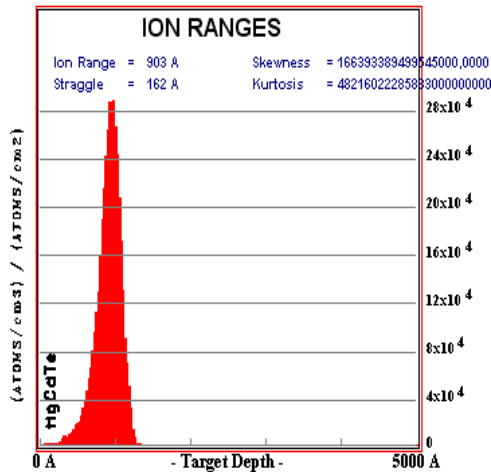


Fig 1 Profiles of distribution of Impurity in structure KRT(1)

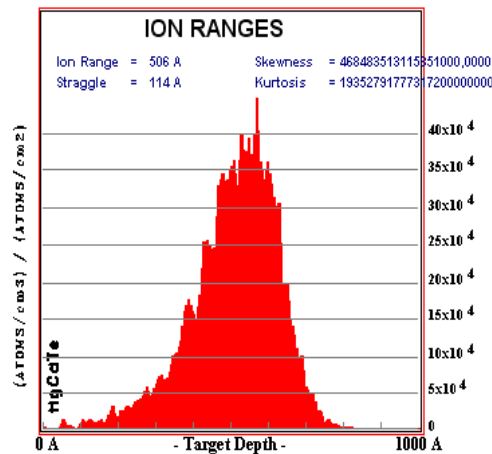


Fig 2 Profiles of distribution of Impurity in structure KRT(2)

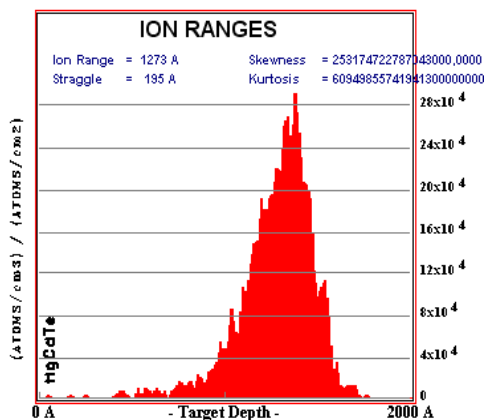


Fig 3 Profiles of distribution of Impurity in structure KRT(3)

1. R. Radermacher, S. Mantl, Ch. Dieker, and H. Lüth, *Mat. Sci. Eng.* B12 115 (1992).

## COMPRESSION OF QUADRATICALLY PHASE-MODULATED FEW-CYCLE PULSES IN DISPERSIVE MEDIUM

**O. Paseka, V. Lobanov, A. Sukhorukov**

*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Leninskie Gory,  
119991 Moscow, Russian Federation  
e-mail: olgapaseka@gmail.com*

A theory of compression of extremely short optical pulses with quadratic phase modulation in a dispersive medium is developed under slowly varying profile approximation. The results of numerical simulation of the equation for the optical wave electric field are reported. The optimal phase modulation index providing the pulse compression to one oscillation period is found. Further compression is impeded by chromatic aberrations caused by the third order dispersion.

Extremely short optical pulses, containing few electromagnetic field oscillations, find increasing application in nonlinear optics, medicine, spectroscopy and diagnostics of ultrafast processes and materials, laser physics (interaction of light with matter), telecommunication systems, and other fields [1]. Pulses containing only three to five field oscillations were experimentally obtained in the near-IR range using parametric generators [2]. Extremely short pulses are obtained using different methods of pulse compression with phase modulation in frequency-dispersive media (fibers, grids, etc.). In nonlinear media, the effect of self-compression is used for pulse compression [3]. Recently, compression of pulses with a spectral supercontinuum has been performed [4]. A significant compression was obtained at parametric amplification of chirp pulses [2, 5–7]. Hollow gas-filled photon fibers [8] have a very high dispersion, which is necessary for effective compression. The theory of picosecond pulse compression has been developed using the method of slowly varying amplitudes (SVA method) in the second-order approximation of the dispersion theory [2, 9]. However, this method is invalid for extremely short femtosecond pulses, because the spectral width of few-cycle pulses is comparable with the width of spectrum. Therefore, the propagation of extremely short pulses is described using either the SVA method with allowance for the higher order (third, fourth, etc.) dispersion [2] or the method of slowly varying profile (SVP method) of the pulse electric field. In this study, we used the SVP method to analyze the limiting compression of a few-cycle pulse with quadratic phase modulation. Complex numerical simulation of the equation for the optical wave electric field was performed with varying the phase-modulation index and the pulse width. More detailed equations are shown in [10].

A theory of compression of a few-cycle pulse with quadratic phase modulation has been developed within the SVP method. The equation for the electric field was numerically solved varying the phase modulation index, number of oscillations, and input pulse width. The optimal modulation index was found, at which a pulse can be compressed to one oscillation period. When the modulation index exceeds the optimal value, the width at the compression point increases.

This study was supported by Grant NSh-671.2008.2 of the President of the Russian Federation for Support of Leading Scientific Schools and the Russian Foundation for Basic Research, project nos. 09-02-01028 and 08-02-00717.

- [1] J. Herrmann, B. Wilhelmi, *Laser für Ultrakurze Lichtimpulse*, Akademie. Berlin 1984,
- [2] A. Baltuska, Z. Wei, *Opt. Lett.* **22**, 102-104 (1997),
- [3] G. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. Academic, San Diego 1995,
- [4] J. Dudley, S. Coen, *Opt. Express* **12**(11), 2423-2428 (2004),
- [5] P. Kinsler, G. New, *Phys. Rev. A.* **67**, 023813 (2003),
- [6] S. Witte, R. Zinkstok, *Opt. Express.* **13**(13), 4903-4908 (2005),
- [7] F. Tavella, Y. Nomura, *Opt. Lett.* **32**(15), 2227-2229 (2007),
- [8] M. Nurhuda, A. Suda, *Appl. Phys. B.* **89**, 209-215 (2007),
- [9] *Theory of Waves*, M. B. Vinogradova, O. V. Rudenko, A. P. Sukhorukov, M.: Nauka, 1990
- [10] O. Paseka, V. Lobanov, A. Sukhorukov, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences* **72**(12), 1628-1631 (2008).

## ИЗМЕРЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ МЕТАМАТЕРИАЛА ПОСРЕДСТВОМ ИССЛЕДОВАНИЯ ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ ФОТОННОГО КРИСТАЛА

**Т.Н. Криворучченко<sup>1</sup>, С.В. Недух<sup>2</sup>, М.К. Ходзицкий<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Харьковский национальный университет радиоэлектроники

<sup>2</sup>Институт радиопроизводства и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины

61085, г. Харьков, ул. Ак. Проскуры, 12

e-mail: khodzitskiy@yandex.ru

В последнее время используется множество методов измерения диэлектрической проницаемости метаматериалов (резонаторные[1], волноводные[2], микрополосковые методы[3] и т.д.). В данной работе был предложен новый метод измерения диэлектрической проницаемости метаматериалов-диэлектриков, основанный на использовании зонной структуры фотонного кристалла (ФК). Суть метода состоит в сравнении зонных структур (спектров пропускания) ФК (“материал с известными материальными параметрами”/“материал с неизвестными материальными параметрами”), полученных экспериментальным и теоретическим путем. Элементарная ячейка ФК состояла из слоев кварца/исследуемый образец и тефлона/исследуемый образец. В качестве исследуемого метаматериала была выбрана опаловая матрица с магнитными включениями  $\text{Ni}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$ . Спектр пропускания через ФК в волноводе измерялся в частотном диапазоне 22-40 ГГц. Зонная структура ФК рассчитывалась методом матриц передачи. Величина диэлектрической проницаемости метаматериала  $\text{Ni}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$ , полученная данным методом, равна  $\epsilon' = 3 \pm 5\%$ .

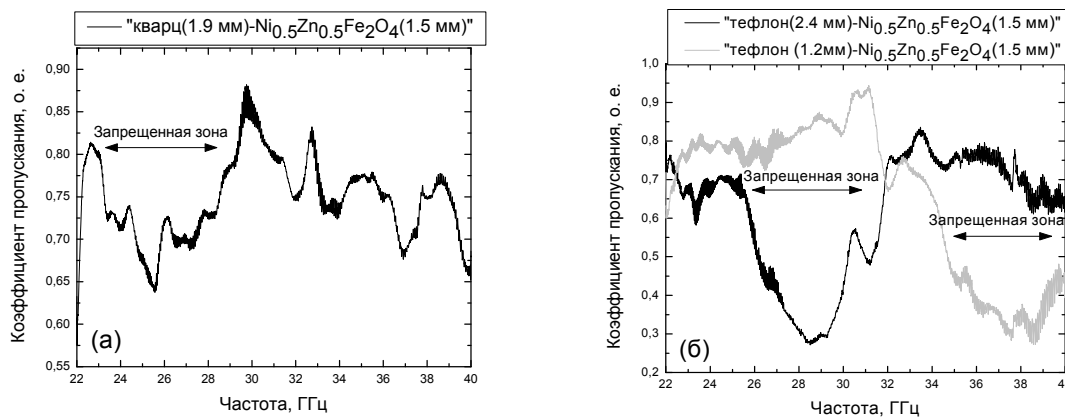


Рисунок 1 – (а) Экспериментальный спектр пропускания ФК “кварц (1.9 мм)- $\text{Ni}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$ (1.5 мм)” ; (б) Экспериментальный спектр пропускания ФК “тефлон (2.4мм)- $\text{Ni}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$  (1.5мм)” и ФК “тефлон (1.2мм)- $\text{Ni}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$  (1.5мм)”

Данная работа поддержана проектом УНТЦ (№4912)

[1] J. Krupka, *Meas. Sci. Technol.*, 1998, vol. **9**, p.1751.

[2] H. Ebara, *Sci. Technol. Adv. Mater*, 2006, vol.7, p.77.

[3] W. Barry, *IEEE Trans. on MMT*, 1986, vol.34(1), pp. 80-84.

# ПОВЫШЕНИЕ СВЧ ПРОЗРАЧНОСТИ МАНГАНИТА-ПЕРОВСКИТА В ЧАСТОТНОЙ ОБЛАСТИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МАТЕРИАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Ходзицкий М.К.

Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины

61085, г. Харьков, ул. Ак. Проскуры, 12

e-mail: khodzitskiy@yandex.ru

В последние годы все больший интерес проявляется к исследованию сред с левосторонними свойствами - “левых сред” (ЛС) ( $\epsilon' < 0, \mu' < 0$ ) [1], в которых и отрицательная диэлектрическая и отрицательная магнитная проницаемость создается одним слоем в композитной структуре [2,3]. В данной работе показано, что один слой манганита-перовскита может обладать левосторонними свойствами. Была исследована структура фотонный кристалл(ФК)/манганит-перовскит, в которой в запрещенной зоне ФК образуется поверхностное колебание, связанное с концентрацией энергии на границе ФК и среды с отрицательной диэлектрической проницаемостью [4]. ФК состоял из 4 бислоев кварц/тефлон. Слой манганита –перовскита  $\text{La}_{0.775}\text{Sr}_{0.225}\text{MnO}_3$  ( $T_K=370$  К) соприкасался с граничным слоем кварца ФК, Рис.1 (а). Спектр коэффициента пропускания через структуру в волноводе измерялся в СВЧ диапазоне 22-40 ГГц, в диапазоне магнитных полей 0-7000 Э. Проанализировано повышение СВЧ прозрачности (ЛС пик пропускания, Рис.1(б)) манганита-перовскита в частотной области с отрицательным коэффициентом преломления. Показана перестройка положения этой области магнитным полем. Показано влияние температуры на интенсивность ЛС пика пропускания - Рис.1(в), связанное с изменением намагниченности манганита. Показано увеличение интенсивности пика поверхностного колебания при совпадении частот пиков ЛС пропускания и поверхностного колебания.

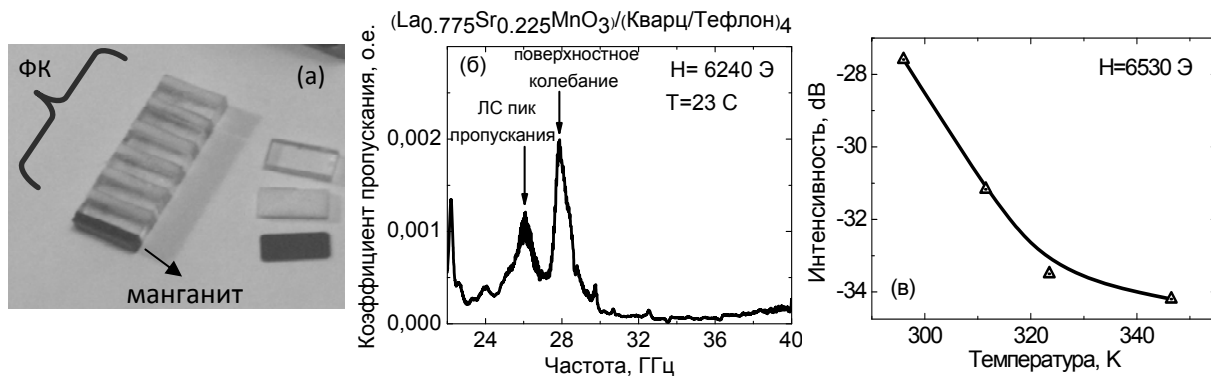


Рисунок 1 – (а) Фото исследуемой структуры; (б) Экспериментальный спектр пропускания через исследуемую структуру при магнитном поле  $H=6240$  Э; (в) Зависимость интенсивности ЛС пика пропускания от температуры при  $H=6530$  Э

Выражается благодарность Погорелому А.М., Товстолиткину А.И. (Институт Магнетизма, Киев), Белоусу А.Г., Солонану С.А. (Институт общей и неорганической химии, Киев) за предоставленные образцы и Калмыковой Т.В., Тарапову С.И. за помощь в проведении эксперимента. Данная работа поддержана проектом УНТЦ (№4912).

[1] V.G.Veselago, *Sov. Phys. Usp.*, vol. **10**, p. 509, 1968.

[2] H. Zhao et al., *Applied physics letters*, vol. **91**, p.131107 (1-2), 2007.

[3] A. Djermoun et al., *Photonics and Nanostructures*, vol. **5**, pp. 21–28, 2007.

[4] A.P. Vinogradov et al., *Phys. Rev. B*, vol. **74**, p. 045128, 2006.

## ВИВЧЕННЯ СПЕКТРАЛЬНИХ ТА ЕНЕРГЕТИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАМПИ ЄМНІСНОГО РОЗРЯДУ НА ПАРАХ ВАЖКОЇ ВОДИ

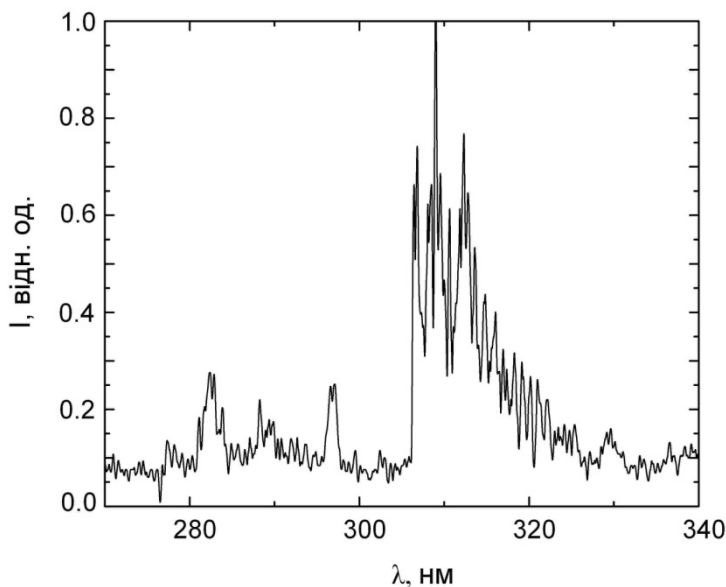
А.А. Генерал

Інститут електронної фізики НАН України  
88017 Ужгород, вул. Університетська 21  
e-mail: heneral-andrij@rambler.ru

В зв'язку із зростанням практичних застосувань почалося інтенсивніше дослідження джерел ультрафіолетового (УФ) випромінювання. Зокрема, в медицині почали застосовувати УФ випромінювання азотного лазера на довжині хвилі 337.1 нм для лікування хронічної туберкульозної лімфаденопатії [1]. Тобто почала зростати цікавість до дослідження джерел спонтанного УФ випромінювання на основі молекул  $N_2^*$ ,  $OH^*$  та  $OD^*$ , які випромінюють у вказаному діапазоні. До цих молекул особливий інтерес, оскільки робочі середовища на їх основі не містять парів ртуті та кадмію.

У даній роботі представлені результати експериментального дослідження випромінювання в УФ області спектру лампи на основі молекул  $OD^*$ .

Збудження ємнісного розряду низького тиску в лампі - кварцова трубка з внутрішнім діаметром 12 мм, загальною довжиною 50 см, відстанню між катодом та анодом 20 см, було здійснено із використанням генератора із резонансною перезарядкою накопичувальної ємності 670 пФ і тиратроном *ТТІІ-2000/35*, в якості комутатора. Важка вода знаходилася в окремому відростку, який був приєднаний до лампи.



Для реєстрації емісійних властивостей лампи використовувався монохроматор *MS 7504i* (дифракційна решітка 2400 шт/мм) фірми *SOLAR TII* із фотоприймачем *PMT R928*. Експерименти виконані при тисках  $\sim 1$  Торр, частота повторення імпульсів складала 5 кГц, напруга на випрямлячі 3 кВ, струм 0.09 А, при цих умовах був одержаний спектр в області 270 – 340 нм (див. рис.).

Для вимірювання середньої потужності лампи використовувався вимірювач потужності - ИМО-2Н.

В УФ області спектру випромінювання лампи на парах молекул  $OD^*$  зосереджено переважно в області 305 - 325 нм, де випромінює система переходів  $A \rightarrow X$  молекули  $OD^*$ , з головним максимумом  $\sim 309$  нм, а також максимумами при  $\sim 306$  нм,  $\sim 312$  нм,  $\sim 297$  нм,  $\sim 282$  нм та  $\sim 288$  нм.

Отже, було створене джерело спонтанного УФ випромінювання на парах важкої води з середньою потужністю випромінювання  $\sim 43$  мВт, при входній потужності  $\sim 27$  Вт та *ККД* випромінювача в УФ області спектру  $\sim 0,16$  %. Створена лампа може застосовуватися в тих областях, де потрібне некогерентне УФ випромінювання в спектральній області 305-325 нм, наприклад, медицині, фотобіології та фотохімії.

[1] A. Bajpai, S. Bhargava, P.K. Gupta, Jain N. Kumar Indian Journal of Tuberculosis. **229-231**, 53 (2006).

**Біофізика, низькотемпературна фізика макромолекул****Запрошена доповідь****НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ  
ИЗОЛИРОВАННЫХ НАНОРАЗМЕРНЫХ ФРАГМЕНТОВ  
БИОПОЛИМЕРОВ****А.Ю. Иванов**

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

Спектроскопия биоорганических молекул стала важной частью современной науки, исследующей основы жизни на молекулярном уровне. В данном докладе представлен обзор современных физических методов исследования структуры биомолекул в изолированном состоянии. Основное внимание уделено низкотемпературным методам, которыми получены наиболее важные результаты в изучении структуры изолированных молекул. Показаны результаты, демонстрирующие уникальные возможности спектральных методов: HENDI - He nanodroplet isolation spectroscopy и CRDS - cavity ringdown spectroscopy, использующих сверхзвуковые молекулярные пучки и перестраиваемые лазеры ИК и УФ диапазона. Обсуждаются специфические недостатки новых методик и возможности развития классической ИК-спектроскопии матричной изоляции, в частности использование водородных матриц. Продемонстрировано, что возможности варьирования температуры и материала матрицы, длительное накопление образца и широкий частотный диапазон позволяют успешно исследовать термически нестабильные биоорганические молекулы с лабильной структурой, определять заселенности конформационных изомеров и интенсивности их характеристических полос. Представлены основные результаты исследований структуры изолированных аминокислот, нуклеозидов, сахаров и различных комплексов, полученные во ФТИНТ им. Б.И. Веркина НАН Украины методом ИК-спектроскопии матричной изоляции.

## ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СУСПЕНЗИЙ ЭРИТРОЦИТОВ КРЫС ПРИ САХАРНОМ ДИАБЕТЕ

**А.В. Адельянов<sup>1</sup>, О.А. Горобченко<sup>1</sup>, О.Т. Николов<sup>1</sup>, С.В. Гаташ<sup>1</sup>, А.И. Гладких<sup>2</sup>,  
Т.Н. Овсянникова<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина  
61077 Харьков, пл. Свободы 4*

<sup>2</sup>*Институт проблем эндокринной патологии имени В.Я. Данилевского АМН Украины,  
61002 Харьков, ул. Артема 10  
e-mail: adel\_vil@mail.ru*

В работе проведен сравнительный анализ диэлектрических параметров суспензий эритроцитов крыс с такими заболеваниями как инсулинорезистентность и сахарный диабет 1 и 2 типа. Патогенетически сахарный диабет 2 типа представляет собой гетерогенную группу нарушений обмена веществ, именно это и определяет его значительную клиническую неоднородность. В основе его патогенеза лежит инсулинорезистентность, т.е. снижение опосредованной инсулином утилизации глюкозы тканями. Инсулинорезистентность реализуется на фоне замедления «раннего» секреторного выброса инсулина в ответ на увеличение уровня глюкозы в крови (секреторная дисфункция бета-клеток). Также сахарный диабет 2 типа характеризуется развитием глюко- и липотоксичностей. При отсутствии соответствующей коррекции данные отклонения могут приводить к установлению абсолютной инсулиновой недостаточности. Сахарный диабет 1 типа характеризуется деструкцией  $\beta$ -клеток островков поджелудочной железы и бурной манифестацией. Сахарный диабет 1 типа характеризуется полидипсией, полиурией, возможно развитие диабетического кетоза и далее кетоацидоза. Неправильное и несвоевременное лечение сахарного диабета, его осложнений не только сокращает продолжительность жизни, но и может привести к развитию сосудистых катастроф и преждевременной смерти. Поэтому исследования воздействия сахарного диабета на организм представляют значительный научный и практический интерес.

Диэлектрические параметры компонент крови крыс, больных диабетом (1 и 2 типа) и инсулинорезистентностью, измеряли методом СВЧ-диэлектрметрии на рабочей частоте 9,2 ГГц при комнатной температуре. Для приготовления образцов суспензий эритроцитов, стабилизированную гепарином кровь центрифугировали при 1500 об/мин в течение 3 минут. Суспензии эритроцитов готовили путем разведения эритроцитарной массы физиологическим раствором в соотношении 1:1. Для коррекции отклонений, связанных с сахарным диабетом и инсулинорезистентностью, применялись кверцетин, тетрагидропиримидо[1,2a]бензимидазол-2-он, экстракт из мидий и метфармин.

В результате проведенной работы было показано, что для образцов суспензий эритроцитов крыс с диабетом 1 и 2 типа наблюдается увеличение значения  $\epsilon'$  по сравнению с контролем. При дефиците эстрогенов у самок крыс наблюдается повышенное значение  $\epsilon'$  по сравнению с контролем, а инсулинорезистентность на фоне данного отклонения приводит к дальнейшему увеличению  $\epsilon'$ . Изменения в значении диэлектрической проницаемости характеризуются изменениями состояния воды в системе, что в свою очередь обусловлено отклонениями во взаимодействии воды с находящимися в ней эритроцитами. Нарушения, связанные с диабетическими состояниями, влияют на клеточные мембраны, в частности на мембраны эритроцитов. Это может приводить к активизации перекисного окисления липидов и гликированию белков. Такие деструктивные воздействия обуславливают, в частности, дегидратацию мембран эритроцитов, что отображается на изменениях в значении диэлектрической проницаемости. Применение каждого из лекарственных препаратов в отдельности и совместное воздействие экстракта из мидий и метфармина оказывают разностороннее влияние на изменения диэлектрической проницаемости  $\epsilon'$  компонент крови крыс. Это свидетельствует о перераспределении соотношения свободной и связанной воды в крови, что может быть результатом изменения степени гидратации компонент крови.

## ВПЛИВ рН НА СПЕКТРАЛЬНІ ВЛАСТИВОСТІ ОДНОСТІННИХ ВУГЛЕЦЕВИХ НАНОТРУБОК У ВОДНИХ СУСПЕНЗІЯХ

**О.Ю. Гламазда, В.О. Карачевцев, О.М. Плохотніченко, В.С. Леонтєв**

*Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б. І. Веркіна НАН України  
61103 Харків, пр. Леніна 47  
e-mail: glamazda@ilt.kharkov.ua*

Одностінні вуглецеві нанотрубки (ОВНТ) є новий клас молекулярних нанодротів, що характеризуються унікальними фізико-хімічними властивостями та мають перспективні можливості використання в нанотехнології. Завдяки своїй хімічній інертності нанотрубки можуть бути використані як елементи новітніх мініатюрних біо- та хімічних сенсорів. В залежності від діаметру нанотрубки володіють електронними властивостями напівпровідника або металу. Валентну зону та зону провідності ОВНТ формує ряд піків щільності електронних станів, між якими здійснюються переходи з поглинанням або випромінюванням фотону у напівпровідникових нанотрубках. Світіння нанотрубок спостерігається у ближньому інфрачервоному діапазоні.

У звичайних умовах об'ємного синтезу нанотрубки формують джугути та утримуються в них завдяки сильній ван-дер-ваальсовій взаємодії між окремими нанотрубками. В джугутах нанотрубки металевого типу провідності гасять світіння напівпровідникових ОВНТ. Відокремлення нанотрубок різного типу провідності найбільш успішно проводять у водних суспензіях, що можуть утворюватися при обробці ультразвуком в присутності молекул поверхнево-активних речовин (ПАР) або полімерів. Молекули ПАР або полімеру адсорбуються у розчині на гідрофобній поверхні нанотрубок та створюють захисний шар навколо нанотрубки, який перешкоджає повторній агрегації ОВНТ після завершення ультразвукового впливу. Люмінесценція нанотрубок у водній суспензії дуже сильно піддається впливу зовнішнього оточення, варіюванню поверхнево-активної речовини або типу полімеру так і властивостей розчину (рН, іонна сила і т.д.). Нами в рамках цієї роботи було зареєстровано та проведено аналіз спектрів люмінесценції ОВНТ у водному оточенні з поверхнево активними речовинами (додецил сульфат натрію та додецил бензосульфат натрію) та полімерами (ДНК та полі Ц) в діапазоні 0,85-1,45 еВ. Водневий показник суспензії (рН) варувався в широкому діапазоні від 3 до 11. Спектр люмінесценції нанотрубок складався з ряду інтенсивних широких смуг з півшириною близько 50 MeV. Кожна з смуг обумовлена світінням окремих напівпровідникових нанотрубок з заданим діаметром. При збільшенні рН розчину, у спектрі світіння ОВНТ з ПАР або полімерами спостерігалось збільшення інтенсивності та зсув смуг люмінесценції у високоенергетичний діапазон, відносно спектру світіння ОВНТ при нейтральному показнику рН. Така поведінка, можливо, обумовлена зменшенням взаємодії адсорбатів з поверхнею нанотрубки внаслідок їх депротонування та збільшення гідрофільності [1]. При зменшенні рН розчину спостерігалось зменшення інтенсивності спектрів світіння. Цей факт ми пов'язуємо зі збільшенням протонування адсорбатів та поступовим руйнуванням їх комплексів з нанотрубками [2]. В роботі обговорюються різні моделі утворення комплексів нанотрубок з полімерами та ПАР.

[1] N.Nakayama-Ratchford, S.Bangsaruntip, X.Sun, K.Welsher, and H.Dai J.Am.Chem.Soc. **129**, 2448-2449, (2007).

[2] D.Wang and L.Chen. Nano Letters, **7**, 1480-1484 (2007).

## НАНОСТРУКТУРЫ ГИБРИДОВ ПОРФИРИН-УГЛЕРОДНАЯ НАНОТРУБКА

Е. С. Заруднев, М.В. Карачевцев, С.Г. Степаньян

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

Уникальные структурные, механические и электронные свойства одностенных углеродных нанотрубок (ОУНТ) делают их перспективным материалом для создания различного вида устройств. Для эффективного использования ОУНТ как строительных блоков для нанотехнологии, нанотрубки ковалентно и нековалентно функционализируют другими органическими молекулами. Важную роль в нековалентной функционализации ОУНТ играют органические молекулы с сопряженной  $\pi$ - $\pi$  молекулярной системой, которые образуют стэкинг структуры с поверхностью нанотрубки. Функционализация ОУНТ с помощью таких важных хромофоров как порфирины может существенно расширить диапазон их практического применения: от создания на их основе преобразователей солнечной энергии до применений в медицине.

Для выполнения исследования структур гибрида порфирина-ОУНТ был выбран meso-5,10,15,20-Tetrakis-(N-methyl-4-pyridyl)porphine (ТМРУР4), который является водорастворимым представителем этого класса соединений. Эта растворимость обусловлена наличием в молекулярной структуре ТМРУР4 положительно заряженной группы в четырех положениях.

Нами был выполнен квантово-механический расчет с помощью метода DFT/M05-2X структуры комплекса порфирина с фрагментом поверхности ОУНТ с хиральностью (10,0) (диаметр 0,78 нм). Фрагмент включает 86 атомов углерода и 26 атомов водорода. Его длина составляет 2 нм. Была получена оптимальная структура такого гибрида и определена энергия взаимодействия. В таком гибриде порфириновое ядро образует  $\pi$ - $\pi$  стэкинг комплекс с поверхностью нанотрубки, а боковые пиридинные кольца располагаются под углом к поверхности. Энергия взаимодействия составила -70,8 ккал/мол.

Нами были проведены расчеты структур гибридов порфирина (ТМРУР4) с ОУНТ в водном окружении методом молекулярной динамики (программа NAMD). Для моделирования была выбрана углеродная нанотрубка хиральностью (16,0) (диаметр 1,25 нм) длиной 11,1 нм, которая помещалась в бокс с 6411 молекулами воды. На поверхности нанотрубки располагались молекулы порфирина ТМРУР4 (от одной до девяти). Предварительно энергетическая и зарядовая структура порфирина ТМРУР4 была определена с помощью квантово-механических *ab initio* расчетов структуры этой молекулы, которая затем была использована при моделировании.

При моделировании временной шаг был 1 пс и общее время достигало 10 нс. Моделирование показало, что порфирин в водной среде адсорбируется на нанотрубке и удерживается вблизи ее поверхности на расстоянии 0,37 нм. При увеличении количества молекул на поверхности нанотрубки происходит ее окружение заряженными группами, что предполагает возможность получения устойчивых водных суспензий таких гибридов нанотрубок. Таким образом, компьютерное моделирование показало, что функционализация ОУНТ с помощью воднорастворимого порфирина открывает новые пути их применения.

## ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПАР АЗОТИСТЫХ ОСНОВАНИЙ С ОДНОСТЕННЫМИ УГЛЕРОДНЫМИ НАНОТРУБКАМИ И ГРАФЕНОМ

М.В. Карачевцев<sup>1</sup>, С.Г. Степаньян<sup>1</sup>, Л. Адамович<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина 47

<sup>2</sup> Университет Аризоны, Химический факультет, Тусон, 85721, Аризона, США  
e-mail: mkarachevtsev@ilt.kharkov.ua

В настоящей работе представлены исследования взаимодействия между парами азотистых оснований с одностенными нанотрубками и графеном. Для определения структуры и энергий взаимодействия в таких комплексах были использованы методы квантовой химии MP2 и DFT (M05-2X, MPWB1K функционалы) способные эффективно учитывать невалентные взаимодействия в  $\pi$ - $\pi$  комплексах.

Установлено что А-Т и G-C Уотсон-Криковские пары азотистых оснований имеют близкие энергии взаимодействия как с одностенными углеродными нанотрубками так и с графеном. Энергия взаимодействия, рассчитанная функционалом M05-2X для комплекса трубки zigzag(10,0) и пары АТ, составила -21,4 ккал/моль, для комплекса трубки zigzag(10,0) и пары GC составила -21,1 ккал/моль. Для комплексов пар азотистых оснований с углеродной плоскостью энергии взаимодействия оказались больше (по абсолютным значениям) и составили для комплекса графен - АТ пара азотистых оснований -26,3 ккал/моль, для комплекса графен - GC пара оснований -26,2 ккал/моль.

Было показано, что взаимодействие с углеродными поверхностями не приводит к изменениям в энергиях образования водородных связей между азотистыми основаниями. Кроме того, оказалось, что энергия взаимодействия пар оснований на 7-9% ниже, чем суммарная энергия взаимодействия одиночных азотистых оснований на углеродной поверхности.

## ИССЛЕДОВАНИЕ СОЛЬВАТАЦИИ АМИНОКИСЛОТ ПРОИЗВОДНЫМИ ГЛИЦЕРИНА МЕТОДОМ МАСС-СПЕКТРОМЕТРИИ С ЭЛЕКТРОРАСПЫЛЕНИЕМ ИЗ РАСТВОРОВ

**В.Г. Зобнина<sup>1</sup>, М.В. Косевич<sup>1</sup>, А. Гомори<sup>2</sup>, К. Векей<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> *Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины,  
61103 Харьков, пр. Ленина 47*

<sup>2</sup> *Институт структурной химии Химического исследовательского центра  
Венгерской академии наук*

*II-1025 Будапешт, ул. Пустасери 59/67, Венгрия*

*e-mail: zobnina@ilt.kharkov.ua*

Сохранение сольватной оболочки биомолекул при охлаждении и криоконсервировании биологических материалов является одним из молекулярных механизмов действия криопротекторов. В данной работе была поставлена задача изучить сольватацию ряда аминокислот (пролин, гистидин, орнитин, лизин) олигомерами оксиэтилированного глицерина ОЭГ-5 – нового криопротектора, синтезированного в ИПКиК НАНУ (Харьков). В качестве экспериментального метода исследования была выбрана масс-спектрометрия с электрораспылительной ионизацией (ЭСИ). Для уменьшения вязкости раствора аминокислот в ОЭГ-5 в него добавляли метанол.

ЭСИ масс-спектры растворов бинарных систем «аминокислота – криопротектор ОЭГ-5» содержат слабоинтенсивные пики олигомеров ОЭГ-5 в протонированной форме и более интенсивные – в форме кластеров с ионами щелочных металлов  $K^+$  и  $Na^+$ . Аминокислоты в спектрах представлены в виде протонированного и катионизированного мономеров. Важным криобиофизическим результатом является наличие в масс-спектрах протонированных серий  $OЭГ_n \cdot Pro \cdot H^+$ ,  $OЭГ_n \cdot His \cdot H^+$ ,  $OЭГ_n \cdot Lys \cdot H^+$ ,  $OЭГ_n \cdot Orn \cdot H^+$ , что подтверждает взаимодействие аминокислот с олигомерами (сольватацию). Несмотря на преобладание в ЭСИ масс-спектрах катионизированных олигомеров ОЭГ-5, комплексы аминокислот с ОЭГ-5 в катионизированной форме не наблюдаются.

В условиях ЭСИ молекулы и супрамолекулярные ассоциаты, находящиеся в распыленных заряженных микроскопических каплях жидкости, подвергаются десольватации в источнике ионов масс-спектрометра. Примечательно, что в этом процессе компоненты системы аминокислота-ОЭГ-5 полностью теряют сольватную оболочку из молекул метанола, однако сольватные кластеры аминокислота-олигомер ОЭГ-5 (регистрируемые в протонированной форме) не разрушаются. Это свидетельствует о достаточно прочном связывании молекул криопротектора с аминокислотами. Стабилизация таких сольватов может осуществляться за счёт закручивания цепочек олигомера вокруг положительного иона аминокислоты. Вторым интересным фактом является отсутствие тройных комплексов «аминокислота-олигомер-ион щелочного металла» при наличии бинарных комплексов «аминокислота-ион» и «олигомер-ион», что указывает на конкуренцию между протонированной аминокислотой и одноатомными катионами за связывание с олигомерами ОЭГ-5. Таким образом, формирование в процессе криоконсервирования сольватной оболочки вокруг биомолекул, подобной наблюдаемой в масс-спектрометрическом эксперименте, является подтверждением эффективности нового криопротектора ОЭГ-5.

Данная работа выполнена при частичной поддержке гранта НАН Украины N 24/08-нано и Украинско-Венгерской программы межакадемического обмена.

## Запрошена доповідь

**ФАЗОВЫЕ И ФИЗИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ БИНАРНЫХ СИСТЕМ ВОДА–ОКСИЭТИЛИРОВАННЫЙ ГЛИЦЕРИН РАЗНОЙ СТЕПЕНИ ПОЛИМЕРИЗАЦИИ И МЕЖМОЛЕКУЛЯРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ЭТИХ СИСТЕМАХ****Е. Н. Животова<sup>1</sup>, А.В. Зинченко<sup>2</sup>, Л.Г. Кулешова<sup>2</sup>, Е.В. Духопельников<sup>3</sup>**<sup>1</sup> *Национальный фармацевтический университет  
61002 Харьков, ул. Пушкинская, 53*<sup>2</sup> *Институт проблем криобиологии и криомедицины НАН Украины  
61015 Харьков, ул. Переяславская, 23*<sup>3</sup> *Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины  
61085, Харьков, ул. Ак. Проскуры, 12  
e-mail: elzhivotova@gmail.com*

Оксиэтилированные производные глицерина различной степени полимеризации  $n$  (ОЭГ $_n$ ) в настоящий момент рассматриваются как перспективные криозащитные соединения для низкотемпературной консервации биологических объектов. Физической основой криозащитной эффективности соединения является его способность препятствовать формированию в растворе кристаллов льда, являющихся одним из основных криоповреждающих факторов, и переводить систему в стеклообразное состояние. Известно, что к затвердеванию в стеклообразном состоянии склонны вещества, формирующие межмолекулярные связи, в частности, водородные [1]. Таким образом, изучение процессов кристаллизации и стеклования в бинарных системах вода–криозащитное соединение, а также межмолекулярных взаимодействий в этих системах является необходимым этапом исследования новых криопротекторов. Подобные исследования, помимо прикладного значения, расширяют представления об общих закономерностях затвердевания систем, формирующих межмолекулярные водородные связи.

Целью настоящей работы является исследование фазовых и физических состояний бинарных систем вода–ОЭГ $_{n=5}$ , вода–ОЭГ $_{n=25}$  и вода–ОЭГ $_{n=30}$ , а также установление чисел гидратации молекул ОЭГ $_{n=5}$ , ОЭГ $_{n=25}$  и ОЭГ $_{n=30}$ . Водные растворы ОЭГ в диапазоне концентраций 0-100 % (масс.) охлаждали со средней скоростью 200 К/мин до температуры около 123 К. ДСК-термограммы регистрировали на этапе нагрева со скоростью 0,5 К/мин. На их основании построили диаграммы фазовых и физических состояний исследуемых бинарных систем. Как следует из анализа диаграмм, при низких концентрациях ОЭГ все системы затвердевают в виде смеси кристаллов льда и концентрированного стеклообразного раствора ОЭГ. Отсутствие кристаллизации части воды объясняется формированием достаточно сильных водородных связей с молекулами ОЭГ. При средних концентрациях ОЭГ системы затвердевают в полностью аморфном состоянии, а при нагреве происходит кристаллизация свободной и слабосвязанной воды. В диапазоне умеренно высоких концентраций ОЭГ $_{n=5}$ , ОЭГ $_{n=25}$  и ОЭГ $_{n=30}$ , а также высоких концентраций ОЭГ $_{n=5}$  кристаллизация не происходит ни на этапе охлаждения, ни на этапе нагрева. При высоких концентрациях ОЭГ $_{n=25}$  и ОЭГ $_{n=30}$  образуются кристаллы неводного компонента. Полученные данные подтверждены криомикроскопическими исследованиями. На основе анализа диаграмм, а также методом ИК-спектроскопии установлено количество сильно и слабосвязанных молекул воды на молекулу ОЭГ $_{n=5}$ , ОЭГ $_{n=25}$  и ОЭГ $_{n=30}$ .

Таким образом, бинарные системы вода–ОЭГ $_{n=5}$ , вода–ОЭГ $_{n=25}$  и вода–ОЭГ $_{n=30}$  склонны к затвердеванию в стеклообразном состоянии благодаря формированию водородных связей с водой. Это объясняет физический механизм криозащитной эффективности ОЭГ.

[1] А.А. Тагер Физико-химия полимеров: М.: Химия, 536 с. (1968)

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АКРИДИНОВОГО МУТАГЕНА ICR-191 С ТИМУСНОЙ ДНК

**В. В. Пащенко<sup>1</sup>, Е. Л. Ермак<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> *Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина  
61077 Харьков, пл.Свободы 4*

<sup>2</sup> *Институт радиофизики и электроники НАН Украины  
61085 Харьков, ул.Ака.Проскуры 12  
e-mail: evgenia\_e@ukr.net*

Взаимодействие различных биологически активных веществ с нуклеиновыми кислотами является предметом изучения на протяжении многих десятилетий. Присоединение небольших молекул к нуклеиновым кислотам вызвало значительный интерес к изучению мутагенов, а также разработке противоопухолевых препаратов, однако связь физико-химических и структурных свойств комплексов с их биологической активностью остается невыясненной. Значительные успехи были достигнуты в открытии структуры и свойств многих комплексов лиганд – ДНК, что внесло основной вклад в разработку более эффективных терапевтических средств для успешного лечения многих видов злокачественных опухолей. Также представляет интерес изучение производных от уже известных ранее лекарственных препаратов и мутагенов.

Акридиновый мутаген ICR-191 является аналогом известного мутагена – акридинового оранжевого. Действие этого мутагена проявляется в том, что его молекулы внедряются в ДНК и при ее удвоении вызывают либо выпадение, либо вставки отдельных оснований. В связи с этим представляет интерес исследование его взаимодействия с ДНК. В настоящее время его взаимодействие с ДНК, как и самоассоциация, изучены недостаточно. В настоящей работе методом абсорбционной спектрофотометрии исследовалась димеризация мутагена ICR-191, а также его взаимодействие с ДНК из тимуса теленка. Показано, что исследуемый краситель практически не образует димеров при исследуемых концентрациях. Рассчитаны изотермы Скетчарда для системы ICR-191 – ДНК. По изотерме Скетчарда ДНК взаимодействует с константой связывания  $\sim 10^5 \text{ M}^{-1}$ .

Также по программе оптимизации спектрофотометрических данных DALSMOD были рассчитаны параметры связывания в системе ICR-191 – ДНК во всем исследованном диапазоне длин волн. Были рассчитаны константы и величины мест связывания лиганда с ДНК, а также молярные коэффициенты экстинкции комплексов и равновесный состав смесей. Показано, что исследуемый мутаген взаимодействует с ДНК с высокой константой связывания.

## ДОСТУПНАЯ ПОВЕРХНОСТЬ ДНК В РАЗЛИЧНЫХ КОНФОРМАЦИЯХ САХАРОФОСФАТНОГО ОСТОВА: ЗНАЧЕНИЕ ДЛЯ НЕПРЯМОГО БЕЛКОВО-НУКЛЕИНОВОГО УЗНАВАНИЯ

М. Ю. Ткаченко<sup>1</sup>, Е. П. Борискина<sup>1</sup>, А. В. Шестопалова<sup>1</sup>, М. Е. Толсторуков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины  
61085, г. Харьков, ул. Ак. Проскуры 12

<sup>2</sup>Harvard-Partners Center for Genetics and Genomics, Boston, MA 02115, USA  
e-mail: allusio@gmail.com

Площадь доступной поверхности (ПДП) ДНК отражает поверхность, доступную для взаимодействия с другими молекулами, и включает в себя площади функциональных групп, доступные для образования белково-нуклеиновых контактов (группы азотистых оснований участвующие в узнавании по прямому механизму и группы сахарофосфатного остова участвующие в узнавании по непрямому механизму). В настоящее время мало внимания уделяется ПДП ДНК, в то время как такая информация может оказаться важной для понимания механизмов непрямого узнавания белками ДНК. В таких механизмах важную роль играют конформационные изменения ДНК, при которых может значительно изменяться ПДП групп сахарофосфатного остова и оснований в малом и большом желобках, что оказывает влияние на полярно-неполярный профиль молекулы в целом.

Одной из наиболее распространенных конформационных перестроек сахарофосфатного остова является переход угла гамма из классической *gauche*<sup>+</sup> в альтернативные *gauche*<sup>-</sup> и *trans* конформации. Поэтому, для исследования влияния изменения ПДП сахарофосфатного остова на белково-нуклеиновые взаимодействия, был проведен статистический анализ структурных параметров нуклеотидов с различными конформациями торсионного угла гамма сахарофосфатного остова.

Для анализа мы использовали структурные параметры ДНК, вычисленные с помощью программного пакета 3DNA/CompDNA [1, 2], и ПДП в большом и малом желобках, вычисленные с помощью программы основанной на алгоритме Higo and Go [3]. Для вычисления ПДП молекула помещается в виртуальную ячейку, затем пространство внутри ячейки заполняется кубиками с заданным размером грани. Сумма объемов кубиков находящихся внутри молекулы с половиной объемов кубиков находящихся на поверхности молекулы принимается за исключенный объем молекулы. Для вычисления ПДП Ван дер Ваальсовы радиусы атомов увеличивали на 0,1Å и пересчитывали исключенный объем для новых радиусов. Увеличение исключенного объема молекулы, деленное на 0,1, и дает значение ПДП. Увеличение разрешающей способности метода достигается путем деления поверхностных кубиков на кубики с меньшим размером грани.

Анализ ПДП атомов сахарофосфатного остова показал, что при переходе торсионного угла гамма в альтернативные конформации наиболее сильно изменяется ПДП атомов: С5', О5', О3'. При рассмотрении ПДП атомов С5', О5', О3', для нуклеотидов в различных конформациях угла гамма, мы получили, что в альтернативных конформациях угла гамма ПДП полярных атомов О3', О5' увеличивается в малой бороздке, а неполярного атома С5' – в большой. Подобная зависимость ПДП от конформации торсионного угла гамма наблюдается и для полярно-неполярного профиля всей ДНК. Такое изменение ПДП атомов может играть важную роль в непрямом узнавании, т.к. большинство белково-нуклеиновых контактов в малом желобке происходит через полярные группы сахарофосфатного остова, в то время как в большом желобке обычно реализуется механизм прямого узнавания.

[1] M. Y. Tolstorukov, R. L. Jernigan, V. B. Zhurkin J. Mol. Biol. **337**, с. 65–76 (2004).

[2] X. J. Lu, W. K. Olson Nucl. Acids Res. **31**, с. 5108–5121 (2003).

[3] J. Higo, N. Go J. Comput. Chem. **10**, 376–379 (1989).

## АНОМАЛЬНЫЙ ХАРАКТЕР ВЛИЯНИЯ ИОНОВ $Mg^{2+}$ НА ТЕРМОСТАБИЛЬНОСТЬ ДНК В ОБЛАСТИ ОБРАЗОВАНИЯ МЕТАЛЛИЗИРОВАННЫХ ФОРМ ПОЛИНУКЛЕОТИДОВ

**Е. Л. Усенко, В. А. Валеев, В.А.Сорокин**

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина 47  
e-mail: usenko@ilt.kharkov.ua*

Установлено, что в области  $pH 8,5 \div 9$  ионы  $Zn^{2+}$ ,  $Co^{2+}$  и  $Ni^{2+}$  индуцируют переход в новую конформацию, обладающую металлической проводимостью [1, 2]. Однако, природа этого перехода остаётся неясной, как и возможность его реализации в присутствии других ионов.

Методом термической денатурации изучены параметры вызванного нагреванием перехода спираль-клубок ДНК в присутствии ионов  $Mg^{2+}$  и  $Ca^{2+}$  в нейтральных ( $pH 6,5$ ) и щелочных ( $pH 8,5$ ) водных растворах (0,01 М Tris·HCl; 0,005 М NaCl).

При  $pH 6,5$  оба иона повышают температуру плавления ( $T_m$ ) ДНК вплоть до концентрации 0,001 М  $Mg^{2+}$ , что связано с кулоновским взаимодействием ионов с отрицательными зарядами на атомах кислорода фосфатных групп полимера. При  $pH 8,5$  зависимость  $T_m$  ДНК от концентрации ионов  $Ca^{2+}$  подобна наблюдаемой при  $pH 6,5$ . Ионы  $Mg^{2+}$ , также, как и ионы  $Ca^{2+}$ , повышают термостабильность ДНК. Однако при достижении их концентрацией критического значения ( $[Mg^{2+}]_{cr} = 2 \cdot 10^{-4} M$ ) знак производной  $dT_m/d[Mg^{2+}]$  скачком меняется на обратный (эффект, зарегистрированный впервые), тогда как степень спиральности и кооперативность перехода спираль-клубок вблизи этой концентрации практически не изменяются. Эти результаты позволяют предположить, что при  $[Mg^{2+}] \geq [Mg^{2+}]_{cr}$  ДНК переходит в новую конформацию, обладающую существенно меньшей термостабильностью, чем её В-форма. Так, при повышении концентрации магния от  $2 \cdot 10^{-4} M$  до  $4 \cdot 10^{-4} M$   $T_m$  понижается на  $26^\circ C$ . Этот переход характеризуется очень высокой кооперативностью ( $dT_m/d[Mg^{2+}] \sim 2 \cdot 10^5$  град/моль) и, вероятно, обусловлен катион- $\pi$ -взаимодействиями магния с азотистыми основаниями [3]. Отсутствие такого конформационного перехода в ДНК в растворах, содержащих ионы  $Ca^{2+}$ , связано, по-видимому, с их большими размерами (кристаллографические радиусы ионов  $Mg^{2+}$  и  $Ca^{2+}$  по Полингу равны соответственно  $0,65 \text{ \AA}$  и  $0,99 \text{ \AA}$ ), не позволяющими сформировать ионами новую устойчивую конформацию.

[1] J.S.Lee, L.J.P.Latimer, R.S.Reid Biochem.Cell Biol. **71**, 162-168 (1993)

[2] A.Rakitin, P.Aich, C.Papadopoulos, Yu.Kobzar, A.S.Vedeneev, J.S.Lee, J.M.Xu Phys.Rev. Letters. **86**, 3670-3673 (2001).

[3] L.M. McFail-Isom, X.Shui, L.D.Williams Biochemistry. **37**, 17105-17111 (1998).

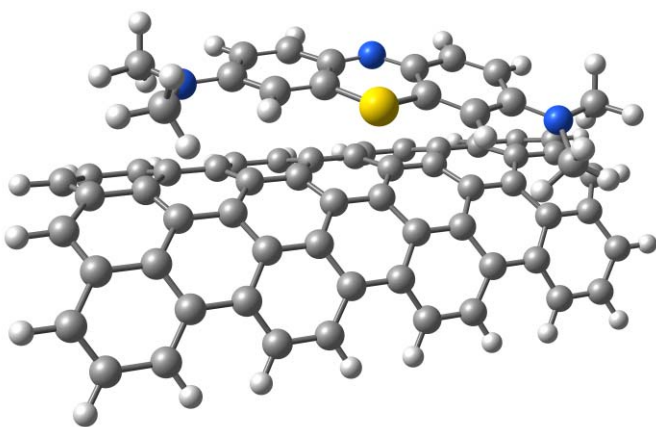
## ОСОБЕННОСТИ МЕЖМОЛЕКУЛЯРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В КОМПОЗИТАХ НАНОТРУБОК С КРАСИТЕЛЕМ МЕТИЛЕНОВЫМ ГОЛУБЫМ

**В.В. Чаговец<sup>1</sup>, С.Г. Степаньян<sup>1</sup>, М.В. Косевич<sup>1</sup>, В.А. Карачевцев<sup>1</sup>, Л. Адамович<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б. І. Веркина НАН України  
61103 Харків, пр. Леніна 47

<sup>2</sup>Університет Аризони  
Туссон, Аризона 85721, США  
e-mail: vchagovets@ilt.kharkov.ua

Композити на основі нанотрубок (НТ) і хромофорів являються перспективними матеріалами для створення біосенсорів і сонячних батарей. Цілью настоящей роботи явилось дослідження міжмолекулярних взаємодій в композитах, состоящих из НТ и популярного катионного красителя метиленового голубого (МГ). Композит из многостенных НТ и МГ готовили путем обработки водного раствора НТ ультразвуком с последующим добавлением водного раствора МГ. Исследование с помощью лазерно-десорбционной масс-спектрометрии пленки композита, высушенной на подложке из нержавеющей стали, показало присутствие в спектрах интенсивного сигнала катиона МГ в невосстановленной форме, т.е. в группе пиков молекулярного иона наиболее интенсивным был пик, соответствующий катиону МГ, а остальные интенсивности в группе соответствовали изотопному распределению. Последнее, в соответствии с данными наших предыдущих исследований [1], указывает на мономолекулярную адсорбцию катиона МГ на поверхности НТ.



Для оценки энергии взаимодействия красителя с нанотрубкой и определения структурных характеристик комплекса были выполнены *ab initio* квантово-химические расчеты. Расчеты проводили с помощью метода DFT M05-2X, позволяющего учитывать стэкинг-взаимодействие, с базисом 6-31++G(d, p). Рассматривали две модельные системы: катион МГ, адсорбированный на поверхности фрагмента одностенной НТ и, для сравнения, на поверхности графена. Оценочный расчет показал допустимость

замены НТ ее фрагментом, содержащим 55 атомов углерода.

В результате оптимизации геометрии ассоциата МГ-НТ была получена структура, приведенная на рисунке. Расчет позволил выявить достаточно высокую энергию взаимодействия МГ с НТ, составившую  $-159,0$  кДж•моль<sup>-1</sup>. Энергия взаимодействия МГ с фрагментом графена оказалась выше –  $-176,0$  кДж•моль<sup>-1</sup>, что позволяет предположить, что МГ тем сильнее будет взаимодействовать с углеродной нанотрубкой, чем больше будет ее радиус, т.к. графен является предельным случаем НТ с бесконечным радиусом.

При анализе граничных орбиталей системы МГ-НТ было обнаружено, что они распространяются на обе молекулы, т.е. между ними возможен перенос электрона.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов УНТЦ #4918 и НАН Украины N 8-4918/08-УНТЦ.

1. M.V. Kosevich, V.V. Chagovets, I.V. Shmigol, S.V. Snegir, O.A. Boryak, V.V. Orlov, V.S. Shelkovsky, V.A. Pokrovskiy, A. Gomory J. Mass Spectrom. **43**, 1402–1412 (2008).

## EFFECT OF EUROPIUM COORDINATION COMPLEXES ON KINETICS OF HEMOGLOBIN ADSORPTION ONTO LIPID BILAYERS

**O.K. Kutsenko<sup>1</sup>, V.M. Trusova<sup>1</sup>, G.P. Gorbenko<sup>1</sup>, T. Deligeorgiev<sup>2</sup>, A. Vasilev<sup>2</sup>, N. Gagjev<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> V.N. Karazin Kharkiv National University  
61077 Kharkiv, 4 Svobody Sq., Ukraine

<sup>2</sup> Department of Applied Organic Chemistry, Faculty of Chemistry  
University of Sofia, Bulgaria  
e-mail: olzk@mail.ru

Lanthanide coordination complexes have found numerous applications in a number of areas, including laser techniques, fluorescent analysis, biomedical assays. Likewise, they exhibit antitumor and fungicidal properties [1,2]. Eu(III) tris- $\beta$ -diketonato complexes (EC) are newly synthesized compounds with high anticancer activity. It is hypothesised that biological effects of lanthanide coordination complexes are largely determined by their membranotropic action. In view of this it seems of interest to examine the influence of these compounds on the interaction between the major membrane constituents – proteins and lipids. In the present work our attention was focused on investigation of EC effect on kinetics of Hb adsorption onto phospholipid membranes composed of zwitterionic lipid phosphatidylcholine (PC) and anionic lipid cardiolipin (CL).

Hb-lipid complexation proceeds through several stages. First, protein binds to a lipid bilayer via hydrophobic and weak electrostatic forces. Second, Hb conformation and membrane structure undergo interdependent changes. Third, protein stimulates free radical processes in a lipid phase.

Hb association with PC/CL model membranes was followed by the decrease of protein absorbance in Soret band (maximum at 406 nm). This finding was interpreted as arising from modification of heme structural state coupled with lipid peroxidation processes. Experimentally observed kinetic curves were analyzed in terms of monoexponential model (Eq. 1).

$$y = A_1 \cdot \exp\left(-\frac{x}{t_1}\right) + y_0 \quad (1)$$

Analysis of the kinetic parameters presented in Table 1 indicates that EC incorporation into lipid phase resulted in increased characteristic time ( $t_1$ ) of Hb absorbance changes. This may be explained at least by two reasons: i) EC ability to act as free radical scavengers, ii) competition between EC and Hb for the membrane free volume, iii) EC-induced alterations in Hb structure and lipid-associating properties.

Table 1. Kinetic parameters of Hb-lipid binding

System	$y_0$	$A_1$	$t_1$ , minutes
Control	0.44±0.01	0.14±0.01	17.2±1.8
EC1	0.61±0.01	0.08±0.01	25.9±1.8
EC2	0.32±0.10	0.24±0.10	86.9±45.3
EC3	0.46±0.02	0.13±0.02	35.5±10.9
EC4	0.61±0.01	0.08±0.01	18.2±5.5
EC5	0.54±0.03	0.14±0.03	46.6±15.5
EC6	0.48±0.01	0.11±0.01	28.3±6.3

As seen in Table 1, the agents under study exhibited different ability to modify Hb-lipid complexation which can be attributed to the differences in chemical structure of europium compounds, their membrane affinity, the extent of bilayer penetration and perturbation.

[1] G. Momekov, T. Deligeorgiev, A. Vasilev, K. Peneva, S. Konstantinov, M. Karaivanova, *Med. Chem.* **2**, 439-445 (2006)

[2] R.S. Prosser, H. Bryant, R.G. Bryant, R.R. Vold, *Journal of Magnetic Resonance* **141**, 256-260 (1999)

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРОИЗВОДНЫХ ПОЛИЭТИЛЕНГЛИКОЛЯ С ИОНАМИ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ И АМИНОКИСЛОТОЙ ПРОЛИНОМ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ МЕХАНИКИ

**В.В. Чаговец, В.Г. Зобнина, М.В. Косевич**

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина 47  
e-mail: vchagovets@ilt.kharkov.ua*

Проблема молекулярных механизмов действия криопротекторов остается не решенной до конца и важной как с точки зрения фундаментальных знаний о процессах, происходящих при замораживании стеклюющихся веществ, так и с точки зрения практического применения криопротекторов при криоконсервировании. Один из интересных вопросов состоит в выяснении структурных особенностей молекул, препятствующих фазовому разделению системы при ее охлаждении.

Целью данной работы явилось применение методов молекулярной механики (с использованием силового поля CHARMM) для моделирования структуры комплексов гибких полимерных молекул на основе полиэфиров с ионами щелочных металлов и аминокислотами. Объектами исследования были олигомеры синтетического криопротектора - оксиэтилированного глицерина со средней степенью полимеризации 5 (ОЭГ-5), ионы  $\text{Na}^+$  и  $\text{K}^+$ , входящие в состав криозащитных сред, а также аминокислота пролин. Постановка задачи основывалась на данных, полученных нами ранее при масс-спектрометрическом исследовании ОЭГ-5 [1], в котором были зарегистрированы стабильные ассоциаты ОЭГ-5 с катионами  $\text{Na}^+$  и  $\text{K}^+$ , протонированные комплексы олигомеров с пролином.

В результате моделирования комплексов ОЭГ-5 с катионами  $\text{Na}^+$  и  $\text{K}^+$  были получены структуры, в которых молекулы олигомеров были навиты вокруг положительно заряженного иона, образуя с ним множественные контакты посредством атомов кислорода, несущих частичный отрицательный заряд. При достаточной длине цепочек олигомеров образующаяся квазициклическая конформация была подобна структуре краунэфиров, которые, как известно, характеризуются высокой избирательностью по отношению к ионам щелочных металлов. Благодаря образованию полидентатных комплексов катион достаточно прочно удерживается молекулами ОЭГ-5 в газовой фазе (вакууме). Аналогичные циклические структуры супрамолекулярных комплексов полиэтиленгликоля (ПЭГ) с ионами были изучены в серии работ группы Бауэрса [2]. Полученные нами результаты свидетельствует о том, что свойства ОЭГ могут быть близки к свойствам ПЭГ, фрагмент которого входит в состав ОЭГ. На следующем этапе комплекс ОЭГ-ион был помещен в кластер молекул воды. Эволюция системы привела к расплетанию молекулы ОЭГ-5 и некоторому отдалению катиона. Аналогичные результаты были получены для системы ОЭГ – пролин.

Подобные свойства могут свидетельствовать в пользу ОЭГ как криопротектора, поскольку в жидком состоянии, находясь в составе водных растворов, ОЭГ не препятствует гидратации ионов и биомолекул. При замораживании системы, как известно, вода выделяется в отдельную фазу и на первый план может выйти свойство ОЭГ образовывать устойчивые комплексы с биомолекулами, сохраняя их сольватную оболочку, и удерживать ионы щелочных металлов, предотвращая их концентрирование.

[1] М.В. Косевич, В.Г. Зобнина, Е.Н. Животова и др. Масс-спектрометрия, **6**, 7-20 (2009).

[2] T. Wyttenbach, G. von Helden, M.T. Bowers Int. J. Mass Spectrom. Ion Proc. **165/166**, 377-390 (1997)

## ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ГИДРАТАЦИЯ КОМПЛЕКСА ДНК-ПРОФЛАВИН

Д.А. Песина<sup>1</sup>, О.В. Хорунжая<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина  
61077 Харьков, пл. Свободы 4

<sup>2</sup>Институт радиофизики и электроники имени А.Я. Усикова НАН Украины  
61085 Харьков, ул. Ак. Проскуры 12  
e-mail: dashapesina@gmail.com

Ранее было установлено, что аминокридиновые красители проявляют мутагенные и канцерогенные свойства. Поскольку ДНК играет ключевую роль в процессах репликации и биосинтеза белка, ее модификация при взаимодействии с этими соединениями оказывает сильное влияние на клеточный метаболизм, замедляя, а в некоторых случаях и прекращая рост клеток. Поэтому представляется важным выяснение природы взаимодействия между ДНК и аминокридиновыми красителями, к которым относится профлавин. Его структурная формула представлена на рис.1.

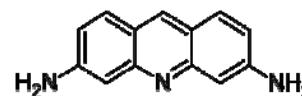


Рис. 1. Структурная формула профлавина

Как известно, взаимодействие между нуклеиновыми кислотами и водой является одним из важных факторов, которые определяют их структуру и физико-химические свойства. Было показано, что молекулы воды принимают непосредственное участие в комплексообразовании в качестве водных мостиков между атомными группами лигандов и ДНК. Конкурируя с молекулами растворителя, молекулы лиганда при контакте с ДНК значительно изменяют число молекул воды, доступных для нуклеиновой кислоты. Однако роль воды при связывании небольших лигандов с ДНК изучена недостаточно. Знание гидратации комплекса ДНК-лиганд позволяет, например, выбрать адекватную модель комплекса среди предложенных методами компьютерного моделирования.

Целью настоящей работы является получение данных о диэлектрических свойствах и степени гидратации профлавина и комплекса ДНК-профлавин путем измерения комплексной диэлектрической проницаемости водных растворов этих веществ в диапазоне миллиметровых длин волн ( $\lambda = 7,6$  мм) с помощью оригинального дифференциального диэлектрометра.

Показано, что процесс комплексообразования сопровождается изменением диэлектрических свойств раствора. Связывание части молекул воды с молекулами профлавина и изучаемым комплексом приводит к некоторому снижению диэлектрической проницаемости раствора в диапазоне КВЧ, пропорциональному степени гидратации.

Установлено, что молекула профлавина связывает 7-8 молекул воды, а на один нуклеотид в комплексе ДНК-профлавин при  $P/D = 9$  приходится около 20 молекул связанной воды, которые вследствие взаимодействия с растворенным веществом имеют сниженную подвижность. Обнаружено увеличение степени гидратации комплекса на  $\sim 3$  молекулы связанной воды по сравнению с суммарным значением гидратации компонентов, составляющим 17 молекул воды на нуклеотид (16 молекул воды на нуклеотид чистой ДНК и  $\sim 1$  молекула воды за счет профлавина при  $P/D = 9$  на нуклеотид ДНК).

Представленные результаты сравниваются с известными литературными данными, полученными другими методами.

## КОЛИЧЕСТВЕННАЯ ОЦЕНКА ОПТИМАЛЬНОЙ СКОРОСТИ ОХЛАЖДЕНИЯ СУСПЕНЗИИ МИКРООРГАНИЗМОВ *SACCHAROMYCES CEREVISIAE*

**В.В. Марущенко, А.Ю. Сиренко**

*Институт проблем криобиологии и криомедицины НАН Украины,  
61015 Харьков, ул. Переяславская 23  
e-mail: gordienko@gala.net*

На основе общей термодинамической теории кристаллообразования в бинарных растворах [1] определена зависимость между пересыщением внутриклеточного раствора ( $\tilde{c}(T) - c^{in}$ ) и средним временем  $\bar{t}$ , по истечении которого в суспензии дрожжеподобных грибов *Saccharomyces cerevisiae* в физиологическом растворе начинается внутриклеточная кристаллизация:

$$\bar{t} = K \exp \left[ \frac{B}{[\tilde{c}(T) - c^{in}]^2} \right],$$

где  $\tilde{c}(T)$  - молярная концентрация внеклеточного раствора, при которой температура плавления этого раствора равна  $T$  (кривая плавления),  $c^{in}$  - концентрация внутриклеточного раствора,  $B = \frac{16\pi v_i^2 \sigma^3}{3kT(RT)^2 v_w^2}$ ,  $v_i$  - объем молекулы воды в кристаллической фазе,  $v_w$  -

молекулярный объем воды в жидкой фазе,  $\sigma$  - коэффициент поверхностного натяжения границы раздела твердой и жидкой фаз,  $k$  - постоянная Больцмана,  $R$  - универсальная газовая постоянная,  $T$  - абсолютная температура. Вид функциональной зависимости предэкспоненциального множителя  $K$  в выражении для вероятности внутриклеточного льдообразования от пересыщения внутриклеточного раствора установлен, исходя из общей теории процессов активационного типа:  $K = \text{const} / [\tilde{c}(T) - c^{in}]^2$ .

Путем численного решения уравнений Кедем-Качальского в модификации [2], описывающих кинетику обезвоживания клеток при различных скоростях охлаждения клеточной суспензии, с учетом известных данных о транспортных и геометрических характеристиках дрожжеподобных грибов *Saccharomyces cerevisiae* определена зависимость пересыщения внутриклеточного раствора этих клеток от времени при их замораживании с разными скоростями охлаждения.

На основе сопоставления двух указанных выше зависимостей определена оптимальная для криоконсервирования суспензии *Saccharomyces cerevisiae* с точки зрения двухфакторной теории криоповреждения скорость охлаждения, и указан универсальный алгоритм определения этой скорости для других микроорганизмов.

[1] Я.И.Френкель Кинетическая теория жидкости.-Ленинград:Наука, 592с. (1975)

[2] С.О. Гордієнко, О.І. Гордієнко, В.В. Марущенко Біофіз. Вісник, **21(2)**, 75-80 (2008)

**Фізика наноструктур та низьковимірних систем при низьких температурах****Запрошена доповідь****МІКРОКОНТАКТНА СПЕКТРОСКОПІЯ – ВІД ФУНДАМЕНТАЛЬНИХ ДО НАНОФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ****Ю.Г.Найдюк**

*Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б. І. Веркіна  
61103 Харків, пр. Леніна 47  
e-mail: naidyuk@ilt.kharkov.ua*

У 1974 р. академіком НАН України І. К. Янсоном із співробітниками був відкритий метод мікроконтактної спектроскопії (МКС), який незабаром став потужним інструментом для вивчення взаємодії електронів провідності із квазічастинковими збудженнями в металевих системах [1-3]. В даний час МКС широко застосовується для дослідження взаємодії електронів провідності з різними типами квазічастинкових збуджень в металах і сплавах. Розвиток досліджень в області МКС дав поштовх вивченню надпровідників за допомогою точкових контактів, а саме, використання ефекту андріївського віддзеркалення в балістичних точкових контактах між нормальним металом і надпровідником дає змогу визначити енергетичну щільність в спектрі електронних збуджень надпровідника.

Піонерські результати отримані в області МКС дали імпульс новим науковим напрямкам пов'язаним не лише з дослідженням фундаментальних властивостей провідників і надпровідників, але стали основою для вивчення електричних і магнітних властивостей наносистем, оскільки мікроконтакт сам по собі є нанооб'єктом, так як його розміри складають, як правило, біля 10 нм. При цьому в контакті досягається рекордна густина струму до  $10^{14}$  А/м<sup>2</sup> без істотного розігріву, завдяки тому що електрони і фонони мають довжину пробігу більше розмірів контакту і здійснюють ефективне відведення надлишкової енергії. В результаті, МКС дозволяє досліджувати властивості матеріалів при надвисокій густині струму, що може представляти великий практичний інтерес особливо в мікроелектроніці при подальшому просуванні в нанометрову область.

Прогрес в дослідженнях по МКС дав змогу використовуючи метод створення, так званих, розломних контактів досягти мінімального розміру контакту, а саме, створити, як одноатомний контакт так і одноатомний ланцюжок атомів, що дозволяє вивчати прояв виключно квантових ефектів в провідності таких об'єктів [4].

В доповіді будуть представлені, як вище згадані приклади використання методу МКС для фундаментальних та нанофізичних досліджень, так і останні результати щодо вивчення наноконтактів з магнітних матеріалів [5], розробки мікроконтактних сенсорів [6] та інше.

[1] И. К. Янсон, А. В. Хоткевич, Атлас микроконтактных спектров электрон-фононного взаимодействия в металлах (Наукова Думка, Киев, 1986).

[2] Ю. Г. Найдюк, И. К. Янсон, Микроконтактная спектроскопия (Знание, Москва, 1989), arXiv:physics/0312016.

[3] Yu. G. Naidyuk and I. K. Yanson, Point Contact Spectroscopy (Springer, New York, 2005).

[4] J.M.Krans, J.M.van Ruitenbeek, V.V.Fisun, I.K.Yanson, and L.J.de Jongh, The signature of conductance quantization in metallic point contacts. Nature, **375**, 767 (1995).

[5] I. K.Yanson, Yu. G. Naidyuk, V. V. Fisun, A. Konovalenko, O. P. Balkashin, L. Yu. Triputen, V. Korenivski, Surface Spin-Valve Effect, Nano Letters, **7**, 927 (2007), arXiv:cond-mat/0703341.

[6] G. V. Kamarchuk, I. G. Kolobov, A. V. Khotkevich, I. K. Yanson, A. P. Pospelov, I. A. Levitsky, W. B. Euler, New chemical sensors based on point heterocontact between single wall carbon nanotubes and gold wires, Sensors and Actuators B: Chemical, **134**, 1022 (2008).

## ОБНАРУЖЕНИЕ СПИН-ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРЫ В МИКРОКОНТАКТАХ ФЕРРОМАГНЕТИК-НЕМАГНИТНЫЙ МЕТАЛЛ

Л.Ю. Трипутень

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
61103 г. Харьков, пр. Ленина 47  
e-mail: triputen@ilt.kharkov.ua*

Ранее нами было установлено [1], что в микроконтактах образованных между немагнитным металлом (N) и одиночной пленкой ферромагнетика (F) реализуется поверхностный спиновый вентиль (вследствие слабого обменного взаимодействия между поверхностным слоем и внутренними слоями ферромагнитной пленки). Этот вентиль по своим статическим и динамическим свойствам подобен широко изучаемым трехслойным спиновым вентилям типа  $F_{\text{free}}\text{-N-}F_{\text{fixed}}$ . На первых производных ВАХ рассматриваемых контактов наблюдается петля гистерезиса с двумя уровнями сопротивления, которые обусловлены эффектом гигантского магнитосопротивления. Уровни гистерезиса соответствуют параллельной (P) и антипараллельной (AP) ориентации намагниченности поверхностного слоя пленки по отношению к массиву. На некоторых  $dV/dI(V)$  характеристиках контактов впервые обнаружен гистерезис с тремя устойчивыми состояниями. Появление третьего промежуточного уровня сопротивления, который расположен приблизительно посередине между P и AP уровнями, мы объясняем возникновением вихревой магнитной структуры спинов в области контакта. Образование вихревой структуры инициируется магнитным полем транспортного тока и циркулярной геометрией контакта.

[1] I.K. Yanson, Yu.G. Naidyuk, V.V. Fisun, A. Konovalenko, O.P. Balkashin, L.Yu. Triputen and V. Korenivski, Nano Letters, 7, 927 (2007).

## ВЛИЯНИЕ НАНОЧАСТИЦ $\text{TiO}_2$ НА ОПТИЧЕСКИЕ И НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ KDP

И.М. Притула<sup>1</sup>, А.В. Косинова<sup>1</sup>, М.И. Колыбаева<sup>1</sup>, В.М. Пузиков<sup>1</sup>,  
В.Я. Гайворонский<sup>2</sup>, М.А. Копыловский<sup>2</sup>, Ю.В. Громов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Институт монокристаллов НАН Украины*

*61001, Харьков, пр. Ленина 60*

<sup>2</sup> *Институт физики НАН Украины*

*03028, Киев, пр. Науки 46*

*e-mail: Annett@isc.kharkov.ua*

Монокристаллы типа KDP находят широкое применение в современной оптоэлектронике и лазерной технике. Введение различного рода примесей позволяет целенаправленно воздействовать на функциональные свойства кристаллов и открывает новые возможности их применения [1].

В настоящей работе представлены результаты исследований наночастиц анатаза  $\text{TiO}_2$  на оптические и нелинейно-оптические (НЛО) свойства кристаллов KDP.

Чистые и допированные кристаллы KDP выращивались методом снижения температуры. В процессе роста захват частиц  $\text{TiO}_2$  размером 5-15 нм осуществлялся преимущественно пирамидальными секторами роста. Установлено, что наночастицы в концентрации  $10^{-3}$ - $10^{-5}$  масс. % в растворе не оказывают влияния на скорость роста кристаллов как в направлении [001], так и в направлении [100]. Анализ рентгенографических данных показал, что в процессе выращивания происходит захват наночастиц границами между пакетами слоев роста. При этом в допированных кристаллах наблюдается относительное увеличение параметров кристаллической решетки. На основе данных ИК-спектроскопии выдвинуты предположения относительно взаимодействия наночастиц с кристаллической матрицей. Исследованы прочностные свойства допированных монокристаллов (лазерная прочность, микротвердость Виккерса, микрохрупкость). В результате исследования легированных кристаллов в поляризованном сходящемся свете вдоль направления [001] установлено, что наличие наночастиц приводит к появлению в кристаллах аномальной двуосности 9-12'. Данное значение является приемлемым для использования выращенных кристаллов в устройствах оптоэлектроники.

В кристаллической матрице KDP установлено проявление эффекта гигантского НЛО эффекта, связанного с присутствием наночастиц анатаза. Наблюдаемый эффект обусловлен взаимодействием сильно дефектной структуры  $\text{TiO}_2$  с протонной подсистемой матрицы. Кроме того, введение наночастиц в матрицу KDP приводит к возникновению в кристалле дефокусирующих свойств. Наличие большого НЛО отклика в кристаллах KDP: $\text{TiO}_2$  указывает на возможность создания новых эффективных гетерогенных систем.

[1] В. Kahr, R.W. Gurney Chem. Rev. **101**, 893 (2001).

## НЕОДНОРОДНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРИМЕСИ ПО ОБЪЕМУ НАНОКРИСТАЛЛА (ВОСХОДЯЩАЯ ДИФФУЗИЯ)

**В.В. Семицько, А.А. Масалов, О.Г. Вягин, И.И. Ганина, Ю.В. Малюкин**

*Институт сцинтилляционных материалов НАН Украины  
61001 Харьков пр. Ленина 60  
e-mail: vladislav\_phd@mail.ru*

Нанокристаллы  $Y_2SiO_5:Pr^{3+}$  были получены золь – гель методом. Показано, что для данных нанокристаллов имеет место более низкий порог концентрационного тушения  $^1D_2 \rightarrow ^3H_4$  люминесценции, чем для объемных кристаллов, зависящий от времени отжига. Анализ кривых затухания показал, что в нанокристалле  $Y_2SiO_5:Pr^{3+}$  уже при 0.1 ат.% формируется значительное количество пар ионов празеодима, что ни при каких условиях не наблюдалось в объемных кристаллах при той же концентрации примеси. Полученные результаты позволили сделать вывод о том, что в указанных нанокристаллах присутствует существенная неоднородность в распределении примеси и имеет место ее сегрегация в приповерхностном слое.

Подобная сегрегация примеси может быть вызвана релаксацией напряжений, вызванных примесным центром в неоднородном поле упругих напряжений нанокристалла. Обсуждаются возможные причины возникновения неоднородности в распределении упругих напряжений в малой частице, предложены модели, объясняющие это явление и сделаны соответствующие оценки.

[1] Gorsky W.S. //Phys. Zs. Sowjet. **457**, 8 (1935)

[2] Косевич А.М. // Успехи физических наук. **509-532**, т.114, вып.3 (1974)

[3] Малюкин Ю.В. и др. // Письма в ЖЭТФ **212-216**, 84 (4), (2006)

## НАНОПЛЕНКИ ГРАФИТА И ДИСЕЛЕНИДА НИОБИЯ. УСТОЙЧИВОСТЬ И КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ.

К. В. Кравченко

Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина 47  
e-mail: [kravchenko@ilt.kharkov.ua](mailto:kravchenko@ilt.kharkov.ua)

Кристаллы с сильной анизотропией межатомного взаимодействия и упругих свойств являются перспективными материалами современных нанотехнологий, в частности для создания нанопленок и нанотрубок. Ярким примером таких соединений являются графит и соединения на его основе, а также дихалькогениды переходных металлов. Объяснение особенностей поведения большинства физических характеристик данных соединений невозможно без последовательного микроскопического анализа их фононных спектров, поскольку многие из интересующих исследователей процессов либо прямо обусловлено колебаниями решетки, либо происходит при участии фононов. Особенную важность при создании нанообъектов играет определение устойчивости кристаллической структуры при уменьшении размеров образца.

В работе предложены модели графита и диселенида ниобия на основе которых детально, на микроскопическом уровне проанализированы фононные спектры графитовых нанопленок, начиная с биграфена, а также нанопленок диселенида ниобия, состоящих из нескольких структурных элементов данного соединения (т.н. «сэндвичей»). Рассчитаны парциальные вклады в фононную плотность состояний от смещений атомов вдоль направлений сильной и слабой связи (т.е. вдоль слоев и перпендикулярно к ним). Показано проявление квазидвумерных особенностей в спектрах данных соединений (как массивных образцов, так и нанопленок). Высокая точность описания фононных спектров рассматриваемых соединений подтверждается практически полным совпадением наших расчетов с данными нейтронографических, акустических и оптических экспериментов.

Для каждого из вышеназванных соединений рассчитаны его основные колебательные характеристики, в частности температурные зависимости среднеквадратичных амплитуд смещений массивных образцов и нанопленок вдоль различных кристаллографических направлений, которые позволяют оценить устойчивость нанопленок графита и диселенида ниобия при разных температурах.

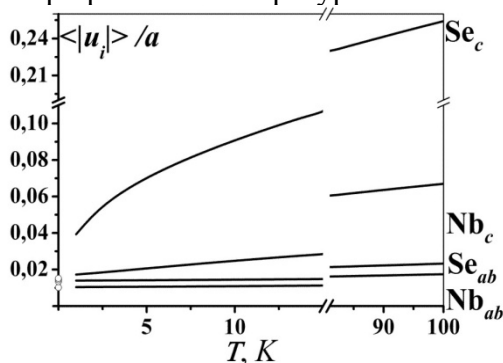


Рис. 1

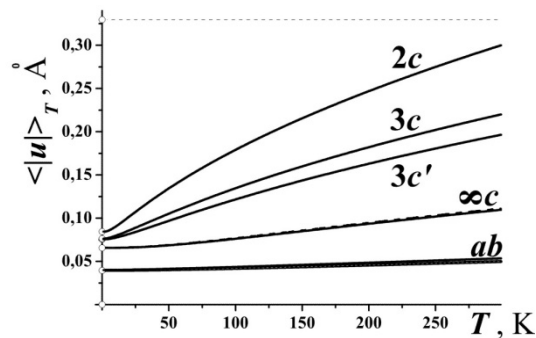


Рис. 2

Так на Рис.1 представлены температурные зависимости среднеквадратичных амплитуд атомных смещений вдоль оси  $c$  и вдоль плоскости  $ab$  нанопленки  $\text{NbSe}_2$ , состоящей из одного трехслойного «сэндвича», а на Рис.2 зависимость среднеквадратичных амплитуд атомных смещений вдоль оси  $c$  для графитовых нанопленок, состоящих из двух (биграфен) и трех графеновых монослоев. Видно, что во втором случае структура устойчива вплоть до комнатных температур, а в первом теряет устойчивость при  $T \approx 10-15$  К.

## ПЕРИОДИЧЕСКИЙ РЕЖИМ ПЛАВЛЕНИЯ ТОНКОЙ ПЛЕНКИ СМАЗКИ

**А.В. Хоменко, Я.А. Ляшенко**

*Сумский государственный университет,  
40007 Сумы, ул. Римского-Корсакова, 2  
e-mail: khom@phe.sumdu.edu.ua, nabla04@ukr.net*

В работе [1] предложена теория плавления ультратонкой пленки смазки между двумя атомарно-гладкими поверхностями, основанная на уравнениях аппроксимации вязкоупругой среды. Проведен учет флуктуаций температуры, напряжений и деформации [2]. Однако переходы между обнаруженными режимами трения имеют случайный характер. В экспериментах наблюдается режим, в котором эти переходы периодичны. Данная работа предпринята с целью описания такого режима. Получена двухпараметрическая система, сводящаяся к единственному дифференциальному уравнению второго порядка, описывающему реактивно-диссипативный режим при плавлении смазки. Определены параметры, при которых в процессе релаксации реализуются затухающие колебания. Так как в процессе колебаний напряжения постоянно увеличиваются/уменьшаются, данная ситуация отвечает периодическому прерывистому режиму трения. При учете флуктуаций в указанном случае показано, что периодический режим сохраняется с течением времени, поскольку действие флуктуаций постоянно переводит конфигуративную точку на фазовой плоскости на соседнюю фазовую траекторию.

[1] A.V. Khomenko, O.V. Yushchenko, Phys. Rev. E, **68**, 036110 (2003).

[2] А.В. Хоменко, Я.А. Ляшенко, ЖТФ, **77**, 137 (2007).

## ВЛАСТИВОСТІ КВАЗІСТАЦІОНАРНИХ СТАНІВ ЕЛЕКТРОНА У ПРОСТІЙ ВІДКРИТІЙ ЦИЛІНДРИЧНІЙ КВАНТОВІЙ ТОЧЦІ

**М.М. Довганюк, О.М. Маханець**

*Чернівецький національний університет ім. Ю. Федьковича*

*58012 Чернівці, вул. Коцюбинського, 2*

*e-mail: .ktf@chnu.edu.ua*

Сучасні експериментальні можливості, зокрема методи іонного заміщення та метал-органічної епітаксії, дозволяють вирощувати напівпровідникові квантові дроти з аксіальною гетероструктурою [1]. У залежності від взаємного розташування напівпровідникових матеріалів, що реалізують гетеросистему, розрізняють квантово-обмежені (закриті) та резонансно-тунельні (відкриті) структури. Перспективи використання закритих квантових точок (КТ), що розташовані у квантових дротах (КД), в якості елементної бази квантового комп'ютера неодноразово обговорювалися в літературі [2]. Проте останніми роками значно збільшилася кількість досліджень відкритих або резонансно-тунельних напівпровідникових гетероструктур. Це пов'язано з унікальними можливостями їхнього застосування для виготовлення польових транзисторів, діодів та квантових каскадних лазерів [3].

Для розрахунку спектральних параметрів електрона в резонансно-тунельних структурах в абсолютній більшості робіт використовується метод ефективних мас [4] та модель прямокутних потенціальних бар'єрів. Часто для спрощення громіздких аналітичних розрахунків, прямокутні бар'єри апроксимуються  $\delta$ -подібними [4], хоча априорі відомо, що такого роду апроксимація приводить до значної втрати точності розрахунку спектральних характеристик квазістаціонарних станів (КСС) електрона. Тому необхідно вяснити наскільки великі похибки виникають в розрахунках величин спектральних параметрів, що визначаються  $\delta$ -бар'єрною моделлю, в порівнянні з моделлю прямокутних потенціалів в резонансно-тунельних структурах з типовими фізичними і геометричними параметрами.

В серії теоретичних робіт розрахунок та оцінка резонансних енергій та резонансних ширин квазістаціонарних станів електрона виконувались через коефіцієнт прозорості [4] або методом  $S$  – матриці [5]. Крім того, як показано в представленій роботі, вони визначаються відповідними параметрами функції розподілу  $W$  (по енергії) густини імовірності знаходження електрона в резонансно-тунельних структурах.

У роботі встановлено, що у відкритій квантовій точці (ЦКТ) у КД з потужними та співрозмірними бар'єрами спектральні параметри КСС електрона, визначені трьома методами ( $W, D, S$ ) співпадають між собою. У відкритій ЦКТ з малопотужними бар'єрами або малим співвідношенням  $\Delta_1 / \Delta_2$  величини резонансних енергій та резонансних ширин КСС найбільш адекватно визначаються функцією розподілу (по енергії) густини ймовірності знаходження електрона  $W(E)$ , а природна границя між квазізв'язаними та квазівільними станами визначається критичним значенням відношення  $\Delta_1^{(k)} / \Delta_2^{(k)}$  товщин бар'єрів, при якому закінчується область визначення спектральних параметрів  $\Gamma_{n_z n_\rho m}^{(D)}$ ,  $E_{n_z n_\rho m}^{(D)}$  методом коефіцієнта прозорості.

[1]. C. Thelander, P. Agarwal, S. Brongersma et al. *Materialstoday*, 28-35, 9 (10) (2006).

[2]. Xuedong Hu and S. Das Sarma *Phys. Rev. A*, 062301, 61 (6) (2000).

[3]. Алферов Ж.И., Асеев А.Л., Гапонов С.В., Копьев П.С. и др. *Нано- и микросистемная техника*, 3-13, 8 (2003).

[4]. И.В. Беляева, Е.И. Голант, А.Б. Пашковский. *ФТП*, 31, 137 (1997).

[5]. М.В. Ткач, О.М. Маханець, А.М. Гришук. *УФЖ*, 50 (12), 1288-1295 (2005).

## ЕНЕРГЕТИЧНИЙ СПЕКТР ЕКСИТОНА В ЦИЛІДРИЧНІЙ КВАНТОВІЙ ТОЧЦІ CdS

А. М. Грищук, С. І. Покутній

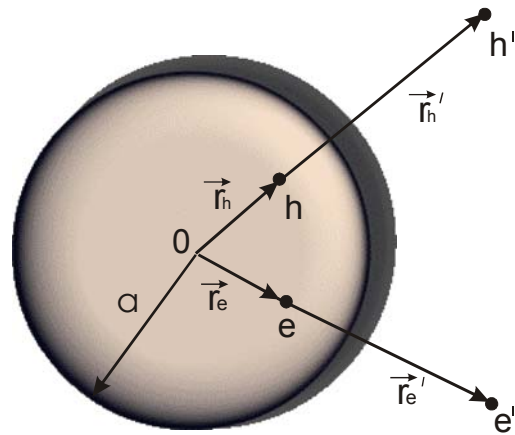
*Житомирський державний університет імені Івана Франка*

*Житомир, вул. Бердичівська 44*

e-mail: Pokutnyi\_Sergey@inbox.ru

Досягнення твердотільних технологій привели до появи квазінульмірних структур, які представляють собою квантові точки (КТ) сферичної форми з радіусами  $a = 1-10$  нм, вирощених в прозорих діелектричних матрицях [1]. Такі лінійні розміри приводять до того, що явища розмірного просторового квантування грають суттєву роль в оптичних та електрооптичних процесах таких наносистем [2-3].

Головною проблемою теорії спектрів екситона такої наносистеми є складність потенціальної енергії взаємодії, яка має кулонівський характер. Нами запропонований новий модифікований метод ефективної маси, з допомогою якого описується енергетичний спектр екситона в напівпровідникових квантових точках. В рамках наближення ефективних мас, з врахуванням в гамільтоніані екситона кулонівської енергії взаємодії між електроном і діркою, а також поляризаційну взаємодію електрона і дірки з поверхнею КТ, при використанні тільки 1-го порядку теорії на екситонних хвильових функція сферичної потенціальної ями безмежної глибини, був отриманий спектр екситона як функція від радіуса  $a$  КТ. Варіаційна хвильова функція екситона в КТ радіуса  $a$  вибиралась так, щоб вона містила в собі власну хвильову функцію екситона Ваннье-Мота, а також поліноми від радіус векторів електрона та дірки ( $r_e, r_h$ ), які дають можливість зняти сингулярності при обчисленні функціоналу енергії  $E_0(a, \mu(a))$ , та отримати його в аналітичному вигляді.



Розрахувавши енергію в основному стані екситона із мінімізацію функціоналу  $E_0(a, \mu(a))$ , як функцію радіуса КТ, нами було показано, що при малих розмірах квантової точки основний вклад в енергію екситона вносять ті доданки потенціальної енергії які відповідають за взаємодію електрона та дірки зі своїми зображеннями. При збільшенні радіусу  $a$  КТ, вклад цих доданків зменшується а енергетичний спектр наближається до значення енергії екситона в об'ємному кристалі. Як показують розрахунки дана теорія непогано узгоджується з експериментальними даними [3].

[1] А.И. Екимов, Онущенко, Ал. Л. Эфрос. Письма ЖЭТФ, **43**, 292 (1986)

[2] S.I. Pokutnyi. J.Appl. Phys., **99**, 323 (2007)

[3] М.В. Ткач, О.М. Маханець, А.М. Грищук УФЖ, **50**, 1350 (2005)

[4] В.Я. Грабовскис, Я.Я. Дзенис, А.И. Екимов. ФТТ, **31**, 272 (1989)

## ЛОКАЛЬНЫЕ И КВАЗИЛОКАЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ СОЛИТОНОВ В МОДЕЛЯХ СИНУС-ГОРДОН С СИЛЬНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

**О.В. Чаркина, М.М. Богдан**

*Физико-технический институт низких температур НАН Украины им. Б.И. Веркина  
61103 Харьков, пр. Ленина 47  
e-mail: charkina@ilt.kharkov.ua*

Динамические свойства нелинейных возбуждений в низкоразмерных системах, таких как длинные джозефсоновские контакты, квазиодномерные кристаллы и магнетики могут быть описаны в рамках уравнения синус-Гордон (СГ). Солитоны (кинки) в этой модели отвечают соответственно флаксонам, дислокациям и доменным границам. Следствием дискретности и дальнего действия в модели синус-Гордон является дополнительная пространственная дисперсия, которая существенно изменяет структуру и внутреннюю динамику солитонов. Наличие топологических неоднородностей (кинков) может оказывать влияние на спектр линейных возбуждений низкоразмерной системы и характер ее коллективных движений. Ранее в рамках уравнения СГ с дополнительной четвертой пространственно-временной производной, учитывающей сильную дисперсию, было показано существование внутренних мод в спектре колебаний кинков [1]. Однако существование квазилокальных колебаний кинка и проблема возбуждения его внутренней моды с последующей ее трансформацией в самолокализованное колебание (бризер) даже для точно интегрируемого уравнения СГ остается дискуссионным и открытым вопросом [2].

В данной работе решена проблема эволюции неравновесного начального состояния кинка в рамках линеаризованного уравнения СГ как в случае слабой, так и сильной дисперсии, а также исследован вопрос возбуждения внутренней моды и формирования бризера в системе СГ при наличии кинка и с учетом сильной дисперсии. Показано, что «квазилокальные» слабо затухающиеся колебания, отвечающие внутренним осцилляциям ширины кинка, происходят на частоте, практически равной нижней границе волн сплошного спектра. Найдено, что трансляционное движение уединенного солитона в диспергирующей системе сопровождается возбуждением его внутренней динамики, при этом осцилляции скорости кинка повторяют по форме и периоду осцилляции его ширины. При учете сильной дисперсии в спектре колебаний появляется дополнительная локализованная мода стационарных колебаний кинка. Бризерное самолокализованное колебание формируется за счет нелинейности системы: изначально оно имеет симметрию внутренней моды, а с ростом амплитуды трансформируется в осциллирующий кинк (wobbling kink) [3]. В случае движущегося кинка образовавшийся бризер из-за сильной дисперсии может иметь отличную от кинка скорость, и тогда он располагается на заднем фронте солитона. Такой механизм испускания избыточной энергии топологическими солитонами уравнения СГ (как кинками, так и их специфическими связанными состояниями – солитонными комплексами) является основным в случае сильной дисперсии. Он приходит на смену механизму излучения кинком линейных волн с ростом их амплитуды. Предложенная теория объясняет и количественно описывает результаты численных экспериментов по нестационарной динамике топологических солитонов в уравнении СГ с сильной дисперсией [4].

Работа выполнена в рамках российско-украинского проекта №8-2008 между РФФИ и НАН Украины.

[1] М.М. Богдан, О.В. Чаркина, *Нелинейный мир*, **6**, 324 (2008).

[2] N.G. Quintero, A. Sanchez and F.G. Mertens, *Phys. Rev. E* **62**, R60 (2000).

[3] М.М. Богдан, О.В. Чаркина, *ФНТ*, **33**, 1406 (2007).

[4] М.М. Bogdan, O.V. Charkina, *ФНТ*, **34**, 713 (2008).

## МОДЕЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛН В ТОНКОЙ ПЛАСТИНЕ С ДВУСТОРОННИМ ПОКРЫТИЕМ

А.С. Ковалёв, Е.С. Соколова

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
61103 г. Харьков, пр. Ленина, 47  
e-mail: egik\_jarlsan@mail.ru*

Нелинейные акустические поверхностные упругие волны интенсивно исследуются (как экспериментально, так и теоретически) в течение последних десятилетий. Существование стационарных нелинейных волн (как пространственно периодических, так и уединённых) обусловлено конкуренцией нелинейности системы и дисперсии упругих волн. Последняя может быть существенно увеличена в случае учёта пространственной ограниченности и неоднородности системы. При таких условиях формирование нелинейных волн стационарного профиля и солитонов является экспериментально наблюдаемым эффектом. В частности, такие возбуждения наблюдались в тонких пластинах [1] и на поверхности полупространства, покрытого пленкой [2]. Очень интересным случаем является тонкая пластина с двусторонним покрытием.

В данной работе исследовалась динамика нелинейных волн разной поляризации в тонкой пластине с покрытиями. В качестве первого приближения для её описания была предложена следующая модель данной системы - три связанных между собой цепочки атомов разного сорта. При этом межатомное расстояние в разных цепочках совпадает, но отличается масса атомов. Взаимодействие атомов считается центральным и нелинейным. Учитывается взаимодействие с ближайшими соседями вдоль цепочки и с непосредственными соседями в других цепочках. Кроме того, мы принимаем во внимание взаимодействие с накрест лежащими атомами из соседних цепочек. В рамках предложенной модели была выведена система нелинейных уравнений для продольных смещений  $U_i$ , поперечных  $V_i$  и сдвиговых  $W_i$  смещений (где номер 3 соответствует средней цепочке, а номера 1 и 2, соответственно, крайним).

Для волн преимущественно продольной поляризации данная система в основном приближении сводится к хорошо известному нелинейному уравнению Буссинеска, дополненному дополнительным малым слагаемым, связанным с изгибом пластины:

$$AU_3'' + BU_3^{IV} + CU_3^I U_3'' + DU_3^I \int dx (U_3^I)^2 = 0, \quad (1)$$

где  $A, B, C, D$  - громоздкие функции линейных и нелинейных модулей взаимодействия а так же межатомных расстояний.

Для волн преимущественно поперечной поляризации данная система в основном приближении сводится к следующему нелинейному уравнению:

$$V_3'' + EV_3^{IV} + F(V_3^I)^2 + G(V_3^I V_3'') = 0, \quad (2)$$

где  $E, F, G$  - громоздкие функции линейных и нелинейных модулей взаимодействия а так же межатомных расстояний.

Итак, в данной работе были получены решения для волн разной поляризации. Было показано, что для продольных волн решение имеет вид солитонов уравнения Буссинеска. Найдены малые изгибные добавки к чисто продольным волнам. В случае поперечных волн было проанализировано движение (изгиб) пластины как целого.

[1] А.М. Самсонов, Математическое моделирование. Нелинейные волны в сплошных средах, Санкт-Петербург, Издательство Политехнического университета (2005)

[2] С. Eckl, A.S. Kovalev, A.P. Mayer, A.M. Lomonosov, P. Gess *Phys.Rev.*, **Е 70**, 046604 (2004)

## Запрошена доповідь

## НАЧАЛЬНЫЕ СТАДИИ МЕЖФАЗНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В МНОГОСЛОЙНЫХ СИСТЕМАХ МЕТАЛЛ-КРЕМНИЙ

Е. Н. Зубарев

Национальный технический университет «ХПИ»  
61002 Харьков, ул. Фрунзе 27  
e-mail: zubar@kpi.kharkov.ua

Методами высокоразрешающей электронной микроскопии поперечных срезов, малоугловой рентгеновской дифракции в сочетании с моделированием малоугловых рентгеновских спектров, рентгеновской тензометрии в скользящей геометрии и рентгеновского фазового анализа установлена морфология и фазовый состав образующейся фазы, измерены напряжения, определен преимущественный диффузонт и диффузионные характеристики в многослойных покрытиях Mo/Si и Sc/Si на ранних стадиях диффузионного отжига и облучения ускоренными частицами.

Средний химический состав аморфных перемешанных зон в исходных многослойных периодических покрытиях (МПП) Mo/Si соответствует дисилициду молибдена MoSi<sub>2</sub>, а в МПП Sc/Si – силициду ScSi. В процессе изготовления МПП Mo/Si методом магнетронного распыления на межфазных границах раздела Mo-на-Si образуется аморфная перемешанная зона толщиной 1.2 нм. Ее толщина не зависит от кристаллического совершенства металлического слоя. Толщина аморфных перемешанных зон на противоположных границах раздела Si-на-Mo зависит от кристаллического строения молибденового слоя. Напряжённое состояние слоев молибдена определяется генерацией радиационных дефектов, собирательной рекристаллизацией, а также составом твёрдого раствора замещения кремния в молибдене.

На начальных стадиях отжига в интервале температур 130÷400°C процессы силицидообразования в пленочных системах Sc/Si протекают по схеме твердофазной реакции:  $c\text{-Sc} + a\text{-Si} \rightarrow a(c)\text{-ScSi}$ . Состав образующегося силицида близок к ScSi. На начальных стадиях роста силицид скандия аморфный. Атомы Si являются наиболее подвижными в данной бинарной системе. Диффузия атомов кремния через слой силицида характеризуется низким значением энергии активации  $Q=1.0$  эВ и предэкспоненциального фактора  $D_0=4 \times 10^{-12}$  м<sup>2</sup>/с. На начальных стадиях рост аморфного силицида имеет явно выраженный нелинейный характер (параболический закон роста  $h^2 \sim t$  не выполняется). Кинетика роста силицида хорошо описывается на основе представлений о структурной релаксации и аннигиляции избыточного свободного объема в слое растущего силицида.

Структурное состояние металлических слоев и напряжения в них влияют на кинетику фазообразования в многослойных периодических покрытиях Mo/Si. В МПП Mo/Si, полученных с потенциалом смещения во время осаждения слоев молибдена и характеризующихся высоким уровнем сжимающих напряжений ( $\sim -2.5$  ГПа) в слоях Mo, наблюдается рост дисилицида молибдена с пониженной плотностью только на межфазной границе Mo-на-MoSi<sub>2</sub>, а наиболее подвижным компонентом являются атомы кремния. Энергия активации диффузии атомов кремния составляет примерно  $Q=2.34$  эВ, а предэкспоненциальный множитель  $D_0=1 \times 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с на участке параболического роста силицидной фазы.

При малых дозах облучения (ионами He<sup>+</sup> до  $\Phi \leq 5 \times 10^{20}$  ион/м<sup>2</sup> и ионами Ag<sup>+</sup> до  $\Phi \leq 1.3 \times 10^{18}$  ион/м<sup>2</sup>) толщина обеих зон на межфазных границах раздела Mo-на-Si и Si-на-Mo увеличивается одинаково и линейно с дозой облучения. При увеличении дозы облучения наблюдается уменьшение плотности аморфных перемешанных зон. Средний атомный состав аморфных перемешанных зон соответствует сплаву состава MoSi<sub>8.2</sub> и MoSi<sub>3.9</sub> при облучении ионами He<sup>+</sup> и ионами Ag<sup>+</sup>. Особенности ионно-лучевого перемешивания объясняются на основе перемешивания в субкаскадах столкновений.

## ТЕПЛОВОЕ РАСШИРЕНИЕ НАСЫЩЕННЫХ Хе СВЯЗОК УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

**С.Н. Попов<sup>1</sup>, Н.А. Винников<sup>1</sup>, В.Г. Гаврилко<sup>1</sup>, А.В. Долбин<sup>1</sup>, В.Б. Есельсон<sup>1</sup>,  
В.Г. Манжелій<sup>1</sup>, В. Sundqvist<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б.И. Веркина НАН України  
61103 Харків, пр. Леніна 47

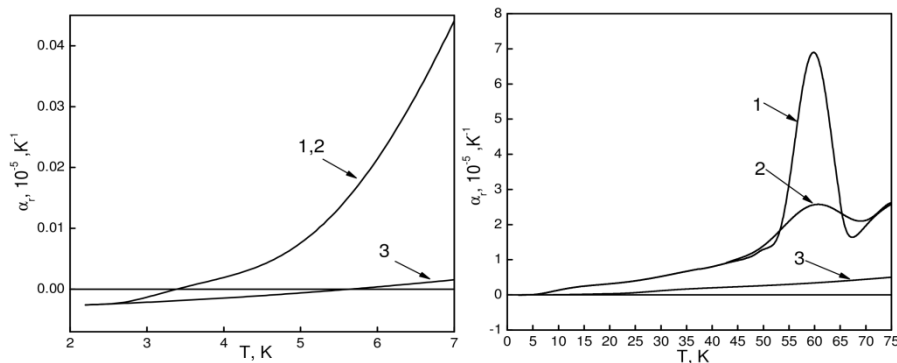
<sup>2</sup>Umea University, Department of Experimental Physics, 90187 Umea, Sweden  
e-mail: popov@ilt.kharkov.ua

В последние годы все больший интерес для исследования представляют углеродные нанотрубки (УНТ). Однако, при температурах ниже комнатной тепловое расширение одностенных нанотрубок и их жгутов (bundles) ранее экспериментально не исследовалось.

Нами был исследован образец ориентированных давлением 11000 атм УНТ. Согласно [1], при таком давлении в толщине слоя нанотрубок 0,4 мм происходит выравнивание нанотрубок в плоскости, нормальной к вектору давления, при этом среднее отклонение от плоскости выравнивания составляет  $\sim 4^\circ$ . Образец цилиндрической формы был спрессован из таких ориентированных давлением пластин УНТ, высота образца 7,2 мм, диаметр — 10 мм.

Радиальное тепловое расширение образцов чистых и насыщенных Хе нанотрубок было измерено с помощью низкотемпературного емкостного дилатометра. Измерения были проведены в температур 2,2—75 К.

Для образца чистых нанотрубок при температуре выше  $\sim 5$  К наблюдался переход КЛТР из области отрицательных значений в область положительных значений. Это, по всей видимости, объясняется усиливающимся с повышением температуры влиянием первой вибрационной моды, которая дает значительный положительный вклад в радиальное тепловое расширение. При исследовании теплового расширения нанотрубок был обнаружен гистерезис коэффициента линейного теплового расширения, который обусловлен неравновесностью системы ориентированных давлением нанотрубок, проявляющейся при нагреве образца. Термоциклирование в узком температурном интервале (последовательное повышение и понижение температуры на 1—2 К) приводит к переходу системы в равновесное состояние и исчезновению гистерезиса.



**Рисунок 1 — Радиальное тепловое расширение связок углеродных нанотрубок: 1 — насыщенных Хе; 2 — после частичного удаления примеси Хе; 3 — чистых.**

Насыщение нанотрубок ксеноном в значительной мере меняет картину теплового расширения. Резкое увеличение абсолютных значений КЛТР в случае насыщения образца примесью ксенона обусловлено вкладом примесных молекул ксенона в колебательный спектр системы жгутов нанотрубок — примесь ксенона. Необходимо отметить отсутствие гистерезиса температурной зависимости КЛТР при насыщении связок нанотрубок ксеноном.

Обращает внимание наличие пика значений КЛТР в температурном интервале 50—65 К, что, по всей видимости, объясняется процессом возбуждения примесных атомов ксенона в канавках жгутов нанотрубок.

[1] N.Benidab, R. Almairac, J.-L. Sauvajol, S. Rols, *J. of Appl. Phys.* **93**, 1769 (2002)

## МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ СО СПИН-ЗАВИСИМЫМ РАССЕИВАНИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ

И.В. Чешко, О.В. Сынашенко, С.И. Проценко, Н.И. Шумакова

Сумской государственной университет  
40007 Сумы, ул. Р.-Корсакова 2  
e-mail: [protsenko@aph.sumdu.edu.ua](mailto:protsenko@aph.sumdu.edu.ua)

Повышенный интерес к многослойным пленочным системам на основе Co/Cu(Au) и Fe/Cu(Cr) обусловлен уникальностью их магниторезистивных свойств. В частности, в гранулированных сплавах Co/Cu(Au) и мультислоях Fe/Cr наблюдается явление гигантского магнитосопротивления [1, 2].

В данной работе проведено экспериментальное исследование магниторезистивных свойств многослойных систем на основе Fe/Cr и Fe/Cu и установлено влияние на эти свойства термического отжига, материала подложки, толщины отдельных слоёв и числа фрагментов, т.е. двухслойных пленочных систем, повторяющихся  $n$  раз. Также были исследованы спин-клапанные структуры на основе наноразмерных пленок Co, Cu и Au.

Обнаружен нечетный магниторезистивный эффект в перпендикулярной геометрии (при прямом направлении магнитного поля  $\Delta R/R$  уменьшается от 0,28 до 0%, а в обратном направлении – увеличивается от 0,28 до 0,58%) и его исчезновение при отжиге до 700К, а также рост величины МС в 2 раза в параллельной геометрии (от 0,17% до 0,48%) в многослойных пленочных систем на основе Fe/Cu.

При изменении аморфной подложки ситалла на кристаллическую Si(111) наблюдается увеличение значения МС на 35%.

Установлено, что увеличение толщины железа от 0,31 до 1,5 нм (что соответствует изменению расчетной концентрации атомов Fe от 24 до 61%) в системе  $[\text{Fe}(d_{\text{Fe}})/\text{Cr}(1)]_{10}$  приводит к увеличению значения МС от  $0,03 \div 0,05$  % до  $1 \div 3$  % в зависимости от геометрии измерения.

Предложена методика формирования функционального элемента спин-клапанных структур в виде пленочной системы Au(3)/Co(3)/Cu( $d_{\text{Cu}}$ )/Co(20)/Au(40)/Cr(3)/П (П – подложка). Для корректной работы спин-клапана подобного типа разница коэрцитивности магнитных слоев обеспечена использованием относительно толстого нижнего ( $d=20$  нм) и тонкого верхнего ( $d=6$  нм) слоев. Для увеличения различия магнитных характеристик слоев Co использовались различные условия конденсации: нижний слой был получен при температуре 950 К, а верхний – при комнатной. Высокая температура подложки во время конденсации позволяла формировать более магнито жесткую доменную структуру ГЦК Co. Величина МС спин-клапанной структуры с термообработанным нижним слоем Co при комнатной температуре составляет 1,2 %. Отжиг приводит к постепенному уменьшению МС. В таблице представлены значения МС для спин-клапанных структур с разной толщиной прослойки Cu. При толщине 6 нм наблюдается значение МС = 0,9 %.

Пленка (нм)	МС, %
Au(3)/Co(3)/Cu(6)/Co(20)/Au(40)/Cr(3)/П	0,90
Au(3)/Co(3)/Cu(8)/Co(20)/Au(40)/Cr(3)/П	0,82
Au(3)/Co(3)/Cu(10)/Co(20)/Au(40)/Cr(3)/П	0,13
Au(3)/Co(3)/Cu(12)/Co(20)/Au(40)/Cr(3)/П	0,12

Работа выполнена в рамках совместного научно-технического проекта между Сумским государственным университетом и Институтом физики Словацкой Академии наук под руководством зав. кафедрой прикладной физики, д. ф.-м. н., проф. Проценко И.Е.

[1] F.Petroff, A.Barthelemy, D.H.Mosca et al. Phys. Rev. B. **5355**, 44 (1991).

[2] Mosca D.H., Petroff F., Schroeder P.A. et al. J. Magn. Magn. Mater. **L1-L5**, 94 (1991).

## ЭФФЕКТЫ КИРАЛЬНОСТИ В ПЕРСИСТЕНТНОМ ТОКЕ В КОЛЬЦЕ ИЗ ОДНОСЛОЙНОЙ УГЛЕРОДНОЙ НАНОТРУБКИ

Т.Д. Курилова

*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина  
61077 Харьков, площадь Свободы 4  
e-mail: tais20080886@mail.ru*

Углеродные нанотрубки в настоящее время рассматриваются как один из наиболее перспективных материалов будущей наноэлектроники. В эксперименте уже получены кольца киральных нанотрубок. Транспорт электронов в однослойных нанотрубках баллистический и описывается одномерным дираковским гамильтонианом [1]. Измерение персистентного тока в нанокольцах может служить одним из методов неразрушающего контроля киральности односвязных углеродных нанотрубок. Возникает интересная задача о нахождении персистентного тока в кольце из нанотрубки малого размера, и его зависимости от угла киральности нанотрубки.

В работе для модельного локального потенциала рассеяния рассчитан персистентный ток [2] для случая металлической нанотрубки. Показана чувствительность амплитуды персистентного тока к углу киральности. При определённых значениях угла киральности амплитуда персистентного тока стремится к нулю. В случае нормального падения электрона на барьер, амплитуда персистентного тока максимальна.

[1] Novoselov, K. S. et al. «Two-dimensional atomic crystals», PNAS 102, 10451 (2005)

[2] И.О. Кулик, Квантование потока в нормальном металле // Письма в ЖЭТФ -1970.-Т.11 – с.407-410.

## ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПОТЕНЦИАЛЫ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ НАНОТРУБКИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

М.А. Соляник

*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина,  
61077 Харьков, площадь Свободы 4  
e-mail: asolton@rambler.ru*

Интерес исследователей к электронным наносистемам на кривых поверхностях стимулируется потребностями техники, появившимися возможностями получать такие системы в лабораториях, наличием дополнительного параметра – кривизны скрутки – в теории таких систем. Повышенный интерес вызывают свойства наносистем в магнитном поле, когда проявляются эффекты гибридизации размерного и магнитного квантования движения электронов.

Среди наносистем на кривых поверхностях выделяются углеродные [1] и полупроводниковые [2] нанотрубки. В ранних работах их характеристики рассчитывались в приближении эффективной массы электрона. Недавно выяснилось, что энергетический спектр строительного материала углеродных нанотрубок – графена – не является параболическим. Это означает, что приближение эффективной массы применимо лишь в теории полупроводниковых нанотрубок.

В этом сообщении приводятся результаты расчетов термодинамических величин электронного газа на поверхности полупроводниковой цилиндрической нанотрубки в продольном магнитном поле. В приближении эффективной массы рассчитаны химический потенциал, внутренняя энергия, большой потенциал, теплоемкость, энтропия, намагниченность вырожденного и невырожденного электронного газа. Показано, что эти величины испытывают осцилляции типа де Гааза – ван Альфена и Ааронова – Бома с изменением параметров системы. Измерение периодов этих осцилляций позволяет получить эффективную массу электрона и энергию Ферми. Показано также, что на графике зависимости теплоемкости невырожденного электронного газа от температуры имеется максимум. Численные расчеты выполнены для полупроводниковой нанотрубки на основе арсенида галлия.

Автор выражает благодарность А. М. Ермолаеву за руководство работой.

[1] S. Iijima, Nature **354**, 56 (1991).

[2] Л. И. Магарилл, А. В. Чаплик, М. В. Энтин, УФН **175**, 995 (2005).

## МОЛЕКУЛЯРНАЯ ДИНАМИКА РАСКАЛЫВАНИЯ ГРАФИТА ПРИ НАНОИНДЕНТАЦИИ

Н.В. Проданов

Сумский государственный университет  
40007 Сумы, ул. Римского-Корсакова 2  
e-mail: prodk@rambler.ru

Экспериментальные исследования наномасштабного трения между вольфрамовым зондом фрикционного силового микроскопа (ФСМ) и поверхностью графита показали существование суперсмазывания в данной системе [1]. Оно проявляется в уменьшении величины трения на несколько порядков. Сила трения для указанной системы проявляет сильную зависимость от направления сканирования зонда ФСМ с шестидесятиградусной симметрией индивидуальных атомных слоев кристаллической решетки графита. Этот факт и согласие эксперимента с численным моделированием, выполненным для модели томлинсоновского типа, послужили основными предпосылками для утверждения, что суперсмазывание имело место между графитной подложкой и наноразмерным кусочком графита, отколовшимся от подложки и прикрепившегося к зонду [1, 2]. Однако в экспериментах отсутствует ясное доказательство откалывания нанокусочка, и известные теоретические модели супернизкого трения графита основываются на предположении о существовании отколотого наноразмерного графитного слоя [2 – 4].

В данной работе описывается моделирование методом молекулярной динамики, воспроизводящее откалывание нанокусочка графита. Исследуемый образец состоит из трех слоев графена, чередующихся по схеме АВАВ... . Нижний слой статический, в двух динамических слоях ковалентные связи между атомами углерода описываются потенциалом Бреннера [5]. Для межслойных взаимодействий используется зависящий от относительного положения слоев потенциал (registry-dependent potential), разработанный Колмогоровым и Креспи [6]. Он построен таким образом, что учитываются как дальнедействующий ван-дер-ваальсовский, так и короткодействующий обусловленный перекрытием орбиталей атомов углерода вклады в связывание слоистых графитовых структур. Образец индентируется адгезивным абсолютно жестким пирамидальным зондом, тепло отводится посредством термостата Берендсена, связанного со всеми динамическими атомами. Исследуется влияние величины взаимодействия между атомами углерода и зонда, расстояния между атомами в зонде и скорости индентации на поведение системы. Полученные зависимости силы, действующей на зонд, от расстояния до образца сходны с экспериментальными, отражают явление «прыжка для контакта» (jump-to-contact) при нагружении и проявляют гистерезис при отводе зонда. Показано, что откалывание нанокусочка графита имеет место при высоких значениях силы взаимодействия графит-зонд и скорости индентации.

[1] M. Dienwiebel, G.S. Verhoeven, N. Pradeep, J.W.M. Frenken, J.A. Heimberg and H.W. Zandbergen *Phys. Rev. Lett.* **92**, 126101 (2004).

[2] G.S. Verhoeven, M. Dienwiebel, J.W.M. Frenken *Phys. Rev. B* **70**, 165418 (2004).

[3] K. Matsushita, H. Matsukawa, N. Sasaki *Solid State Communications* **136**, 51 (2005).

[4] A.E. Filippov, M. Dienwiebel, J.W.M. Frenken, J. Klafter, M. Urbakh *Phys. Rev. Lett.* **100**, 046102 (2008).

[5] D.W. Brenner, O.A. Shenderova, J.A. Harrison, S.J. Stuart, B. Ni, S.B. Sinnott *J. Phys.: Condens. Matter* **14**, 783 (2002).

[6] A.N. Kolmogorov, V.H. Crespi *Phys. Rev. B* **71**, 235415 (2005).

## ТОЧНОЕ ОПИСАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДИСКРЕТНЫХ БРИЗЕРОВ В РАМКАХ УРАВНЕНИЯ РЕШЕТКИ ХИРОТЫ

Д. В. Лаптев, М. М. Богдан

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина  
61103 Харьков, пр. Ленина, 47  
e-mail: laptev.denis@mail.ru*

Сильно возбужденные состояния в низкоразмерных кристаллах могут быть описаны в рамках теории солитонов. Как правило, при этом речь идет о длинноволновых нелинейных колебаниях, которым сопоставляются точные решения интегрируемых уравнений в частных производных. В то же время число интегрируемых нелинейных решеток крайне мало – из них наиболее известными являются цепочка Тоды и система Абловица-Ладики. Более 35 лет назад Р. Хиротой [1] для самодуальных уравнений сети были найдены точные многосолитонные решения. Им также было показано, что эти нелинейные уравнения эквивалентны уравнениям колебаний одномерного кристалла, в котором сила взаимодействия между соседними атомами пропорциональна тангенсу разности их смещений. Недавно для такой нелинейной решетки Хироты в работе [2] впервые были получены точные решения для дискретных бризеров, представляющих собой связанные состояния солитон-антисолитонной пар.

Наличие явных выражений для движущихся дискретных бризеров позволяет точно описать взаимодействие этих возбуждений между собой и с другими возбуждениями системы. Известно, что в точно интегрируемых уравнениях солитоны при движении сохраняют свою индивидуальность и их взаимодействие сводится в случае кинков и антикинков к дополнительным сдвигам центров тяжести, а в случае бризеров также к фазовым сдвигам их осцилляций во времени.

В данной работе исследуются парные процессы взаимодействия дискретных бризеров между собой, с солитонами-кинками и линейными волнами. Взаимодействие произвольного числа солитонов может быть точно описано последовательностью их парных столкновений. В исследуемой цепочке спектру линейных волн отвечает акустическая ветвь колебаний, а их скорость ограничена скоростью звука. Однопараметрическим солитонам отвечают ударные волны, распространяющиеся со сверхзвуковой скоростью. Дискретные бризеры могут иметь произвольную скорость как несущей волны, так и ее огибающей. Особенностью дискретных бризеров является возможность их сильной локализации практически на одном узле в случае высокочастотных колебаний, а также противофазный коротковолновый характер колебаний соседних атомов в случае неподвижного бризера. С помощью точных трехсолитонных и четырехсолитонных решений нами полностью описано взаимодействие ударной волны и бризера и двух бризеров между собой. В результате нами найдены явные выражения для сдвигов центров тяжести солитонов и фазовые сдвиги осцилляций бризеров. Рассмотрен ряд важных частных случаев взаимодействия таких возбуждений. В частности показано, что в пределе малой амплитуды одного из бризеров полученные формулы описывают взаимодействие нелинейного возбуждения (ударной волны или бризера) с линейной волной. Описано также столкновение двух одинаковых бризеров в системе отсчета, связанной с их общим центром масс. Очевидно, что соответствующие выражения могут быть использованы для анализа процесса отражения движущегося бризера от свободной границы кристалла.

Работа выполнена в рамках российско-украинского проекта №8-2008 между РФФИ и НАН Украины.

[1] R. Hirota J. Phys. Soc. Jap. **35**, 289 (1973).

[2] M.M. Bogdan, G.A. Maugin Proc. Estonian Acad. Sci. Phys. Math. **52**, 76 (2003).

## МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМІЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПРОНИКНЕННЯ ФУЛЕРЕНІВ $C_{60}$ ДО ПОВЕРХНІ $Cu(100)$

О. А. Єрмоленко, Г. В. Корніч

*Запорізький національний технічний університет  
69063 Запоріжжя, вул. Жуковського 64  
e-mail: alexerm@zntu.edu.ua*

Виконано дослідження елементарних актів взаємодії фулеренів із металевими підкладками для визначення умов, за яких можливо утворення тонкої фулеренової плівки з мінімальними пошкодженнями молекул фулерена і максимальною адгезією.

Моделювання проводилося методом класичної молекулярної динаміки. Потенціалами міжатомної взаємодії було обрано: багаточастинковий далекодіючий потенціал AIREBO [1] для опису взаємодій між атомами вуглецю, багаточастинковий потенціал [2] на основі моделі зануреного атому для опису взаємодії між атомами міді, потенціал Ленард-Джонса для опису взаємодій мідь-вуглець. Параметризацію потенціалу Ленард-Джонса для опису взаємодій мідь-вуглець було взято з [3].

Для моделювання було обрано дві модифікації фулерена – проста молекула  $C_{60}$  та ендоедральний фулерен  $C_{60}$  з кластером  $Cu_{13}$  всередині. Конфігурацію фулерена з інкапсульованим кластером було отримано в два етапи. Під час першого етапу отримувалася шляхом відпалювання конфігурація вільного кластера міді. Потім кластер розташовувався усередині фулерена і повторно виконувалося відпалювання. Слід зазначити, що за обраних потенціалів взаємодії кластер  $Cu_{13}$ , вочевидь, є найбільшим кластером міді, що може бути інкапсульований до  $C_{60}$  без втрати стійкості та критичних деформацій фулерена.

Дослідження процесу проникнення фулеренів до підкладки виконувалося шляхом моделювання нормального бомбардування підкладки фулеренами з енергією поступального руху від 0 (вільне осадження) до 400 еВ та енергією обертального руху від 0 до 100 еВ. Обертання фулерена моделювалось як навколо нормалі до поверхні, так і паралельно поверхні підкладки.

Під час бомбардування підкладки фулереном з енергією до 200 еВ без інкапсульованого кластера міді переважало відбиття із збереженням структури частинки.

Найбільш сприятливими для надійного проникнення фулерена до підкладки виявилися режими бомбардування підкладки фулереном із сумарною кінетичною енергією фулерена від 100 еВ до 200 еВ з інкапсульованим кластером. За таких режимів фулерен занурювався у підкладку майже на третину свого діаметра, та його структура залишалася практично незмінною. Значного впливу обертального руху фулерена на успішність проникнення до підкладки зафіксовано не було.

Виявлено ефекти часткової та повної втрати атомів інкапсульованого кластера під час взаємодії з підкладкою фулерена з сумарною кінетичною енергією частинки більше 200 еВ. При цьому обертання фулерена збільшує втрати інкапсульованих атомів.

Отримано, що за сумарної енергії руху фулерена від 400 еВ його проникнення до підкладки стає практично неможливим через руйнування початкової структури частинки.

Внаслідок одноразової взаємодії фулерена з підкладкою в її кристалічній структурі значних змін не виникало. В деяких випадках спостерігалось утворення поверхневого адшару, що складався з атомів міді, що були вибиті фулереном з підкладки.

[1] S.J. Stuart, A.B. Tutein and J.A. Harrison Journal of Chemical Physics, **112**, 6472 (2000).

[2] G. Betz, W. Husinsky Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B, **102**, 281 (1995).

[3] D.E. Ellis, K.C. Mundim, D. Fuks, S. Dorfman, A. Berner Materials Science in Semiconductor Processing, **3**, 123 (2000).

СТРУКТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ C<sub>60</sub>-O<sub>2</sub>Г.Н. Долгова<sup>1</sup>, Н.Н. Гальцов<sup>2</sup>, Ю.Е. Стеценко<sup>2</sup>, К.А. Яготинцев<sup>2</sup><sup>1</sup>Национальный технический университет «ХПИ»

61002 Харьков, ул. Фрунзе 27

<sup>2</sup>Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины

61103 г. Харьков, пр. Ленина, 47

e-mail: [gayka\\_x13@mail.ru](mailto:gayka_x13@mail.ru)

Как известно, кристаллы C<sub>60</sub> могут абсорбировать из окружающей среды атомарные и молекулярные примеси, которые в ГЦК решетке C<sub>60</sub> заполняют октаэдрические и тетраэдрические пустоты, с диаметром 4,12 Å и 2,2 Å соответственно. Примеси внедрения могут оказывать заметное влияние на структурные, термодинамические [1,2,3,4] и электрические свойства C<sub>60</sub> [5]. Сведения о влиянии примеси, особенно таких компонентов воздуха как азот и кислород, на структуру и свойства C<sub>60</sub> весьма важны при практическом использовании фуллеритов и фуллеритосодержащих материалов.

В данной работе были проведены исследования влияния кислорода на структурные характеристики фуллерита C<sub>60</sub> методом рентгеновской порошковой дифрактометрии. Рентгеноструктурные данные были получены от двух типов образцов C<sub>60</sub>: первый, интеркалированные в обычных условиях ( $T=293\text{K}$  и  $P=1\text{атм}$  при  $t=3000$  часов) и второй, при повышенных температуре и давлении газа O<sub>2</sub> ( $T=100^\circ\text{C}$  и  $P=10$  атм при  $t=100$  часов).

В результате исследований были изучены временные зависимости объема ГЦК решетки C<sub>60</sub> и интенсивности рентгеновских отражений при интеркаляции в фуллерит кислорода. Установлено слабое влияние примеси O<sub>2</sub> на структурные характеристики C<sub>60</sub> при насыщении в обычных условиях. Определено предельное увеличение параметра решетки, которое оказалось не более 0,006 Å, при этом наблюдалось понижение интенсивности дифракционных линий на 15% и температуры ориентационного упорядочения на 6-8К. При втором методе интеркаляции происходил более быстрый выход временных зависимостей на насыщение, и увеличение параметра решетки достигало 0,033 Å, что приводит к понижению температуры ориентационного фазового перехода более чем на 20 К.

В результате анализа всей совокупности полученных результатов и литературных данных, проведена оценка занятости октаэдрических пустот ГЦК решетки фуллерита C<sub>60</sub>.

- [1] R.A. Assink, J.E. Schirber, D. Loy, B. Morosin, and G.A. Carlson, *J Mater. Res.* **7**, 2136 (1992)
- [2] B. Renker, H. Schober, M.T. Fernandez-Diaz, and R. Heid, *Phys. Rev.* **61**, 13960 (2000-II)
- [3] Galtsov N.N., Prokhvatilov A.I., Dolgova G.N., Cassidy D., Gadd G.E., Moricca S., *ФНТ* **33**, №10, p.1159-1165 (2007).
- [4] A.N. Aleksandrovskii, A.S. Bakai, A.V. Dolbin, V.B. Esel'son, G.E. Gadd, V.G. Gavrillko, V.G. Manzhelii, S. Moricca, B. Sundqvist, B.G. Udovidchenko, *ФНТ* **29**, №4, с.432-442 (2003).
- [5] Елецкий А.В., Смирнов Б.М., *УФН* **163**, N 2, с.33-60 (1993)

## ДОСЛІДЖЕННЯ ЕЛЕКТРОН-ФОНОННОЇ ВЗАЄМОДІЇ В $2\text{Na-TaSe}_2$

А.В. Савицький

*Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б.І. Веркіна НАН України  
61103 Харків, пр. Леніна 47  
e-mail: asavitsky@ilt.kharkov.ua*

В останні роки спостерігається відродження інтересу до діхалькогенідів перехідних металів. Це пов'язано з низкою унікальних властивостей цих сполук, таких як стан з хвилею зарядової густини (ХЗГ), наявність надструктур, сумірних і несумірних з основною кристалічною ґраткою, квазідвовимірний характер електропровідності, співіснування надпровідності та ХЗГ. Наряду з унікальними фундаментальними властивостями діхалькогенідів перехідних металів викликає інтерес також можливість їх різноманітного застосування. Зокрема, такі об'єкти можуть служити основою для створення нових наноструктурних матеріалів. Слід зазначити, що серед великої кількості досліджень діхалькогенідів перехідних металів, проведених останнім часом, основне місце займають роботи по вивченню електронного спектру. При цьому особливості фононної структури та електрон-фононної взаємодії (ЕФВ) залишаються недостатньо освітленими. Тому в даній роботі було проведено дослідження функції ЕФВ в  $2\text{Na-TaSe}_2$  методом мікроконтактної спектроскопії.

Експерименти проводилися на гетероконтактах  $2\text{Na-TaSe}_2/\text{Cu}$ , отриманих методом зсуву при температурі рідкого гелію. Реєструвалися електричні характеристики контактів, які задовольняли спектроскопічним режимам протікання струму. Характерною особливістю гетероконтактів діхалькогенідів з високопровідними металами, такими як мідь, срібло і золото, є відсутність вкладу останніх в мікроконтактний спектр. Це дозволяє використовувати гетероконтакти  $2\text{Na-TaSe}_2/\text{Cu}$  для отримання спектрів ЕФВ діхалькогеніду  $2\text{Na-TaSe}_2$ .

Отримані другі похідні вольт-амперних характеристик гетероконтактів свідчать про те, що ширина смуги спектру ЕФВ в досліджуваній шаруватій сполуці досить велика. Ця смуга закінчується при  $eV = \hbar\omega_{\text{max}} = 72-75$  меВ, що значно перевершує максимальну фононну частоту в мікроконтактному спектрі танталу, яка відповідає енергіям в районі  $\hbar\omega_{\text{max}} = 22,5$  меВ. Така поведінка добре корелює з даними, отриманими раніше для родинних сполук  $2\text{Na-NbSe}_2$  і  $1\text{T-VSe}_2$ . Спектр ЕФВ в  $2\text{Na-TaSe}_2$  містить ряд максимумів, розташованих при енергіях 8-9, 18-20, 28, 40 і 60 меВ. Положення особливостей, що спостерігалися, добре узгоджується з даними раманівського розсіяння світла і дисперсійних кривих фононів, відомими з літератури. Спектри гетероконтактів  $2\text{Na-TaSe}_2/\text{Cu}$  були використані для відтворення мікроконтактної функції ЕФВ  $g_{\text{pc}}(\omega)$ . На основі отриманої залежності були розраховані важливі інтегральні параметри ЕФВ в  $2\text{Na-TaSe}_2$ .

Таким чином, за допомогою методу мікроконтактної спектроскопії вперше визначена функція ЕФВ в  $2\text{Na-TaSe}_2$ . Хороша відтворюваність результатів підтверджена розрахунками важливих інтегральних параметрів електрон-фононної системи дослідженої речовини.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ВНУТРЕННЕГО СТРОЕНИЯ МАГНИТНЫХ НАНОСЛОЙНЫХ СИСТЕМ НА ОСНОВЕ CoFeZr С ПРОСЛОЙКАМИ Si

**Ю.И. Чекрыгина, А.Ю. Девизенко**

*Национальный технический университет «ХПИ»  
61002 Харьков, ул. Фрунзе 21  
e-mail: ship@kpi.kharkov.ua*

Магнитные и электрические свойства мультислойных структур, состоящих из тонких слоев ферромагнитных переходных металлов и прослоек полупроводника – кремния, интенсивно исследуются в последние годы в связи с перспективой использования их в качестве материалов рабочих элементов устройств спинтроники. Известно [1], что при изготовлении таких мультислойных структур методами ионно-плазменного распыления на границе металл-полупроводник образуются интерфейсные слои толщиной порядка 1,5-2 нм с составом, близким к составу различных силицидов. В мультислойных структурах с очень тонкими слоями металлов (нанослоями) образование интерфейсных силицидных слоев может оказать значительное влияние на магнитные и электрические свойства системы. В связи с этим в данной работе проведены исследования магнитных свойств и структурного состояния наноструктур на основе CoFeZr с прослойками Si, где толщины магнитных слоев и прослоек находились в нанометровом диапазоне. Образцы были изготовлены методом ионно-лучевого распыления в Воронежском государственном техническом университете [2]. С целью уменьшить тенденцию к образованию силицидов в некоторых случаях одновременно с магнитным сплавом проводили распыление слоя  $Al_2O_3$ . Было исследовано два типа образцов –  $[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})/a-Si]_{40}$  и  $[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_{46}(Al_2O_3)_{54}/a-Si]_{40}$ . Толщины магнитного и немагнитного слоев, задаваемых при изготовлении, находились в интервалах  $t_m = 0,5-3$  нм и  $t_{Si} = 0,6-5$  нм, соответственно.

Магнитные характеристики образцов (петли гистерезиса и магнитный момент, отнесенный к единице поверхности) измерены с помощью высокочувствительного вибрационного магнитометра в полях до 1кЭ.

Малоугловые рентгеновские съемки проводились на дифрактометре ДРОН-3М в  $Cu_{K\alpha-1}$  излучении по схеме  $\theta/2\theta$  сканирования в пределах углов скольжения  $0-5^\circ$ . Теоретическое моделирование кривых малоугловой рентгеновской дифракции (МРД) от многослойных покрытий проводилось при помощи программы, основанной на формулах Френеля [3].

Было установлено, что в пленках обоих типов наблюдаются изменения магнитных характеристик как при изменении  $t_m$ , так и при изменении  $t_{Si}$ . При этом средняя намагниченность насыщения при наиболее высоких значениях из указанного интервала толщин кремния снижается практически до нуля. Вид кривых МРД свидетельствует о том, что в пленках обоих типов при  $t_{Si} < 2$  нм слоистая структура не возникает. Четкие брегговские пики, характерные для многослойной структуры, появляются на кривых при  $t_{Si} > 2$  нм. Проведено моделирование внутреннего строения многослойных композиций  $Co_{45}Fe_{45}Zr_{10}/a-Si$  с учетом данных магнитных измерений, которое позволило определить период структуры, толщину и шероховатость слоев. Показано, что толщины магнитных слоев и общая толщина наноструктуры отличаются от технологически заданных в сторону уменьшения. Предложены модели внутреннего строения исследуемых систем, предполагающие образование немагнитных силицидов на границах раздела металл-кремний.

[1] S.-J.Cho, Th.Krist, F.Mezei Thin Solid Films **434**(1), 136-144 (2003).

[2] В.А.Белоусов, Ю.Е.Калинин, К.Г.Королев, А.В.Ситников, К.А.Ситников, Вестник ВГТУ, **2**, 24 (2006).

[3] А.В.Виноградов Зеркальная рентгеновская оптика - Л.:Машиностроение, 463с.(1989).

## ОРІЄНТАЦІЙНІ СПІВВІДНОШЕННЯ ПРИ ТРАНСФОРМАЦІЇ КРИСТАЛІЧНОЇ РЕШІТКИ ЛАЗЕРНИХ КОНДЕНСАТІВ Ni.

О.Є. Олейник

*Національний технічний університет «ХПІ»  
61002 Харків, вул. Фрунзе 27*

У даній роботі досліджували тільки кристалічні плівки, осаджені при температурі  $T_s$  від 290 до 700 К. Залежно від температури підкладки  $T_s$  метод імпульсно-лазерного осадження (ІЛО) забезпечував формування наступних структурних станів тонкоплівкових лазерних конденсатів нікелю:

1. Плівки Ni в аморфному стані.
2. Плівки Ni з метастабільною ГЦУ решіткою.
3. Плівки Ni із структурою ГЦК.

Плівки Ni були одержані методом імпульсно-плазмового випаровування у вакуумі  $5 \cdot 10^{(-5)}$  торр. Частота проходження імпульсів 25 Гц. Мікроструктура і фазовий склад плівок були досліджені в електронному мікроскопі. Відпал плівок, як на підкладці, так і у вільному стані ініціює фазове перетворення, при якому ГЦУ структура ( $\alpha$ -Ni) трансформується в ГЦК ( $\beta$ -Ni). Із збільшенням температури підкладки ( $T_s \geq 300$  К) при імпульсному лазерному осадженні нікелю послідовно формуються структурно-фазові стани тонкоплівкових лазерних конденсатів: аморфний стан, кристалічний стан з метастабільною ГЦУ решіткою (фаза  $\alpha$ -Ni), кристалічний стан із стабільною ГЦУ структурою (фаза  $\beta$ -Ni). Двопозиційне зародження і зростання зерен  $\alpha$  - Ni на підкладці (001) KCl має місце при  $T_s \geq 400$  К. Обидві позиції містять групи кристалів, для яких осі зон  $[\bar{1} 1 \bar{1}]$  і  $[\bar{2} 2 \bar{1}]$  орієнтовані по нормалі до підкладки.

Формування і зростання плівки  $\beta$ -Ni у паралельній орієнтації щодо підкладки (001) KCl відбувається при  $T_s \geq 700$  К. Відпал у вакуумі плівок  $\alpha$ -Ni як на підкладці, так і у вільному стані при  $T = 700 - 750$  К ініціює процеси рекристалізації. У разі плівок на підкладці результатом рекристалізації є збільшення на порядок середнього розміру зерен нікелю  $\langle D \rangle$  і трансформація кристалічної решітки ГЦУ > ГЦК. У плівках, що трансформуються кристалічної решітки відбувається без помітної зміни  $\langle D \rangle$ . Нижня межа вказаного інтервалу температур збігається з температурою епітаксialного зростання плівки  $\beta$ -Ni у паралельній відносно підкладки (001) KCl орієнтації. Тобто відпал плівок Ni з метастабільною ГЦУ ґратами ініціює поліморфне перетворення ГЦУ > ГЦК, яке відбувається відповідно до орієнтаційних співвідношень між фазами  $\alpha$ -Ni і  $\beta$ -Ni.

## ЭКСИТОННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ СВОБОДНЫХ КЛАСТЕРОВ КСЕНОНА, ДОПИРОВАННЫХ АРГОНОМ

**В.Л. Вакула, А.Г. Данильченко**

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина, 47  
e-mail: vakula@ilt.kharkov.ua*

В работах [1-2] сообщалось о первом наблюдении люминесценции от объемных и поверхностных экситонов в свободных кластерах ксенона. Ранее, в кластерах инертных газов экситоны были зафиксированы только в спектрах поглощения, формирующихся за времена  $10^{-14}$  с. Динамика же экситонов за характерные времена их жизни  $10^{-9}$  с оставалась неизвестной, поскольку экситонные полосы в спектрах люминесценции не наблюдались.

В данной работе впервые было исследовано влияние примеси в объеме кластеров ксенона на экситонные спектры. В качестве примеси был выбран аргон, имеющий ограниченную растворимость в твердом ксеноне, что позволило проследить за эволюцией спектров люминесценции по мере распада смешанной ксенон-аргоновой системы на чистые компоненты с образованием ксенонового кора, покрытого аргоновой оболочкой.

Эксперименты проводились на кластерах, формируемых в сверхзвуковых струях, истекающих через сверхзвуковое сопло в вакуум. Давление и температура исходной газовой смеси на входе в сопло сохранялись неизменными ( $p_0=1$  атм и  $T_0=190-200$  К), варьировалась лишь концентрация ксенона (от 1,8% до 4,7%). Рост концентрации ксенона приводил к увеличению размера кластеров. Спектры люминесценции снимались при возбуждении кластерного пучка электронами с энергией 1 кэВ. Параллельно со спектроскопическими измерениями проводилось электронографическое исследование структуры кластеров.

При малом содержании аргона в объеме кластера (в отсутствие аргоновой оболочки) отчетливо наблюдалась полоса люминесценции объемного экситона при  $\approx 8,35$  эВ, поверхностного поляритона при 8,38 эВ и двух поверхностно-разрешенных экситонных полос при 8,23 и 8,31 эВ. Достаточно неожиданно выяснилось, что все эти полосы хорошо выражены для некристаллических кластеров, обладающих структурой многослойного икосаэдра. Этот факт требует теоретического осмысления, однако может быть связан с тем, что экситон в ксеноне имеет радиус меньше постоянной решетки. При увеличении количества аргона в кластере впервые наблюдался сдвиг полосы объемного экситона в сторону меньших частот от 8,355 эВ до 8,341 эВ. Наиболее существенный сдвиг с одновременным тушением экситонных полос имел место для кластеров с формирующейся аргоновой оболочкой. В случае, когда аргоновая оболочка была сформирована полностью (т.е. завершен процесс фазового расслоения), наблюдалось сильное тушение экситонных полос люминесценции.

Сдвиг экситонных полос и изменение их интенсивности в зависимости от концентрации примеси известны для экситонной люминесценции в примесных полупроводниках. В полупроводниковой физике эти изменения связываются, в частности, с образованием экситонно-примесных комплексов [3]. Тушение экситонных полос может быть обусловлено уменьшением барьера для автолокализации экситонов по мере формирования аргоновой оболочки.

[1] В.Л. Вакула, А.Г. Данильченко, Ю.С. Доронин, С.И. Коваленко, М.Ю. Либин, В.Н. Самоваров ФНТ **33**, 515 (2007).

[2] O.G. Danylchenko, Yu.S. Doronin, S.I. Kovalenko, M.Yu. Libin, V.N. Samovarov, V.L. Vakula Phys. Rev. A **76**, 043202 (2007).

[3] В.А. Киселев, Б.В. Новиков, А.Е. Чередниченко Экситонная спектроскопия. – Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 160 с. (1987).

## ELECTRON CORRELATIONS IN DOPED FULLERIDES: EFFECTIVE HAMILTONIAN APPROACH

Yu. Skorenky<sup>1</sup>, O.Kramar<sup>1</sup>, Yu.Drohobitsky<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Ternopil State Technical University  
46001 Ternopil, 56, Rus'ka St.*

<sup>2</sup>*Ternopil V. Hnatiuk National Pedagogical University  
46027, 2, M.Kryvonis St., Block 1  
e-mail: skorenky@tu.edu.te.ua*

Electrical, magnetic and optical properties of fullerides reveal a rich physical contents of the underlying physical phenomena and the prospects of practical uses of these materials. Despite the intensive experimental and theoretical studies, the diversity of physical properties of doped fullerides remains unexplained at a microscopic level. Doped systems  $A_3C_{60}$  (where  $A=K, Rb, Cs$ ) turn out to be metallic at low temperatures. In fullerenes doped with organic molecules  $\alpha$ TDAE- $C_{60}$  (here TDAE stands for tetrakisdimethylamine), PVDF- $C_{60}$  (where PVDF is polyvinilidene fluoride), hydrogenised fullerenes  $C_{60}H_x$  as well as in polymerized systems  $C_{60}$  ferromagnetic order can be stable. Curie temperature values for these systems are contained in broad interval from 16 K to 820 K. According to the theoretical band structure calculations (see [1] for review), fullerides with integer band-filling parameter  $n$  should be Mott-Hubbard insulators by electric nature, because all of them possess large enough values of intra-atomic Coulomb correlation parameter  $U$ . At the same time, in some of the doped fullerides (for example,  $AC_{60}$  and  $A_3C_{60}$ ) a metallic state is realized of unclear nature. The present study is devoted to investigation of electrical and magnetic properties interplay in electronic subsystem of low-dimensional systems with strong electron correlations.

In our study a model of doped fulleride electronic subsystem is formulated with taking into account the orbital degeneracy, strong intra-atomic correlations and the correlated hopping of electrons. The importance of proper accounting for these interactions is caused by a competition between on-site Coulomb correlation (characterized by Hubbard parameter  $U$ ) and delocalization processes (translational motion of electrons is determined by bare bandwidth and energy levels degeneracy), which a realization of the insulating or metallic state depends on [2,3]. Model Hamiltonian configurational representations of for description of doped fullerides has been built. Generalization of canonical transformation method for the system under investigation has been proposed. The obtained effective Hamiltonians allow to classify processes of subbands formation and hybridization, to discover mechanisms of electron localization and possible magnetic ordering stabilization. On a basis of the analysis carried out we argue that for an explanation of a metallic behavior of Mott-Hubbard system  $A_3C_{60}$  ( $x=3$  corresponds to the half-filled conduction band) three-fold degeneracy of energy levels and Hund's rule coupling has to be properly taken into account. The possibility of metal-insulation transition in the system (which is realized, e.g., in  $Rb_4C_{60}$  under external pressure) in the framework of the proposed model, is discussed.

[1] R. Pincak, M. Pudlak, E-print cond-mat/0703580v1.

[2] N. Manini, E. Tosatti, E-print cond-mat/0602134.

[3] L. Didukh, V. Hankevych, O. Kramar, Yu. Skorenky. Journal of Physics: Condensed Matter, **14**, 827 (2002).

## ДОСЛІДЖЕННЯ ДИНАМІКИ ФОРМУВАННЯ ХІМІЧНОГО ЗВ'ЯЗКУ В ТВЕРДИХ РОЗЧИНАХ CdSb-ZnSb, ЯК БАЗОВИХ ЕЛЕМЕНТІВ НИЗЬКОРОЗМІРНИХ НАНОСТРУКТУР

Т. О. Маник

Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича,  
58000 Чернівці, вул. Коцюбинського 2

Потік досліджень у фізиці твердого тіла останнім часом спрямований у напрямку вивчення все менших за просторовими розмірами систем. Відкриті принципово нові фундаментальні явища фізики різнорозмірних систем і виняткові прикладні можливості стимулювали розвиток фізики наногетеросистем. Особливої актуальності набувають питання динаміки формування хімічного зв'язку в дефектних напівпровідниках та твердих розчинах низькосиметричних кристалів, як базових елементів наноструктур. Знання сил взаємодії між атомами, дозволяють встановити взаємозалежність мікроскопічних характеристик з макроскопічними властивостями речовини і розробити технологічні режими синтезу нових штучних матеріалів з заданими властивостями.

Об'єктом досліджень в нашому випадку були штучні кристали антимонідів кадмію та цинку і тверді розчини на їх основі. Першим етапом в розв'язанні поставленої задачі був розрахунок гібридних орбіталей. На відміну від традиційних методів розрахунків у структурній хімії [1], нами розв'язана обернена задача [2]. На основі отриманих результатів були розраховані нееквівалентні гібридні орбіталі атомів Cd, Zn та Sb. Це дало можливість проаналізувати динаміку формування зміни електронної густини при переході від CdSb до ZnSb та встановити відповідність отриманих результатів з анізотропією фізичних властивостей у досліджуваних кристалах. Наступний етап розв'язання поставленої задачі полягав у використанні методів теорії пружності, теорії коливань та молекулярних моделей. Спочатку потрібно було встановити взаємозв'язок між теорією пружності та теорією ґратки. Далі опис пружних властивостей проводився в наближенні пружинного зв'язку. При цьому коефіцієнти розкладу потенціальної енергії в ряд по зміщеннях зв'язані з відповідним коефіцієнтом пружності  $f^{(\ell)}$ . Було складено систему алгебраїчних рівнянь для знаходження  $f^{(\ell)}$ . Результати розрахунків  $f^{(\ell)}$  показали, що зв'язки в оточенні характерному для CdSb та ZnSb ведуть себе по-різному, а співставлення з експериментом дало можливість описати анізотропію фізичних властивостей в CdSb, ZnSb та твердих розчинах різного складу.

Для прогнозування процесів плавлення та кристалізації необхідно мати енергетичні параметри, що характеризують хімічні зв'язки. В нашому випадку це були характеристичні частоти коливань атомів вздовж хімічних зв'язків, що описуються нееквівалентними гібридними орбіталями. Анізотропія характеристичних частот у CdSb при цьому була:

$$\omega_1 : \omega_2 : \omega_3 : \omega_4 : \omega_5 = 1,02 : 1 : 1,14 : 2,08 : 1,27, \quad (1)$$

а в ZnSb: 
$$\omega_1 : \omega_2 : \omega_3 : \omega_4 : \omega_5 = 1,36 : 1,41 : 1,2 : 1 : 2,71, \quad (2)$$

Аналіз отриманих результатів дав можливість пояснити структуру процесів плавлення та кристалізації в CdSb, ZnSb, причини появи стабільних та метастабільних фаз та зробити уточнення технологічних режимів синтезу нових матеріалів з прогнозованими властивостями, шляхом розрахунків температурних інтервалів перегріву та переохолодження, що відповідають за появу потрібних властивостей.

[1] Минкин В.И., Симкин Б.Я., Миняев Р.М. Теория строения молекул. – М.: Высшая школа, 1979. – 408 с.

[2] Маник О.М. Багатофакторний підхід у теоретичному матеріалознавстві. Україна. – Чернівці: Прут, 1999. – 432 с.

## ПРИРОДА МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ В МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЕНКАХ Co/Cu (111)

К.В. Кутько, А.И. Каплиенко, Э.П. Николова

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
61103 г. Харьков, пр. Ленина, 47  
e-mail: kkutko@ilt.kharkov.ua*

В настоящее время остается повышенным интерес к изучению многослойных наноструктур, образованных последовательным чередованием магнитных и немагнитных слоёв. Это связано как с возможностью практического использования таких систем (эффект гигантского магнетосопротивления), так и с большим количеством невыясненных вопросов физики магнитных мультислоёв. Одним из таких вопросов является магнитная анизотропия подобных систем.

В данной работе анализировалась величина константы магнитной анизотропии, полученной из спектра ферромагнитного резонанса [1] для серии многослойных образцов системы [Co/Cu]<sub>20</sub>, в которых толщина слоев кобальта была фиксированной  $d_{Co} = 8 \text{ \AA}$ , а толщина немагнитного слоя меди изменялась от 7 до 22  $\text{ \AA}$  с шагом в 1-2  $\text{ \AA}$ . Целью работы было установление физических механизмов, ответственных за формирование константы магнитной анизотропии данной системы, и количественное определение составляющих ее вкладов.

Суммарная энергия магнитной анизотропии таких систем имеет вид:

$$E_{\text{аниз}} = K_{MK} + K_{MY} + 2K_S / d + 2\pi M^2 \quad (1),$$

где  $K_{MK}$  - магнитокристаллическая константа ( $K_{MK} = 0,4 \text{ эрг/см}^3$  [2]),  $K_{MY}$  - магнитоупругая константа,  $K_S$  - константа поверхностной анизотропии ( $K_S = 0,12 \text{ эрг/см}^2$  [3]),  $M$  - намагниченность.

Для установления величины каждого из вышеназванных вкладов и сравнения их суммы с экспериментально установленной величиной  $K_{\text{eff}}$  проведен расчет параметров решетки кобальта в условиях псевдоморфизма согласно модели, предложенной в работе [4]. Далее, с учетом полученных параметров, рассчитан магнитоупругий вклад в энергию анизотропии. Значение намагниченности  $M = 1150 \text{ Гс}$  получено из SQUID измерений для образца с  $d_{Cu} = 7 \text{ \AA}$  и использовалось для расчета магнитодипольного вклада всех образцов серии.

Установлено качественное согласие между теоретически рассчитанными и экспериментально полученными зависимостями поведения константы анизотропии от толщины немагнитного слоя меди. Наблюдается устойчивый рост параметра  $K_{\text{eff}}$  при увеличении толщины немагнитных слоев, что является прямым следствием нарастания аксиальных искажений исходной кубической структуры кобальта в условиях псевдоморфизма. При этом значения  $K_{\text{eff}}$  формируются сравнимыми по величине вкладами и в целом близки к полученным в эксперименте, совпадая с ними по знаку, хотя имеются и заметные количественные расхождения. Отсутствие количественного совпадения данных зависимостей вызвано, во-первых, использованием в расчете фиксированного значения намагниченности, следовательно, в дальнейшем, необходимо провести измерения намагниченности для каждого образца исследуемой серии. Во-вторых, должен быть произведен учет шероховатости поверхности в выбранной модели расчета.

[1] K.V. Kutko, A.I. Kaplienko, E.P. Nikolova, A.G. Anders, V.V. Zorchenko, A.N. Stetsenko *Funct. Mater.* **15**, N3., 350 (2008).

[2] H. Fujiwara, H. Kadomatsu, T. Tokunaga. *J. Magn. Magn. Mater.* **31-34**, 809 (1983).

[3] Z.S. Shan, S. Nafis, J. Woollam, S.H. Liou, D.J. Sellmyer *J. Appl. Phys.* **73**, 6347 (1993).

[4] B. Hillebrands, B. Dutcher *Phys. Rev. B.* **47**, N10, 6126 (1993).

**Квантові рідини і квантові кристали, кріокристали****Запрошена доповідь****ПОЛИАМОРФИЗМ И НОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ  
ТВЕРДОГО СПИРТА****А. И. Кривчиков, И. В. Шарапова, О. О. Романцова**

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
61103 г. Харьков, пр. Ленина, 47  
e-mail: krivchikov@ilt.kharkov.ua*

В обзорном докладе будут представлены последние результаты экспериментальных исследований процессов теплопереноса в полиаморфных метастабильных разупорядоченных твердотельных состояниях простых одноатомных спиртов [1-3]. На примере этилового спирта будет показано, как меняются механизмы рассеяния фононов по мере приближения молекулярной системы к равновесной фазе [1]. Будет проведен сравнительный анализ поведения теплопроводности позиционного стекла и ориентационно-разупорядоченного кристалла. Рассмотрены изомерный и изотопические эффекты в теплопроводности [2]. Показано, что в теплопроводности главную роль играет ориентационный беспорядок [1,2]. Описание процессов теплопереноса проведено в рамках модели мягких потенциалов [2,3].

[1] Krivchikov, A.I., Yushchenko, A.N., Manzhelii, V.G., Korolyuk, O.A., Bermejo, F.J., Fernandez-Perea, R., Cabrillo, C., Gonzalez, M.A. *Phys. Rev. B* **74**, 060201(2006).

[2] Krivchikov, A.I., Yushchenko, A.N., Korolyuk, O.A., Bermejo, F.J., Fernandez-Perea, R., Bustinduy, I., Gonzalez, M.A. *Phys. Rev. B* **77**, 024202 (2008).

[3] O. A. Korolyuk, A. I. Krivchikov, I. V. Sharapova, O. O. Romantsova, *Fiz. Nizk. Temp.*, **32**, 380 (2009).

## ФОНОНИ У РІДИНІ ЯК КВАНТИ ІОННО-ЗВУКОВИХ КОЛИВАНЬ ВИРОДЖЕНОЇ ПЛАЗМИ

А.А.Ступка

*Дніпропетровський національний університет ім. Олесь Гончара  
49010 Дніпропетровськ, пр. Гагаріна 72  
e-mail: antonstupka@mail.ru*

Поняття фононів у рідині вводиться на основі феноменологічної теорії коливань у звуковій хвилі стандартним квантуванням нормальних координат. У разі системи сильно взаємодіючих атомів, якою є рідина, електрони зовнішнього атомного рівня (валентні), як ферміони, згідно принципу Паулі, можуть вважатися виродженим Фермі-газом. Отже вважатимемо, що електрони мають розподіл Фермі, при чому для діелектричних рідин електрони, звичайно, не залишають свої остови. Оскільки характерна швидкість підсистеми електронів (фермієвська  $v_F = \sqrt[3]{3\pi^2 n \hbar} / m$  з ефективною масою) значно перевершує швидкість звуку, що у свою чергу значно перевершує характерну швидкість гідродинамічних течій, тобто масивних іонів  $v_{Fe} \gg u_s \gg v_{Ti}$ , електрони встигають підстроїти свій просторовий розподіл під поточний розподіл остовів (іонів). Дана ситуація типова для кулонівської плазми. Запровадимо потенціал гідродинамічної швидкості  $grad \varphi = \mathbf{v}$ . Потік маси визначається потоком іонів  $\mathbf{\pi}_i = \sigma_i \nabla \varphi$ . Потенціал масової швидкості невіддільно пов'язаний калібрувальною функцією з власним електромагнітним полем речовини. Використовуємо зручне при вивченні елементарних збуджень електромагнітного поля в середовищі калібрування Гамільтона, коли його (поля) скалярний потенціал дорівнює нулю. Таким чином, викладену теорію звуку можна розглядати як теорію еволюції потенційного електромагнітного поля в термостаті, яким у даному випадку є рідина, і фонони є квантами цього поля. При розгляді лінійної теорії, яка і дає представлення збуджень у вигляді сукупності гармонійних осциляторів, подовжне поле можна вивчити окремо. Для довгохвильових збуджень мікроскопічна структура не важлива, важлива лише наявність у середовищі електронів і остовів, тобто, рідину можна розглядати аналогічно плазмі. Використовуємо рівняння неперервності  $\partial n_i / \partial t + \text{div} n_i \mathbf{v}_i = 0$  і рівняння Ейлера  $d \rho_i \mathbf{v}_i / dt = -\nabla P$ . Тут тиск на іонну компоненту чинить вироджений газ електронів  $P = (3\pi^2)^{2/3} \hbar^2 n_e^{5/3} / 5m_e$ . Тиском іонної компоненти в основному наближенні можна знехтувати. Стандартним чином провівши лінеаризацію, одержимо іонно-звукові хвилі виродженої плазми зі швидкістю  $u_s = (3\pi^2)^{1/3} \hbar n_e^{1/3} / \sqrt{3m_e m_i} = v_{Fe} \sqrt{m_e / 3m_i}$ , де ефективну масу електрона визначає експериментальне значення швидкості звуку. Той же результат для випадку низькоенергетичних збуджень подовжнього (потенційного) поля дає вираз для діелектричної проникності з теорії із самоузгодженим полем  $\varepsilon^l(\omega, k) = 1 + (1 + i\pi\omega / 2kv_{Fe}) 3\omega_{Le}^2 / k^2 v_{Fe}^2 - \omega_{Li}^2 / \omega^2 = 0$ , де  $\omega_L^2 = 4\pi e^2 n / m$  - квадрат ленгмюрівської частоти. Для випадку надплинної рідини вводиться "фаза" конденсатної хвильової функції  $\Xi \approx \sqrt{n} \exp(i\Phi)$ . Із стандартного визначення оператора густини потоку  $\mathbf{j} = \frac{i\hbar}{2m} (\Xi \nabla \Xi^* - \Xi^* \nabla \Xi) = \frac{\hbar}{m} n \nabla \Phi$  виходить, що фаза пропорційна потенціалу гідродинамічної швидкості  $\varphi = \frac{\hbar}{m} \Phi$ , що дозволяє виразити через оператори народження і знищення фононів і фази. Вторинне квантування електромагнітних хвиль у даному випадку потенційного поля призводить до стандартного виразу векторного потенціала поля через оператори народження-знищення квазічастинок  $A_n^l(x) = c \sum_k (2\pi\hbar / \omega^l V)^{1/2} (c_k + c_{-k}^+) e^{ikx} k_n / k$ , які в точності співпадають з гідродинамічними фононами.

## ОСОБЕННОСТИ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ СВЕРХТЕКУЧЕЙ ЖИДКОСТИ

И.А. Гриценко, А.А. Задорожко, В.К. Чаговец, Г.А. Шешин

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина 47  
e-mail: gritsenko@ilt.kharkov.ua*

В работе исследуются механизмы перехода от ламинарного к турбулентному режиму течения в сверхтекучей жидкости с помощью метода колеблющегося кварцевого камертона. Ранее [1] использование высокоточной методики кварцевого камертона позволило изучить температурную зависимость вязкости He II при ламинарном режиме течения. Было показано, что вязкость хорошо описывается в рамках кинетической теории сверхтекучей жидкости и хорошо согласуется с литературными данными. Кроме того, при больших скоростях колебания камертона, по характерным изломам на вольт-амперных характеристиках была определена скорость перехода к турбулентному режиму течения сверхтекучей жидкости. Таким образом, была определена температурная зависимость критической скорости сверхтекучего потока. Было обнаружено, что при температуре ниже 1 К, когда количество нормальной компоненты пренебрежимо мало, переход к турбулентному режиму течения происходит через промежуточный режим с дополнительной диссипацией, обусловленной рождением квантованных вихрей.

Как было показано теоретически в работе [2], наличие нормальной компоненты в потоке сверхтекучей жидкости должно изменить механизм образования турбулентного течения - ламинарное течение становится более устойчивым, и турбулентный режим течения наступает при больших скоростях потока.

Для изучения влияния нормальной компоненты на условия начала образования турбулентного течения в данной работе в качестве исследуемого объекта был использован 5 % сверхтекучий раствор  $^3\text{He}$  в  $^4\text{He}$ . Плотность нормальной компоненты такого раствора при  $T < 1,5$  К в основном определялась  $^3\text{He}$ . С помощью измерений амплитудно-частотных и вольт-амперных характеристик кварцевого камертона, как и в [1], была определена критическая скорость начала турбулентного режима течения в интервале температур от 2,1 К -до 0,3 К при давлении насыщенного пара.

В работе показано, что при  $T > 1,5$  К, когда количество нормальной компоненты сверхтекучей жидкости определяется вкладом фононов и ротонов, температурная зависимость критической скорости потока такая же, как в He II. Но при температурах ниже 1,5 К, когда количество нормальной компоненты в основном определяется  $^3\text{He}$  в растворе и не зависит от температуры, критическая скорость, в соответствии с [2], начинает расти. Кроме того, при температуре ниже 0,8 К на амплитудно-частотных зависимостях наблюдаются нерегулярности в виде ступенек, что по-видимому, связано с конденсацией  $^3\text{He}$  на квантованных вихрях, как это было теоретически показано в [3]. Причем, если при  $T > 0,5$  К ступеньки наблюдаются только при турбулентном течении сверхтекучей жидкости, то при более низких температурах они хорошо видны и при ламинарном режиме течения. Такое поведение может свидетельствовать о наличии квантованных вихрей при ламинарном потоке сверхтекучей жидкости, что хорошо согласуется с результатами работы [1].

[1]. Г. А. Шешин, А. А. Задорожко, Э. Я. Рудавский, В. К. Чаговец, Л. Скрбек, М. Блажкова, ФНТ, **34**, 1111 (2008).

[2]. K. W. Schwarz, Phys. Rev. Lett., **50**, 364 (1983).

[3]. Л. С. Реут, И. З. Фишер, ЖЭТФ, **55**, 722 (1968).

## КОНЦЕНТРАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА МАССОВОЙ ДИФФУЗИИ В РАСПАДАЮЩИХСЯ КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ ${}^4\text{He}$ в ${}^3\text{He}$

И.А. Дегтярев

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина 47  
e-mail: degtyaryov@ilt.kharkov.ua*

Экспериментальные данные по исследованию кинетики распада концентрированных твёрдых растворов  ${}^4\text{He}$  в  ${}^3\text{He}$  обработаны путем решения диффузионной задачи, соответствующей условиям эксперимента. Краевая задача ставилась для условий нестационарной границы раздела двух фаз, при этом были учтены диффузионные процессы как снаружи, так и внутри включения новой фазы, которые появляются при расслоении уже частично расслоенного кристалла. Полученная на основании найденного решения временная зависимость изменения давления в процессе расслоения твёрдого раствора имеет хорошее согласие с экспериментальными данными.

В предположении гомогенного зародышеобразования в процессе расслоения твёрдых растворов  ${}^4\text{He}$  в  ${}^3\text{He}$ , впервые оценены коэффициенты массовой диффузии для концентрированных растворов.

## TRANSPORT OF Q1D SURFACE ELECTRONS OVER LIQUID HELIUM IN DENSE VAPOR

**A.V. Smorodin, V.A. Nikolaenko, S.S. Sokolov**

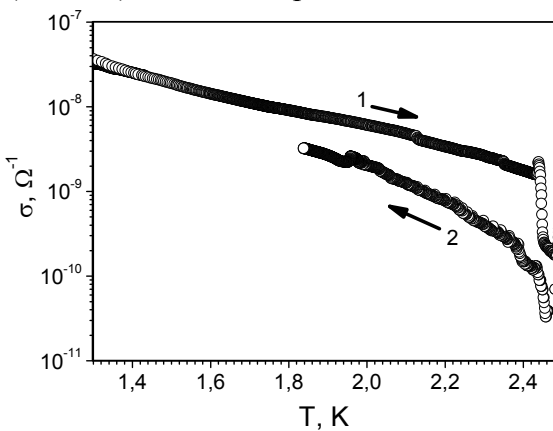
*B.Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering of the National Academy of Sciences of Ukraine, 61103 Kharkov, 47 Lenin Ave.*

e-mail: *smorodin@ilt.kharkov.ua*

The behavior of electron in a dense inert gas calls a large attention. Especially attractive is helium where, due to a small mass, an electron obtains large energy of zero oscillations. As a result electron can be localized in a cavity (bubble) in a dense gas forming a specific particle – surface cation (also called electron bubbles).

The interaction of 3D electron with helium gas leads to the bubble formation at gas density  $10^{27} \text{ m}^{-3}$  with bubble size of about  $2 \times 10^{-7} \text{ cm}$ . The formation of a electron bubble is accompanied by strong change of electron conductivity. The study of the 3D electron transport in helium gas was carried out by the time-of-flight method /Levin and Sanders, 1967/. It was shown that at vapor density  $2 \times 10^{27} \text{ m}^{-3}$  (the temperature was about 3.2 K) one observes a sharp decrease (jump) of electron conductivity. For 2D electrons over helium, the jump of conductivity is also observed but at lower temperature ( $\sim 3 \text{ K}$ ).

In present work, we study the conductivity of surface electrons in helium localized in the system of Q1D channels. The substrate consists of glass fiber (diameter  $125 \mu\text{m}$ ). The surface density is  $10^9 \text{ cm}^{-2}$  and temperature range is 1.3 – 2.5 K. As is seen in the Figure, the conductivity decreases exponentially with temperature and falls sharply near two orders at  $T = 2.43 - 2.46 \text{ K}$  (curve 1). Under temperature decrease the conductivity increases but only one order (curve 2).



Probably such asymmetry is connected with partial localization of electrons on the substrate roughness.

We suppose that the change of electron conductivity at  $T = 2.44 \text{ K}$  to is caused by a localization electron in dense vapor with formation of one-electron cations (electron bubbles). Note that drastic change in electron conductivity is observed in temperature range lower than that in 2D. We attribute such a difference with restricted nature of electron motion in Q1D conducting channel.

## НЕЛИНЕЙНЫЕ СВОЙСТВА ВИГНЕРОВСКОГО КРИСТАЛЛА ПРИ НАЛИЧИИ РАЗРУШАЮЩЕГО СИГНАЛА

**К.А. Наседкин, В.Е. Сивоконь**

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И.Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина 47  
e-mail: nasedkin@ilt.kharkov.ua*

Проведено экспериментальное исследование нелинейных свойств двумерного электронного (вигнеровского) кристалла над поверхностью жидкого гелия в зависимости от ведущего электрического поля. В эксперименте создавалось два переменных электрических поля с разными частотами. Одно из них создавалось переменным потенциалом амплитудой от 30 до 300 мВ и частотой 37 МГц, и использовалось для разрушения электронного кристалла. Другое поле служило для измерения электрических свойств системы и создавалось переменным потенциалом величиной 1мВ, в диапазоне частот 3-8 МГц, что соответствует частотам возбуждения в ячейке резонанса связанных электрон-риплонных колебаний. Измерения проводились при температуре 150 мК и концентрация носителей заряда составляла  $6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ .

Обнаружено, что с увеличением разрушающего ведущего поля резонансный спектр связанных электрон-риплонных колебаний деформируется и становится менее выраженным, а при разрушающем напряжении 300 мВ наблюдается независимость амплитуды измеряемого сигнала от частоты, что характерно для неупорядоченной двумерной электронной системы.

## ОСОБЕННОСТИ КИНЕТИКИ ОЦК-ГПУ ПЕРЕХОДА В СЛАБЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$

**Е.О. Вехов, А.П. Бирченко, Н.П. Михин**

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина 47  
e-mail: vekhov@ilt.kharkov.ua*

Изотопические твердые растворы  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  являются уникальным модельным объектом для исследования роли примесей на кинетику фазовых переходов, поскольку концентрация примесей очень точно контролируется, а возможность попадания посторонних примесей практически полностью исключается.

Образцы для исследования получались методом блокировки капилляра заполнения. Для исследования кинетики структурного ОЦК-ГПУ перехода в 1% растворе  $^3\text{He}$  в  $^4\text{He}$  был использован довольно информативный метод прецизионной барометрии. При ступенчатом изменении температуры осуществлялась одновременная регистрация температуры и давления в образце с частотой 1 раз в секунду с чувствительностью  $\sim 1$  мК и  $\sim 1$  мбар, соответственно.

В однофазных ОЦК и ГПУ областях, как в случае чистого  $^4\text{He}$ , так и в случае растворов, изменения давления со временем хорошо описывались экспоненциальной зависимостью с одной постоянной времени  $\tau$ , которая составляла от 1 до 4 с, в зависимости от фазового и изотопического состава. Что же касается двухфазных областей ОЦК/ГПУ, то здесь ситуация для растворов значительно отличается от ситуации для чистого  $^4\text{He}$ . На рис. 1 показана кинетика изменения давления при ступенчатом изменении температуры, как для чистого  $^4\text{He}$ , так и для раствора, при ОЦК-ГПУ переходе. Для удобства сравнения данные приведены в полулогарифмических координатах, кроме того по оси ординат – в относительных координатах, что позволяет по углу наклона кривых определять величину обратно пропорциональную постоянной времени процесса.

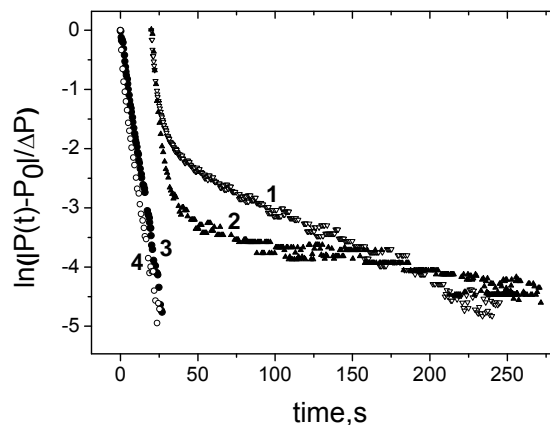


Рис. 1 Кинетика изменения давления при ступенчатом охлаждении (кривая 1) и нагреве (кривая 2) двухфазного образца  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$ , и нагреве (кривая 3) и охлаждении (кривая 4) чистого  $^4\text{He}$ . Для наглядности данные для раствора по оси абсцисс смещены относительно нуля на 20 с.

Видно, что в чистом  $^4\text{He}$  мы имеем одну постоянную времени, обычно до 5 с. В данных же для раствора четко виден перегиб кривой, т.е. мы имеем две постоянные времени  $\tau_1 = 3 - 7$  с и  $\tau_2 = 65 - 100$  с. Кроме значительного удлинения времени процесса (более чем на порядок), наблюдается также несовпадение кривых 1 и 2 для охлаждения и нагрева системы соответственно, в чистом же  $^4\text{He}$  данные для нагрева и охлаждения (кривые 3 и 4) практически совпадают. В работе предлагается возможное объяснение такого гистерезиса.

## АКУСТИЧЕСКИЕ МОДЫ В АЭРОГЕЛЕ, ЗАПОЛНЕННОМ СВЕРХТЕКУЧИМ $^4\text{He}$

А.А. Задорожко, Э.Я. Рудаковский, В.К. Чаговец, Г.А. Шешин

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина 47  
e-mail: zadorozhko@ilt.kharkov.ua*

С помощью низкочастотной резонансной методики проведены измерения скорости быстрой и медленной коллективных мод в He II, заполняющем образцы аэрогеля с пористостью 90%, 94% и 98%. Измерения были проведены в акустическом резонаторе в области частот 100 Гц – 20 кГц при температурах 0,5 – 2,5 К. Измеренные температурные зависимости скоростей обеих мод сопоставлены с модифицированной гидродинамической теорией распространения звука в системе He II – аэрогель [1] и с теорией, основанной на подходе Био [2] для жидкостей, заполняющих «частично увлекаемую» пористую среду с учетом извилистости акустического пути [3].

Показано, что учет извилистости приводит к лучшему согласию между экспериментом и теорией. Анализ полученной зависимости скоростей мод от пористости показал, что в пределе очень высокой пористости вдали от критической точки скорость быстрой моды приближается к скорости первого звука в объемном He II, а скорость медленной – к скорости звука в сухом аэрогеле. Для плотных аэрогелей вдали от критической точки скорость быстрой моды выходит на скорость звука в сухом аэрогеле, а скорость медленной – на скорость четвертого звука в He II. При приближении к критической точке наблюдается монотонное уменьшение всех скоростей. Обнаруженные закономерности согласуются с предсказаниями теории.

[1] M. J. Mackenna, T. Slawewski, and J. D. Maynard, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1878 (1991).

[2] M. A. Biot, *J. Acoust. Soc. Am.* **28**, 168 (1956). M. A. Biot, *J. Acoust. Soc. Am.* **28**, 179 (1956).

[3] Ш. Кекутия, Н. Чхаидзе, *ФНТ* **28**, 1115 (2002).

## ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТЕПЛОВЫМ ПОТОКОМ В СВЕРХТЕКУЧЕМ ГЕЛИИ

**В. А. Тихий, А.С. Рыбалко**

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина 47  
e-mail: tihij@ilt.kharkov.ua*

Экспериментально обнаружен новый эффект – генерация электромагнитного излучения в сверхтекучем гелии при наличии в нем теплового потока [2]. Для создания теплового потока использовались гидродинамические тепловые пушки, а для регистрации электромагнитного излучения – диэлектрический дисковый резонатор. Эксперименты проводились в области температур  $1,4 - T_\lambda$  при мощностях, подаваемых на нагреватель тепловой пушки  $Q=0-10^{-3}$  Вт. Обнаружено, что при включении тепловой пушки приемник регистрировал четкий сигнал электромагнитного излучения, а при  $Q=0$  сигнал отсутствовал. Частота генерируемого электромагнитного излучения, измеренная с помощью интерферометра Фабри-Перо, при  $T=1,4$  К соответствовала  $\sim 1,8 \cdot 10^{11}$  Гц и понижалась с повышением температуры, практически совпадая с температурной зависимостью роторной щели. Исследована также зависимость принятого сигнала от температуры, направления и мощности  $Q$  теплового потока. Полученные результаты свидетельствуют в пользу двухуровневой модели He II, в которой разность между уровнями равна роторной энергии.

[1] А.М. Прохоров УФН, **85**, 599, (1965).

[2] A.S. Rybalko, S.P. Rubets, E.Ya. Rudavskii, V.A. Tikhii, R. Golovachenko, V.N. Derkach, S.I. Tararov arXiv:0811.2114v2 Nov 2008.

## ПРОЦЕССЫ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В КЛАТРАТНЫХ ГИДРАТАХ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

**О.О. Романцова, А.И. Кривчиков**

*Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б. І. Веркина НАН України  
61103 Харків, пр. Леніна 47  
e-mail: [romantsova@ilt.kharkov.ua](mailto:romantsova@ilt.kharkov.ua)*

Клатратные гидраты представляют собой полиморфные кристаллические структуры обычного льда. В полостях, сформированных с помощью водородных связей молекул воды, располагаются “гостевые” молекулы (атомы) без образования химической связи и за счёт только слабого взаимодействия Ван-дер-Ваальса.

В работе представлены и проанализированы результаты исследования температурной зависимости теплопроводности кристаллических клатратных газовых гидратов с различными типами клатратной структуры и гостевых молекул.

Теплопроводность гидратов ксенона, тетрагидрофурана (ТГФ) и метана была измерена стационарным методом теплового потенциометра в области температур 2–150 К.

Установлено, что теплопроводность кристаллических клатратных гидратов имеет температурную зависимость, характерную для стекол. Единой модели, с помощью которой можно было бы описать полученные зависимости  $\kappa(T)$  гидратов на данный момент не существует. Для объяснения такого необычного поведения теплопроводности клатратных гидратов было предложено несколько механизмов рассеяния фононов. В области низких температур, где преобладают длинноволновые фононы, зависимость  $\kappa(T)$  хорошо описывается феноменологической моделью мягких потенциалов. В высокотемпературной области, когда длина волны свободного пробега фонона становится меньше параметра решетки, перенос тепла производится не фононами, а “диффузными” модами. Также рассматриваются модель резонансного рассеяния и протонное разупорядочение в гидрате, которые могут приводить к “стекольному” поведению теплопроводности.

## ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ПРОСТЫХ СПИРТОВ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ СОСТОЯНИИ

**И.В. Шарапова, А.И. Кривчиков**

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина 47  
e-mail: sharapova@ilt.kharkov.ua*

Спиртами называются соединения, содержащие одну или несколько гидроксильных групп. По их числу спирты подразделяются на одноатомные, двухатомные, трехатомные и т.д. Первичные одноатомные спирты (алифатические) могут быть образованы с помощью замещения одной из двух водородных связей молекулы воды алкильными группами различной длины. Спирты, подобно другим системам с водородной связью, характеризуются направленными ненасыщенными силами взаимодействия, что приводит к аномальным, по сравнению с другими системами, свойствам. Одноатомные спирты показывают довольно сложное поведение, которое не имеет однозначной трактовки, хотя очевидно, что кооперативная водородная связь в этих веществах играет ключевую роль в формировании структуры конденсированного состояния. Эффект кооперативной водородной связи в различных свойствах уменьшается по мере увеличения числа атомов углерода в молекуле спирта. В конденсированных фазах спирта водородная связь навязывает всем молекулам поведение - встраиваться в линейные цепочки. Связь между цепочками обеспечивают силы Ван-дер-Ваальса. Величина водородной связи и диполь-дипольного взаимодействия почти одинакова для всех первичных спиртов, но величина межмолекулярного дисперсионного взаимодействия растет с ростом размера молекулы. Водородносвязанные цепочки играют важную роль в локальной структуре любой фазы конденсированного спирта.

Проведены сравнение и анализ экспериментальных данных о теплопроводности  $\kappa(T)$  ряда простых кристаллических спиртов: метилового, этилового и пропилового-1 в термодинамически равновесной фазе с полным ориентационным упорядочением при температурах выше 2 К при равновесной упругости пара. Обнаружено отклонение в поведении теплопроводности от закона  $1/T$ . Причины такого отклонения связываются с тем, что в теплопроводности, наряду с составляющей  $\kappa_1(T)$ , соответствующей распространяющимся фононам, появляется дополнительная составляющая  $\kappa_2(T)$ , соответствующая фононам с минимальным временем жизни (модель Кахилла - Поля).  $\kappa(T) = \kappa_1(T) + \kappa_2(T)$ . При температурах выше 40 К  $\kappa_1(T)$  описывается законом  $1/T$ , а  $\kappa_2(T)$  почти не зависит от температуры. Составляющая  $\kappa_1(T)$  хорошо описывается в рамках модели Дебая - Пайерлса с учетом фонон-фононных U-процессов и рассеяния фононов дислокациями. Показано, что интенсивность фонон-фононных процессов рассеяния уменьшается по мере увеличения числа атомов углерода в молекуле спирта. Высказано предположение, что это связано с либрациями и их связью с фононами.

## КРИТИЧЕСКИЕ СКОРОСТИ И СТАЦИОНАРНЫЕ ВОЛНЫ В ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ СВЕРХТЕКУЧЕЙ СИСТЕМЕ

Л.Ю. Кравченко, Д.В. Филь

*Институт монокристаллов НАН Украины  
61001 Харьков, просп. Ленина 60  
e-mail: sotice@mail.ru*

Как было показано Халатниковым [1], для описания свойств двухкомпонентного бозе-эйнштейновского конденсата необходимо использовать трехскоростную гидродинамику. Современная трехскоростная гидродинамическая теория сверхтекучести была сформулирована Андреевым и Башкиным [2]. В рамках этой теории нетривиальной является задача о критических скоростях сверхтекучего движения [3]. Одним из методов экспериментального определения критических скоростей в ультрахолодных газах является наблюдение стационарных волн, генерируемых потоком на препятствии. Боголюбовский спектр обладает дисперсией, и движение объекта через сверхтекучую систему может привести к возникновению стационарных волн.

Стационарные волны в однокомпонентном квазидвумерном бозе-конденсате были рассмотрены в работе [4]. В настоящем сообщении изучены стационарные волны, возникающие в потоке квазидвумерного двухкомпонентного бозе-конденсата, компоненты которого движутся с разными сверхтекучими скоростями [5]. Показано, что, как и в однокомпонентном случае, стационарные волны в двухкомпонентной системе возникают при нарушении критерия Ландау, который можно сформулировать как условие положительности энергии нижней моды элементарных возбуждений. Критерий Ландау определяет в пространстве скоростей некоторую область сверхтекучести, за пределами которой в системе возникает стационарная картина волн. Установлено, что картина стационарных волн в двухкомпонентной системе может существовать только при выполнении дополнительного условия для модуля разности сверхтекучих скоростей компонент, который не должен превышать определенного критического значения. Нарушение этого условия приводит к появлению комплексных значений в спектре элементарных возбуждений и пространственному разделению компонент. Если обе компоненты движутся с равными скоростями, может возникнуть два семейства волн; критическим скоростям в этом случае соответствуют фазовые скорости нижней и верхней гидродинамических мод. Если движется только одна компонента, возникает только одно семейство волн, причем критическая скорость больше скорости нижней моды. Два или даже три интерферирующих семейства волн могут возникнуть, если скорости компонент приблизительно равны, а угол между ними близок к  $\pi/2$ .

Получены уравнения описывающие линии гребней стационарных волн. Найдено отношение амплитуд колебаний компонент вдоль гребня волны. Это отношение зависит от сверхтекучих скоростей компонент, может меняться вдоль гребня волны и является разным для разных семейств волн. Для случаев, когда интерферируют две или три волны построены графики плотности. Установлено, что стационарные волны видны как на графике, отображающем колебания разности плотностей компонент, так и на графике, соответствующем колебаниям общей плотности. Но в первом случае график является значительно более контрастным, чем во втором.

[1] И.М. Халатников *ЖЭТФ* **32**, 653 (1957).

[2] А.Ф. Андреев, Е.П. Башкин *ЖЭТФ* **69**, 319 (1975).

[3] L.Yu. Kravchenko, D.V. Fil *Low Temp. Phys.*, **33**, 1023 (2007).

[4] Yu.G. Gladush, G.A. El, A. Gammal, and A.M. Kamchatnov *Phys. Rev. A* **75**, 033619 (2007).

[5] L.Yu. Kravchenko, D.V. Fil e-print arXiv: 0811.2436v2.

**HEAT TRANSFER PECULIARITIES IN QUANTUM LIQUIDS****K. Nemchenko, S. Rogova**

*Energy Physics Department, Karazin Kharkiv National University,  
61077, Kharkiv, Svobody sq.4  
e-mail: svetlanochka85@mail.ru*

Heat processes in superfluid  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  mixtures at low temperatures are of very unusual form. In classical liquids and solids heat is transferred by dissipative mode due to thermal conductivity. If one adds  $^3\text{He}$  isotope to superfluid helium the nature of heat transfer changes. The part of heat is transferred with second sound and another part with dissipative diffusion mode. The ratio between these parts can take any values from very low, when heat transfers completely by effective thermal conductivity to very high value, when heat propagates in mixture with second sound waves.

Influence of thermodynamic parameters values on second sound mode fraction and dissipative mode fraction are studied to define conditions under which relaxation is due to either second sound or dissipative mode takes place.

Experimental conditions for definite contribution of second sound are discussed.

**Запрошена доповідь****КВАЗИСРЕДНИЕ И СТАТИСТИЧЕСКАЯ МЕХАНИКА  
КВАНТОВЫХ ЖИДКОСТЕЙ****М.Ю. Ковалевский**

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»  
61108, Харьков, Академическая, 1, Украина  
e-mail: mikov@kharkov.ua*

В докладе представлены результаты теоретического исследования равновесных свойств конденсированных сред со спонтанно нарушенной симметрией. Такие состояния возникают при фазовых переходах II рода, где симметрия состояния равновесия уменьшается. Такие состояния можно описать и классифицировать в рамках хорошо известной феноменологической теории Ландау [1]. Обсуждаются трудности этого феноменологического подхода при исследовании конденсированных сред с тензорными параметрами порядка. Уменьшение симметрии состояния равновесия приводит к необходимости введения дополнительных параметров адекватно описывающих вырожденные состояния. Установление характера и вида этих параметров представляет собой основную проблему исследований. Возникает задача описания и классификации состояний равновесия системы с новыми возможными фазами.

Рассмотрена классификация состояний равновесия в вырожденных конденсированных средах в рамках микроскопического статистического подхода, использующего концепцию квазисредних [2,3]. Сформулированы трансформационные свойства операторов параметра порядка относительно глобальных (однородных) преобразований, генераторами которых являются интегралы движения. Введены генераторы ненарушенной (остаточной) симметрии и пространственной симметрии и получены уравнения, устанавливающие структуру параметра порядка в состоянии равновесия [4]. Рассмотрены некоторые конкретные примеры сверхтекучих состояний. Обсуждаются возможные типы параметра порядка для конденсированных сред со спином 0, 1/2, 1.

[1] Л.Д. Ландау ЖЭТФ 1937, т. 7, с. 19.

[2] N.N. Bogolubov Physica 1960, v. S26, p. 1.

[3] А.И. Ахиезер, С.В. Пелетминский Методы статистической физики М.: Наука. 1977, 368 с.

[4] М.Ю. Ковалевский, С.В. Пелетминский Статистическая механика квантовых жидкостей и кристаллов М.: Физматлит. 2006, 368 с.

## ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ГЕЛИЯ II.

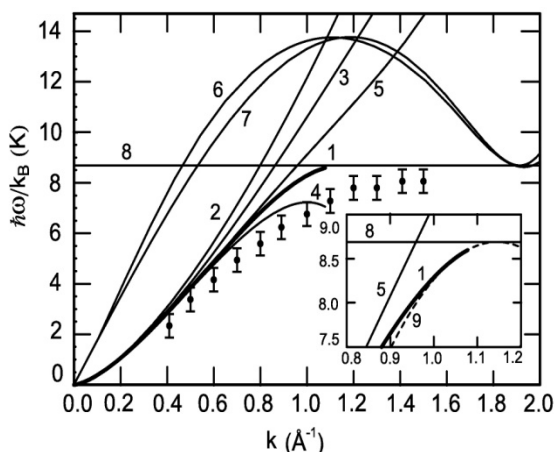
И. Н. Адаменко<sup>1</sup>, К. Э. Немченко<sup>1</sup>, И. В. Танатаров<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина  
61077 Харьков, пл. Свободы 4

<sup>2</sup>Институт теоретической физики им. А.И. Ахиезера,  
ННЦ «Харьковский физико-технический институт»  
61008 Харьков, ул. Академическая 1  
e-mail: igor.tanatarov@gmail.com

Мы исследуем дисперсионную кривую поверхностных возбуждений сверхтекучего гелия, рипплов, в рамках простой модели He II как сплошной среды на межатомных расстояниях. Эта модель была предложена в [1] и использовалась для описания взаимодействия объемных квазичастиц гелия с границей раздела с твердым телом [2]. Дисперсионное соотношение объемных возбуждений  $\Omega(k)$ , которое может быть практически произвольным, определяет ядро нелокального соотношения между давлением и плотностью в такой сплошной среде и явно входит в ее уравнения движения. Поэтому в использованном подходе можно описывать квантовую жидкость с произвольной дисперсией, и в частности с характерной немонотонной дисперсией сверхтекучего гелия. Мы решаем задачу для дисперсии  $\Omega(k)$  простого аналитического вида, которая хорошо аппроксимирует экспериментально измеряемую дисперсию гелия II и в фононной, и в ротонной области.

Рипплонное, поверхностное решение уравнений квантовой жидкости как сплошной среды получается из общего аналитического решения, полученного в [2], и обычных граничных условий на свободной поверхности, учитывающих поверхностное натяжение. Из него выводится уравнение для дисперсии рипплов  $\omega(k)$  в элементарных функциях. Оно решено численно в интервале частот от нуля до ротонного минимума  $\Delta$ . Получены разложения на обоих концах этого интервала частот.



Линия 1 (жирная) – численное решение для  $\omega(k)$ , линии 2-5 показывают последовательные разложения  $\omega(k)$  при малых  $k$  по степеням  $k$ . 2 – «закон трех вторых», 3 учитывает сжимаемость, 4 и 5 включают ротонные поправки. 6 – сплайн экспериментальных данных для дисперсии объемных возбуждений, 7 – использованная дисперсия  $\Omega(k)$ . Уровень  $\Delta$  показан горизонтальной линией 8. Область вблизи  $\Delta$  показана на вложенном графике, где штрихованная линия 9 показывает параболическую асимптоту. Точки – экспериментальные данные для  $\omega(k)$  [3].

Показано, что при малых частотах дисперсия слабо отклоняется от «закона трех вторых», но вблизи  $\Delta$  ее вид определяется ротонными слагаемыми в решении, и кривая подходит к ротонной частоте на вершине перевернутой параболы.

[1] I.N. Adamenko, K.E. Nemchenko, I.V. Tanatarov. Phys. Rev. B, **67**, 104513 (2003)

[2] I.N. Adamenko, K.E. Nemchenko, I.V. Tanatarov, Phys Rev B, **77**, 174510 (2008)

[3] H.J. Lauter, H. Godfrin, V.L.P. Frank and P. Leiderer, Phys. Rev. Lett., **68**, 2484 (1992)

## СТРУКТУРА, ТЕПЛОВОЕ РАСШИРЕНИЕ И ДИНАМИКА РЕШЕТКИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ФАЗЫ $C_2F_6$

Н. А. Клименко, Н.Н. Гальцов, А.И. Прохвятилов

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина 47  
e-mail: klymenko@ilt.kharkov.ua*

Молекула гексафторэтана  $C_2F_6$  квазилинейна и представляет собой две группы  $CF_3$ , соединенные С-С связью. Температура кристаллизации этого вещества  $T_m = 173.09$  К. При  $T_c = 103,97$  К происходит ориентационный фазовый переход.

Многие вещества метановых и этановых рядов в твердой фазе претерпевают фазовые переходы первого рода, связанные с изменением ориентационного порядка молекул в кристаллической решетке. Структура высокотемпературных фаз в большинстве случаев установлена и имеет характерную для пластических фаз кубическую симметрию. Высокотемпературная фаза гексафторэтана  $C_2F_6$  имеет кубическую ОЦК решетку с 2-мя молекулами, ориентированными вдоль пространственных диагоналей. Структура низкотемпературной фазы до сих пор оставалась не определенной.

В данной работе использовался метод порошковой рентгеновской дифрактометрии. В результате проведенного нами анализа полученных рентгенограмм было установлено, что низкотемпературная фаза гексафторэтана имеет моноклинную симметрию. Определена величина скачка объема решетки на фазовом переходе. Полученные данные о параметрах решетки позволили удовлетворительно индентифицировать ранее полученные [1] нейтронограммы этой фазы. В основании совместного анализа рентгеновских и нейтронографических данных для низкотемпературной фазы  $C_2F_6$  предложена наиболее вероятная группа симметрии. Были также получены и проанализированы температурные зависимости коэффициентов линейных и объемного теплового расширения.

[1] В.М. Powell, W. Press, G. Dolling, V.F. Sears, Mol. Phys. **53**, 941 (1984)

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ФОНОННЫХ ПУЧКОВ В He II

И.Н. Адаменко<sup>1</sup>, Ю.А. Киценко<sup>2</sup>, К.Э. Немченко<sup>1</sup>, A.F.G. Wyatt<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Харьковський національний університет ім. В.Н. Каразіна  
61077 Харків, пл. Свободи 4

<sup>2</sup> Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут»  
61108, Харків, ул. Академічеськая 1

<sup>3</sup> School of Physics, University of Exeter, Exeter EX4 4QL, UK.  
e-mail: ykitsenko@kipt.kharkov.ua

В последнее время в сверхтекучем гелии был обнаружен целый ряд интересных явлений. Среди них рождение высокоэнергетических фононов пучком низкоэнергетических фононов [1], образование «горячей линии» при взаимодействии двух l-фононных пучков при малых углах между пучками [2]. В работах [3,4] была построена теория указанных явлений. Оказалось, что эти необычные явления связаны с дисперсионным соотношением для фононов в сверхтекучем гелии. Действительно, спектр фононов в He II таков, что в силу законов сохранения энергии и импульса фононы распадаются на две подсистемы. Первая из них – подсистема низкоэнергетических фононов (l-фононов), а вторая – подсистема высокоэнергетических фононов (h-фононов). Самым быстрым релаксационным процессом в l-фононной подсистеме является малоугловой трехфононный процесс, когда один фонон распадается на два или два фонона сливаются в один. В h-фононной подсистеме трехфононные процессы запрещены и наиболее быстрыми являются четырехфононные процессы.

Недавно в экспериментах [5] впервые было проведено прямое измерение частот фонон-фононных процессов в сверхтекучем гелии. Действительно, если ранее частоты фонон-фононных взаимодействий определялись косвенным образом путем измерения диссипативных коэффициентов He II, то в экспериментах [5] изучалось затухание рассеиваемого пучка вследствие его взаимодействия с рассеивающим пучком.

Коэффициент затухания в этом случае может быть вычислен с помощью соотношения

$$A = 1 - \exp(-\nu_{ph-ph} \tau_{cross}),$$

где  $\nu_{ph-ph}$  - частота фонон-фононных процессов взаимодействия между пучками,  $\tau_{cross}$  - время нахождения фононов рассеивающего пучка в рассеиваемом пучке. Отметим, что  $\tau_{cross}$  зависит от длительности рассеиваемого пучка, угла между направлениями распространения пучков и от того из каких фононов состоят взаимодействующие пучки. Поскольку в экспериментах [5] изучалось взаимодействие l-фононных пучков между собой, h-фононных пучков между собой, а также взаимодействие между l- и h-фононными пучками при различных углах между ними, то несомненный интерес представляет вычисление частот фонон-фононных взаимодействий между рассматриваемыми пучками.

Исходя из кинетического уравнения для фононов, нами были вычислены частоты фонон-фононного взаимодействия между пучками в каждом из указанных выше случаев. Такой расчет позволил получить зависимость коэффициентов затухания от угла между направлениями движения пучков при различных параметрах взаимодействующих пучков. Проведено сопоставление полученных результатов с экспериментальными данными и показано, что они находятся в хорошем согласии друг с другом.

[1] M.A.H. Tucker and A.F.G. Wyatt, J. Phys. Condens. Matter **6**, 2813 (1994).

[2] R.V. Vovk, C.D.H. Williams, and A.F.G. Wyatt. Phys. Rev. Lett. **91**, 235302 (2003).

[3] I.N. Adamenko, K.E. Nemchenko, A.V. Zhukov et al. Phys. Rev. Lett. **82**, 1482 (1999).

[4] I.N. Adamenko, Yu.A. Kitsenko, K.E. Nemchenko et al. Phys. Rev. B **72**, 054507 (2005).

[5] D.H.S. Smith, C.D.H. Williams and A.F.G. Wyatt, New J. Phys., **9**, 52, (2007).

## HEAT TRANSFER IN SOLID PROPANE

V.A. Konstantinov, V.P. Revyakin, V.V. Sagan

*B.Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering of the National Academy of Sciences of Ukraine, 61103 Kharkov, 47 Lenin Ave.  
e-mail: sagan@ilt.kharkov.ua*

The normal alkanes  $C_nH_{2n+2}$  are class of substances which take up intermediate, transitional position between simple molecular solids and long-chain polymers, and because of this have attracted considerable interest. The n-alkanes have deceptively simple composition and molecular packing in the solid state: lamellae of molecules aligned with the chain parallel to one another and close to perpendicular to the lamella plane. Yet, despite this apparent simplicity, they show an extraordinary variety of dynamical behavior both solids and liquids. There is an intriguing «odd-even» effect alternating the orthorhombic versus triclinic unit cells between the adjacent members of the series and the presence or absence of premelting rotator phases. Glassy crystalline «rotator phases» with hexagonal symmetry are found below the melting points of the odd-numbered n-alkanes with  $n \geq 9$ , and the difference between the phase transition and melting point increases with an increase in the chain length. From  $n=22$  hexagonal modifications are also observed for the even-numbered n-alkanes [1-2]. The nature of molecular disorder in «rotator phases» of the n-alkanes is not fully clear. Besides the more or less hindered rotation of the molecules around the long axes other additional forms of disorder have been proposed [3].

The short-chain ( $n < 6$ ) n-alkanes are the least known members of the series. Previously we studied isochoric thermal conductivity of methane [4] and ethane [5]. Here we explored the peculiarities of heat transfer in saturated hydrocarbons further. The isochoric thermal conductivity of solid propane –  $C_3H_8$  has been investigated on three samples of different densities in the temperature interval from 55 K to the onset of melting. In all cases the isochoric thermal conductivity exhibits a dependence weaker, than  $\Lambda \propto 1/T$ . A comparison is made with other representatives of n-alkanes. The experimental results are discussed within a model in which the heat is transported by low-frequency phonons and by «diffusive» modes above the mobility edge.

[1] R. Boese, H. C. Weiss, D. Blaser, *Angew. Chem. Int. Ed.* **38**, 988 (1999).

[2] A. Marbeuf, R. Brown, *J. Chem. Phys.*, **124**, 054901 (2006).

[3] M. Maroncelli, H.L. Strauss, and R.G. Snyder, *J. Chem. Phys.*, **82**, 2811 (1985).

[4] V.A. Konstantinov, V.G. Manzhelii, V.P. Revyakin, S.A. Smirnov, *Physica B* **262**, 421 (1999).

[5] V.A. Konstantinov, V.P. Revyakin, V.V. Sagan, *Low Temp. Phys.* **32**, 689 (2006).

## ВЛИЯНИЕ МАЛЫХ ПРИМЕСЕЙ $^3\text{He}$ НА ЗАРОДЫШЕОБРАЗОВАНИЕ ПРИ ОЦК-ГПУ ПЕРЕХОДЕ В ТВЁРДОМ ГЕЛИИ

А.П. Бирченко, Е.О. Вехов, Н.П. Михин

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина 47  
e-mail: birchenko@ilt.kharkov.ua*

Твердый гелий является практически единственным кристаллом, в котором наблюдалось гомогенное зародышеобразование при фазовых переходах первого рода [1]. Недавние исследования [2] показали, что в  $^4\text{He}$  при структурном переходе ОЦК-ГПУ могут реализоваться как гомогенный, так и гетерогенный механизмы зародышеобразования, причем важную роль при этом играет качество кристалла. Целью данной работы являлось исследование влияния изотопических примесей  $^3\text{He}$ , как контролируемых дефектов решетки, на реализацию механизмов зародышеобразования.

Исследование образцов, выращенных методом блокировки капилляра, проводилось при ступенчатом изменении температуры с одновременной регистрацией температуры и давления в образце с разрешением  $\sim 1$  мК и  $\sim 1$  мбар, соответственно.

Установлено, что в переохлажденных однофазных образцах  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  с ОЦК структурой возникновение ГПУ фазы происходит с задержкой, величина которой, как и в чистом  $^4\text{He}$  зависит от степени переохлаждения. При этом обнаружено, что предварительный отжиг таких образцов влияет на скорость зародышеобразования в меньшей степени, чем в чистом  $^4\text{He}$ . Анализ полученных данных по максимально достижимому переохлаждению ОЦК кристаллов  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$ , проведенный в рамках теоретических моделей гомогенного [3,4] и гетерогенного [5] зародышеобразования позволяет сделать вывод о преимущественно гетерогенном механизме зародышеобразования в отличие от чистого  $^4\text{He}$ . Обсуждается роль примесей  $^3\text{He}$ , как центров гетерогенного зародышеобразования.

[1] A. Smith, V.A. Maidaov, E.Y. Rudavskii, V.N. Gigor'ev, V.V. Slezov, M. Poole, J. Saunders, B. Cowan, Phys. Rev. B **67**, 245314 (2003)

[2] V.N. Gigor'ev, N.P. Mikhin, E.Y. Rudavskii, Y.O. Vekhov, J. Low. Temp. Phys. **150**, 47-56 (2008)

[3] L.D. Landau, E.M. Lifshits, Course of theoretical Physics, vol. 5: Statistical Physics (Butterworth, London, 1999)

[4] V.G. Baidakov, Attainable superheating of cryogenic and low-boiling liquids. Reviews on thermophysic matter properties, /TFC.O.: IVTAN, 1985, № 3 (53), 3-94 (in Russian)

[5] Ф.М. Куни, А.К. Щекин, А.П. Гринин, УФН **171**, № 4, 345-385 (2001)

## ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ТВЕРДОМ КСЕНОНЕ

И. В. Хижный<sup>1</sup>, С. А. Уютнов<sup>1</sup>, Е. В. Савченко<sup>1</sup>, А. Н. Пономарёв<sup>2</sup>, В. Е. Бондибей<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина 47*

<sup>2</sup> *Lehrstuhl für Physikalische Chemie II TU München,  
85747 Garching, Lichtenbergstraße 4  
e-mail: khyzhniy@gmail.com*

Процессы энергетической и структурной релаксации в криогенных твердых телах представляют значительный интерес с точки зрения фундаментальной физики твердого тела и таких приложений, как химические реакции в твердых телах, дозиметрия, криохимия. Методы активационной спектроскопии – эффективные инструменты для изучения релаксационных процессов и для определения энергетических уровней. Метод термолюминесценции (ТЛ), основанный на измерении полного и спектрально-разрешенного выходов, применяется наиболее часто. Однако применение этого метода ограничено, т.к. и нейтральные, и заряженные центры в кристалле могут рекомбинировать и излучать свет. Принимая во внимание неизбежное присутствие небольшого количества примесей в твердых телах, наиболее эффективным подходом к изучению процессов релаксации является комбинация ТЛ и токовых спектроскопических методов, например, термостимулированной экзоэлектронной эмиссии (ТСЭЭ). До нашей работы было проведено одно исследование ТЛ чистого твердого ксенона, предварительно облученного рентгеновскими лучами [1], однако природа электронных ловушек оставалась невыясненной.

В данной работе представлены результаты исследований термостимулированных процессов в твердом ксеноне, облученном электронным пучком, проведенных при помощи оптических и токовых методов активационной спектроскопии. Некоторые предварительные результаты были получены в [2,3]. Учитывая сильную чувствительность методов ТЛ и ТСЭЭ к предыстории образца, наша группа разработала экспериментальную установку для одновременного контроля нескольких каналов релаксации в предварительно облученных твердых телах, позволяющую проводить синхронные измерения ТЛ и ТСЭЭ, а также регистрировать выход атомов с поверхности криокристаллов. Этот набор методов был применен для изучения собственной рекомбинации заряженных частиц в предварительно облученном твердом ксеноне. Образцы получались путем напыления газа на холодную металлическую подложку. Затем они облучались электронным пучком (500 эВ). После выключения облучения исследовались процессы переноса энергии и заряда методами ТЛ и ТСЭЭ. Мы обнаружили корреляцию между максимумами в выходах ТЛ и ТСЭЭ, которая обусловлена тем, что электроны высвобождаются из ловушек определенного типа и затем либо рекомбинируют с положительно заряженными ионными центрами, либо достигают поверхности и выходят из кристалла в вакуум. Метод различных скоростей нагрева (1.6, 3.2 и 5 К/мин), метод начального роста, а также разложение кривой ТСЭЭ на составляющие были применены для оценки глубин электронных ловушек в твердом ксеноне. Было выяснено, какие пики относятся к поверхности образца, а какие – к объему. Изучение дозовой зависимости позволило идентифицировать пик, соответствующий аннигиляции радиационно-индуцированных пар Френкеля в твердом ксеноне.

[1] M. Kink, R. Kink, V. Kisand, J. Maksimov, M. Selg, Nucl. Instrum. & Methods Phys. Res. **B122**, 668 (1997).

[2] I.V. Khyzhniy, O.N. Grigorashchenko, A.N. Ponomaryov, E.V. Savchenko and V.E. Bondybey, Low Temp. Phys. **33**, 701 (2007).

[3] Elena Savchenko, Alexander Ogurtsov, Ivan Khyzhniy, Gregory Stryganyuk, and G. Zimmerer, Phys. Chem. Chem. Phys. **7**, 785 (2005).

## ЯЧЕЙКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАСТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТВЕРДОГО ГЕЛИЯ ПРИ СВЕРХНИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

А. А. Лисунов, В. Ю. Рубанский, С. П. Рубец

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина 47  
e-mail: lisunov@ilt.kharkov.ua*

Разработана и изготовлена экспериментальная ячейка для исследования диффузионного течения твердого гелия через пористую мембрану при сверхнизких температурах. Данная ячейка состоит из двух частей: первая представляет собой емкостной датчик давления типа Страти-Адамса, необходимый для мониторинга давления в образце, вторая же – позволяет получить информацию о пластических свойствах в твердом гелии при прикладываемых нагрузках в области сверхнизких температур. Эти части разделены между собой пористой мембраной из майлара с перфорацией 5 % и размерами пор  $1 \div 2$  мкм. Наличие такой мембраны необходимо для исследования диффузионного течения твердого гелия при различных нагрузках, не превышающих предела текучести. Силу, действующую на мембрану, создавали подачей на обкладки конденсатора постоянного электрического напряжения. Перемещение мембраны регистрируется путем измерения емкости конденсатора между мембраной и неподвижным электродом. С помощью данной ячейки ожидается обнаружить новые особенности диффузионного течения твердого гелия, связанные с возможным переходом твердого гелия в состояние supersolid.

## КИНЕТИКА РАССЛОЕНИЯ И ДИФФУЗИЯ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ ИЗОТОПОВ ГЕЛИЯ

**В.Ю. Рубанский, А.А. Лисунов, С.П. Рубец, В.А. Тихий**

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И.Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина 47  
e-mail: rubanskiy@ilt.kharkov.ua*

Методом прецизионной барометрии изучена кинетика изменения давления в расслоившемся твердом растворе  $^4\text{He}$  в  $^3\text{He}$  в интервале температур 300-360 мК, концентраций  $^4\text{He}$   $x=26-28\%$  и давления 36 бар, выращенных методом блокировки капилляра. Охлаждения происходило путем ступенчатого понижения температуры. Установлено, что характерное время установления равновесного состояния  $\tau$  при расслоении раствора существенно зависит от степени переохлаждения. Полученные экспериментальные результаты сопоставляются с развитой недавно кинетической теорией [1], учитывающей диффузионные процессы внутри включения новой фазы, а также изменение со временем размера включения.

[1] В. Н. Григорьев, И. А. Дегтярев, С. С. Соколов, ФНТ **31**, 1250 (2005)

## ДИНАМІКА КОНДЕНСОВАНОГО БОЗЕ-ГАЗУ ПРИ ВІДМІННИХ ВІД НУЛЯ ТЕМПЕРАТУРАХ

П.П. Шигорін, Ю.М. Лящук

*Волинський національний університет імені Лесі Українки*

*43009 Луцьк, пр. Воли 13*

*e-mail: pashyg@univer.lutsk.ua*

Бозе-айнштайнівська конденсація (БАК) – одне з найбільш інтригуючих явищ, передбачених квантовою статистичною механікою. Воно має тривалу і багату історію, що починається з 20-х років минулого століття. Явище БАК унікальне в тому сенсі, що воно являє собою суто квантово-статистичний фазовий перехід, оскільки відбувається навіть у відсутності взаємодії між атомами. Майже 70 років, від моменту теоретичного передбачення Айнштайном, бозе-конденсація «залишалася на папері», і лише в 1995 р. трьом групам американських вчених вдалось експериментально отримати «в чистому вигляді» бозе-айнштайнівський конденсат в розріджених хмарах атомів лужних металів.

Надзвичайно важливим є побудова мікроскопічної теорії, яка описувала б динаміку конденсованих бозе-газів. Основи теоретичного опису таких квантових вироджених систем із спонтанно порушеною симетрією були закладені в роботі Миколи Боголюбова про слабо-неідеальний бозе-газ. Центральне місце в його теорії займає ідея про виділення конденсату. Причому, конденсат описується класичною скалярною функцією (а не оператором). Тоді як надконденсатні атоми описуються квантово-польовим оператором. Відмінність моделі слабо-неідеального бозе-газу Боголюбова від атомарних бозе-конденсатів полягає в тому, що останні є просторово-неоднорідними.

При температурах близьких до абсолютного нуля (0 до  $0.2 T_c$ ), коли майже усі атоми перебувають в конденсаті, динаміка бозе-конденсату описується нелінійним рівнянням для хвильової функції конденсату – рівнянням Гросс-Пітаєвського (ГП). У вказаному інтервалі температур рівняння ГП з великою точністю описує експерименти з конденсатами (коливання конденсату, інтерференцію конденсатів тощо). Коли ж ми віддаляємося від абсолютного нуля, багато атомів покидає конденсат, переходячи в збуджений стан. Відтак опис динаміки конденсованого бозе-газу на основі рівняння ГП, яке не враховує надконденсатні атоми, є незадовільним.

Виходячи з перших принципів, в роботі було отримане узагальнене рівняння ГП, яке враховує надконденсатні атоми. Воно є незамкненим, оскільки містить надконденсатні ступені вільності, які є невизначеними. Рівняння неперервності, отримане на основі узагальненого рівняння ГП, в правій частині містить доданок-джерело, який враховує можливість обміну частинками між конденсатом та надконденсатом. Для цілісного опису динаміки конденсованого бозе-газу слід визначити надконденсатні ступені вільності. Для цього в роботі було виведено квантове кінетичне рівняння Больцмана, яке описує кінетику надконденсату. Для побудови кінетики надконденсату було використано метод нерівноважного статистичного оператора (НСО) Зубарева. Тим самим було узагальнено метод НСО на випадок систем із спонтанно порушеною симетрією.

## НАБЛЮДЕНИЕ ФЛУКТУАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ РАЗЛИЧНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ.

**С.П. Рубец, А.А. Лисунов, В.Ю. Рубанский.**

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина 47  
e-mail: rubets@ilt.kharkov.ua*

С помощью прецизионной барометрии обнаружено необычное поведение давления твердых растворов  ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$  с концентрациями 30%  ${}^3\text{He}$  в  ${}^4\text{He}$  и около 30%  ${}^4\text{He}$  в  ${}^3\text{He}$ . Установлено, что задолго до начала фазового перехода давление возрастает с понижением температуры на величину 1-2 мбар. Исследованы образцы при давлениях в однофазной области от 30 - 36 бар. Для улучшения воспроизводимости результатов, измерения проводились после отжига и специального термоциклирования образцов в двухфазной области. Наблюдаемый эффект хорошо выявляется и не проявляет гистерезиса при циклировании температуры. В слабых твердых растворах  ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ , эффект не наблюдается из-за его незначительного вклада в давление. Полученные зависимости давления от температуры хорошо описываются суперпозицией фононного и флуктуационного вкладов. При этом фононный вклад может быть описан в рамках модели Дебая, а флуктуационный вклад описан в предыдущих исследованиях [1].

[1] Т.Н.Анцыгина, В.Н.Григорьев, В.А.Майданов, А.А.Пензев, С.П.Рубец, Э.Я.Рудаковский, А.С.Рыбалко, Е.В.Сырников, К.А.Чишко, ФНТ **31**, 1395 (2005)

## НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ КРЕМНИЯ

**А.В. Звонарева, Б.Я. Городилов**

*Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б. І. Веркина НАН України  
61103 Харків, пр. Леніна 47  
e-mail: zvonaryova@ilt.kharkov.ua*

Проведены измерения теплопроводности облученного и необлученного образцов кремния методом стационарного теплового потока в температурном интервале 2-200 К. Образцы были получены методом безтигельной зонной плавки после выращивания кристаллов методом Чохральского (вытягивания из расплава). Такая процедура обеспечивает очистку кристалла от примесей, которые присутствуют в кремнии и содержание кислорода в таких кристаллах должно быть  $10^{15} \text{ см}^{-3} \div 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Кристаллы кремния облучались электронами с энергией 1 MeV, доза облучения составляет  $10^{16} \text{ см}^{-2}$ .

Температурная зависимость теплопроводности не имеет фоновый максимум, характерного для кристаллических тел. Проведенный рентгеноструктурный анализ образца показал, что упорядоченные области не превышают  $50 \text{ \AA}$ , т.е. отсутствует дальний порядок. Такой результат можно объяснить тем, что примесь кислорода деформирует кристаллическую решетку таким образом, что области дальнего порядка становятся слишком малыми.

Показано, что в исследованном температурном интервале зависимость монотонно возрастает. Кроме того, кривая теплопроводности имеет две резонансные зоны. Этот факт свидетельствует о том, что в образце присутствует резонансный механизм рассеяния фононов электронами примеси кислорода с двумя характерными щелями 25 К и 169 К. Также проводится сравнение теплопроводностей образцов кремния с различным содержанием кислорода. Показано, что с увеличением содержания кислорода (дефектов) теплопроводность уменьшается, что подтверждается теоретическими исследованиями.

## AB INITIO РАСЧЕТЫ ТРЕХЧАСТИЧНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В УРАВНЕНИИ СОСТОЯНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО НЕОНА

**Н.В.Кузовой<sup>1,2</sup>, Е.П.Троицкая<sup>1</sup>, Вал.В.Чабаненко<sup>1</sup>, Е.Е.Горбенко<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Донецкий физико-технический институт им. А.А.Галкина НАН Украины  
83114, г. Донецк, ул. Р.Люксембург, 72

<sup>2</sup>Луганский национальный университет имени Тараса Шевченко  
91011, г. Луганск, ул. Оборонная, 2  
e-mail: e\_g81@mail.ru

Исследуются коротко действующие трехчастичные силы, обязанные перекрыванию электронных оболочек атомов кристаллов инертных газов. Ранее [i,ii] было показано, что требование ортогональности волновых функций электронов соседних атомов кристалла приводит к появлению слагаемых в потенциальной энергии, зависящих от координат трех ближайших атомов  $l, l', l''$ .

$$W_3 = -\sum_{l'l''} S^2(\mathbf{r}^{l''}) f\left(\mathbf{r}^{l'} - \frac{1}{2}\mathbf{r}^{l''}\right), \quad f(|\mathbf{r}_2|) = S(\mathbf{r}_2)/|\mathbf{r}_2| \quad (1)$$

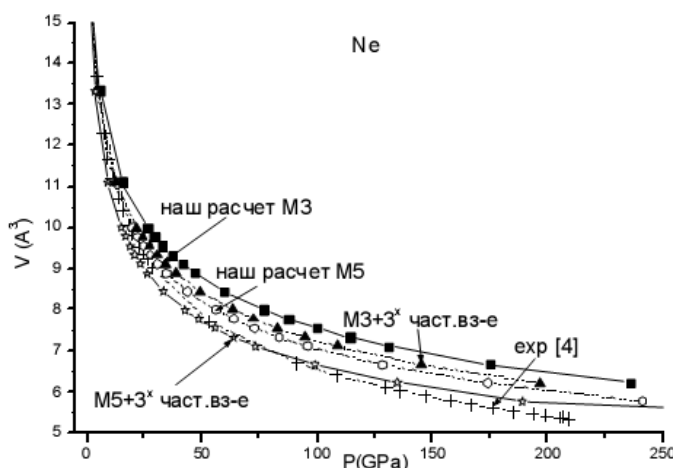
где  $S = S_{zz}^{l''}$  – интеграл перекрытия волновых функций электронов изолированных атомов  $\phi_z^l$  и  $\phi_z^{l'}$ .

Трехчастичная энергия (1) дает в уравнение движения для смещений атомов слагаемые двух типов. Первые из них имеют ту же зависимость от  $\mathbf{k}$ , что и даваемые парным взаимодействием. Это приведет к некоторым добавкам  $\delta H$  и  $\delta G$  к силовым параметрам  $H$  и  $G$ . Помимо этого трехчастичное взаимодействие приводит к появлению слагаемого с новой зависимостью от  $\mathbf{k}$ .

Тогда уравнение состояния для неона с учетом трехчастичных сил можно записать как

$$P = -\frac{\partial E_{coh}}{\partial V} = -\frac{e^2}{2a^4} [H + 0,30112D + \delta H - 2R_l], \quad R_l = -\frac{a^2}{6e^2} \frac{dW_3(a)}{da}, \quad (2)$$

где  $V = 2a^3$  – объем элементарной ячейки,  $D$  – безразмерная константа Ван-дер-Ваальса.



Проведенные расчеты с использованием рутановских функций [iii] позволяют описать вклад трехчастичного взаимодействия в уравнение состояния в широком интервале давлений. На рисунке представлено уравнение состояния для неона. В моделях M3 и M5 расчет проведен на основе парных потенциалов. Как видно из рисунка, учет трехчастичного взаимодействия улучшает согласие теории и эксперимента [iv].

<sup>i</sup> К.Б.Толпыго, Е.П.Троицкая Физика твердого тела **16**, 795 (1974).

<sup>ii</sup> К.Б.Толпыго, Е.П.Троицкая Физика твердого тела **17**, 102 (1975).

<sup>iii</sup> F.Clementi, C.Roetti At. Data Nucl. Table **14**, 3-4 (1974), P.177.

<sup>iv</sup> A.Dewaele, F.Datchi, P.Loubeyre, M.Mezouar Phys.Rev.B **77**, 094106 (2008).

## КЛАСТЕРООБРАЗОВАНИЕ В СВЕРХЗВУКОВЫХ СТРУЯХ CO<sub>2</sub> И ГАЗОВЫХ СМЕСЯХ CO<sub>2</sub>-Kr

А.Г. Данильченко<sup>1</sup>, А.П. Конотоп<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина 47

<sup>2</sup> Национальный технический университет «ХПИ»  
61002 Харьков, ул. Фрунзе 27  
e-mail: [aleksey\\_konotop@mail.ru](mailto:aleksey_konotop@mail.ru)

В настоящее время методом получения кластеров свободных от подложки является метод конденсации газа в сверхзвуковых струях, истекающих в вакуум. Этим способом получают кластеры, как инертных, так и простейших молекулярных газов. Исследуется структура и структурные превращения в таких кластерах, а также их экситонные спектры [1,2]. Важнейшим вопросом при работе со свободными кластерами является изучение механизмов их зарождения и роста. Однако многие детали таких механизмов остаются экспериментально не выясненными.

В данной работе впервые проверена термодинамическая модель, предложенная в [3], дающая количественное содержание кристаллической фазы в сверхзвуковой газовой струе. Для кластеров с малым числом атомов,  $\bar{N} \leq 10^5$  частиц/кластер, согласно этой модели  $\frac{\bar{N} \cdot n_{кл}}{n_{газ}} = \alpha \ln \bar{N}$ , где  $n_{кл}$  - число кластеров,  $n_{газ}$  - число несконденсировавшихся частиц газа,  $\alpha$  - коэффициент пропорциональности. Система CO<sub>2</sub> является удобной для проверки этой модели поскольку электронография позволяет одновременно и надежно фиксировать отражения как от кристаллической, так и от газовой компонент.

Измерения проводились электронографическим методом. Отношение  $\frac{\bar{N} \cdot n_{кл}}{n_{газ}}$  определялось по интенсивностям пиков (200) и (220) с учетом вклада газовой составляющей. Значения  $\bar{N}$  определялись по уширению дифракционных максимумов.

Были получены следующие результаты. Для случая чистого CO<sub>2</sub> приведенное выше выражение хорошо работает в области от 250 до  $1,65 \cdot 10^4$  частиц/кластер. В случае добавки в CO<sub>2</sub> неконденсирующегося криптона (70%) выражение справедливо, но  $\alpha$  увеличивается. При одном и том же  $\bar{N}$  это означает, что в смеси за счет гетерогенной нуклеации увеличивается количество центров конденсации и, как следствие,  $n_{кл}$ .

[1] А.Г. Данильченко, С.И. Коваленко, В.Н. Самоваров, ФНТ, **34**, 1220 (2008).

[2] O.G. Danylchenko, Yu.S. Doronin, S.I. Kovalenko, M.Yu. Libin, V.N. Samovarov, and V.L. Vakula, Phys.Rev.A **76**, 043202 (2007).

[3] V.P. Krainov, M.B. Smirnov, Phys.Rep **370**, №3 (2002).

**Електронні властивості твердих тіл при низьких температурах**

**Запрошена доповідь**

**ТУННЕЛЬНАЯ И АНДРЕЕВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИИ  
СВЕРХПРОВОДНИКОВ В УСЛОВИЯХ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ**

**<sup>1</sup>В.М. Свистунов, <sup>1</sup>В.Н. Леонова, <sup>2</sup>М.А. Оболенский<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Национальный технический университет «ХПИ», 61002 Харьков, ул. Фрунзе 21  
e-mail: vitena@mail.ru*

<sup>2</sup>*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина,  
61077, Харьков, пл. Свободы 4.*

Эффекты изменений под давлением (до 15 кбар) энергетической щели, критические температуры фононных, электронных спектров и функции электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) сверхпроводников. Представлены доказательства, определяющие роли ЭФВ в механизмах спаривания электронов в НТСП и ВТСП.

## РОЛЬ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ В ФОРМИРОВАНИИ БАРЬЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МАНГАНИТОВ И КУПРАТОВ

**В.Н. Леонова<sup>1</sup>, В.М. Свистунов<sup>1</sup>, М.А Белоголовский<sup>2</sup>, Ю.Ф. Ревенко<sup>2</sup>,  
Б.И. Перекрестов<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Национальный технический университет «ХПИ»*

*61002 Харьков, ул. Фрунзе 21*

<sup>2</sup>*Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины,*

*340114 Донецк, ул. Розы Люксембург 72,*

*e-mail: vitena@mail.ru*

Представлены результаты исследования туннельного переноса заряда в ферромагнитных гетероструктурах, образованных металлической иглой и объемными образцами манганитов. К анализу экспериментальных результатов привлечена теоретическая модель Глазмана-Матвеева [1]. Обнаружено заметное влияние локализованных состояний внутри барьера на спектральные характеристики электрон-фононного взаимодействия. Проводится сравнение полученных результатов с известными литературными данными для соответствующих структур. Обнаружено, что при воздействии импульса высокого напряжения происходит изменение интенсивности низкочастотных возбуждений как результат структурного разупорядочения образца в окрестности интерфейса.

[1] Глазман Л.И., Матвеев К.А. ЖЭТФ, 1988. 94. вып. 6. с 332.

## НЕЛИНЕЙНОЕ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ ЧЕТЫРЕХКОМПОНЕНТНОГО КОБАЛЬТИТА $\text{Er}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CoO}_{3-\delta}$ В ШИРОКОМ ИНТЕРВАЛЕ КОНЦЕНТРАЦИЙ ДОПАНТОВ

М.О. Дзюба<sup>1</sup>, Ю.Н. Цзян<sup>1</sup>, О.Г. Шевченко<sup>1</sup>, В.Ф. Хирный<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины,  
61103 г. Харьков, пр. Ленина 47

<sup>2</sup> Институт монокристаллов НТК "Институт монокристаллов" НАН Украины  
61072 г. Харьков, пр. Ленина 60,  
e-mail: [chiang@ilt.kharkov.ua](mailto:chiang@ilt.kharkov.ua)

Оксиды переходных металлов, в первую очередь манганиты, изучались более чем в течение 50 лет. В 90-ых годах 20 века, после открытия в них гигантского/колоссального магнетосопротивления, к подобным системам возник особый интерес. Оказалось, что помимо магниторезистивных эффектов, в них наблюдаются нелинейные явления ток/напряжение, например колоссальное уменьшение сопротивления при приложении большого напряжения [1]. В отличие от перовскитов кубической конфигурации, к которым относятся манганиты, кристаллическая структура кобальтитов подвержена заметным полиэдрическим искажениям. Оба типа структур считаются многообещающими относительно возможности проявления ими необычных проводящих свойств, интересных в практическом применении. Наименее изученными из них являются свойства кобальтитов состава  $\text{Er}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CoO}_{3-\delta}$ . Электрические свойства такой системы являются предметом исследования настоящей работы. Выбор *f*-магнетика Er в качестве легирующей добавки связан с большим на один-два порядка орбитальным магнитным моментом по сравнению с *d* металлом при замороженных орбитальных моментах [2], что в оксидах кобальта приводит к появлению высоких значений энергий магнитокристаллографической анизотропии и магнитострикции. Также следует заметить, что в отличие, скажем, от хорошо изученного  $\text{LaCoO}_3$ , использование в перовскитной структуре редкоземельного катиона Er с уменьшенным ионным радиусом вызывает большие отклонения структуры от недеформированного кубического перовскита, индуцированные уменьшением химического давления [3]. В результате, у кобальтитов с Er, согласно зонным расчетам в модели L(S)DA [4], значительно увеличена энергия расщепления кристаллического поля и сужена  $e_g$ -зона. Поэтому можно ожидать, что электрические и транспортные свойства четырехкомпонентных соединений на основе оксида кобальта с Er будут отличаться от известных свойств перовскитов с другими редкоземельными допантами и дадут новую информацию об особенностях корреляции электронов в смешанных системах.

В работе исследованы нелинейные электрические I-V характеристики керамических образцов  $\text{Er}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CoO}_{3-\delta}$  в интервале  $0 < x < 1$  при комнатной и азотной температурах. Обнаружены индуцированные током нелинейные особенности транспорта в области малых токов, ассоциируемые с электрическим пробоем или переходом металл-изолятор. Из полученных данных следует, что проводимость наших образцов носит перколяционный характер и не является однофазной проводимостью. При комнатной температуре существует несколько фаз с различными механизмами проводимости сравнимой величины: одна фаза с прыжковым механизмом проводимости (например, моттовским) и другая - с механизмом двойного обмена. При температуре жидкого азота определяющей становится проводимость, обусловленная двойным обменом.

[1] A. Asamitsu, Y. Tomioka, H. Kuwahara and Y. Tokuta, *Nature* **388**, 50 (1997).

[2] Ю. П. Ирхин, *УФН* **154**, 321 (1988).

[3] P. G. Radaelli and S.-W. Cheong, *Phys. Rev. B.* **66**, 094408 (2002).

[4] I. A. Nekrasov, S. V. Streltsov *et. al*, *Phys. Rev. B.* **68**, 235113 (2003).

## ELECTRONIC STRUCTURE AND MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF TRANSITION-METAL DIBORIDES

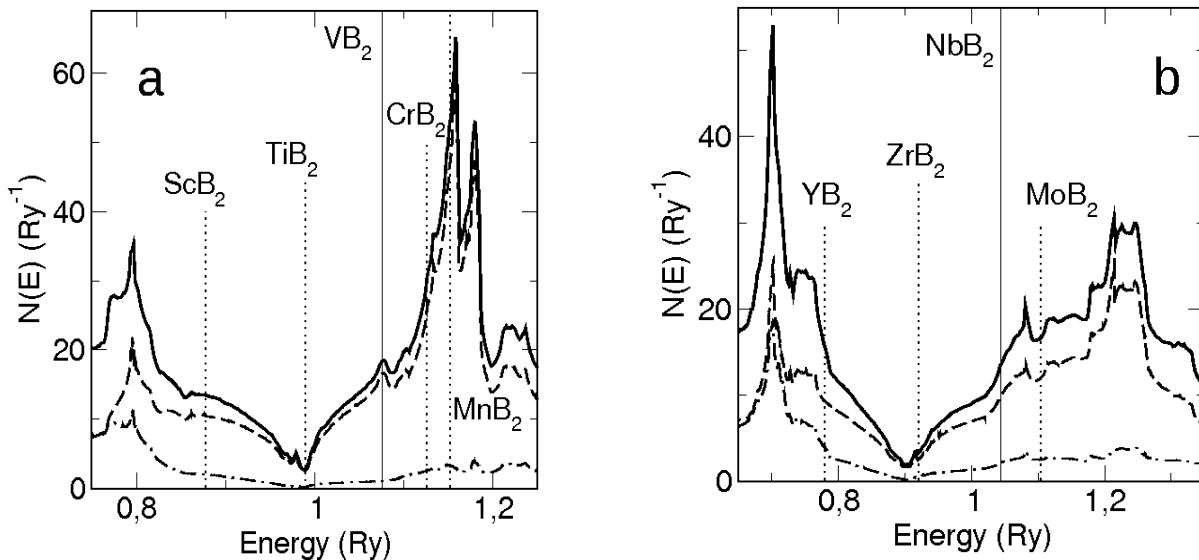
A.V. Logosha, A.V. Fedorchenko

*B. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering of NASU*  
47 Lenin Ave., 61103 Kharkov, Ukraine  
e-mail: fedorchenko@ilt.kharkov.ua

The most known transition-metal diborides compounds have the layered hexagonal structure of  $AlB_2$  type. These compounds retain the  $C32$  crystal structure in a wide range of conduction band occupation numbers in respective  $3d$ -,  $4d$ - and  $5d$ - series, providing a variety of structural, electronic and magnetic properties. In this report we present the results of experimental and theoretical investigations of magnetic properties of the single crystalline diborides  $ScB_2$ ,  $TiB_2$ ,  $VB_2$ ,  $CrB_2$ ,  $ZrB_2$  and  $HfB_2$  in relation to their electronic structure.

The magnetic susceptibility  $\chi$  and its anisotropy  $\Delta\chi = \chi_{||} - \chi_{\perp}$  were carried out by a Faraday method in the temperature range 4.2 - 300 K and in magnetic field  $H = 1$  T. In most cases the  $\chi(T)$  dependence is rather weak, except for  $ScB_2$  and  $CrB_2$ , and the magnetic anisotropy  $\Delta\chi$  appears to be nearly temperature independent. Also it was found that the value of anisotropy is strongly dependent on the filling of  $p$ - $d$  hybridized conduction band, and appear to be the largest for Ti-group diborides.

The *ab initio* calculations of the electronic structure of diborides were carried out by employing a modified FP-LMTO method. Calculations of the field-induced spin and orbital (Van Vleck) magnetic moments were carried out for the diborides at an external field  $H = 10$  T. As seen in Figs. **a** and **b**, the calculated densities of electronic states (DOS)  $N(E)$  of the diborides are similar. The vertical lines in Figs. **a** and **b** mark the conduction band filling for the corresponding  $3d$ - and  $4d$ - diborides. According to the calculations, the partial DOS in Figs. **a** and **b** exhibit a strong hybridization of  $d$ -states of transition metal with  $p$ -states of boron.



It has been demonstrated that local spin density approximation provides an adequate description of the magnetic properties for  $ScB_2$  and strongly enhanced  $CrB_2$  compounds. For the diborides of group 4 and 5 metals, the comparison of the experimental and calculated susceptibilities reveals a large and anisotropic diamagnetic contribution about  $-10^{-4}$  cm<sup>3</sup>/mol, which can arise from the generalized Landau diamagnetism of conduction electrons,  $\chi_L$ . It is anticipated that the large magnitude of  $\chi_L$  in the diborides of group 4 and 5 has its origin in the quasi-degenerate electronic states close to the Fermi energy.

## НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ СВОЙСТВА АМОРФНЫХ И НАНОКОМПОЗИТНЫХ СТРУКТУР В СПЛАВАХ $Al_{86}-TM_8-RE_6$

**С.Г. Рассолов, С.Л. Сидоров, В.В. Попов, С.В. Васильев, А.А. Прохоров**

*Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины,  
83114, Донецк, ул. Р. Люксембург, 72,*

Недавно проведенные исследования новой группы аморфных сплавов  $Al_{86}(Ni_xCo_{8-x})_8RE_6$  (где  $RE = Gd, Y$ , а  $x = 2, 6$ ) [1] показали, что частичная замена никеля кобальтом приводит к смене механизма кристаллизации и повышению температуры начала кристаллизации при непрерывном нагреве с постоянной скоростью более чем на  $\sim 50$  К. Описание различий в термической устойчивости данных сплавов в рамках феноменологической модели массовой кристаллизации сводится к различиям термодинамических и кинетических параметров, контролирующих процесс кристаллизации. Однако на данный момент практически отсутствуют модели устанавливающие взаимосвязь между структурой (составом) аморфных сплавов и значениями параметров определяющих устойчивость в них аморфного состояния. Поэтому в настоящей работе была поставлена задача: исследовать низкотемпературные кинетические и магнитные свойства в аморфных и наноконкомпозитных структурах сплавов с различным соотношением никеля и кобальта.

Для этой цели методами измерения изменений относительного ЭС, низкочастотной магнитной восприимчивости без и в магнитном поле (PPMS-9, Quantum Design) и электронного парамагнитного резонанса (Bruker) были проведены исследования кинетических и магнитных свойств аморфных и нанокристаллических сплавов  $Al_{86}Ni_6Co_2Gd_6$  и  $Al_{86}Ni_2Co_6Gd_6$  в диапазоне температур 4 - 300 К. Установлено, что поведение изменения электросопротивления имеет принципиально различный характер для аморфного - наличие

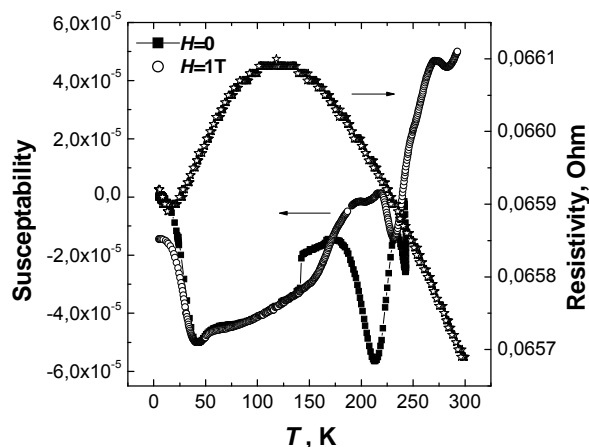


Рис.1. Изменение электросопротивления (правая ось) и парамагнитной восприимчивости для аморфного сплава  $Al_{86}Ni_6Co_2Gd_6$

минимума в районе 40 К и максимума в районе 120 К, а также изменение знака температурного коэффициента сопротивления (ТКС) и наноконкомпозитного состояния - линейный металлический ход, положительное значение ТКС. Обнаружены особенности в температурной зависимости парамагнитной восприимчивости и в ширине резонансной линии ЭПР спектров для всех исследованных образцов. Данные особенности объясняются в рамках модели микронеоднородного состояния как аморфной, так и наноконкомпозитной структуры исследуемых сплавов.

[1] Маслов В.В., Носенко В.К., Машира В.А., Ткач В.И. и др. // *Металлофизика и нов. технол.* - 2005. - т. 27, №7. - с. 937.

## ФОНОНИ У ТВЕРДОМУ ТІЛІ ЯК КВАНТИ НИЗЬКОЧАСТОТНИХ КОЛИВАНЬ У ПЛАЗМІ В ІЗОТРОПНОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛІ

А.А.Ступка

Дніпропетровський національний університет ім. Олесь Гончара  
49010 Дніпропетровськ, пр. Гагаріна 72  
e-mail: antonstupka@mail.ru

Як відомо, в аморфному (безструктурному) твердому тілі можливі як повздовжні, так і поперечні звукові хвилі. Мікроскопічна теорія акустичних (звукових) хвиль у твердому тілі ґрунтується на розвиненні в ряд Тейлора по малих зсувах атомів феноменологічного потенціала взаємодії. Альтернативою такому розвиненню є запропонована для повздовжніх фоновнів Бомом та Ставером теорія, що дає виправлення дисперсійного рівняння для фоновнів у моделі желе для іонів (остовів) завдяки врахуванню взаємодії з електронами. Оскільки на міжатомних відстанях діють тільки електромагнітні сили, природно припустити, що поперечні хвилі мають магнітоплазмову природу, але через ізотропію магнітне поле має бути випадковим. Розглянемо дворідинну (електрони та один вид іонів) гідродинамічну модель плазми з ізотропним магнітним полем. Ми обмежимося лише холодною іонною компонентою з рівнянням Ейлера  $d\vec{v}_i/dt = e_i(\vec{E} + [\vec{v}_i, \vec{B}]/c)/m_i$ . Навпаки, для електронної компоненти важливим є тиск виродженого електронного газу  $P_e = (3\pi^2)^{2/3} \hbar^2 n_e^{5/3} / 5m_e$ , що дає  $d\vec{v}_e/dt = -\nabla P_e / \rho_e + e_e(\vec{E} + [\vec{v}_e, \vec{B}]/c)/m_e$ . Ми будемо цікавитись лише малими коливаннями, що дозволяє лінеаризувати рівняння, при чому в силі Лоренца залишиться магнітне поле, що має флуктуаційну природу. Позначимо  $\nabla P_e = m_e u_e^2 \nabla n_e$ . Також використовуємо рівняння Максвелла  $\partial \vec{B} / \partial t = -\text{crot} \vec{E}$  та  $\partial \vec{E} / \partial t = \text{crot} \vec{B} - 4\pi \vec{j}$ , де  $\vec{j} = e_e n_{e0} \vec{v}_e + e_i n_{i0} \vec{v}_i$  - лінеаризований електричний струм. І для замикання системи нам знадобиться рівняння неперервності електронної компоненти  $\partial n_e / \partial t = -n_{e0} \nabla \cdot \vec{v}_e$ . Після перетворень Фур'є по координатах і часу нескладно знайти характеристичне рівняння даної системи рівнянь, у якому слід провести усереднення по випадкових фазах магнітного поля за правилом  $\langle B_\alpha \rangle = 0$ ,  $\langle B_\alpha B_\beta \rangle = \langle B^2 \rangle \delta_{\alpha\beta} / 3 = \text{const}$ . Розглянемо поперечні хвилі. Дисперсійне рівняння дає  $\omega_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left( \Omega_e^2 + \Omega_i^2 + k^2 c^2 + \omega_e \omega_i \pm \sqrt{(\Omega_e^2 + \Omega_i^2 + k^2 c^2 + \omega_e \omega_i)^2 + 4k^2 c^2 \omega_e \omega_i} \right)$ , де  $\Omega_a = \sqrt{4\pi e_a^2 n_a / m_a}$  - ленгмюрівська частота і  $\omega_a = e_a \sqrt{\langle B^2 \rangle} / \sqrt{3} m_a c$ . Будемо виходити з оцінки  $\Omega_a^2 \gg \omega_a^2$ . Нас цікавитимуть низькочастотні коливання. У границі довгих хвиль  $k^2 \ll \Omega_e^2 / c^2$  маємо для меншої частоти фоновний спектр  $\omega_2^2 = k^2 c^2 \omega_i^2 / \Omega_i^2 = k^2 u_i^2$ . З дисперсійного рівняння для повздовжніх хвиль маємо також дві моди власних коливань  $\omega_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left( \Omega_e^2 + \Omega_i^2 + k^2 u_e^2 - 2\omega_e \omega_i \pm \sqrt{(\Omega_e^2 + \Omega_i^2 + k^2 u_e^2 - 2\omega_e \omega_i)^2 - 4k^2 (u_e^2 \Omega_i^2 - 2c^2 \omega_e \omega_i)} \right)$ . У границі довгих хвиль  $k^2 \ll \Omega_e^2 / u_e^2$  маємо для меншої частоти фоновний спектр  $\omega_2^2 = k^2 (u_e^2 \Omega_i^2 - 2c^2 \omega_e \omega_i) / \Omega_e^2 = k^2 u_i^2$ . Якщо магнітне поле відсутнє, то  $\omega_a = 0$  та менша гілка поперечних коливань зникає, а для повздовжніх переходить у звичайні іонно-звукові коливання, якими можна описувати звук у рідині (із швидкістю  $u_s$ ). Тоді швидкість повздовжнього звуку  $u_i^2 = u_s^2 + 2u_i^2$ . Тепловим рухом іонів можна нехтувати, коли виконується умова для характерної швидкості  $u_i \ll \omega_i / k$ .

## ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕОДНОРОДНЫЕ РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЙ ПОДСИСТЕМЕ ТВЕРДОГО ТЕЛА

С.А. Соколовский

*Приднепровская государственная академия строительства и архитектуры  
49005 Днепрпетровск, ул. Чернышевского 24а  
e-mail: alexsokolovsky@mail.ru*

Рассмотрены нестационарные явления переноса в фоновой подсистеме диэлектрика. Исследование выполнено на основе обычного кинетического уравнения [1] с помощью метода Чепмена-Энскога, обобщенного в духе функциональной гипотезы Боголюбова. При столкновениях фононов их энергия сохраняется, а импульс за счет процессов переброса не сохраняется. Обсуждается перенос энергии и импульса. В пространственно однородном состоянии этой системы наблюдается затухание дрейфовой скорости газа фононов  $v_l(t)$ . Рассмотрен случай малой скорости  $v_l(t)$  и показано, что основной вклад в неравновесную функцию распределения фононов  $f_k(v(t))$  неверно передается распределением Планка со скоростью  $n_k(T, v(t))$  уже в линейном приближении по скорости, то есть

$$f_k(v) = n_k(T, 0) + A_l(k)v_l + O(v^2), \quad A_l(k) \neq \left. \frac{\partial n_k(T, v)}{\partial v_l} \right|_{v=0} \quad (1)$$

( $n_k(T, v) = (e^{\hbar\beta(\omega_k - kv_l)} - 1)^{-1}$ ,  $\beta \equiv T^{-1}$ ). При этом дрейфовая скорость газа определялась обычной формулой

$$\int d^3k f_k(v) k_l = \int d^3k n_k(v) k_l. \quad (2)$$

Возникает вопрос об условности такого определения, поскольку распределение Планка  $n_k(T, v(t))$  не является правильным основным приближением. С учетом этого результата построена теория явлений переноса в системе (фононная гидродинамика). В ее рамках функция распределения имеет структуру  $f_k(x, T(t), v(t))$  и является функционалом переменных  $T(x, t)$ ,  $v_l(x, t)$ . Формально малый параметр такой теории  $\lambda$  вводится оценками вида  $v_l \sim \lambda$ ,  $\partial T / \partial x_n \sim \lambda$ ,  $\partial v_l / \partial x_n \sim \lambda^2$ ,  $\partial^2 T / \partial x_n \partial x_m \sim \lambda^2$ . Учет утверждения (1) приводит к некоторой модификации обычной теории переноса [1] в системе фононов диэлектрика.

Аналогично исследованы нестационарные явления переноса в разреженном электронном газе, который взаимодействует с равновесной фоновой подсистемой. Использовано кинетическое уравнение, полученное ранее нами и отличающееся учетом влияния пространственной неоднородности состояния системы на столкновения ее частиц. Рассмотренная задача имеет отношение к теории полярона. В однородном состоянии этой системы наблюдаются два релаксационные процесса, в которых скорость электронного газа затухает  $v_l(t) \rightarrow 0$ , а его температура стремится к фоновой  $T(t) \rightarrow T_0$ . Рассмотрен случай, когда величины  $v_l(t) \sim \lambda$ ,  $T(t) - T_0 \sim \lambda$  малые одного порядка. Показано, что аналогично (1) основной вклад в неравновесную функцию распределения электронов  $f_p(T(t), v(t))$  неверно передается распределением Максвелла со скоростью  $f_p^M(T(t), v(t))$  уже в линейном приближении по  $\lambda$ . Учет этого результата приводит к некоторой модификации обычной теории переноса [1] в этой системе.

Работа выполнена при поддержке ДФФД Украины (проект № 25.2/102).

## ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОГО ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКУЮ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ТРАНСПОРТА ЗАРЯДА В МОЛЕКУЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРАХ.

Г.А. Скоробагатько

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина 47  
e-mail: gleb\_skor@mail.ru*

В работе рассмотрена теоретическая модель одноэлектронного транзистора с «подвижным» квантовым дотом. Изучено влияние квантовых флуктуаций координаты дота на формирование его электромеханической (шаттловской) неустойчивости. Рассмотренная модель соответствует случаю сильного электрон-фононного взаимодействия в доте. Случай слабого электрон-фононного взаимодействия («классический» шаттл) уже рассматривался ранее другими авторами [1].

Задача решается в приближении «слабого» туннелирования между берегами и дотом, когда справедливо предположение о фермион-бозонной факторизации в доте. В результате, для случая сильных квантовых флуктуаций в доте был найден: диапазон шаттловской неустойчивости по «тянущему» напряжению и общее выражение для инкремента неустойчивости. В частности, в работе построены графики зависимостей инкремента шаттловской неустойчивости от «тянущего» напряжения при низкой температуре, для различных значений длины туннелирования в системе.

В работе впервые показано, что учет квантовых флуктуаций приводит к существенным различиям в поведении инкремента шаттловской неустойчивости, по сравнению со случаем «классического» шаттла. Главное отличие заключается в немонотонности зависимости инкремента от «тянущего» напряжения, что обусловлено зависимостью в нашей модели константы электрон-фононного взаимодействия от величины напряжения, приложенного к «берегам». Это приводит к явлению «поляронной блокады» при туннелировании электронов через систему при больших напряжениях. Также, существенным отличием от случая «классического» шаттла является резкая зависимость максимального значения инкремента от длины туннелирования. При больших значениях этой величины (по сравнению с величиной амплитуды «нулевых» колебаний дота) наблюдается общее «подавление» инкремента шаттловской неустойчивости, по сравнению с его «классическим» значением. Тогда как, в случае длин туннелирования, сравнимых с амплитудой «нулевых» колебаний, мы получаем максимальное значение инкремента неустойчивости гораздо больше «классического», что обусловлено наличием в доте многих дополнительных, «вибронных» каналов (неупругого) туннелирования. В целом, в отличие от предыдущих авторов, полученные в нашей работе результаты позволяют утверждать, что в эксперименте «квазиклассический» шаттл может наблюдаться в молекулярных транзисторах с длинами туннелирования, сравнимыми с амплитудой «нулевых» колебаний квантового дота. В «устройствах» с большими длинами туннелирования «квазиклассический» шаттл не может наблюдаться из-за квантовых флуктуаций и наличия «трения» в доте.

[1]. D.Fedorets, Phys.Rev.B, Vol.68, 033106, (2003).

## СТРУКТУРНЫЕ И МАГНИТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИСЕЛЕНИДА НИОБИЯ, ОБЛУЧЕННОГО БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

**В.В. Ибулаев, В.В. Еременко, В.А. Сиренко, М.Ю. Шведун**

Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
61103, Харьков, пр. Ленина, 47  
e-mail: vladimir.ibulaev@gmail.com

Особенности низкотемпературных свойств гексагональной модификации слоистого диселенида ниобия  $2H-NbSe_2$  стимулировали множество исследований формирования волны зарядовой плотности (температура перехода  $T_{ВЗП} \approx 33K$ ), так как ни одна из существующих теоретических моделей не описывает наблюдаемых экспериментальных зависимостей. Вместе с тем, до настоящего времени нет однозначной идентификации эволюции кристаллической структуры и электронного спектра этого соединения не только при низких температурах, но даже под влиянием внешних воздействий при комнатной температуре. В данной работе был проведен цикл исследований особенностей свойств  $2H-NbSe_2$  методами электронографии, рентгеновской дифрактометрии и с помощью SQUID-магнетометра, которые позволили выяснить влияния облучения образца быстрыми электронами.

Методами рентгеновской и электронной дифрактометрии исследовано влияние облучения быстрыми электронами на диселенид ниобия  $2H-NbSe_2$  гексагональной модификации. Обнаруженные изменения дифрактограмм (рис.1) объясняются перераспределением электронной плотности при облучении, а именно ее увеличением в плоскостях с большой плотностью упаковки - базисных и диагональных -  $\{110\}$ ,  $\{120\}$ ,  $\{210\}$ . Появление диффузного рассеяния рентгеновских лучей и электронов при больших дозах облучения связывается с ростом плотности электронной Ферми-жидкости.

Также исследованы магнитные свойства  $2H-NbSe_2$  и влияние на них облучения электронами высокой энергии. Показано, что основная часть магнитной восприимчивости есть парамагнетизм свободных носителей заряда Паули (рис.2). Низкотемпературные отклонения от парамагнетизма Паули обусловлены оборванными межатомными связями, присутствующими в небольшом количестве даже в необлученных образцах.

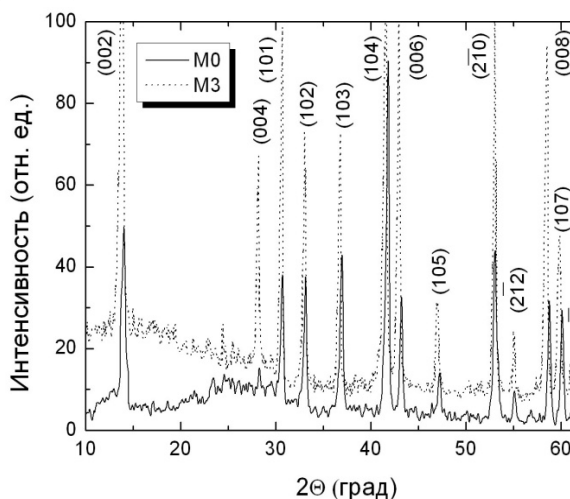


Рис. 1. Рентгеновские дифрактограммы  $2H-NbSe_2$ , облученного различными дозами быстрых электронов

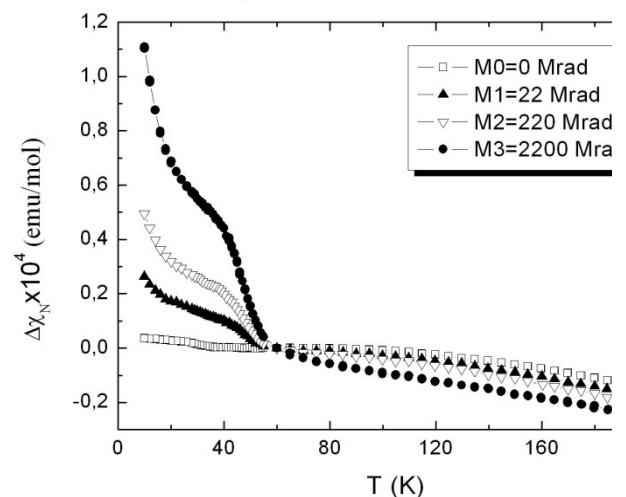


Рис. 2. Температурная зависимость «нормированной» магнитной восприимчивости  $\Delta\chi_N = \chi(T) - \chi(60K)$  образцов  $2H-NbSe_2$  ( $H=5T$ ,  $H \parallel c$ ).

## КВАНТОВЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ИМПЕДАНСА СЛОИСТЫХ ПРОВОДНИКОВ В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИИ

**И.В. Козлов**

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина 47  
e-mail: kozlov@ilt.kharkov.ua*

Методом Кубо вычислены осцилляции импеданса слоистого проводника в квантующем магнитном поле в случае аномального скин-эффекта. В рамках самосогласованного борновского приближения учтено рассеяние на упругой короткодействующей примеси. Выбрана геометрия, когда квантующее магнитное поле и нормаль к слоям перпендикулярны к поверхности образца. Рассмотрен квазидвумерный проводник с поверхностью Ферми типа гофрированный цилиндр, со значением интеграла перекрытия много меньшим энергии Ферми, но много большим, чем расстояние между уровнями Ландау.

Вычислены компоненты проводимости вдоль слоёв при сильной временной и пространственной дисперсии. Получены квантовые осцилляции импеданса, в том числе высокотемпературные. Последние образуются в результате интерференции гармоник с частотами, которые определяются двумя различными экстремальными сечениями поверхности Ферми. Фаза таких осцилляций не зависит от значения энергии Ферми, тем самым температурное размытие уровня Ферми не приводит к сильному температурному подавлению их амплитуды.

Проанализировано влияние пространственной дисперсии на квантовые осцилляционные эффекты. Показано, что для высокотемпературных осцилляций возникает сдвиг фазы, связанный с переходом к предельно аномальному скин-эффекту.

## MAGNETIC PROPERTIES OF CHROMIUM DIBORIDE

A.V. Logosha, A.V. Fedorchenko

*B. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering of NASU*  
 47 Lenin Ave., 61103 Kharkov, Ukraine  
 e-mail: fedorchenko@ilt.kharkov.ua

CrB<sub>2</sub> is an itinerant-electron antiferromagnet with the Neel temperature  $T_N = 85 - 88$  K, possessing a hexagonal crystal structure of AlB<sub>2</sub> type. It has a complicated helicoidal magnetic structure which magnetic moment (of about  $0.5 \mu_B$  per Cr atom at  $T = 0$ ) turns in  $a - c$  plane. In this report we present results of investigations of the pressure effect on the magnetic susceptibility,  $\chi$ , and Neel temperature of CrB<sub>2</sub> compound to clarify the nature of its magnetic properties and some details of the antiferromagnetic (AFM) transition. The experimental data are supplemented by calculations of the volume dependent band structure, using a modified relativistic full potential approach within linearized "muffin-tin" orbital method (FP-LMTO).

The pressure effect on the magnetic susceptibility of CrB<sub>2</sub> was measured under helium gas pressure up to 2 kbar at two fixed temperatures, 78 and 300 K, using a pendulum-type magnetometer placed into the nonmagnetic pressure cell. The experimental pressure dependencies of the magnetic susceptibility demonstrate a magnitude of the pressure effect and its linear behavior. Pressure effect on the magnetic susceptibility of CrB<sub>2</sub> has been measured at temperatures around  $T_N = 87$  K. The resulting pressure derivative,  $dT_N / dP = 0.1 \pm 0.1$  K/kbar, has been estimated from a shift of the maximum in  $\chi(T)$  and appeared to show only weak tendency for an increase of  $T_N$  with pressure.

TABLE I: The magnetic susceptibility (in  $10^{-4}$  emu/mole) and its pressure (in Mbar<sup>-1</sup>) and volume derivatives for CrB<sub>2</sub> at different temperatures

T, K	$\chi$		$d\ln\chi/dP$		$d\ln\chi/d\ln V$	
	Exp.	Theory <sup>a</sup>	Exp.	Exp.	Theory <sup>a</sup>	
0	7.3 <sup>b</sup>	7.5	-	-	4.0	
78	6.42	-	$-1.82 \pm 0.3$	$4.2 \pm 0.7$	-	
300	5.11	-	$-1.65 \pm 0.2$	$3.8 \pm 0.5$	-	

<sup>a</sup>for PM state; <sup>b</sup>extrapolation of the experimental data for PM state

TABLE II: Calculated bulk modulus  $B$  and contributions to the magnetic susceptibility of CrB<sub>2</sub> in PM state

$B$	$\chi_{\text{ston}}$	$\chi_{\text{spin}}$	$\chi_{\text{orb}}$	$\chi_{\text{orb}}$	$\chi_{\text{dia}}$	$\chi^{\text{a}}_{\text{sum}}$
Mbar	$10^{-4}$ emu/mole					
2.30	6.80	7.30	0.60	0.010	-0.10	7.53

<sup>a</sup> $\chi_{\text{sum}} = \chi_{\text{spin}} + \chi_{\text{orb}} + \chi_{\text{dia}}$

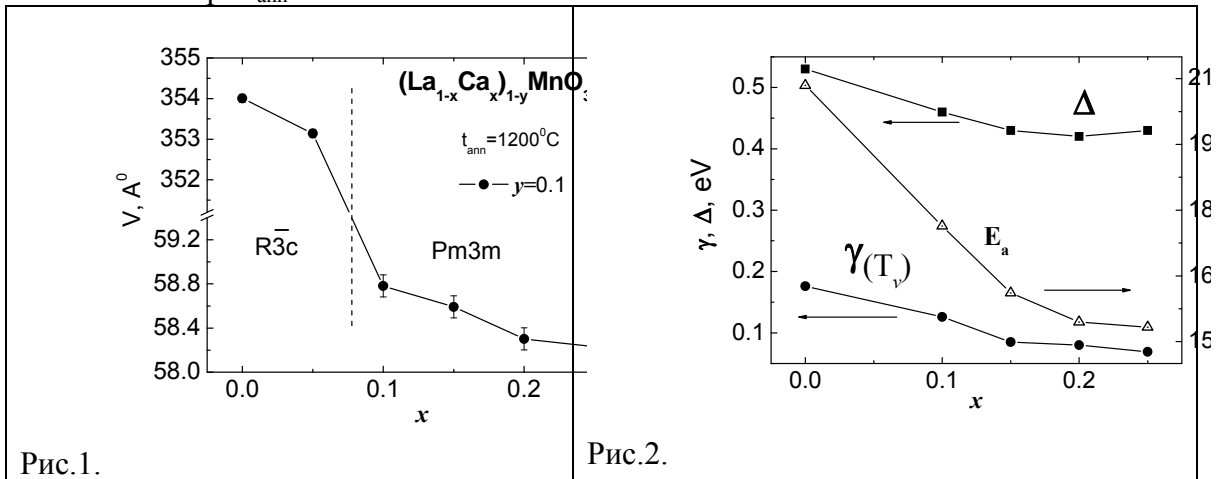
The results of *ab initio* calculations of the main contributions to the magnetic susceptibility of CrB<sub>2</sub> in paramagnetic (PM) state and their volume dependence appeared to be in agreement with the experimental data (Tables I and II), demonstrating an adequate description of the strongly enhanced magnetism of CrB<sub>2</sub> by FP-LMTO method within the local spin density approach.

## ДЕФЕКТНОСТЬ СТРУКТУРЫ, ТРАНСПОРТНЫЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КЕРАМИКИ $(La_{1-x}Ca_x)_{1-y}MnO_{3\pm\delta}$ . ( $x=0 - 0.25$ ; $y=0.1$ ).

**В.А. Турченко, В.П. Пащенко, А.В. Пащенко, В.К. Прокопенко, Ю.Ф. Ревенко, В.Я. Сычева**

Донецкий физико-технический институт им. А.А.Галкина НАН Украины  
83114, г. Донецк, ул. Р.Люксембург 72.  
e-mail: vitalja-turchenko@rambler.ru

Интерес к манганит-лантановым перовскитам  $(La_{1-x}Ca_x)_{1-y}MnO_{3\pm\delta}$  связан с колоссальным магниторезистивным (КМР) эффектом и уникальным сочетанием металлических, диэлектрических, ферромагнитных и антиферромагнитных свойств [1]. Сильное влияние на фазовые переходы и свойства манганитов оказывают концентрация и тип носителей заряда, которые определяются содержанием двухвалентных катионов замещающих  $La^{3+}$ . Целью данной работы является установление закономерностей влияния  $Ca^{2+}$  и катионных вакансий в А-подрешетке на структурные особенности, магнитные и транспортные свойства керамических манганит-лантановых  $(La_{1-x}Ca_x)_{1-y}MnO_{3\pm\delta}$  перовскитов, спеченных при  $t_{ann}=1200^{\circ}C$ .



Согласно рентгеноструктурным данным все исследуемые образцы – однофазные. Увеличение концентрации ионов  $Ca^{2+}$  изменяет тип кристаллической структуры от ромбоэдрического ( $x=0$  и  $0.05$ ) к псевдокубическому ( $x=0.1 - 0.25$ ) и уменьшает объем элементарной ячейки (рис.1). Сопоставление расчетных значений плотности рентгеновской (для идеальной и дефектной решетки) с экспериментальными, определенными пикнометрическим методом, указывает на наличие в кристаллической решетке перовскита катионных и анионных вакансий, концентрации которых зависят от  $x$  и  $y$ .

Из температурных зависимостей удельного сопротивления, по методике [2], были рассчитаны концентрационные изменения энергии активации ( $E_a$ ), величины мягкой ( $\Delta$  - кулоновской) и жесткой ( $\gamma(T_v)$  - ян-теллеровской) щелей (рис.2) в плотности локализованных состояний вблизи уровня Ферми, которые наблюдались методами сканирующей туннельной микроскопии в [3]. Монотонное уменьшение величины  $\gamma$  вместе с  $\Delta$  с ростом  $x$ , было объяснено уменьшением искажения кристаллической решетки вследствие изменения беспорядка в системе из-за увеличения концентрации  $Mn^{4+}$  и, как следствие, изотропных кислородных октаэдров.

[1] E.Dagotto, J.Hotta, A.Moreo, Phys.Rep. **344**, 1, (2001).

[2] R. Laiho, K.G. Lisunov, E. La hderanta et al. J. Phys.: Cond. Matter **14**, 8043, (2002).

[3] A. Biswas, S. Elizabeth, A.K. Raychaudhuri et al. Phys. Rev. B **59**, 5368, (1999).

## TRANSPORT PROPERTIES OF MOTT-HUBBARD FERROMAGNET WITH CORRELATED HOPPING AT LOW TEMPERATURES

**O.Kramar, Yu. Skorenky**

*Ternopil State Technical University  
46001 Ternopil, 56, Rus'ka St.  
e-mail: kramar@tu.edu.te.ua*

Peculiarities of the electronic conductivity and effective masses of current carriers in Mott-Hubbard material have been studied in the framework of the generalized model [1] for a narrow energy band. Single-particle Green function has been obtained using the projection procedure [2]. On this basis the correlation narrowing factors, shifts of energy subband centers, the ground state energy, the magnetization of the system have been found at various density of states (DOS) structures and correlated hopping parameters.

The static conductivity  $\sigma$  has been calculated using the approach proposed in works [3,4]. At low temperatures and partial fillings  $n$  of Hubbard subbands the system is unstable toward the transition to ferromagnetically ordered state. The numerical calculation of the static conductivity in the upper and lower energy bands was performed in the regime of a doped Mott-Hubbard system with strong intra-atomic correlation. Behaviour of the concentration dependence of the conductivity is determined by the corresponding dependencies of the electron kinetic energy and of the system magnetization. Both these factors are influenced by peculiarities of DOS and electron correlations, since it become apparent in appearance of the correlation narrowing of subbands and the spin-dependent shift of the subband center. The stepwise transition to the saturated ferromagnetic state, which occurs in system with semielliptic DOS, leads to a sharp decrease of the conductivity at  $n=0.59$ . In the region of saturated ferromagnetic ordering, which is realized in the systems with body-centered cubic (*bcc*) and simple cubic (*sc*) lattices, the  $\sigma(n)$  dependencies are more smooth. Due to correlated hopping the substantial decrease of the conductivity of the more than half-filled band is observed. It is worth to note, that for *sc* lattice the concentration interval in which the magnetization exists is much wider than for *bcc*-lattice. This fact has two important consequences. Firstly, the changes of the conductivity for the *sc*-lattice are more smooth than for the *bcc*-lattice. Secondly, the difference between the maximum values of the conductivity is small, because the maximum of the dependence for the *sc*-lattice lies within the ferromagnetic region, and maximum of the curve for *bcc*-lattice is in the paramagnetic region.

The effective mass renormalization in the studied system is determined by two factors: correlated hopping of electrons and correlation narrowing of subband. From the obtained formulae one can see that effective masses appear to be spin-dependent, what can be the reason for the conductivity changes in the magnetic field. Conditions of the ferromagnetic ordering realization in the considered system depends on the bare DOS structures and effective exchange interaction type. Also, the ferromagnetic ordering modifies essentially effective mass behavior.

[1] L. Didukh, Yu. Skorenky, O. Kramar *Condens. Matter Phys.*, **11**, 443 (2008).

[2] L. Didukh *Acta Physica Polonica B*, **31**, 3097 (2000).

[3] R.H. Bari, D. Adler, R.V. Lange *Phys. Rev. B.*, **2**, 2898 (1970).

[4] L. Didukh, O. Kramar, Yu. Skorenky and Yu. Dovhopyaty *Condens. Matter Phys.*, **8**, 825 (2005).

## ПСЕВДОЩІЛИНА У ВТНП КУПРАТАХ ТА ЇЇ НЕМОНОТОННІСТЬ

О.І. Плющай<sup>1</sup>, Д.В. Євтушинський<sup>1,2</sup>, А.А.Кордюк<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Інститут металофізики ім. Г.В. Курдюмова НАН України  
03142, Київ, буль. Вернадського 36

<sup>2</sup> IFW Dresden, P.O. Box 270116, D-01171 Dresden, Germany.  
e-mail: pluton@imp.kiev.ua

Методом фотоемісійної спектроскопії з кутовою роздільною здатністю було досліджено температурну залежність зменшення спектральної ваги (псевдощілина) у фотоемісійних спектрах слабо недодопованих купратних надпровідників.

Дослідження проводились з використанням синхротронного випромінювання (BESSY та SLS) за допомогою аналізаторів SES R4000 та SES 100. Роздільна здатність досліджень по енергії та імпульсу становила 10 мЕв та 0.2 відповідно.

Представлені дані отримані переважно на зразку  $\text{Bi(Pb)}_2\text{Sr}_2\text{Ca(Tb)Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$  (Tb-BSCCO) з рівнем допінгу  $x=0.11$ , та  $T_c=77$  К але подібні результати були отримані на інших зразках Tb-BSCCO та Dy-BSCCO з близьким рівнем допінгу [1]. Експериментальні дані отримано з свіжої поверхні зразка, розколотого у вакуумі за час не більше 4-х годин, що значно менше часу життя розколотого зразка. (~12 h at  $3 \cdot 10^{-11}$  Мбар). Контрольні виміри проводились для кількох точок для усього ряду температур після 6-ти годин, для перевірки відтворюваності результатів. Криві розподілу енергії (EDC) було проінтегровано в інтервалі імпульсів  $\pm 0.15 \text{ \AA}^{-1}$  поблизу  $k_F$ . Таке інтегрування дозволяє впевнитися що центральна точка переднього краю (LEM) спектру без щілини залишиться на рівні Фермі [2,3].

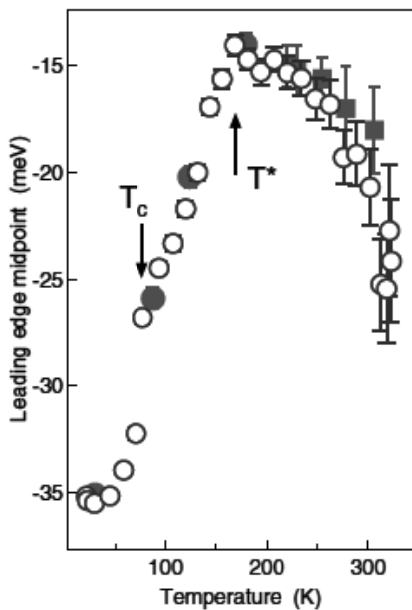


Рис.1 LEM Tb-BSCCO

Псевдощілина виявляє немонотонну залежність від температури (див. Рис.1): зменшується лінійно при наближенні температури до значення  $T^*$  за якої зазнає істотних трансформацій але не зникає та починає збільшуватись при зростанні температури. Встановлено, що низькотемпературна поведінка псевдощілини в купратних надпровідниках схожа на поведінку псевдощілини, яка виникає при неспіврозмірному зарядовому впорядкуванні в дихалькогенідах перехідних металів [4]. Високотемпературна поведінка псевдощілини подібна до щілини яка виникає при переході метал-діелектрик керованому температурою.

Проведені дослідження дозволяють висунути гіпотезу про нестабільність електронної підсистеми до утворення хвиль зарядової густини та переходу метал-діелектрик, які можуть співіснувати в купратних високотемпературних надпровідниках в нормальному стані.

- [1] A. A. Kordyuk et al, Phys. Rev. B 79, 020504(R) (2009).  
 [2] T. Valla, A. V. Fedorov, Jinho Lee, J. C. Davis, and G. D. Gu, Science 314, 1914 (2006).  
 [3] A. A. Kordyuk, S. V. Borisenko, M. Knupfer, and J. Fink, Phys. Rev. B 67, 064504 (2003).  
 [4] Gruener, Density Waves in Solids, Addison-Wesley, Reading, MA, (1994).

**Міцність та пластичність твердих тіл при низьких температурах**

**Запрошена доповідь**

**АКТУАЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ ПРОЧНОСТИ И ПЛАСТИЧНОСТИ МИКРО И НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ**

**Е.Д. Табачникова**

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина*

*61103 Харьков, пр. Ленина 47*

*e-mail: tabachnikova@ilt.kharkov.ua*

Дан обзор экспериментальных данных и современных представлений о физических механизмах, ответственных за прочность и пластичность объемных микро и нанокристаллических металлов и сплавов в широкой области температур.

Рассмотрены следующие вопросы:

1. Общие положения и классификация микро и нанокристаллических материалов.
2. Влияние поли-, микро- и нанокристаллическости материала на:
  - а) зернограничное упрочнение (эффект Холла-Петча);
  - б) зернограничное разупрочнение (сверхпластичность, обратный эффект Холла-Петча).
3. Дислокационный механизм деформации наноматериалов:
  - а) скоростная чувствительность напряжения течения;
  - б) микро полосы сдвига;
  - в) неустойчивость деформации и разрушение наноматериалов.
4. Способы улучшения пластичности наноматериалов:
  - а) бимодальные зеренные структуры;
  - б) упрочняющий эффект, микро и макродвойники.

## АНОМАЛЬНОЕ ПОВЕДЕНИЕ МОДУЛЯ ЮНГА В ОБЛАСТИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР В МЕТАЛЛАХ, ПОДВЕРГНУТЫХ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Е.Н. Ватажук

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина 47  
e-mail: vatazhuk@ilt.kharkov.ua

В последние годы значительное внимание уделяется исследованию структуры и свойств сильнодеформированных металлических материалов. Интенсивная пластическая деформация металлов методами волочения (наноккомпозит Cu-32об.%Nb, Zr), прокатки (Ti) или равноканального углового прессования (Cu) позволяет сформировать в них микро- или наноккомпозитную структуру, которая обеспечивает уникальное сочетание различных свойств, например высокую электропроводность и высокую прочность.

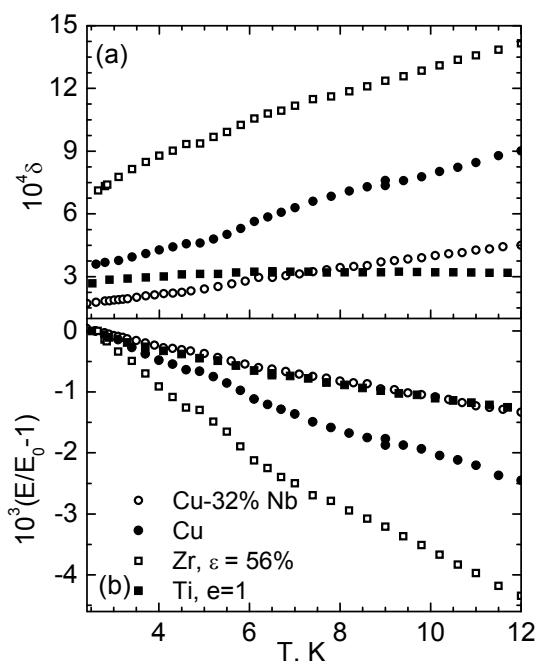


Рис. 1. Температурная зависимость затухания  $\delta$  (а) и динамического модуля Юнга  $E$  (б) для образцов металлов, подвергнутых интенсивной пластической деформации.

Проведены акустические измерения методом составного вибратора с пьезоэлектрическим возбуждением. В образцах длиной  $\sim 30$  мм и  $\varnothing 3$  мм возбуждались продольные стоячие волны на частотах  $f \sim 70$  кГц. Измерения декремента  $\delta$  (рис. 1(а)) и динамического модуля Юнга  $E$  (рис. 1(б)) проводились в амплитудно-независимой области при амплитуде деформации  $\epsilon_0 \sim 10^{-7}$ .

Следует отметить поведение упругих свойств в крупнозернистых недеформированных и в наноструктурных металлах, подвергнутых интенсивной пластической деформации. В области температур ниже 12 К во всех образцах наблюдалась почти линейная зависимость модуля Юнга от температуры  $E(T)$  (рис. 1(б)). Такое поведение модулей упругости характерно для сильно разупорядоченных твердотельных структур и может быть объяснено в терминах феноменологической модели релаксирующих двухуровневых систем (ДУСов) [1, 2].

Туннельная модель релаксации ДУСов дает логарифмическую зависимость  $\Delta E/E$  от температуры, что не согласуется с экспериментом. В то же время, линейный ход  $\Delta E/E(T)$  соответствует представлениям о термоактивированной релаксации ДУСов со статистически однородным распределением активационных параметров. В работе [3] было показано, что в рамках этих представлений изменение модуля упругости с температурой должно описываться формулой

$$\Delta E/E(T, \omega) = AT + B \ln \omega. \tag{1}$$

Здесь  $A, B$  – константы. Константа  $A$  имеет смысл величины силы релаксации для данного релаксационного процесса, т.е. термоактивированной релаксации ДУСов, термодинамическое равновесие которых нарушается упругим полем ультразвуковой волны.

[1] S. Hunklinger and A.K. Raychaudhuri, Progress in Low Temp. Physics, Vol. IX, Ch. 3, Ed. D.F. Brewer, Elsevier, Amsterdam, Netherlands (1986), 265.  
[2] P.W. Anderson, J. Phys. (Paris), Colloq. **37**, C4-339 (1976).  
[3] G. Bellssa, Phys. Rev. Lett. **40**, 1456 (1978).

## ТЕМПЕРАТУРНИЙ ІНТЕРВАЛ ПРОЯВЛЕННЯ МАЛОАМПЛИТУДНОЇ СКАЧКООБРАЗНОЇ ДЕФОРМАЦІЇ СПЛАВА Pb-40 ат.% In

С.В. Лебедев

*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина  
61077, г. Харьков, пл. Свободы, 4  
e-mail: sergey.v.lebedev@mail.ru*

У ряда металлов и сплавов в области низких температур наряду с однородной деформацией с постоянной скоростью наблюдается явление неустойчивого пластического течения в виде аperiодических сбросов (скачков) нагрузки. Эти скачки нагрузки можно классифицировать по величине амплитуды: крупные (1-10) МПа и мелкие ( $10^{-3}$ - $10^{-4}$ ) МПа, которые проявляются только в сверхпроводящем состоянии [1-4].

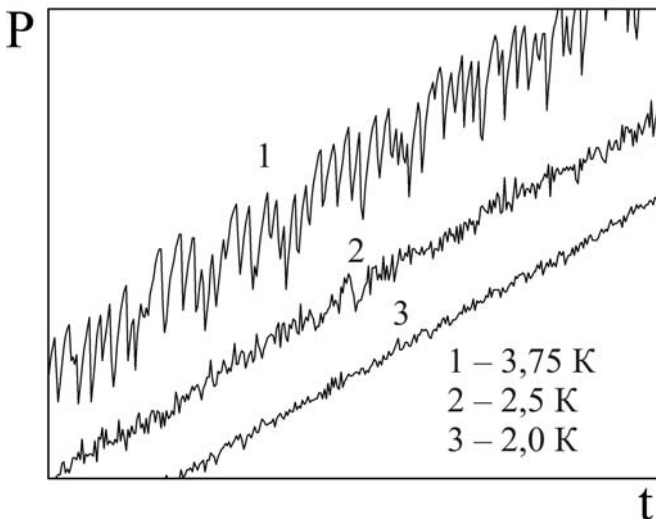
Если амплитуда крупномасштабных скачков нарастает с понижением температуры, то температурная зависимость малоамплитудной неустойчивости пластического течения остается в полной мере невыясненной, хотя в работе [2] приведены отдельные экспериментальные данные для разных температур.

В связи с этим необходимо определение температурного интервала проявления малоамплитудной скачкообразной деформации на объекте с четкой регистрацией явления.

С этой целью поликристаллы сплава Pb-40 ат.% In деформировали растяжением в сверхпроводящем состоянии в интервале температур (1,5-4,2) К.

В качестве параметров скачкообразной деформации использовали амплитуду  $d\sigma_{dr}$  и количество сбросов нагрузки  $n_{dr}$ , усредненных на интервале деформации  $\Delta\varepsilon=(1-2)\%$ .

Участки кривых нагружения сплава Pb-40 ат.% In, соответствующих деформации при разных температурах, показаны на рисунке.



При  $T < 2,5$  К на стадии развитой деформации на фоне скачков малой амплитуды возникают крупномасштабные сбросы нагрузки.

Характерно, что с понижением температуры увеличивается количество скачков  $n_{dr}$  и снижается амплитуда скачка  $d\sigma_{dr}$ . Диапазон проявления малоамплитудной скачкообразной деформации лежит в пределах от 2 К до 4,2 К с наиболее интенсивным ее проявлением при 3,75 К.

Малоамплитудная скачкообразная деформация сплава в сверхпроводящем состоянии и достаточно узком интервале

температур обсуждается с точки зрения интерференции механизмов, обуславливающих неустойчивость пластического течения и атермическое движения дислокаций в кристаллической решетке.

[1] В.С. Бобров, И.В. Виденский, *Материалы XX Всесоюзное совещание по физике низких температур, Черногловка* (1979), часть 3, с. 79-81.

[2] E.Y. Gutmanas, Y. Estrin, *Phys. Status Solid (a)* **92**, 137 (1985).

[3] В.В. Пустовалов, *ФНТ*, **26**, 515 (2000).

[4] В.П. Лебедев, В.С. Крыловский, С.В. Лебедев, С.В. Савич, *ФНТ*, **34**, 300 (2008).

## НОВЫЕ НЕРЖАВЕЮЩИЕ СПЛАВЫ: АКУСТИЧЕСКИЕ И РЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР 5÷325 К

Ю.А. Семеренко

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина 47  
e-mail: semerenko@ilt.kharkov.ua*

В области температур 5-325К изучены температурные зависимости декремента  $\delta$ , динамического модуля Юнга  $E$  и электросопротивления  $\rho$  новых перспективных для криогенного, атомного и аэрокосмического машиностроения сплавов  $Fe_{100-x-y}Cr_xMn_y$  ( $x=5; 10$  и  $y=30; 35; 40$ ). Содержание основных примесей: C, N, S, P < 0,1% и Si < 0,3%. Изучены образцы двух типов: 1) цилиндрические стержни, вырезанные из холодотянутой проволоки диаметром  $\sim 1$  мм; 2) прямоугольные стержни  $3 \times 3 \times 25$  мм и тонкие пластины  $4 \times 0,3 \times 22$  мм, вырезанные из массивных холоднокатаных заготовок. Образцы имели структуру  $\gamma$ -аустенита, полученную отжигом в течение 1 часа при 1273К с последующей закалкой в воду. Акустические измерения были выполнены двумя резонансными методами: 1) методом двойного составного вибратора (частота продольных колебаний  $\sim 75$ кГц в амплитудно-независимой области ультразвуковой деформации  $\varepsilon_0 \sim 10^{-7}$ ); 2) методом изгибных колебаний с электростатическим возбуждением свободного образца на частоте  $\sim 3$ кГц.  $\rho$  измерялось стандартным четырехточечным методом при двух различных направлениях транспортного тока. Температура измерялась с точностью 50 мК, скорость термоциклирования  $\sim 1$  К/мин.

Экспериментальные результаты можно разделить на две группы, каждая из которых относится к образцам с фиксированным содержанием Cr: 5% и 10%, соответственно. В сплавах с 5% Cr на зависимостях  $\delta(T)$  наблюдается серия пиков  $P_1$  ( $\approx 20$ К),  $P_2$  ( $\approx 155$ К) и  $P_3$  ( $\approx 255$ К). С ростом концентрации Mn, высота пика  $P_1$  уменьшается и он трансформируется в плато. Параметры пиков  $P_2$  и  $P_3$  изменяются незначительно и несистематически. В образцах с 10% Cr, на зависимостях  $\delta(T)$  также регистрируются пики внутреннего трения, локализованные при  $T_{P_2} \approx 140$ К и  $T_{P_3} \approx 220$ К. Наибольшая высота пиков регистрируется в образцах с 40% Mn, а наименьшая – в образцах с 35% Mn. Природа этих пиков остается пока неизученной. Исследованные сплавы характеризуются невысокими значениями  $\delta < 6 \cdot 10^{-4}$  и значительной величиной  $E \sim 180$  ГПа, который монотонно возрастает на 7% с уменьшением температуры от 325 до 5 К. Температурные зависимости  $E(T)$  могут быть описаны аналитическим выражениями в предположении аддитивного вклада электронной и фононной составляющей. Изменение концентрации Mn несистематически влияет на абсолютную величину  $E$  и практически не изменяет форму зависимостей  $E(T)$ . В проволочных образцах  $\delta$  в 2-3 раза выше, а  $E$  на 5-10% меньше, чем в массивных образцах. Возможной причиной этих отличий могут быть различия в структуре проволочных и массивных образцов.

Изученные сплавы характеризуются значительным остаточным электросопротивлением  $\rho(T=0K) \approx 50-70$   $\mu\Omega \cdot \text{см}$ . В образцах с 5% Cr  $\rho$  возрастает систематически с ростом концентрации Mn. В сплавах с 10% Cr систематическое изменение  $\rho$  при изменении концентрации Mn и Fe не наблюдается.

Известно, что превращение  $\gamma \leftrightarrow \varepsilon$  сопровождается скачком  $\rho$  и появлением пика поглощения. Температуры прямого и обратного превращения не совпадают, и на температурных зависимостях  $\rho(T)$  и  $E(T)$  наблюдается гистерезисная петля. На полученных нами зависимостях подобные особенности отсутствуют, что свидетельствует о стабильности структуры изученных сплавов в исследованном интервале температур. Однако, наблюдаемый в сплавах с 10 % хрома несистематический характер изменения акустических и резистивных свойств может быть связан с незначительными включениями  $\varepsilon$ -мартенситной фазы, сформировавшейся в процессе получения образца, наличие которой подтверждают рентгеноструктурные исследования.

## НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО СПЛАВА Pd – 5%Au

И.А. Псарук, Е.Д. Табачникова, А.В. Подольский

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина, 47  
e-mail: psaruk@mail.ru*

Проведено исследование низкотемпературных механических свойств нанокристаллического сплава Pd-5%Au (со средним размером зерен  $10 \div 30$  нм), полученного методом конденсации в инертном газе.

Исследуемые образцы, имеющие форму прямоугольных призм с размерами  $1,8 \times 1,2 \times 1,2$  мм и  $1,6 \times 1,5 \times 1,5$  мм, деформировались путем одноосного сжатия на жесткой деформационной машине со скоростью относительной деформации  $\approx 1,1 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$  при температурах 300 К, 170 К, 77 К и 4,2 К. Из полученных кривых «напряжение – пластическая деформация  $\sigma(\epsilon)$ » определяли условный предел текучести  $\sigma_{0,2}$ , максимальные достигнутые напряжение  $\sigma_{\text{max}}$  и деформацию  $\epsilon_f$ .

Показано, что прочностные характеристики сплава Pd-5%Au в нанокристаллическом состоянии на порядок выше аналогичных значений для сплава в крупнозернистом состоянии. Установлено, что при понижении температуры от 300 К до 4,2 К предел текучести в исследуемых образцах повышается, причем форма образца не влияла на значения предела текучести. Так, условный предел текучести  $\sigma_{0,2}$  при температурах 300, 77 и 4,2 К составляет 1,37, 2,10 и 2,18 ГПа соответственно. Обнаружено уменьшение коэффициента упрочнения на кривой  $\sigma(\epsilon)$  с понижением температуры от 300 К до 77 К.

Установлено, что с понижением температуры пластическая деформация  $\epsilon_f$  образцов уменьшается от 20 % при 300 К до 6 % при 77 К. При температуре 4,2 К макроскопической пластической деформации не наблюдалось и образцы разрушались на множество мелких частиц.

Проведен анализ возможных низкотемпературных механизмов пластической деформации исследованного нанокристаллического сплава.

## РАССЕЯНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ НА КВАЗИЛОКАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЯХ И ФОРМИРОВАНИЕ БОЗОННЫХ ПИКОВ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ

А.В. Котляр

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
61103 Харьков, пр. Ленина 47  
e-mail: okotlyar@ilt.kharkov.ua*

На микроскопическом уровне исследован процесс формирования квазилокальных колебаний в кристаллах с конечной концентрацией примесей замещения. Проанализирована эволюция квазилокальных колебаний с ростом концентрации примесных атомов. Установлена общность природы особенностей Ван Хофа, фононных кроссоверов Иоффе-Регеля и бозонных пиков – показано что причиной данных аномалий фононного спектра является дополнительная дисперсия групповой скорости быстро распространяющихся фононов (т.н. пропагонов), обусловленная их рассеянием на медленных квазичастицах.

Проанализировано формирование бозонных пиков при рассеянии акустических фононов на квазилокализованных колебаниях в неупорядоченных твердых растворах. Показано, что такое рассеяние формирует в пропагонной зоне (т.е. на частотах ниже частоты первой особенности ван Хова  $\omega^*$ ) сингулярности на фононной плотности состояний. Эти сингулярности имеют вид излома, то есть аналогичны виду первой особенности ван Хова в трехмерной решетке.

Установлен характер влияния бозонных пиков и особенностей ван Хова на низкотемпературную теплоемкость. Объяснены присущие подавляющему большинству кристаллов быстрый спад температурной зависимости дебаевской температуры  $\Theta_D(T)$  при  $T \ll \Theta_D$  и наличие на данной зависимости низкотемпературного минимума. Показано, что они обусловлены высокой дисперсией поперечных акустических фононов, распространявшихся вдоль направления  $GL$  в обратном пространстве, при частотах  $\omega \sim \omega^*$ .

Дисперсия, обусловленная рассеянием быстрых акустических фононов на квазилокализованных состояниях, приводит к «углублению» минимума на функции  $\Theta_D(T)$  и понижению его температуры. Показано, что анализ зависимости  $\Theta_D(T)$  позволяет оценить верхнюю границу диапазона быстро распространяющихся фононов (Рис.1).

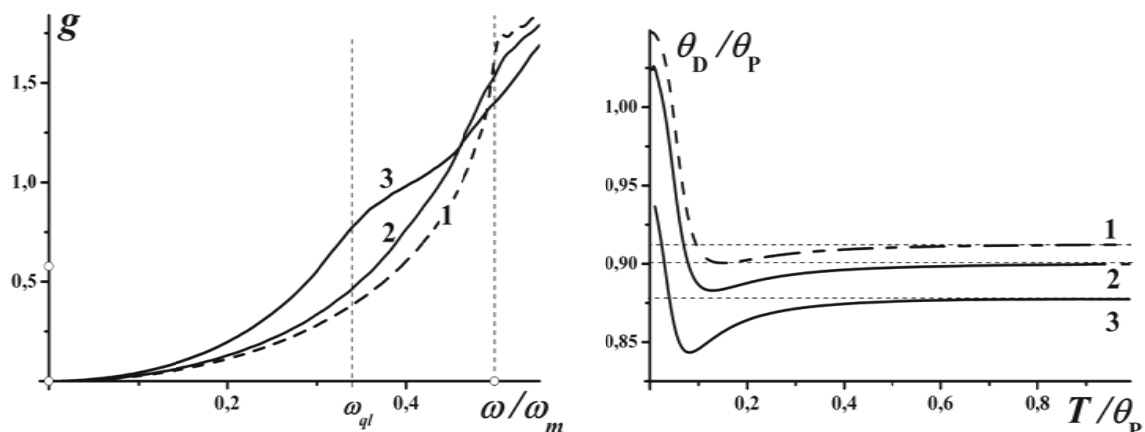


Рис.1. Низкочастотные части фононных спектров (слева) и температурные зависимости  $\Theta_D$  (справа) твердых растворов легкой слабосвязанной примеси ( $m/m' = \alpha/\alpha' = 1/4$ ) в ГЦК кристалле. Кривые 1 соответствуют идеальному кристаллу; кривые 2 и 3 – твердым растворам концентрации 5 и 25%.  $\Theta_P = \hbar\omega_m/k$ .

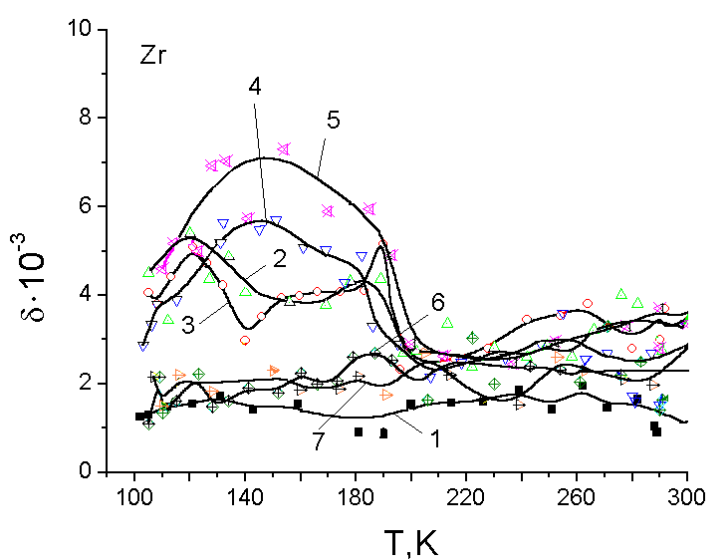
## ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ Zr В ОБЛАСТИ 100-300 К В РАЗЛИЧНЫХ СТРУКТУРНЫХ СОСТОЯНИЯХ

И.Ф. Борисова, В.В. Калиновский, М.Б. Лазарева, В.С. Оковит, В.И. Соколенко, Л.А. Чиркина

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»  
61108, Харьков, ул. Академическая 1  
e-mail: kalinovsky@kipt.kharkov.ua

Изучены температурные зависимости (100-300 К) внутреннего трения (ВТ), относительного электросопротивления ( $\rho_{77K}/\rho_{300K}$ ) микротвердости и микроструктуры циркония чистотой 99,96%. Исследовался Zr в различных структурных состояниях: в исходном (состояние литья), после прокатки на 70 % при 300 и ~130 К и после отжигов при 490 К (0,5 ч) и 820 К (1 ч). Измерения ВТ проводились на установке типа обратного крутильного маятника в области амплитудонезависимого ВТ на частотах ~0,2 Гц и ~0,4 Гц.

Материал в исходном состоянии характеризовался размером зерен 30-50 мкм, после отжига при 820 К средний размер зерен уменьшился до 6 мкм. Величина  $\rho_{77K}/\rho_{300K}$  составляла 0,240; 0,207; 0,288 для исходных, деформированных при 300 и 130 К образцов, соответственно. Отжиг при 490 К снижает  $\rho_{77K}/\rho_{300K}$  на 5,5 и 13 %, а отжиг при 820 К на 11 и 16 % для образцов, деформированных при 300 и 130 К, соответственно. В состоянии литья в области 100-300 К для Zr характерна независимость декремента затухания  $\delta$  от температуры



(рис., кр.1). Деформация при ~130 и 293 К приводит к повышению фона ВТ в области 100-300 К и появлению двух пиков при 120 и 190 К (кр.2,3) вне зависимости от температуры деформации. Увеличение частоты измерений приводит к смещению пиков в сторону более высоких температур, что свидетельствует о релаксационной природе этих пиков. Энергия активации процессов ответственных за пики, определенная по их сдвигу при изменении частоты, составила 0,2 эВ, что близко к энергии активации пика Бордони, и 0,3 эВ, что соответствует пику Хазигути [1].

После отжига при 490 К деформированных при 130 и 293 К образцов, соответствующего III стадии возврата, где происходит перемещение и аннигиляция единичных вакансий и атомов примесей внедрения, вместо 2-х пиков ВТ наблюдается один широкий с максимумом при 150 К вне зависимости от температуры деформации. При этом высота пика ВТ после отжига образца Zr, деформированного при 130 К (кр.5), выше, чем деформированного при 293 К. (кр.4). Повышение температуры отжига до 820 К, соответствующей развитию первичной рекристаллизации, приводит к устранению пиков ВТ и снижению уровня фона до значений, близких к состоянию литья. Полученные результаты интерпретируются с точки зрения термомеханической активации движения дислокаций при наличии вакансий и примесных атомов [1-3].

[1] R.R.Hasiguti, N.Igata and G.Kamoshita, Acta Met. **10** (1962) 442.

[2] E.J. Savinoa and E.A. Bisognia, J. Nucl. Mat. **50** (1974) 298.

[3] L.T. Miyada-Naborikava and R. de Batist, Phys. Stat. Sol. (a) **89**, (1985) 191.

## ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДЕФОРМАЦИИ В УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТОМ АЛЮМИНИИ

П.А.Забродин<sup>1</sup>, Т.В. Григорова<sup>1</sup>, В.Г. Варяница<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины, 61103 Харьков, пр. Ленина, 47.*

<sup>2</sup>*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина 61077 Харьков, площадь Свободы, 4.  
e-mail: Pavel.A.Zabrodin@gmail.com*

Деформация поликристаллических материалов с ультрамелкозернистой (УМЗ) структурой имеет ряд особенностей, важнейшей из которых является высокая прочность. При этом в области комнатных температур наблюдается низкая пластичность, обусловленная нестабильностью деформации (образованием шейки). Указанные особенности поликристалла определяются конкретной структурой, прежде всего, размером зерна  $d$  и природой границ, а также условиями деформации. Для понимания физических механизмов пластичности УМЗ материалов важно изучить зависимость их механических свойств от температуры деформации.

Работа посвящена исследованию пластичности УМЗ алюминия, полученного в результате равноканального углового прессования (РКУП). Основное внимание уделено изучению макроскопического распределения деформации в условиях одноосного растяжения в интервале температур 4,2 – 295 К. Данные для УМЗ алюминия сравниваются с соответствующими данными для крупнозернистых (КЗ) поликристаллов той же чистоты.

Для решения поставленной задачи перед деформацией вдоль образцов наносили метки с шагом 0,6 мм. Изменение координат меток в результате деформации наблюдали в оптическом микроскопе и по смещению меток оценивали деформацию отдельных участков образца.

Показано, что в интервале 77-295 К для УМЗ алюминия характерны низкая скорость упрочнения и малая величина удлинения до разрушения, по сравнению с КЗ алюминием. При охлаждении до 4,2 К параметры кривых упрочнения УМЗ и КЗ алюминия становятся близкими по величине. Макроскопическое распределение деформации вдоль образца существенно зависит от температуры деформирования, а также исходной структуры материала: 1) чем ниже температура, тем более однородно распределена деформация вдоль образца при фиксированной деформации; 2) степень неоднородности деформации увеличивается с измельчением зерна. При  $d = 1$  мкм и  $T = 295$  К деформация локализована на 10-20% рабочей части образца. Зависимость от температуры эффективной начальной длины образца необходимо учитывать при расчете кривых напряжение-деформация и определении скорости растяжения. Следует отметить, что при очень низкой температуре (4,2 К) деформация РКУП алюминия, даже после 8 проходов, распределяется практически однородно по всей рабочей части образца.

Полученные результаты свидетельствуют о том, в УМЗ алюминии с размером зерна порядка 1 мкм и высокой плотностью дислокаций в границах зерен баланс процессов размножения и аннигиляции дислокаций смещается в пользу аннигиляции. Этим объясняется низкий коэффициент деформационного упрочнения и сильная локализация деформации (образование шейки) уже при малых деформациях. В условиях глубокого охлаждения, когда термоактивационные процессы аннигиляции дислокаций подавлены, как для УМЗ, так и для крупнозернистого Al характерна высокая скорость упрочнения, которая обеспечивает сочетание высокой прочности и значительного резерва однородной деформации.

## ТЕКСТУРНАЯ АНИЗОТРОПИЯ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ПЛАСТИЧЕСКИ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЦИРКОНИЯ И ЕГО СПЛАВОВ С НИОБИЕМ

А.В. Федорченко<sup>1</sup>, Л.С. Ожигов<sup>2</sup>, М.А. Тихоновский<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины, 61103 Харьков, пр. Ленина 47

<sup>2</sup>Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт» 61108, Харьков, ул. Академическая 1  
e-mail: fedorchenko@ilt.kharkov.ua

В работе исследуется влияние интенсивной пластической деформации (ИПД) растяжения на магнитную восприимчивость йодидного циркония и конструкционных сплавов Zr с 1 вес. % Nb - кальциевотермического сплава КТЦ-110 и электролитического сплава Э-110 - из трубчатых оболочек твэлов. Цель работы - выяснение возможности магнитной диагностики их структурного состояния.

Магнитная восприимчивость  $\chi$  измерялась в трех взаимно перпендикулярных направлениях, включая направление  $z$  оси волочения циркониевых стержней и продольной оси растяжения заготовок твэльных труб. Измерения проводились в интервале температур  $T = 4.2 - 270$  К с погрешностью  $\sim 0.6\%$ .

Установлено, что при ИПД волочения в области значений истинной деформации  $4 < \varepsilon < 10$  средняя величина восприимчивости чистого циркония,  $\chi(\varepsilon)$ , сохраняется такой же, как у исходного недеформированного образца,  $\chi(\varepsilon=0)$ , и монокристалла. При этом сформировалась практически постоянная текстурная анизотропия восприимчивости с минимальной компонентой вдоль оси деформации,  $\chi_z$ , которая точно соответствует компоненте восприимчивости монокристаллического циркония в базисной плоскости,  $\chi_a$ . Трехчасовой рекристаллизационный отжиг при  $580$  °С мало сказывается на магнитных свойствах деформированного образца. Отсюда следует, что

- текстура волочения полностью насыщена, и базисные плоскости кристаллитов ориентированы строго вдоль оси деформации;
- основным механизмом деформации является скольжение по базисным плоскостям;
- внутренние напряжения в цирконии после ИПД невелики.

Аналогичные характеристики имеют образцы сплавов из твэльных труб. Благодаря их асимметрии выявлена анизотропия восприимчивости в плоскости  $xу$ , вызванная веерным распределением оси  $c$  кристаллитов и, соответственно, «рулонной» упаковкой базисных плоскостей кристаллитов. Оценена доля этой текстуры ( $\sim 30\%$ ).

Таким образом, магнитная восприимчивость оказывается полезным инструментом для картографии преимущественной ориентации зерен и может использоваться для анализа ведущих механизмов на различных стадиях и при различных способах деформации анизотропных металлов по виду образующейся текстуры.

## ВОДОРОДНЫЕ КОНЦЕНТРАЦИОННЫЕ НАПРЯЖЕНИЯ И ФОРМОИЗМЕНЕНИЕ ПАЛЛАДИЕВОЙ ПЛАСТИНЫ ПРИ ЕЁ ОДНОСТОРОННЕМ НАСЫЩЕНИИ ВОДОРОДОМ

Е.Н. Любименко, В.А Гольцов, Ж.Л. Глухова

*Донецкий национальный технический университет,  
83000 Донецк, ул. Артема, 58  
e-mail: Lyubimenko@inbox.ru*

Водородное воздействие на материалы вызывает возникновение, перераспределение и релаксацию водородных концентрационных напряжений, что обуславливает в системах металл-водород развитие водородоупругих эффектов. Одним из таких эффектов, является формоизменение металлического изделия под воздействием водорода. Представляет интерес исследование формоизменения Pd в широком интервале параметров водородного воздействия.

В работе была поставлена задача: спроектировать и изготовить новую водородо-вакуумную установку, отработать методику и провести пробные исследования водородоупругой деформации пластины палладия при температуре 200 °С.

Модернизированная водородо-вакуумная установка состоит из следующих блоков: рабочая камера из нержавеющей стали; вакуумная часть; блок хранения, диффузионной очистки и подачи водорода; блок нагрева образца и автоматического регулирования температуры; блок для наблюдения "in situ" за изгибом образца и для измерения величины его прогиба.

Для исследования использовали образцы в виде пластинки размером 68x5,5x0,29 мм, на одну из сторон наносили медное покрытие электролитическим способом в растворе медного купороса в 4,25 % -ном водном растворе серной кислоты. Толщина медного покрытия составила 0,75 мкм.

Изучение формоизменения палладиевой пластины при её одностороннем насыщении водородом проводили при температуре 200°С на пластинке предварительно не содержащей водород и равномерно насыщенной водородом ( $n = \text{H}/\text{Pd} \approx 0,028$ ).

В работе представлены полученные экспериментально временные зависимости индуцированных водородом обратимых изгибов пластинки палладия, предварительно не содержащей водород. Максимальный изгиб составил  $y = +2,0 \div +2,05$  мм, зафиксирована индуцированная водородом полностью обратимая упругая деформация пластинки при её насыщении водородом ( $\Delta P_{\text{H}_2} = 3,5 \cdot 10^{-2}$  МПа). Концентрация водорода в образце по завершению эксперимента составляла  $n = \text{H}/\text{Pd} \approx 0,014$ .

Было установлено, что палладий, исходно содержащий водород (сплав  $\alpha\text{-PdH}_{0,028}$ ) при его дополнительном насыщении водородом до состава ( $n = \text{H}/\text{Pd} \approx 0,052$ ) ведет себя, как палладий, исходно не содержащий водород, где характер временной зависимости сохраняется, максимальная величина обратимого изгиба имеет величину  $y = +2,1 \div +2,15$  мм.

Были также проведены исследования поведения пластины при дегазации, предварительно насыщенной до концентрации  $n = \text{H}/\text{Pd} \approx 0,052$ . Установлено, что при изменении давления водорода от  $P_{\text{H}_2} = 0,24$  МПа до  $P_{\text{H}_2} = 1,33$  Па изгиб образца обратимый и после выдержки в процессе дегазации практически возвращается в исходное состояние, при этом обратимая деформация составила  $y = -3,0 \div -3,05$  мм, а необратимая около 3 % от максимальной деформации, достигнутой в эксперименте.

Установлено, что в принятых условиях эксперимента при водородных воздействиях (при насыщении водородом или дегазации) палладиевая пластина, исходно не содержащая или исходно содержащая водород, испытывает водородоупругие полностью обратимые изгибы. Полная обратимость явления означает, что возникающие в выполненных экспериментах водородоупругие напряжения I рода, ответственные за наблюдаемые эффекты не превосходили предела упругости металла.

## ДОСЛІДЖЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ СИСТЕМИ Zr-ZrO<sub>2</sub> ТА ОСОБЛИВОСТЕЙ ЇЇ ДЕГРАДАЦІЇ

**О. В. Тарануха, В. В. Старіков**

Національний технічний університет «ХПІ»  
61002 Харків, вул. Фрунзе 21  
e-mail: taranukha\_al@ukr.net

У роботі проводились дослідження електричної провідності оксиду цирконію, що був отриманий шляхом анодного окислення цирконієвої фольги. Перед окисленням зразки фольги пластично деформувалися на 99%. Частина зразків для зниження ступеню деформації відпалювалася у вакуумі  $P \sim 10^{-4}$  Па при температурах  $T_1 = 430$  °C та  $T_2 = 680$  °C. На поверхні зразків після попередніх деформацій та відпалів формувалися оксидні плівки в діапазоні товщин  $2 \cdot 10^{-8} \div 3 \cdot 10^{-7}$  м.

Ступень деформації металевої підкладки впливає на структуру поверхневого оксиду та на його електричну провідність (рис. 1). Такий вплив суттєво знижується при збільшенні товщини оксиду до 1500 Å.

Деградаційні процеси в системі Zr-ZrO<sub>2</sub> визначаються як порушенням стехіометрії анодної оксидної плівки, пов'язаним з дифузійним обміном між оксидом та підкладкою, так і кристалізацією аморфного оксиду. Обидва процеси призводять до зростання провідності поверхневого оксиду. В роботі розглядалися питання, пов'язані з дифузійним обміном між металевою підкладкою та її вищим оксидом за рахунок переносу кисню з оксиду в метал. Процес стимулювався шляхом вакуумного відпалу.

Відмінною рисою деградації системи Zr-ZrO<sub>2</sub> є те, що при цьому росте геометрична товщина оксиду. Ріст товщини визначений як візуально по інтерференційному забарвленню окисленої поверхні, так і по інтерференції на спектрах відбиття системи Zr-ZrO<sub>2</sub>.

Були розраховані коефіцієнти дифузії кисню для ряду вентильних металів і їхніх оксидів (табл. 1). Схеми розподілу кисню в двошаровій системі Zr-ZrO<sub>2</sub> у порівнянні з аналогічними системами на основі Ti, Ta, Nb до і після відпалу представлені на рис. 2.

Таблиця 1 – Коефіцієнти дифузії кисню в металах та їх оксидах

Метал	$D_{\text{метала}}, \text{M}^2/\text{c}$	$D_{\text{оксида}}, \text{M}^2/\text{c}$
Ti	$8,32 \cdot 10^{-20}$	$2,52 \cdot 10^{-30}$
Zr	$2,52 \cdot 10^{-18}$	$2,72 \cdot 10^{-16}$
Nb	$8,66 \cdot 10^{-10}$	$1,03 \cdot 10^{-17}$
Ta	$1,58 \cdot 10^{-9}$	$1,89 \cdot 10^{-15}$

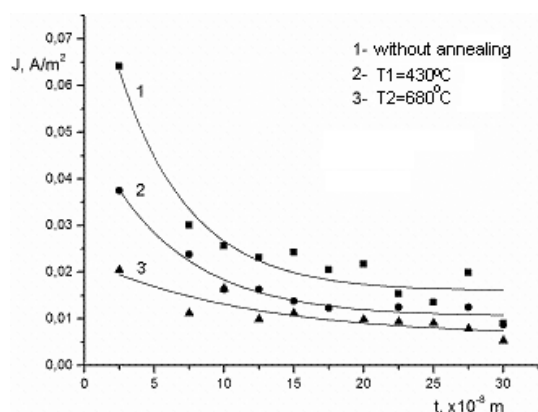


Рис. 1 – Залежність густини струму зразків Zr-ZrO<sub>2</sub> від товщини оксиду для різних температур відпалу підкладки

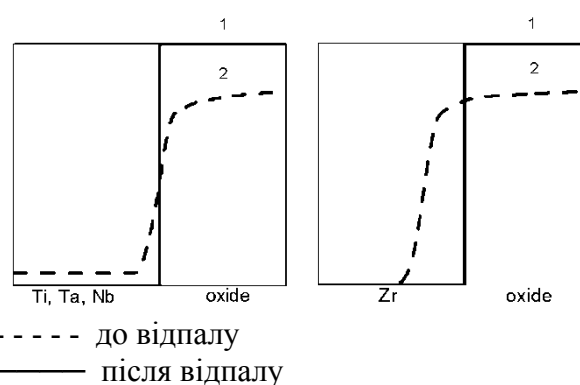


Рис. 2 – Схема розподілу кисню в структурах Me-Me<sub>x</sub>O<sub>y</sub>

## ВЛИЯНИЕ ЧАСТИЧНОЙ ЗАМЕНЫ НИКЕЛЯ КОБАЛЬТОМ НА КИНЕТИКУ НАНОКРИСТАЛЛИЗАЦИИ АМОΡФНЫХ СПЛАВОВ $Al_{86}(Ni,Co)_8Gd_6$

**В.В. Попов<sup>1</sup>, С.Г. Рассолов<sup>1</sup>, В.В. Максимов<sup>1</sup>, Е.А. Свиридова<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины,  
83114 Донецк, ул. Р. Люксембург, 72,

<sup>2</sup>Луганский национальный университет им. Т.Г. Шевченко,  
91011 Луганск, ул. Оборонная, 2,  
e-mail: salvik@pisem.net

Недавно проведенные исследования новой группы аморфных сплавов  $Al_{86}(Ni_x,Co_{8-x})_8RE_6$  (где  $RE = Gd, Y$ , а  $x = 2, 6$ ) [1] показали, что частичная замена никеля кобальтом приводит к повышению микротвердости и температуры начала кристаллизации при непрерывном нагреве с постоянной скоростью. Учитывая, что эти сплавы являются перспективными для получения объемных высокопрочных материалов с нанокompозитной структурой методами интенсивной пластической деформации [2], в настоящей работе была поставлена задача: изучить кинетику формирования нанокompозитных структур в сплавах с различным соотношением никеля и кобальта.

Для этой цели методами измерения изменений относительного ЭС и рентгеноструктурного анализа (дифракция рентгеновских лучей на большие и малые углы) были проведены исследования кинетики кристаллизации аморфных сплавов  $Al_{86}Ni_6Co_2Gd_6$  и  $Al_{86}Ni_2Co_6Gd_6$  и структуры частично закристаллизованных сплавов. Установлено, что в начале кристаллизации исследованных сплавов формируются нанокompозитные структуры, представляющие собой кристаллы чистого г.ц.к. Al со средними размерами ~10-15 нм и объемной плотностью  $\sim 10^{22} - 10^{23} \text{ м}^{-3}$ , распределенные в остаточной аморфной матрице, однако форма кинетических кривых нанокристаллизации  $X(t)$  существенно различалась. Из анализа кривых  $X(t)$ , построенных в координатах Авраами, следует, что частичная замена никеля кобальтом приводит к изменению механизма нанокристаллизации от диффузионно-контролируемого роста "закаленных" центров (показатель Авраами  $n \leq 1.5$ ) (а) к нестационарному зарождению ( $n > 4$ ) (б) и последующему диффузионно-контролируемому росту наномасштабных кристаллитов.

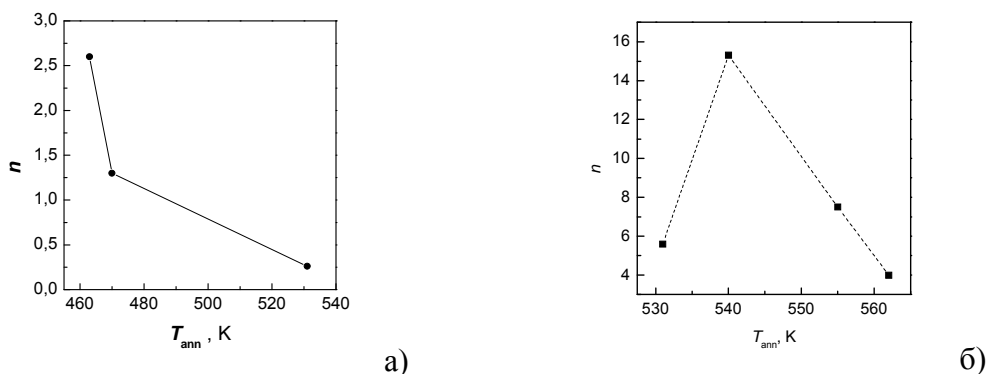


Рис.1. Зависимость показателя Авраами начала первой стадии превращения аморфных сплавов  $Al_{86}Ni_6Co_2Gd_6$  (а) и  $Al_{86}Ni_2Co_6Gd_6$  (б) как функция температуры отжига.

[1] Маслов В.В., Носенко В.К., Машира В.А., Ткач В.И. и др. // *Металлофизика и нов. технол.* - 2005. - т. 27, №7. - с. 937.

[2] Shpak A.P., Varyukhin V.N., Tkatch V.I., Maslov V.V., Beygelzimer Y.Y., Synkov S.G., Nosenko V.K., Rassolov S.G. // *Mater. Sci. Eng. A* - 2006. - v. 425. - p. 172.